



HAL
open science

Optimisation de l'accélération d'ions par choc électrostatique dans un jet de gaz et application à la production de radioisotopes

Julien Bonvalet

► **To cite this version:**

Julien Bonvalet. Optimisation de l'accélération d'ions par choc électrostatique dans un jet de gaz et application à la production de radioisotopes. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0134 . tel-03772538

HAL Id: tel-03772538

<https://theses.hal.science/tel-03772538>

Submitted on 8 Sep 2022

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

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

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGÉNIEUR

par **Julien BONVALET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

**Optimisation de l'accélération d'ions par choc
électrostatique dans un jet de gaz et application à la
production de radioisotopes**

Date de soutenance : Jeudi 31 Mars 2022

Devant la commission d'examen composée de :

Caterina RICONDA	Prof. des Universités, LULI	Rapporteure
Julien FUCHS	Directeur de Recherche, LULI	Rapporteur
Fazia HANNACHI	Directrice de Recherche, CNRS,CENBG	Présidente du jury
Anaëlle MAURY	Chargée de Recherche, CEA,IRFU	Examinatrice
Rachel NUTER	Chercheur-Ingénieur, CEA	Examinatrice
Mickael GRECH	Chargé de Recherche, LULI	Examinateur
Philippe NICOLAI	Directeur de recherche, CELIA/CEA	Directeur
Emmanuel D'HUMIÈRES	Prof. des Universités, CELIA/Univ. Bordeaux	Co-directeur
Vladimir TIKHONCHUK	Prof. Emérite, CELIA/Univ. Bordeaux	Invité
Didier RAFFESTIN	Chercheur-Ingénieur, CELIA/CEA	Invité

Résumé La production de radioisotopes, notamment d'intérêt médical, est aujourd'hui principalement assurée par des accélérateurs conventionnels à géométrie circulaire: les cyclotrons. Ces radioisotopes ou isotopes radioactifs, une fois produits, sont injectés dans le corps du patient à des fins diagnostique ou/et curative. Pour des radioisotopes émetteurs de positrons β^+ , le positron émis lors de la désintégration du radioisotope, s'annihile en deux rayonnements gammas de façon instantannée par réaction avec un électron du milieu. Ces deux gammas émis à 180° sont détectés en coïncidence et permettent de connaître a posteriori le point d'émission du positron et ainsi de cartographier l'organe du patient. Pour des radioisotopes émetteurs d'électrons β^- ou de particules α , les rayonnements ionisants émis permettent, quant à eux, de traiter le patient en irradiant les cellules cancéreuses.

Les radioisotopes utilisés en médecine nucléaire doivent présenter une courte durée de vie (de quelques minutes à quelques jours) afin de ne pas engendrer de dommages collatéraux chez le patient. Cette contrainte impose une production au sein même des services de médecine nucléaire pour les radioisotopes les plus courants (Fluor-18 en diagnostic) grâce à des cyclotrons conséquents en termes d'encombrement et d'investissement. D'autres radioisotopes nécessitent des moyens de production encore plus importants (cyclotron de type ARRONAX, réacteurs nucléaires pour le Technétium 99) et doivent être livrés dans les hôpitaux de façon régulière.

Les délais d'acheminement, les coûts d'installation et de maintenance des cyclotrons, le vieillissement des réacteurs nucléaires, parallèlement au développement continu des systèmes laser de haute puissance et de haute intensité, ont amené à envisager la production de ce type de radioisotopes par accélération laser. La production d'un faisceau d'ions accélérés par interaction laser-plasma est étudiée et mise en pratique depuis plusieurs décennies. Les faisceaux d'ions obtenus présentent des propriétés remarquables comparés à ceux produits par les accélérateurs conventionnels : courte durée, faible émittance, courants importants.

En effet, l'accélération d'ions par laser permettrait d'abaisser les coûts de production mais aussi d'obtenir un système beaucoup plus flexible qu'un accélérateur conventionnel: en choisissant les cibles irradiées selon la gamme d'énergie du faisceau d'ions obtenu par accélération laser, la création de nombreux radioisotopes deviendrait possible avec un unique et même système: l'accélérateur laser.

L'objectif de cette thèse est, dans un premier temps, d'optimiser l'accélération d'ions par laser ultra haute intensité (UHI), notamment par choc électrostatique dans un jet de gaz, mais aussi par interaction avec une cible solide. Les caractéristiques du faisceau primaire d'ions accélérés ainsi obtenu sont d'une importance capitale pour envisager de produire des radioisotopes à l'aide de celui-ci. Générer un faisceau d'ions de haut flux, avec un contrôle de son spectre énergétique, est une étape cruciale pour produire un radioisotope. Le spectre énergétique du faisceau d'ions doit correspondre avec les maxima des sections efficaces de production du radioisotope considéré afin de rendre la production de radioisotopes le plus efficace possible. La première partie de cette thèse s'inscrit donc dans la génération de ce type de faisceau d'ions et son optimisation en termes de flux et d'énergie (avec un maximum d'ions accélérés dans des structures de type quasi mono-énergétiques). L'utilisation de cibles gazeuses est privilégiée dans ce travail puisque ces dernières permettent de profiter des lasers à hauts taux de répétition qui sont d'excellents candidats pour concurrencer les cyclotrons en terme de courant pour le faisceau d'ions primaire.

Cette étude s'appuie sur des simulations numériques modélisant l'accélération d'ions lors de l'interaction du laser avec des cibles solides ou gazeuses, avec un code Particle-In-Cell et la génération des radioisotopes lors de la propagation de ces ions dans une cible secondaire, avec un code Monte Carlo. La production in situ de radioisotopes par éclairage direct d'une

cible est aussi étudiée à l'aide de ces deux types de codes. Cette chaîne de codes numériques a pu être validée au cours de plusieurs campagnes expérimentales réalisées durant cette thèse.

Que la cible utilisée soit solide ou gazeuse, l'impulsion laser doit pouvoir transférer un maximum d'énergie au plasma afin d'accélérer efficacement les ions en termes de flux et d'énergie. L'efficacité de l'accélération des ions dépend fortement des profils en densités de la cible (ailes du gaz ou préplasma dans le cas d'une cible solide) et du mécanisme d'accélération. Tous ces aspects sont étudiés dans la première partie de ce manuscrit. Durant ce travail de thèse, l'optimisation de l'accélération de protons par choc électrostatique dans un jet de gaz a été obtenue en sculptant spatialement la cible à l'aide de deux lasers nanosecondes (ns). La production d'un faisceau accéléré de particules alphas, à partir de jets de gaz d'hélium mais aussi en utilisant la réaction de fusion proton-Bore, a aussi été largement étudiée durant ce travail: les simulations numériques confirment et permettent d'éclairer les observations expérimentales.

Le développement numérique d'une chaîne numérique composée de trois types de codes a été réalisée durant ces trois années de doctorat: un code hydrodynamique traitant l'interaction entre une pré-impulsion laser (parasite de l'impulsion principale ou impulsions laser nanoseconde servant à sculpter spatialement le jet de gaz) et la cible (TROLL [1] et CHIC [2]) - un code Particle-In-Cell modélisant l'interaction entre l'impulsion laser principale et le plasma préformé par la pré-impulsion (SMILEI [3]) - un code Monte Carlo (FLUKA [4]) modélisant la propagation des ions dans la matière et les réactions nucléaires qui s'y produisent. Cette chaîne a permis de dimensionner et d'analyser des expériences sur des installations laser actuelles mais aussi de servir de base pour de futures expériences.

Mots-clés Réaction nucléaire, Radioisotopes, Interaction laser-plasma, Physique des particules, Jet de gaz, Choc électrostatique sans collision, Accélération d'ions

Laboratoire d'accueil Centre Lasers Intenses et Applications (C.E.L.I.A.), 43 rue Pierre Noailles, domaine du Haut Carré, 33400 TALENCE.

Title Laser driven ion acceleration by electrostatic shocks in gas jet targets and radioisotopes production.

Abstract The production of radioisotopes in relevance with the nuclear medicine community is nowadays warranted by cyclotrons. These radioisotopes, once produced, are injected in the patient body for curative or diagnostics purpose. For β^+ emitters, the positron, reacting with matter electrons, annihilates in two gamma photons. These two photons, emitted at 180° are detected by coincidence and allow to know the exact position of the emission point and to map the patient organ. For β^- or α emitters, the ionizing radiation emitted is used to kill the cancer cells.

The radioisotopes related to nuclear medicine have to present a short lifetime so as not to not drive collateral damages for the patient. Thus, a production closed to the nuclear medicine department is compulsory. This is the case for the Fluor-18 for example that is produced inside the hospitals by little cyclotrons. Other radioisotopes require more important means of production (cyclotron as ARRONAX in Nantes, nuclear power plants for the Tc-99) and have to be delivered every week to the nuclear medicine department.

The delivery times, the hardware installation and maintenance costs added to the aging of nuclear reactors drive scientists to consider other facilities for radioisotopes production. The actual laser systems are known to accelerate ions from laser-plasma interaction. Actually, laser-driven ion acceleration is an attractive way to realize compact and affordable ion sources for many exciting applications, including to produce radioisotopes in relevance with the nuclear medicine community. We propose to use ion beams to produce radioisotopes in a secondary target.

At first, we explore and optimize laser-driven ion acceleration, especially by collisionless electrostatic shocks in a gas jet. The solid targets are also considered in this work. This ion beam requires particular characteristics on its energy spectrum and its flux to produce radioisotopes in a secondary target. The ion energy distribution has to match the higher cross section values for the nuclear reaction producing the desired radioisotope. So the first part of this work consists of optimizing the production of an ion beam with a high flux and with a high energy. The use of gas jet targets is the best way to take advantage of high repetition rates laser systems since the final goal is to replace cyclotrons by a more flexible device: laser beam.

A maximum of laser energy has to be transferred to the solid target or to the gas jet target in order to make the laser ion acceleration process more efficient. The acceleration efficiency depends on the target density profile (presence of a pre plasma in the solid target case or the gas jet wings) and on the acceleration mechanism. All these questions are studied in the first part of this manuscript. We propose to strongly improve the ion acceleration with maximum ion energy of tens of MeV thanks to the interaction of a relativistic laser pulse with a tailored gas jet target. The production of a beam of energetic alpha particles is studied in this work, from an helium jet target and also from the proton-boron fusion reaction.

We present the numerical chain, that we developed at CELIA during this three-year research process, formed by an hydrodynamic code (TROLL [1] or CHIC [2]) that allows to simulate the interaction between the target and the laser pre-pulse, the Particle-In-Cell (PIC) code Smilei [3] for the interaction between the main pulse and the plasma, and the MONTE-CARLO code FLUKA [4] for the propagation of the ion beam in the secondary target and nuclear reactions that allow to produce radioisotopes. The results of radioisotope production are analysed, in terms of ion acceleration mechanisms and of targets properties.

Keywords Nuclear reaction, Laser-Plasma Interaction, Particle Physics, Gas Jet, Collisionless Shock Acceleration, Ion Acceleration

Remerciements

Faire un doctorat à 35 ans passés et quitter sa zone de confort en divisant sa rémunération par un certain facteur non négligeable, s'éloigner de ses enfants, de ses amis et de sa famille, quitter un métier de professeur de physique plutôt tranquille... J'ai évidemment hésité. Je ne regrette pas mon choix. Quelle expérience enrichissante !

Expérience que j'ai pu vivre grâce à la persévérance de mon directeur pour faire accepter qu'un ancien réalise une thèse phare amont-aval. Ce directeur, Philippe Nicolaï, est maintenant bien plus que cela pour moi. Bienveillant, toujours à l'écoute, adorable avec moi durant près de trois ans, tu m'as tellement appris dans le domaine de la physique des plasmas. Désolé pour ces milliers de questions. Merci pour tout. D'avoir été là en fin de thèse lorsque la vie m'a joué de sales tours. Vraiment. Tu as gagné ton panier de cèpes jusqu'à ce que je ne puisse plus me déplacer dans les forêts de Dordogne. Tu mérites ton surnom de "papa" ! Dans le bureau de ce premier directeur, Didier Raffestin, qui de son sourire sait vous rassurer dès le matin et vous motiver pour produire des résultats. Au moment où j'allais mal personnellement, tu as été d'une grande aide. Autour de ce bureau, on peut trouver des gens tout aussi sympathiques et prêts à vous aider. En face, Emmanuel d'Humières, mon second directeur. Manu, un concentré de gentillesse, d'expertise des codes PIC, de l'interaction laser-plasma et de la rhétorique du "désolé j'aurai sûrement 15min de retard". Ce travail n'aurait pas été ce qu'il est sans ton aide précieuse. Vous avez, tous les trois, contribué à l'avancement de ce travail de thèse grâce à vos domaines de prédilection : l'hydro pour Philippe, les codes PIC pour Manu et ce qu'on appelle le côté expérimental pour Didier (merci de m'avoir aidé à serrer les écrous d'une parabole Thomson au Japon !). Dans ce même couloir, je remercie aussi chaleureusement Rachel Nuter, un concentré de gentillesse, d'humilité et de connaissances scientifiques, qui m'a soutenu et aidé à tous les points de vue, qu'il s'agisse de discussions physiques ou plus personnelles. Je ne peux évidemment pas oublier les précieux conseils de ce puits de sciences qui m'a autant impressionné par son savoir que par son sourire constant : Vladimir. Ce fut un réel honneur de te rencontrer. Ton humilité et ton expertise m'ont marqués. Merci à toi.

Parmi les permanents du CELIA, le hasard des pauses sur la terrasse (ensoleillée et agréable) du labo m'ont permis de rencontrer des gens formidables : Pierre, je sais que l'on restera amis. Que de discussions passionnantes ! Mais je n'oublie pas Sophie, Sonia et Céline, qui te donnent le sourire dès le matin quand tu passes l'entrée du labo. Je remercie aussi Gaëtan et Richard pour leur aide sans faille sur les problèmes informatiques mais aussi pour les discussions sur la terrasse autour d'un café. Si vous n'aviez pas été là, je ne sais comment j'aurais pu boucler ce travail pendant le confinement.

Cette thèse va me permettre de devenir docteur mais elle m'a surtout permis de rencontrer un tas de gens biens. Léo, mon ami, je sais que l'on restera en contact. La plupart des résultats de ce travail ne te sont pas étrangers. Je te remercie pour tout. Aux autres thésards du couloir, avec qui j'ai partagé des repas, des bières, des voyages, des doutes, des larmes mais aussi des joies et de bonnes rigolades : Paul, la première personne que j'ai connue au CELIA, Paul le chevelu, mon coloc de bureau, Erwan, Adrien, Tib et mon coloc du Berry

Victorien, Antoine, Alessandro. J'espère n'oublier personne parmi ces derniers.

Il y a ceux qui vous soutiennent de l'intérieur mais aussi ceux qui voient ça de plus loin, mais ne vous lâchent pas et restent proches malgré l'éloignement physique. Sonia, mon amie, je t'ai abandonné lâchement au front, dans un lycée berrichon. Tu vois, finalement, la distance n'a en rien altéré cette amitié entre spins. Merci pour tes appels quasi-quotidiens. Si j'en suis là et que cette thèse aboutit, c'est aussi grâce à toi. Et je suis heureux de t'obliger à lire et corriger ce manuscrit plein de formules physiques parce qu'une thèse en chimie viticole t'aurait bien trop plu!

Je tiens aussi à remercier tous ces gens avec qui j'ai collaboré, en France ou ailleurs. Les parisiens Jean-Raph Marquès, Pascal Loiseau et toute l'équipe SMILEI ; en particulier mon pote de fac Frédéric Pérez, mais aussi Mickael Grech et Arnaud Beck qui ont toujours été là pour m'aider à jouer avec ce code sympa qu'est SMILEI. Merci aux physiciens nucléaires bordelais : Fazia Hannachi et Medhi Tarisien. Merci à Jérôme Caron de m'avoir reçu à l'institut Bergonier. Parmi les équipes avec qui j'ai pu travailler et voyager, merci à Daniele Margarone pour sa gentillesse et son enthousiasme constant et à Alessio Morace pour son rôle de guide dans une installation laser mais aussi au sein d'Osaka.

Je ne peux oublier deux profs de physique qui m'ont donné envie de faire des sciences et qui m'ont servi de modèle et de mentor dans mon métier d'enseignant : Anthony Guiné et Laurent Lepetit, respectivement professeurs de physique en lycée et en CPGE. Je tiens aussi à remercier Hervé Toubon, actuel directeur recherche développement et innovation chez Orano, qui m'a motivé dans mon parcours de physicien lors de mon stage de fin d'études chez AREVA NC en 2005.

En pensant aux professeurs, j'ai repris le métier d'enseignant en septembre 2021 dans un petit collège près de Bergerac où j'ai été accueilli chaleureusement par mes nouveaux collègues. Et le hasard de la vie met parfois des gens exceptionnels sur votre route. Et bien, je n'ai pas été épargné en rencontrant une personne formidable, qui bien qu'elle soit prof de lettres, a lu et corrigé cette thèse de sciences! Merci à toi Muriel Rojo. Pour ta relecture évidemment mais surtout pour tout le reste. On n'a pas beaucoup de vrais amis dans la vie mais je suis persuadé que tu fais partie de ces derniers.

Je finirai par remercier ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette thèse : mes parents toujours là pour m'encourager sans pour autant me mettre la pression, mes deux fils adorés Sacha et Léandre, ce dernier ayant pointé le bout de son nez durant ce travail de thèse entre deux simulations PIC, mais qui a rapidement fait ses nuits pour que son papa puisse avancer dans son travail de doctorat.

"La recherche a besoin d'argent dans deux domaines prioritaires : le cancer et les missiles antimissiles. Pour les missiles antimissiles, il y a les impôts. Pour le cancer, on fait la quête."

Pierre Desproges

Table des matières

Introduction	1
I Théorie	5
1 Physique nucléaire et production de radioisotopes	7
1.1 La physique nucléaire	9
1.1.1 Composition du noyau atomique	9
1.1.2 Stabilité et décroissance du noyau	10
1.1.3 Les réactions nucléaires	12
1.1.4 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau mono-énergétique	16
1.1.5 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau d'ions	18
1.1.6 Interaction des ions avec la matière	18
1.2 La médecine nucléaire	20
1.2.1 Caractéristiques des radioisotopes utilisés	20
1.2.2 Cibles utilisées	20
1.2.3 Notion de radiotraceur	21
1.2.4 Des radioisotopes pour l'imagerie	22
1.2.5 Des radioisotopes pour la thérapie	23
1.3 La production routinière de radioisotopes	27
1.3.1 Les cyclotrons en France	27
1.3.2 Principe de fonctionnement	27
1.3.3 Caractéristiques des différents cyclotrons	28
1.4 La production du Scandium en France	29
1.4.1 Intérêt des isotopes du Scandium	29
1.4.2 Production des isotopes du Scandium	29
Références	31
2 Physique de l'interaction laser-plasma relativiste et accélération d'ions	35
2.1 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste	37
2.1.1 Physique du laser	37
2.1.2 Notions de physique des plasmas	43
2.1.3 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste	45
2.2 Accélération de particules par laser	49
2.2.1 Accélération des électrons	49
2.2.2 Accélération des ions	51
Références	61
II Méthodes numériques - Campagnes expérimentales	67
3 Présentation de la chaîne de simulations	69
3.1 Principe de la chaîne de codes	71

3.2	Modélisation de l'interaction laser-plasma	72
3.2.1	Initialisation du plasma - Simulation Hydrodynamique	72
3.2.2	Interaction laser-plasma - Simulation PIC	74
3.2.3	Interaction faisceau d'ions-matière - Simulations Monte-Carlo	81
	Références	84
4	Campagnes expérimentales	87
4.1	Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible solide	89
4.1.1	Etat de l'art - Tir sur cible solide	89
4.1.2	Campagne expérimentale sur le laser LFEX	90
4.2	Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible gazeuse	96
4.2.1	Etat de l'art - Tir sur cible gazeuse	96
4.2.2	Campagne expérimentale - Lasers PHELIX et PICO2000	98
	Références	106
III	Analyse théorique et numérique des campagnes expérimentales	111
5	Accélération d'ions dans une cible solide	113
5.1	Production d'un faisceau de protons par TNSA	115
5.1.1	Effet du préplasma sur le mécanisme TNSA	115
5.1.2	Accélération des protons par TNSA	116
5.1.3	Accélération des ions Carbone par TNSA et Hole-Boring	117
5.2	Production d'un faisceau de particules α en configuration pitcher-catcher	119
5.2.1	Les réactions de fusion proton-Bore	119
5.2.2	Effets des protons de haute énergie	119
5.2.3	Production de particules α énergétiques par transfert d'énergie cinétique	122
5.2.4	Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de protons	124
5.2.5	Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de particules α	125
5.2.6	Comparaison numérique/expérimentale des flux de particules α	126
5.3	Production d'un faisceau de particules α en configuration d'irradiation directe	128
5.3.1	Etude du Hole-Boring dans la cible de bore - hypothèses simplificatrices	129
5.3.2	Accélération des protons par Hole-Boring - simulations PIC 2D	135
5.3.3	Production du faisceau d'alphas - simulation FLUKA	140
	Références	143
6	Accélération d'ions dans une cible gazeuse	147
6.1	Production d'un faisceau de protons par CSA	149
6.1.1	Choc électrostatique sans collision dans un plasma critique	149
6.1.2	Accélération de protons dans un jet de gaz supersonique	150
6.1.3	Accélération de protons dans un jet de gaz sculpté optiquement	155
6.1.4	Comparaison des distributions en énergie des protons accélérés avec sculptage optique	177
6.1.5	Comparaison entre l'étude numérique et les campagnes expérimentales	179
6.2	Production d'un faisceau d'alphas par CSA	181
	Références	186
IV	Application à la production de radioisotopes	189
7	Production de radioisotopes	191
7.1	Adaptation des caractéristiques du faisceau d'ions	193
7.2	Production de radioisotopes du cuivre	193
7.3	Production de Scandium	198

7.3.1 Comparaison des activités entre cyclotron et accélérateur laser	199
Références	201
V Conclusion et annexes	203
Conclusion et perspectives	205
7.4 Résumé et conclusion de ces travaux	205
7.5 Perspectives	207
Références	209
Glossaire	211
Publications et contributions	213

Introduction

Depuis les années 2000, les perspectives de la médecine nucléaire ont profondément été bouleversées par une révolution technologique : l'imagerie médicale TEP [1, 2] (Tomographie par Emission de Positrons) en pratique routinière de cancérologie nucléaire. Les premiers scanners multi modalité TEP/TDM couplant au sein du même appareil un scanner à rayons X (TomoDensitoMétrie, TDM) et un scanner TEP sont aujourd'hui le standard de référence [3]; les grands constructeurs ne fabriquent plus que ce type de machine et la quasi-totalité des services cliniques utilisent des machines multi-modalité TEP/TDM. Parallèlement, un progrès important a été accompli dans le développement de la radiothérapie interne vectorisée, reposant sur l'administration d'un radio-pharmaceutique marqué par un radioélément pour traiter certaines pathologies; principalement en radioimmunothérapie (radioisotopes vectorisés par des anticorps) et en radiopeptide thérapie (radioisotopes vectorisés par des peptides). Actuellement, on dénombre en Europe et par an, plus de 12 millions de procédures médicales (diagnostic et thérapie) utilisant des radioisotopes, soit plus de 30 000 procédures par jour. Environ 90% des radioisotopes sont utilisés à des fins diagnostiques et 10% pour de la thérapie.

Ces développements en médecine nucléaire ouvrent de nouvelles perspectives dans le diagnostic mais aussi le traitement des cancers. De nouvelles molécules vectrices sont actuellement évaluées dans des études précliniques et cliniques. Le concept de la « théranostique [4, 5, 6], consistant à intégrer les aspects diagnostiques dans la prise en charge thérapeutique du cancer fait entrer la médecine nucléaire dans une ère nouvelle de la médecine personnalisée. Au cours des prochaines années, de nouveaux radiopharmaceutiques [7, 8, 9, 10] devraient par ailleurs être validés en cardiologie et en neurologie. Dans ce contexte, les besoins en radioisotopes originaux, émetteurs de positrons, d'électrons et de particules alpha sont bien réels.

La scintigraphie en TEP est obtenue par injection d'un traceur faiblement radioactif par voie intraveineuse. Le marqueur est le plus souvent le Fluor-18 (^{18}F) incorporé dans une molécule de glucose formant le ^{18}F -fluorodésoxyglucose ($^{18}F - FDG$). Ce traceur est semblable au glucose : il se fixe au niveau des tissus qui consomment de grandes quantités de sucre, comme les tissus cancéreux, le muscle cardiaque ou encore le cerveau. Cet isotope, dont la demi-vie est inférieure à deux heures, émet ensuite de façon temporaire des rayonnements β^+ qui, au contact des électrons de la matière, vont s'annihiler pour produire deux photons émis à 180° l'un par rapport à l'autre. Ce radioisotope, tout comme les autres utilisés en imagerie nucléaire (Oxygène-15 (^{15}O), Azote-13 (^{13}N), Carbone-11 (^{11}C)) ont une courte demi-vie (110 minutes pour le fluor-18). Ces isotopes de courte durée nécessitent pour leur production un cyclotron situé à proximité voire au sein même de chaque centre utilisateur.

En radiothérapie interne vectorisée, trois radioisotopes sont actuellement utilisés pour la thérapie : l'iode-131 [11], l'yttrium-90 [12] et le lutetium-177 [13]. L'énergie des β^- émis lors de leur désintégration est bien adaptée aux tailles des petites tumeurs. Cependant, l'iode-131 émet aussi des rayonnements gamma de haute énergie qui requièrent un confinement des malades dans des chambres radioprotégées pendant quelques jours. Ces aspects

pratiques limitent le nombre des malades pouvant bénéficier de la radiothérapie vectorisée. De plus, l'yttrium-90, émetteur β^- de haute énergie, est fixé par la moëlle osseuse et limite donc l'activité injectée. Autre radioisotope d'intérêt, avec des caractéristiques radio-physiques et biologiques favorables : le cuivre-67 (période de 61,5 heures), évalué dans des études précliniques et cliniques depuis plus de deux décennies [7, 9]. Comparé à l'iode-131 et à l'yttrium-90, le cuivre-67 a montré l'index thérapeutique (défini comme le rapport entre la dose efficace et les effets indésirables) le plus élevé. Pourtant sa production industrielle reste très limitée à cause de l'absence de cyclotrons de haute énergie (70 MeV) et de haute intensité (quelques centaines de microampères) nécessaires pour la production de fortes activités. La même démarche peut aussi être envisagée pour le ^{47}Sc ($T_{1/2} = 3.35$ jrs) [10]. Enfin, les radioisotopes émetteurs de particules alpha suscitent de plus en plus d'intérêt pour une utilisation en alpha-thérapie du fait de leur transfert d'énergie (TEL) élevé qui leur procure un fort effet cytotoxique. Quelques radioisotopes émetteurs de particules alpha sont envisagés : l'astate-211, le couple plomb-212/bismuth-212 et le couple actinium-225/bismuth-213 [14]. Avec un accélérateur de particules délivrant des particules alpha, il est possible de produire l'astate-211 (période de 7,2 heures) pour des études d'alpha-thérapie [15].

Pour les applications théranostiques, le même vecteur peut être utilisé pour coupler le radionucléide permettant l'imagerie et celui permettant la thérapie. Les radioisotopes sont alors soit issus du même élément ($^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$, $^{44}\text{Sc}/^{47}\text{Sc}$, $^{152}\text{Tb}/^{161}\text{Tb}, \dots$), soit des radionucléides ayant des propriétés chimiques proches ($^{68}\text{Ga}/^{177}\text{Lu}$, $^{99m}\text{Tc}/^{188}\text{Re}, \dots$). La production de tels couples de radioisotopes, notamment le Scandium, sera étudiée dans la dernière partie de cette étude.

Le besoin en radioisotopes ne va donc cesser d'augmenter dans les années à venir :

- Pour produire des radioisotopes destinés à l'imagerie, la proximité des lieux de production et de mise en oeuvre est une nécessité puisque leur durée de vie ne dépasse pas quelques heures. Les cyclotrons de petite taille au sein des centres hospitaliers permettent cette production. Le coût d'installation de tels cyclotrons est de l'ordre de quelques millions d'euros avec un coût de maintenance élevé chaque année. Les énergies de faisceaux de particules accélérées atteignent la dizaine de MeV sur ces installations et ne permettent que la production de Fluor-18.
- Les radioisotopes pour la radiothérapie interne vectorisée ou des applications théranostiques nécessitent des installations bien plus importantes. Le seul cyclotron pouvant produire ces radioisotopes en France est ARRONAX, installation à plus de 30 millions d'euros, qui permet d'accélérer des faisceaux primaires d'ions (avec des énergies maximales de 30-70 MeV pour les protons et 68 MeV pour les alphas) à des courants de $750 \mu\text{A}$ ($35 \mu\text{A}$) pour les protons (alphas).
- L'isotope servant actuellement à la majorité des scintigraphies est le technétium (^{99m}Tc). La demande en technétium augmente alors que les réacteurs nucléaires permettant sa production vieillissent. Ces réacteurs fissionnent de l'uranium hautement enrichi. L'un des sous produits de fission, le molybdène est ensuite vendu aux laboratoires pharmaceutiques sous forme de générateurs de technétium. En effet, le molybdène est l'élément père du Tc. Ces générateurs sont ensuite livrés de façon hebdomadaire ou bi-hebdomadaire dans les services de médecine nucléaire où sont préparés les radiopharmaceutiques administrés aux patients lors de leurs scintigraphies.

En 2009, alors que la plupart des réacteurs produisant les radioisotopes pour la médecine nucléaire ont plus de 40 ans, l'Autorité de Sûreté Nucléaire française (ASN) a rappelé les risques en amont d'une production mal sécurisée de radioisotopes : « Le risque de pénurie de radioéléments à usage médical ne doit pas conduire à faire l'impasse sur la sûreté des réacteurs qui les produisent ». L'Agence invite à ne pas prolonger l'exploitation des réac-

teurs dangereusement anciens mais à initier une nouvelle approche internationale concertée ; l'ASN invite les autorités médicales à « optimiser » l'utilisation du technétium 99m, et à trouver des méthodes alternatives pour le produire, par exemple avec un accélérateur, ainsi qu'à étudier le recours à d'autres méthodes d'imagerie médicale.

L'utilisation des accélérateurs conventionnels cités ci-dessus implique des volumes et des coûts importants. Une partie des accélérateurs utilisés pour la production de radioisotopes est vieillissante et nécessite d'importants investissements. Ils ne permettent pas une flexibilité remarquable, que ce soit au niveau des énergies de faisceaux de particules ou des intensités délivrées. L'accélération d'ions par laser a acquis un intérêt grandissant depuis plusieurs décennies. L'accélération de particules par interaction entre une impulsion laser et un plasma peut être réalisée sur quelques millimètres et générer des champs accélérateurs de plusieurs TV/m là où un accélérateur conventionnel doit présenter des longueurs d'accélération de l'ordre de plusieurs mètres compte tenu des champs accélérateurs inférieurs. De plus, les faisceaux d'ions produits lors de l'interaction d'impulsions laser de forte intensité avec des cibles solides ou gazeuses présentent des propriétés remarquables par rapport aux faisceaux produits dans les accélérateurs conventionnels : courte durée, faible émittance, courants importants. La production de tels faisceaux d'ions par laser est encore au stade de la recherche et nécessite encore des optimisations.

Ce travail de thèse vise, dans un premier temps, à optimiser l'accélération d'ions par des lasers Ultra Haute Intensité (UHI) dans les plasmas. Les cibles principalement étudiées dans ce travail sont les jets de gaz et les cibles solides. La production de faisceaux accélérés de deux types d'ions est étudiée : les protons et les particules alpha. Ces deux types de particules sont les plus utilisées dans la production de radioisotopes. Pour produire un faisceau de protons accélérés, la nature de la cible solide utilisée n'a que peu d'importance puisque ces ions proviennent en majorité de polluants situés sur les faces de la cible ; si la cible est gazeuse, le jet de gaz utilisé est un jet de dihydrogène sous haute pression. Dans le but de produire un faisceau de particules alpha, le jet de gaz utilisé est un jet d'hélium ; pour une cible solide, nous nous intéressons à la génération de particules alpha par réaction de fusion proton-bore. Trois campagnes expérimentales ont été menées durant ce travail de thèse sur des installations laser de haute intensité (LFEX au Japon, PHELIX en Allemagne et PICO2000 en France) afin de démontrer la possibilité de créer des faisceaux d'ions accélérés par interaction laser-plasma et de produire des radioisotopes. Afin de dimensionner et d'interpréter ces trois campagnes expérimentales, nous avons mis au point une chaîne de codes numériques composée de trois types de codes couplés entre eux (Hydrodynamique, Particle-In-Cell et Monte-Carlo) afin d'étudier toutes les étapes de la production de radioisotopes par accélération laser-plasma. Les résultats expérimentaux ont permis de valider cette chaîne numérique mise en place durant ce travail. La production de radioisotopes par laser ainsi envisagée dans ce travail est comparée avec ce que les accélérateurs conventionnels permettent d'obtenir aujourd'hui en terme d'activité.

L'utilisation de cibles gazeuses permet d'utiliser des lasers à haut taux de répétition et ainsi d'atteindre des intensités de faisceau d'ions importantes afin de pouvoir concurrencer les accélérateurs conventionnels. Dans ce type de cible, le mécanisme d'accélération par choc électrostatique sans collision est le plus probable avec une accélération des ions à deux fois la vitesse du choc. L'optimisation de la création du choc dans un jet de gaz nécessite de sculpter le profil en densité du jet. Nous proposons, dans ce travail, de sculpter optiquement le profil en densité du jet de gaz à l'aide d'impulsions laser nanosecondes afin de pouvoir créer une accélération d'ions par choc via l'impulsion laser UHI. L'obtention de protons accélérés jusqu'à plusieurs dizaines de MeV est ainsi prévue par la chaîne numérique de codes.

L'accélération d'ions en utilisant une cible solide est aussi étudiée dans ce travail. Le

profil en densité de la cible, notamment pour ce qui est du pré-plasma en face avant, est aussi un paramètre essentiel pour l'accélération des ions. Pour ce qui est de la production de faisceaux de particules alpha, la réaction de fusion proton-Bore est étudiée numériquement et expérimentalement. L'obtention de faisceaux de particules α énergétiques (jusqu'à des énergies de 20 MeV et des flux de 10^9 α /sr) a été démontrée expérimentalement et étayée par la chaîne de codes. La production de radioisotopes est aussi étudiée dans ce cas puisque parallèlement à la réaction proton-Bore, d'autres réactions nucléaires aboutissent à la génération d'éléments radioactifs.

Première partie

Théorie

Chapitre 1

Physique nucléaire et production de radioisotopes

Sommaire

1.1 La physique nucléaire	9
1.1.1 Composition du noyau atomique	9
1.1.2 Stabilité et décroissance du noyau	10
Les différents types de désintégrations	10
Définition de la radioactivité	11
1.1.3 Les réactions nucléaires	12
Les différents types de réactions nucléaires	12
Sections efficaces de réactions	13
Energie seuil et chaleur de réaction Q	15
1.1.4 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau mono-énergétique	16
Irradiation	16
Flux de projectiles	17
Epaisseur et masse de la cible	17
1.1.5 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau d'ions	18
1.1.6 Interaction des ions avec la matière	18
1.2 La médecine nucléaire	20
1.2.1 Caractéristiques des radioisotopes utilisés	20
1.2.2 Cibles utilisées	20
1.2.3 Notion de radiotraceur	21
1.2.4 Des radioisotopes pour l'imagerie	22
Décroissance avec émission d'un photon	22
Décroissance avec émission d'un positron	23
1.2.5 Des radioisotopes pour la thérapie	23
La curiethérapie	24
La radiothérapie interne vectorisée	25
Paires théranostiques	26
1.3 La production routinière de radioisotopes	27
1.3.1 Les cyclotrons en France	27
1.3.2 Principe de fonctionnement	27
1.3.3 Caractéristiques des différents cyclotrons	28
1.4 La production du Scandium en France	29
1.4.1 Intérêt des isotopes du Scandium	29
1.4.2 Production des isotopes du Scandium	29
Références	31

Contexte :

La production de radioisotopes est une des nombreuses applications envisagées de l'accélération d'ions par laser. Les radioisotopes doivent être créés par réaction nucléaire entre les ions, accélérés grâce à l'interaction laser-plasma, et les noyaux d'une cible adaptée aux radioisotopes voulus.

Résumé du chapitre :

Parmi les 118 éléments de la classification périodique, seuls 94 sont naturels. Si l'on dénombre 254 isotopes stables, il existe plus de 3 000 isotopes radioactifs, mais l'on n'en trouve que 84 à l'état naturel. Les rayonnements émis lors de leur décroissance libèrent de l'énergie et peuvent être de différents types, le plus souvent alpha (α), bêta (β) ou gamma (γ).

Dans ce chapitre, la production de radioisotopes est contextualisée dans leur utilisation en médecine nucléaire et dans le cadre de la physique nucléaire proprement dite. En se propageant dans la matière, les ions interagissent avec les atomes qui composent le milieu et peuvent provoquer des réactions nucléaires avec une certaine probabilité. En choisissant convenablement la cible irradiée par un faisceau d'ions, on peut créer des isotopes radioactifs d'intérêt médical, des neutrons et des photons pour de multiples applications. Dans cette partie, nous appuierons notre étude sur les radioisotopes du Scandium ($^{44}\text{Sc}/^{47}\text{Sc}$) puisque ces radioisotopes, issus du même élément ont un grand intérêt pour les applications thérapeutiques, en couplant l'aspect diagnostique et l'aspect curatif. Ces derniers peuvent être produits à partir d'un faisceau de protons ou de particules alpha selon la nature de la cible utilisée. Les énergies nécessaires pour déclencher ces réactions nucléaires sont de l'ordre de quelques dizaines de MeV et sont accessibles par accélération laser-plasma ; plusieurs études visant à produire des protons accélérés pour la production de radioisotopes ont été réalisées [1, 2, 3, 4] mais des efforts restent à accomplir concernant l'efficacité de production de tels faisceaux d'ions afin de concurrencer les accélérateurs conventionnels : l'accélérateur laser doit pouvoir permettre de produire des faisceaux d'ions avec des courants importants et avec des distributions énergétiques étroites.

1.1 La physique nucléaire

La physique nucléaire est la science de l'étude du noyau atomique et des interactions dont il est le siège, c'est-à-dire l'étude du noyau atomique en tant que tel mais aussi de la façon dont il interagit avec des particules élémentaires et d'autres noyaux.

1.1.1 Composition du noyau atomique

La plus petite entité imaginée apparaît dans la Grèce Antique avec les atomistes comme Démocrite. Le modèle de cet atome (du grec "atomos" signifiant insécable) a rapidement évolué dès le début du XX^e siècle avec la découverte du noyau et le modèle de Bohr. La plus petite entité alors connue, l'atome, d'une taille de l'ordre de 10^{-10} m révèle sa structure interne avec un noyau très dense et très petit en son centre ($\sim 10^{-15}$ m) et un nuage électronique autour de ce noyau. Le noyau est lui-même constitué de nucléons (Z protons et N neutrons) qui définissent la masse atomique $A = Z + N$ de l'isotope considéré. La masse du noyau est de l'ordre de $A \cdot m_n$ où $m_n \simeq 1\text{GeV}/c^2$ représente la masse du nucléon. Le paramètre Z , appelé numéro atomique, correspond aussi dans le cas d'un atome, au nombre d'électrons que le noyau peut retenir par interaction électromagnétique et définit les propriétés chimiques de l'atome.

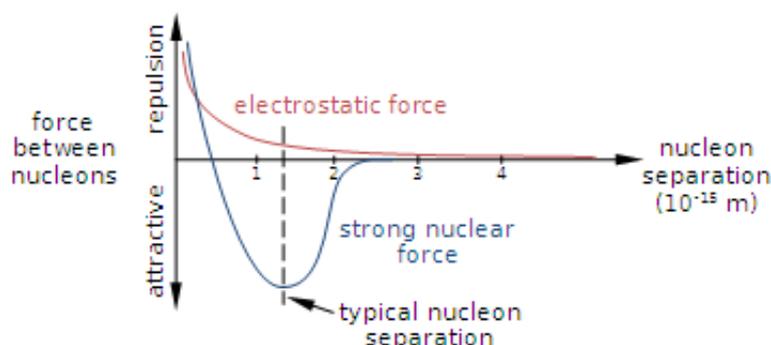


FIGURE 1.1 – Illustration des potentiels dérivant des deux interactions en compétition entre nucléons : la force électrostatique Coulombienne et l'interaction nucléaire forte. En dessous de 0.7 fm, il y a répulsion entre les nucléons selon le principe de Pauli. Entre 0.7 et 1.7 fm, la force nucléaire assure la cohésion des nucléons. Au-delà de 1.7 fm, la force de Coulomb éloigne les protons du noyau.

Au sein du noyau, la répulsion électrostatique des protons, de charge positive, est contrebalancée par l'interaction nucléaire s'exerçant entre les nucléons. Cette force, attractive et très intense, découle de l'interaction forte entre les quarks, constituants des nucléons. La figure 1.1 illustre le potentiel $V(r)$ de cette interaction, qui dépend de la distance r qui sépare deux nucléons. La force nucléaire agit à une distance entre nucléons supérieure à 0.7 fm (femtomètre) et tend vers zéro au-delà de 2 fm. En dessous de 0.7 fm, elle devient répulsive en vertu du principe d'exclusion de Pauli si les particules sont des fermions (puisque les nucléons sont des fermions - particules de spin $1/2$). Par conséquent, entre 0.7 fm et ~ 1.7 fm, l'interaction forte est attractive et surpasse la force de Coulomb (force répulsive entre particules de même charge) qui ne redevient significative qu'au-delà de 1.7 fm.

C'est pourquoi les protons peuvent être confinés au sein du noyau. La force nucléaire n'est pas assujettie à la charge électrique des particules cibles, elle est ainsi indépendante de la charge. En revanche, elle dépend du spin de ces particules. Dans le cas de deux nucléons possédant des spins parallèles, en dessous de 0.7 fm, le principe d'exclusion de Pauli redevient prépondérant. Pour des nucléons possédant des spins antiparallèles, le principe d'exclusion

ne s'oppose pas à l'interaction forte et les nucléons sont fortement liés.

Dans la région comprise entre 1 et 2 fm, l'échange de mésons permet une interaction forte des quarks entre les différents nucléons (transformant les protons en neutrons et inversement) et assure la cohésion du noyau. Cependant, cet effet diminue rapidement avec la distance. Mais si la distance entre deux nucléons est assez faible, ils interagissent ensemble et atteignent l'énergie potentielle minimale. Comme dans tout système physique, les nucléons cherchent à peupler des niveaux d'énergies les plus faibles possibles. Si le noyau se retrouve dans un état excité, il va avoir tendance à se désexciter rapidement en émettant un photon γ correspondant à la différence d'énergie entre les niveaux peuplés par ces derniers (comme pour les électrons).

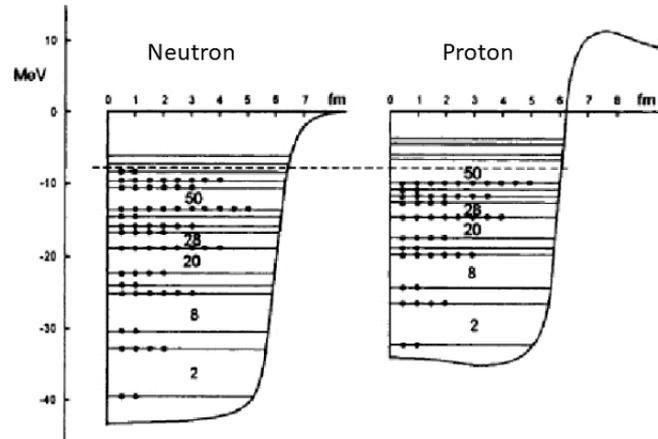


FIGURE 1.2 – Protons et Neutrons peuplant les différents niveaux d'énergies du puits de potentiel de l'étain ^{116}Sn .

Le puits de potentiel pour les protons est moins profond que celui des neutrons (cf. figure 1.2). Ceci est dû à la longue portée de la répulsion électrostatique entre protons. De plus, entre certains niveaux d'énergie, un gap important apparaît et rend le système nucléonique sensible à des "nombres magiques" montrés dans la figure 1.2 quand au peuplement des différents niveaux d'énergie. Le modèle en couches permet d'étudier de façon plus complète le potentiel du noyau.

Une autre approche, le modèle de la goutte liquide, aide à comprendre l'énergie totale du noyau. Ce modèle phénoménologique prend en compte la courte portée de l'interaction forte entre nucléons et la longue portée de la répulsion électrostatique entre protons. L'effet de surface est aussi pris en compte dans la symétrie de l'énergie (conséquence du modèle du gaz de Fermi). Le modèle explique bien pourquoi l'énergie de liaison entre nucléons augmente dans un premier temps avec le nombre de masse A puis décroît à partir de $A \simeq 60$. L'augmentation du nombre de nucléons tend à augmenter le nombre d'interactions fortes mais un grand nombre de nucléons est synonyme d'un gros noyau qui devient le siège d'une répulsion électrostatique considérable. Il faut environ une énergie de 8 MeV pour éjecter un nucléon du noyau atomique.

1.1.2 Stabilité et décroissance du noyau

Les différents types de désintégrations

La symétrie entre protons et neutrons est un facteur essentiel dans la stabilité du noyau atomique. Des populations similaires de protons et de neutrons correspondent à une éner-

gie potentielle minimale pour former des noyaux stables de masse faible. Cependant, pour des noyaux plus lourds, la répulsion Coulombienne entre protons devient plus importante et explique l'excès de neutrons dans les noyaux lourds et stables. Le moindre écart à cette énergie minimale dans un noyau génère une désintégration faible du noyau, entraînant la transformation d'un proton en neutron (ou inversement). Pour les noyaux les plus lourds, la répulsion électrique peut directement induire une autre transformation dans laquelle un fragment entier du noyau est éjecté, généralement sous la forme d'une particule α et parfois en fragments plus lourds pour une fission spontanée. Tous ces mécanismes sont résumés dans le tableau 1.3 et résultent de la transformation d'un noyau initial (de fonction d'onde ψ_i) en un nouveau noyau (ψ_f). Parfois, après le processus de décroissance, des états excités du noyau se retrouvent peuplés (noyau marqué d'une étoile dans le tableau 1.3), le noyau se désexcite alors par émission d'un rayonnement gamma pour revenir à son état fondamental.

Nom	Processus global	Processus interne
β^+	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + e^+ + \nu_e$	$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$
β^-	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + e^- + \bar{\nu}_e$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Capture électronique (CE)	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + \nu_e$	$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$
Décroissance α	${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} X + \alpha$	
Transition isomérique (TI)	${}^A_Z X^* \rightarrow {}^A_Z X + \gamma$	

FIGURE 1.3 – Décroissances radioactives les plus communes.

La désintégration par interaction faible est un mécanisme spontané présentant une certaine probabilité de se produire. Cette probabilité, notée λ [s^{-1}] est liée à l'Hamiltonien de l'interaction faible et de l'espace des phases :

$$\lambda \simeq |\langle \psi_f | \hat{V} | \psi_i \rangle|^2 \quad (1.1)$$

Cette probabilité est aussi liée à la durée de vie moyenne, notée τ , du radioisotope supposé décroître selon :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (1.2)$$

La demi-vie du radioisotope, notée $T_{1/2}$, définie comme la durée au bout de laquelle la moitié des noyaux a subi une désintégration, est plus couramment employée :

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.3)$$

La demi-vie des radioisotopes peut varier de quelques nanosecondes à des milliards d'années, en fonction du radioisotope et de son mode de décroissance. De façon générale, les décroissances nucléaires aboutissent à un noyau excité, qui va ensuite se désexciter en émettant des photons γ d'énergies E_γ , caractéristiques de ses différents niveaux d'énergies avec des intensités variables I_γ . Cette émission γ a lieu instantanément après le processus de décroissance (jusqu'à quelques picosecondes).

Plus de 3000 noyaux, de numéro atomique Z et de nombre de masse A différents, stables et instables, sont répertoriés sur la figure 1.4. Chaque isotope stable du même élément chimique est caractérisé par son abondance naturelle. Les noyaux de même numéro atomique Z sont appelés isotopes, et ceux de même nombre de masse A isobares.

Définition de la radioactivité

Il est impossible de prévoir quand un noyau va subir une désintégration radioactive. Cependant, il est possible d'observer un nombre de désintégrations dN_1 de N_1 noyaux sur

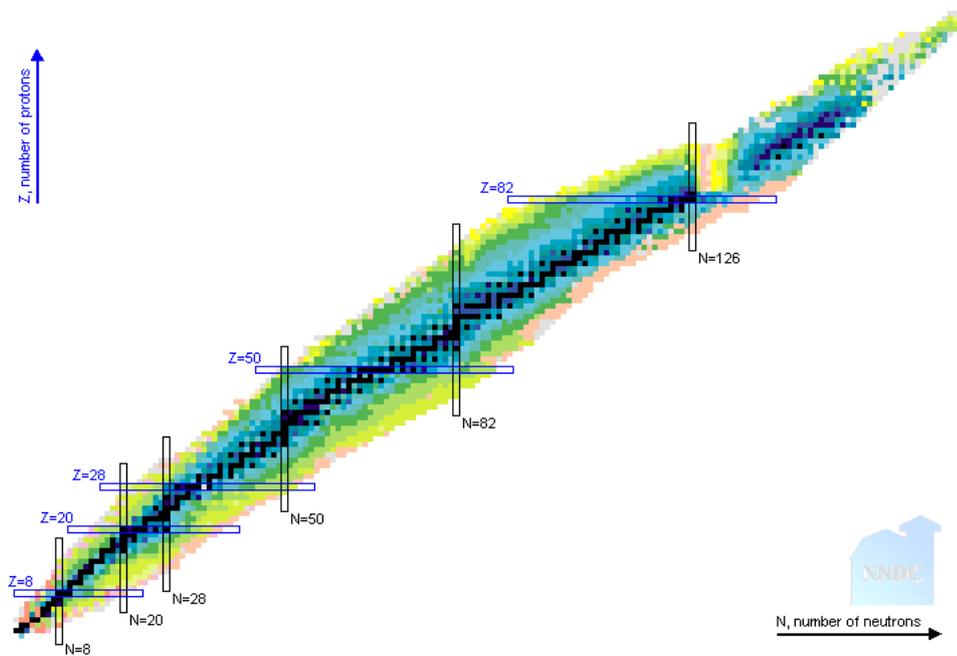


FIGURE 1.4 – Graphique simplifié des noyaux connus. Les noyaux stables sont représentés en noir, les noyaux instables en couleur. Les rectangles horizontaux représentent certains isotopes (même numéro atomique Z), les rectangles verticaux représentent les isobares (même nombre de neutrons). Image tirée de NUDAT2 [5].

une durée dt . Cette valeur, appelée activité, notée $A(t)$, se mesure en Becquerel [Bq] et représente le nombre de désintégrations par seconde. L'activité est liée au nombre de noyaux et à leur probabilité λ de se désintégrer par seconde :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -A(t) = -\lambda \cdot N_1(t) \quad (1.4)$$

La loi de décroissance est, par conséquent, une loi de décroissance exponentielle :

$$A(t) = A(t=0) \cdot \exp(-\lambda t) \quad (1.5)$$

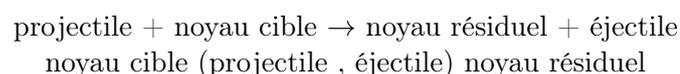
Le paramètre $A(t=0)$ est l'activité de l'échantillon au début du processus de désintégration (dans notre étude à la fin du bombardement de la cible). On le notera A_0 par la suite.

1.1.3 Les réactions nucléaires

Les différents types de réactions nucléaires

Tous les isotopes radioactifs naturels proviennent de désintégrations successives mais la plupart des 3000 noyaux connus n'existent pas à l'état naturel. De nombreux radioisotopes sont synthétisés par irradiation d'un matériau stable. En pratique, cela correspond à la collision d'une particule accélérée (projectile) avec un noyau stable (cible) en utilisant des accélérateurs de particules. Le noyau étant 100000 fois plus petit que l'atome, cette collision reste rare puisque qu'un projectile traversera la cible sans interagir avec le noyau la plupart du temps. Pour assurer une production de radioisotopes par cette méthode, il faut donc s'assurer de créer des flux de particules - projectiles importants.

Les réactions nucléaires seront écrites comme suit dans ce manuscrit :



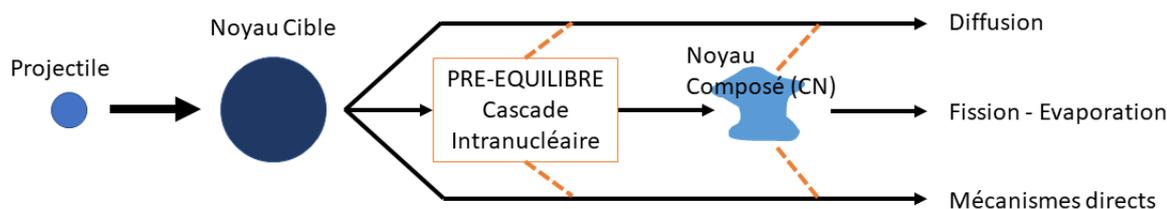


FIGURE 1.5 – Processus possibles suite à l'interaction du projectile avec un noyau de la cible

Si le projectile passe assez près du noyau cible, trois principaux processus peuvent se produire (voir figure 1.5) :

1. la diffusion élastique ou inélastique : dans le cas de la diffusion élastique, l'énergie cinétique du système demeure la même avant et après la diffusion dans le centre de masse. Dans le cas de la diffusion inélastique, une partie de l'énergie cinétique est transférée au noyau cible et/ou au projectile.
2. la création d'un noyau composé. Dans ce processus, le projectile entre en collision avec la cible et interagit par la force nucléaire. Le noyau cible et le projectile combinent leur moment, formant un composé de moment angulaire et d'énergie d'excitation maximum. Typiquement, le noyau composé se désintègre en moins de 0.1 femtoseconde, par fission ou par évaporation de nucléons. Cette étape s'accompagne le plus souvent d'émission de neutrons et de γ prompts.
3. les processus directs, qui incluent les collisions et les réactions avec des projectiles d'énergie suffisantes pour éjecter un fragment du noyau cible ou collecter des nucléons de ce dernier. Ces processus de réactions directes sont considérés bien plus rapides que la formation du noyau composé.

Sections efficaces de réactions

Pour produire des radioisotopes d'intérêt médical, la voie la plus pratique passe par la formation de noyaux composés. En mécanique quantique, afin d'estimer la probabilité d'une réaction d'intérêt, l'approche la plus utilisée utilise l'aspect ondulatoire des particules. Dans ce dernier, le noyau est considéré comme un espace des champs qui affecte le comportement des ondes qui représentent les particules. La fonction d'onde d'une particule de moment $\hbar\vec{k}$ et à la position \vec{r} est une grandeur complexe :

$$\psi \simeq \exp(j \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (1.6)$$

L'onde du projectile, ψ_{in} , passe à travers le potentiel $V(r)$, et devient ψ_{out} , diffusée à l'angle solide Ω . La quantité observable est la probabilité, ou section efficace (σ), pour le processus transformant ψ_{in} en ψ_{out} , affecté par l'interaction nucléaire \hat{V} dans l'espace des phases correspondant :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq |\langle \psi_{out} | \hat{V} | \psi_{in} \rangle|^2 \quad (1.7)$$

La section efficace totale est par conséquent :

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot d\Omega \quad (1.8)$$

La section efficace a la dimension d'une surface d'unité [m^2], plus communément exprimée en barn [b] ($1b = 10^{-24}cm^2$). Les sections efficaces les plus courantes varient de quelques millibarns à quelques barns. Cette grandeur correspond à la surface fictive que devrait avoir la particule cible pour reproduire la probabilité observée de réaction avec une autre particule

en supposant que ces collisions se produisent entre objets matériels impénétrables.

En utilisant l'approximation de Born, il est possible de déduire que la probabilité totale pour toutes les réactions est donnée par :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \cdot L_{max}^2 \quad (1.9)$$

Où L_{max} est le transfert maximum de moment angulaire durant la collision, k le nombre d'onde du projectile. Ces deux facteurs sont liés à l'énergie E du projectile (dans le référentiel du laboratoire) et correspondent à la courbe d'excitation, $\sigma(E)$, présentée sur la figure 1.6 en pointillés. Cette courbe sature à haute énergie, atteignant la section efficace géométrique représentant la surface effective de la cible. La section efficace totale se scinde en différentes voies de réactions. Le nombre de fragments émis par le noyau composé augmente avec l'énergie du projectile. Il est très difficile de calculer des sections efficaces de façon théorique. Certains codes (TALYS [6] ou EMPIRE [7], et leurs évaluations TENDL [8]) permettent d'obtenir ces valeurs de sections efficaces via des modèles semi-empiriques. Des mesures expérimentales de sections efficaces sont aussi tabulées dans la littérature.

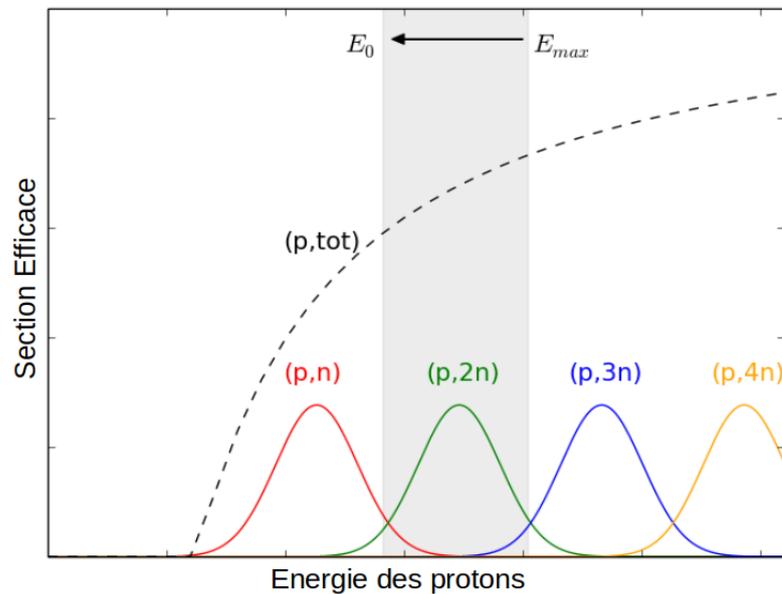


FIGURE 1.6 – Illustration simplifiée de la section efficace et des voies séparées de production pour des réactions de fusion-évaporation induites par des protons avec formation d'un noyau composé et évaporation de neutrons. La partie grisée représente l'intervalle d'énergie $E_{max} \rightarrow E_0$ qui favorise la réaction (p,2n).

Un radioisotope peut être produit via diverses voies/réactions nucléaires sur différents noyaux cibles. Par exemple, le scandium-43 peut être produit par réaction nucléaire entre des protons et des isotopes naturels du calcium ou du titane. Les fonctions d'excitation pour ces différentes réactions sont montrées sur la figure 1.7. Afin de calculer la section efficace pour la réaction $^{nat}Ca(p, x)^{43}Sc$, toutes les sections efficaces contribuant à cette réaction sont ajoutées après avoir été multipliées par l'abondance de chaque isotope du calcium de la cible naturelle.

Afin de produire le scandium-43 à partir d'un faisceau primaire de protons, on remarque en comparant les sections efficaces que la réaction $^{43}Ca(p, n)^{43}Sc$ est une voie bien plus efficace que la réaction $^{44}Ca(p, 2n)^{43}Sc$ (cf. figure 1.7). Le calcium-43, étant seulement présent à 0.1 % dans le calcium naturel, il sera préférable d'utiliser une cible de calcium enrichie en

son isotope du calcium-43 afin d'augmenter le rendement de la production de Scandium-43. Le prix de revient de l'enrichissement de la cible est un paramètre à prendre en compte pour une production future d'un radioisotope.

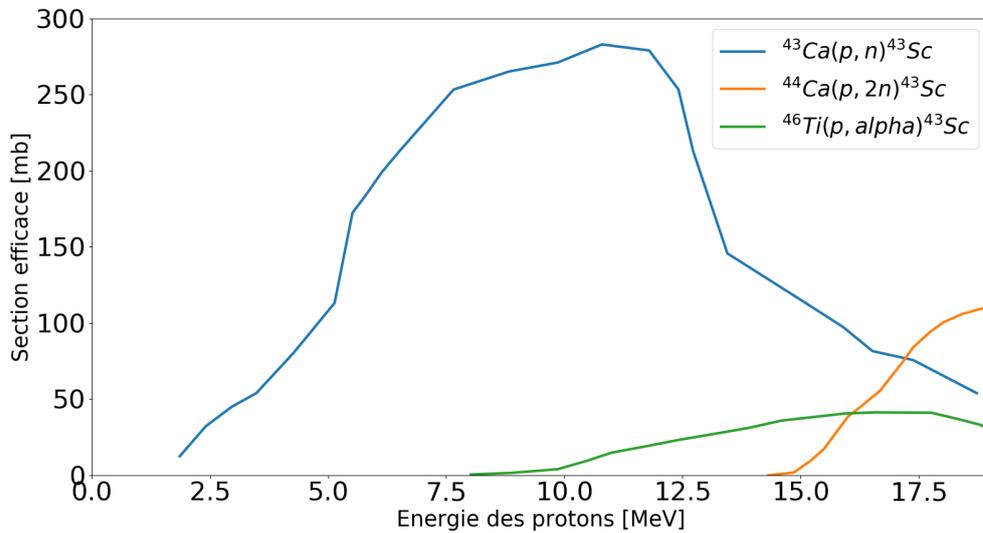


FIGURE 1.7 – Sections efficaces de production du ^{43}Sc par réaction avec des protons sur des isotopes du calcium et du titane-46. Les abondances naturelles du calcium sont rappelées dans le tableau 1.8

	^{40}Ca	^{42}Ca	^{43}Ca	^{44}Ca	^{46}Ca	^{48}Ca
Natural (%)	96.943	0.647	0.135	2.086	0.004	0.187
^{43}Ca enrichi (%)	27.80	1.52	57.9	12.36	< 0.01	0.24
^{44}Ca enrichi (%)	2.89	0.06	0.03	97.0	< 0.002	0.02

FIGURE 1.8 – Abondance de chaque isotope du calcium dans le cas de cibles de calcium naturelles et enrichies.

Energie seuil et chaleur de réaction Q

Pour un projectile de masse m_1 interagissant avec un noyau cible de masse m_2 , la chaleur de réaction (énergie libérée) Q en MeV est définie comme :

$$Q = m_1 \cdot c^2 + m_2 \cdot c^2 - \sum_i m_i \cdot c^2 \quad (1.10)$$

Où m_i représente la masse du i-ème noyau produit. Trois cas sont donc envisageables pour cette valeur de Q :

- $Q = 0$ pour un processus de diffusion élastique
- $Q < 0$ pour une réaction de type endo-énergétique. Le système final possède une masse plus grande.
- $Q > 0$ pour une réaction de type exo-énergétique et le système final possède une masse plus faible.

Une réaction exo-énergétique peut se produire à toute énergie. Pour une réaction endo-énergétique, une énergie limite, nommée énergie seuil (E_{seuil}), fixe l'énergie minimum indispensable pour que la réaction puisse se produire. Cette énergie seuil peut être calculée à

partir de la conservation du moment et de l'énergie :

$$E_{seuil} = |Q| \cdot (1 + m_1/m_2) \quad (1.11)$$

1.1.4 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau mono-énergétique Irradiation

Considérons un flux f_p de particules chargées par seconde irradiant une cible solide de surface S , constituée de N_{stab} noyaux stables, de section efficace σ pour l'interaction considérée (voir figure 1.9).

La probabilité P_{coll} d'entrer en collision avec un noyau de la cible aboutissant à une réaction nucléaire donnée est donc :

$$P_{coll} = \frac{\sigma \cdot N_{stab}}{S} \quad (1.12)$$

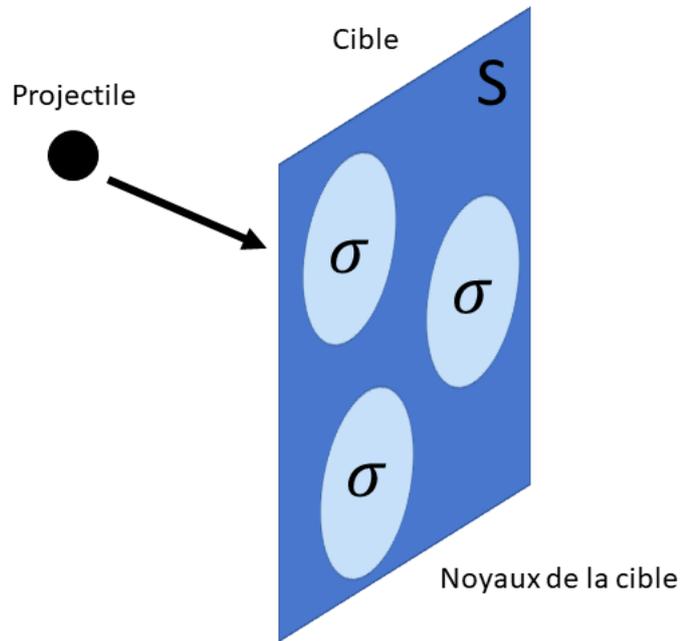


FIGURE 1.9 – Flux de projectiles irradiant une cible de surface S contenant N_{stab} noyaux stables de section efficace σ .

Le nombre R de réactions par seconde est donc :

$$R = P_{coll} \cdot f_p = \frac{\sigma \cdot N_{stab}}{S} \cdot f_p = N_{stab} \cdot \sigma \cdot f_s \quad (1.13)$$

Où f_s est le nombre de projectiles par seconde et par unité de surface. Après chaque collision donnant lieu à la réaction recherchée, un nouveau radioisotope est produit et ce dernier va se désintégrer selon sa probabilité de décroissance λ . Le nombre dN_{rad} de noyaux radioactifs ainsi créés par l'irradiation durant dt correspond au nombre de réactions nucléaires par seconde (R) diminué du nombre de désintégrations par seconde :

$$\frac{dN_{rad}}{dt} = N_{stab} \cdot \sigma \cdot f_s - \lambda \cdot N_{rad} \quad (1.14)$$

Cette équation admet pour solution :

$$N_{rad}(t_{irr}) = \frac{N_{stab} \cdot \sigma \cdot f_s}{\lambda} \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{irr})) \quad (1.15)$$

soit une activité après le temps d'irradiation t_{irr} de :

$$A_{rad}(t_{irr}) = N_{stab} \cdot \sigma \cdot f_s \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{irr})) \quad (1.16)$$

Cette formule peut être modifiée en utilisant les relations établies dans les sections suivantes :

$$A_{rad}(t_{irr}) = H \cdot \frac{N_A}{M} \cdot \frac{I}{Z_p \cdot e} x \sigma \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{irr})) \quad (1.17)$$

Où : H représente le taux d'enrichissement de la cible, N_A la constante d'Avogadro, M la masse molaire de la cible, I l'intensité du faisceau de projectiles, Z_p le numéro atomique du projectile, e la charge élémentaire, x la densité surfacique de la cible.

Si la cible irradiée est épaisse et éclairée par un faisceau de projectiles mono-énergétiques, il faudra tenir compte de la perte d'énergie du projectile lors de la traversée de la cible ($E_{max} \rightarrow E_0$) : la convolution de la section efficace (qui dépend de l'énergie) $\sigma(E)$ et du pouvoir d'arrêt du projectile dans la cible, dE/dx est nécessaire. La formule 1.17 devient alors :

$$A_{rad}(t_{irr}) = H \cdot \frac{N_A}{M} \frac{I}{Z_p \cdot e} \int_{E_0}^{E_{max}} \frac{\sigma(E)}{dE/dx} dE \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{irr})) \quad (1.18)$$

Flux de projectiles

Dans le cas des accélérateurs, le flux de projectiles délivré par la machine est un faisceau d'intensité I exprimée en Ampères. Il est possible de calculer cette intensité I par la mesure de la charge totale q_{tot} délivrée pendant la durée d'irradiation t_{irr} :

$$I = \frac{q_{tot}}{t_{irr}} \quad (1.19)$$

Les projectiles présentant Z_p protons, de charge élémentaire e (si l'on suppose des projectiles totalement ionisés) impliquent que leur nombre total est $q_{tot}/(Z_p e)$, donc un nombre de particules par seconde, f_p :

$$f_p = \frac{q_{tot}(Z_p e)^{-1}}{t_{irr}} = \frac{I}{Z_p e} \simeq 6,3 \cdot 10^{12} \cdot \frac{I[\mu A]}{Z_p} \quad (1.20)$$

Epaisseur et masse de la cible

En général, le nombre N de noyaux par unité de surface [cm^{-2}] est lié au nombre n_{stab} de noyaux stables par unité de masse [g^{-1}], à l'épaisseur de la cible d [cm] et à sa densité ρ [g/cm^3] :

$$N = d \cdot \rho \cdot n_{stab} \quad (1.21)$$

Le nombre de noyaux stables par unité de masse, n_{stab} , est le nombre de ces noyaux dans une mole divisée par la masse molaire M de la cible :

$$n_{stab} = H \cdot \frac{N_A}{M} \quad (1.22)$$

Où H est l'abondance de l'isotope considéré de la cible.

L'épaisseur de la cible, d peut être reliée à une densité surfacique x [g/cm^2] : $x = d \cdot \rho$.

Le nombre de noyaux par unité de surface peut donc s'exprimer :

$$N = x \cdot H \cdot \frac{N_A}{M} \quad (1.23)$$

1.1.5 Production de radioisotopes à partir d'un faisceau d'ions

L'obtention d'un faisceau d'ions accélérés par un laser UHI ne peut, à l'heure actuelle, présenter un caractère parfaitement mono-énergétique comme dans le cas d'un accélérateur conventionnel. Même s'il peut présenter une distribution quasi-monoénergétique avec une dispersion en énergie de quelques pourcents, le spectre d'ions obtenus s'étalera toujours d'une énergie E_{min} à E_c .

Le nombre total de réactions N_{tot} induites par l'ensemble du spectre d'ions (qui s'étend d'une énergie minimale E_{min} à une énergie de coupure E_C ne peut être exprimé comme dans la formule (1.18) puisque la distribution en énergie des ions présente une certaine largeur. La formule dépend donc de cette distribution en énergie $f_p(E)$ en [nombre/MeV] :

$$N_{tot} = \int_{E_{min}}^{E_c} f_p(E) \frac{\sigma(E)\rho}{dE/dx} dE \quad (1.24)$$

Connaissant l'allure de la section efficace en fonction de l'énergie du projectile pour une réaction nucléaire donnée entre un faisceau d'ions incidents et le noyau cible, ainsi que la distribution en énergie du faisceau, il est possible d'évaluer le nombre de réactions nucléaires attendues.

La figure 1.10a présente l'allure d'une distribution en énergie d'un faisceau de protons accélérés par interaction laser-plasma (en rouge) ainsi que la section efficace de la réaction $^{11}B(p, \alpha)^8Be$ (en vert). Cette réaction entre le bore et les protons sera étudiée de façon détaillée dans la suite de ce manuscrit. Grâce à une convolution de ces deux courbes, tout en tenant compte du pouvoir d'arrêt des protons dans du bore naturel, on peut évaluer le nombre de réactions $p - ^{11}B$ attendues et donc l'ordre de grandeur du nombre de particules α créées par cette réaction en fonction de l'énergie des protons présents dans la distribution énergétique, comme illustré sur la figure 1.10b.

En intégrant sur l'énergie des protons la courbe de la figure 1.10b, on obtient un nombre de réactions $p - ^{11}B$ pour cette distribution énergétique donnée. Dans cet exemple, la distribution énergétique de protons accélérés présente un flux proche de 10^{14} protons /sr, soit environ 5×10^{10} réaction du fusion $p - ^{11}B$ et par conséquent 3 fois plus de particules α produites par steradian.

1.1.6 Interaction des ions avec la matière

Etant données la taille des noyaux atomiques et la courte portée des forces nucléaires, la majorité des ions irradiant la cible passent à travers cette dernière sans induire de réaction nucléaire. Cependant, la portée des forces électromagnétiques est considérablement plus grande, et chaque ion, étant chargé, interagit avec les électrons des atomes de la cible. Parfois, l'interaction est tellement intense qu'elle va engendrer l'ionisation des atomes (les électrons quittent leur orbite et induisent à leur tour des ionisations). La trajectoire des projectiles, bien plus lourds que les électrons, ne change pas beaucoup mais ils vont perdre de l'énergie et ralentir progressivement jusqu'à leur arrêt complet s'ils ne quittent pas la cible avant.

Afin de quantifier la perte d'énergie des ions, dE [eV], au cours de leur parcours dans un élément de longueur du matériau de la cible dx [g/m²], on utilise la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{4 \cdot \pi \cdot Z_p^2 \cdot e^4 \cdot n_e}{m_e \cdot v_p^2} \cdot \ln \left(\frac{2 \cdot m_e \cdot v_p^2}{I_{moy}} \right) \quad (1.25)$$

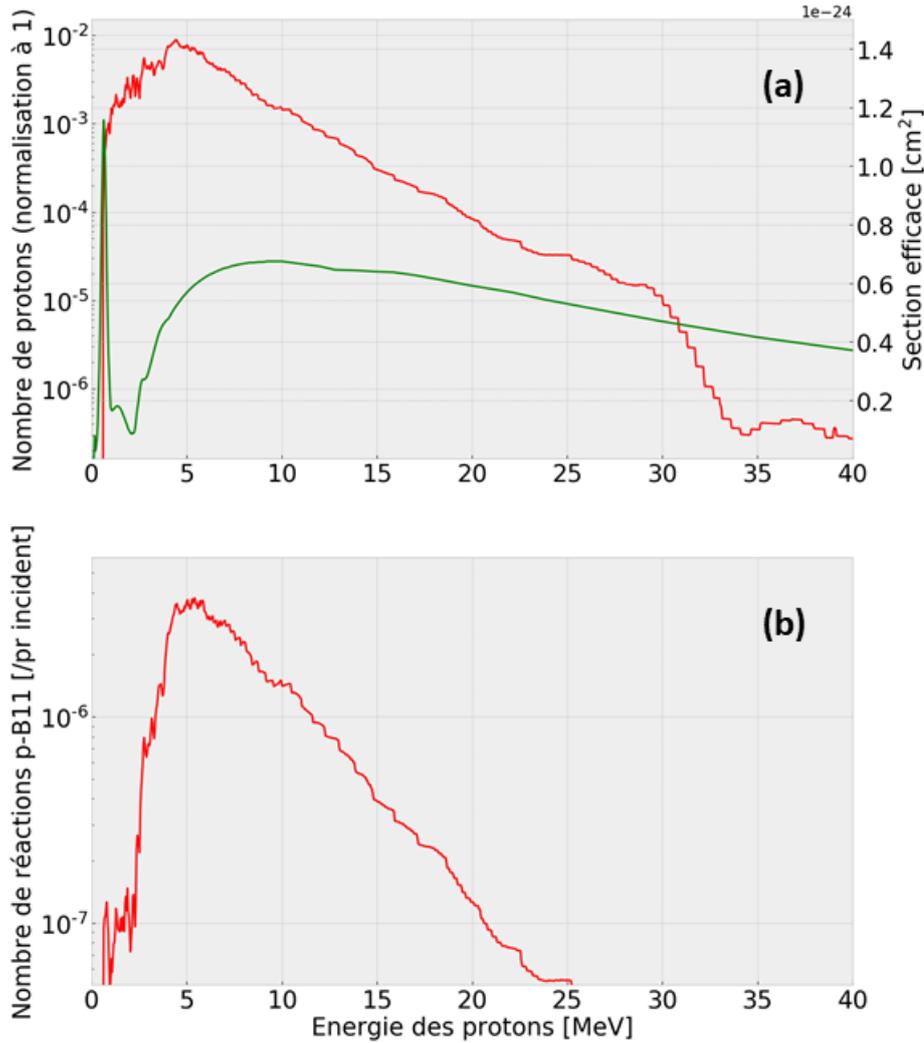


FIGURE 1.10 – Evaluation théorique du nombre de réactions $p-^{11}\text{B}$ induites par un spectre de protons. On considère dans cette étude que la cible est assez épaisse afin que tous les protons présents dans le spectre puissent réagir.

Où : Z_p est le numéro atomique de l'ion-projectile, n_e le nombre d'électrons par unité de masse [g^{-1}], v_p est la vitesse du projectile [m/s] et I_{moy} est le potentiel d'ionisation moyen [eV].

Ce dernier est relié au numéro atomique Z_{cible} du matériau constituant la cible :

$$I_{moy} \simeq 9.1 \cdot Z_{cible} \cdot (1 + 1,9 \cdot Z_{cible}^{2/3}) \quad (1.26)$$

La grandeur dE/dx , appelée pouvoir d'arrêt, s'exprime en $\text{eV} \cdot (\text{g}/\text{m}^2)^{-1}$, ou plus communément en $\text{MeV} \cdot (\text{mg}/\text{cm}^2)^{-1}$ et décrit comment l'énergie dE est perdue par le projectile lorsqu'il traverse une couche de matériau d'épaisseur dx . Au premier ordre, on peut considérer que le pouvoir d'arrêt peut s'exprimer simplement :

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z_p^2}{v_p^2} \quad (1.27)$$

qui reproduit bien la courbe de Bragg présentée sur la figure 1.11. En général, plus l'énergie du projectile est faible, plus sa vitesse est faible et plus le temps d'interaction est important, ce qui permet un transfert d'énergie plus important, un pouvoir d'arrêt plus important et

finalement davantage d'ionisation (observable sur la figure 1.11 comme le pic de Bragg).

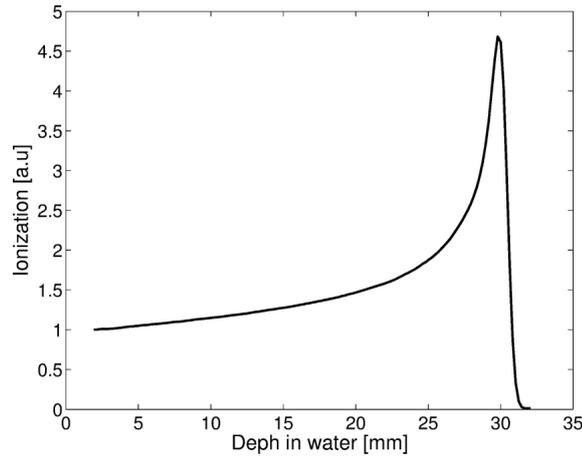


FIGURE 1.11 – Courbe de Bragg d'un faisceau de protons de 62 MeV se propageant dans l'eau (figure tirée de [9]).

L'équation 1.25 est simplifiée mais il existe de multiples corrections pour des estimations plus précises du pouvoir d'arrêt, incluant des effets relativistes et quantiques [10]. Parmi ses nombreuses applications, le code SRIM [11] permet d'estimer l'énergie perdue par le projectile tout au long de son trajet dans un matériau.

La distance x [g/cm^2] traversée par une particule chargée en ligne droite dans un matériau (dans l'intervalle d'énergie $E_{max} \rightarrow E_0$) est donnée par :

$$x = \int_{E_0}^{E_{max}} \frac{1}{-dE/dx} \cdot dE \quad (1.28)$$

1.2 La médecine nucléaire

1.2.1 Caractéristiques des radioisotopes utilisés

Parmi les nombreux radioisotopes émetteurs de rayonnements ionisants, seuls quelques uns sont utilisables en médecine nucléaire. Leurs propriétés peuvent varier selon leur utilisation mais tous doivent présenter des propriétés communes et indispensables :

- ils doivent émettre uniquement le rayonnement requis pour son utilisation médicale. Toute radiation supplémentaire inutile augmente la dose distribuée au patient (et au personnel)
- ils doivent présenter une durée de vie qui correspond au besoin de la procédure médicale
- ils doivent facilement se combiner avec le radiotraceur utilisé
- ils doivent se désintégrer en élément stable ou de très longue durée de vie
- ils doivent présenter un coût raisonnable et une certaine sécurité de production.

1.2.2 Cibles utilisées

Les cibles sont choisies en fonction des atomes qui les constituent afin de produire le radioisotope souhaité durant l'irradiation en fonction de la nature du faisceau utilisé.

Les cibles utilisées en physique nucléaire peuvent se présenter sous différentes formes (solide, liquide, gazeuse, pure ou composée) en fonction des propriétés des noyaux utiles à la réaction nucléaire. Leur densité peut varier de quelques $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ à plusieurs centaines de

mg/cm^2 . La cible utilisée doit présenter des caractéristiques précises pour la production de radioisotopes :

- son épaisseur doit correspondre à l'intervalle d'énergie qui favorise la réaction d'intérêt et réduit la production de contaminants,
- elle doit présenter une épaisseur uniforme,
- elle doit présenter une pureté chimique maximale afin de limiter la production de radionucléides non désirés,
- sa composition doit permettre une extraction chimique post-irradiation réalisable

La préparation de la cible est un travail délicat. De nombreuses caractéristiques physiques, chimiques et d'ingénierie doivent être prises en compte lors de sa fabrication, notamment dans le cas de cibles solides (processus d'électrodéposition, de sédimentation, ...).

1.2.3 Notion de radiotraceur

Même si le radioisotope utilisé émet un rayonnement en rapport avec l'aspect diagnostique ou thérapeutique, il doit être guidé pour venir se fixer à l'endroit du corps humain où il va pouvoir jouer son rôle. En général, cela nécessite une molécule biologiquement active (biomolécule) qui guide le radioisotope à l'endroit désiré pour réaliser l'imagerie ou pour tuer les cellules cancéreuses. La biomolécule (aussi appelée molécule vectrice) et le radioisotope sont liés via un ligand et forment un radiotraceur (aussi appelé parfois radiopharmaceutique), comme illustré sur la figure 1.12.

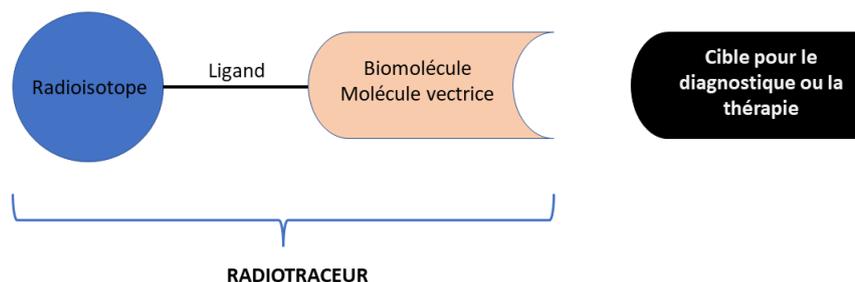


FIGURE 1.12 – Principe d'un radiotraceur, marqué par un radioisotope et ciblant uniquement la structure visée médicalement dans le corps humain.

La molécule vectrice détermine la biodistribution et le comportement physiologique du radiotraceur. Ce dernier doit présenter une haute affinité avec la structure d'intérêt dans le corps humain (tumeurs cancéreuses par exemple), assurant ainsi la fixation du radiotraceur dans cette région d'intérêt. Par conséquent, chaque radiotraceur est dédié à une unique application médicale.

Le radioisotope peut être lié à la biomolécule via différentes réactions chimiques qui varient selon la nature du radioisotope, de la biomolécule et aussi du ligand choisi. Les radioisotopes du même élément peuvent chélater (entraîner la complexation d'un ion ou d'un atome métallique par un ligand, conduisant à un chélate) le radiotraceur. Par conséquent, il est primordial lors de la production du radioisotope souhaité de produire un minimum d'impuretés radioactives (activité $< 1\%$). Ce standard est requis pour tout radiotraceur afin d'être utilisé chez l'humain. D'autres critères sont requis cependant : pureté radiochimique, pureté chimique, pureté isotopique, activité spécifique, activité totale, pH et stérilité. Des radiotraceurs sont couramment utilisés à des fins diagnostiques (95% des cas) et en thérapie [12].

1.2.4 Des radioisotopes pour l'imagerie

Le radioisotope est injecté dans le corps du patient. En imagerie, ce sont les photons que l'on détecte et analyse afin de déterminer la zone où a eu lieu la décroissance du radioisotope injecté. Les différentes techniques mises en oeuvre en imagerie médicale dépendent de la nature du rayonnement émis lors de la décroissance.

Décroissance avec émission d'un photon

La technique la plus courante fait appel à une émission γ simple : c'est la scintigraphie ou SPECT [13] (Single-photon emission computed tomography). L'isotope le plus utilisé est alors le ^{99m}Tc . La décroissance de cet état métastable vers l'état fondamental ^{99}Tc s'accompagne de l'émission d'un photon γ de 140.51 keV. Ce photon gamma est alors détecté par un scintillateur cristal, comme illustré sur la figure 1.13. Sa période de 6.01 h, parfaitement adaptée à des fins médicales, nécessite d'avoir recours à un "générateur" : le noyau père de l'isotope radioactif d'intérêt est adsorbé sur un support (le ^{99}Mo ici père du ^{99m}Tc), une élution de ce support permet d'en récupérer les noyaux fils une fois la décroissance du noyau père réalisée. La période du ^{99}Mo (65.94 h) permet d'avoir à disposition une source de ^{99m}Tc durant une semaine. Les réacteurs nucléaires assurent la production du Molybdène 99, précurseur du Technétium 99, le principal radioisotope utilisé pour les radiodiagnosics. Actuellement, près de 75% des examens de scintigraphie utilisent le Technétium 99. Son précurseur (^{99}Mo) est fabriqué grâce à la fission en réacteur d'Uranium 235. Environ 6% des fissions de ce noyau fissile aboutissent à ce molybdène. Les cibles sont constituées de petites plaque d'aluminium contenant de l'uranium très enrichi en uranium-235. Il y a peu de temps encore, cet uranium était de l'uranium de qualité militaire enrichi à près de 95%. Une réglementation récente de l'AIEA a imposé l'abandon de ce dernier et son remplacement fin 2017 par de l'uranium à 20% moins enrichi, d'où une production moindre de Molybdène.

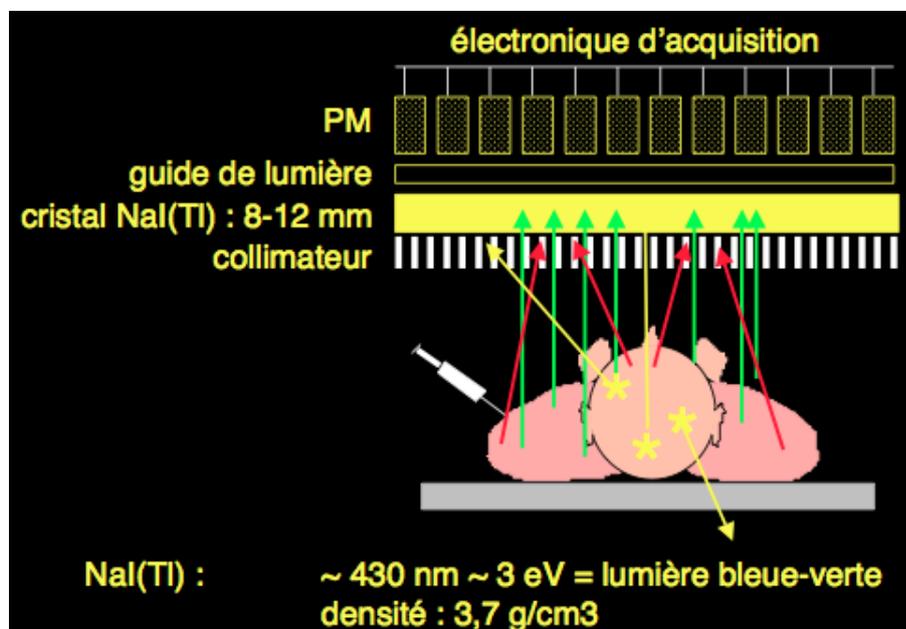


FIGURE 1.13 – Le photon gamma émis lors de la décroissance du ^{99m}Tc est détecté grâce à des scintillateurs NaI.

La production de Molybdène 99, précurseur du technetium n'est assurée au niveau mondial que par neuf réacteurs dont, en France, le réacteur Osiris. Cinq de ces réacteurs représentent à eux seuls 90 à 95% de la production mondiale de ^{99}Mo . Beaucoup sont âgés et

sur le point d'être arrêtés comme l'a été Osiris en France fin 2015 (voir figure 1.14) ou le réacteur canadien NRU (principal producteur de technetium) en 2016. Un début de pénurie de technétium-99 s'est déjà produit en Europe lors d'une panne du réacteur néerlandais de Petten en 2007-2008 puis en 2010. Le réacteur belge BR2 devait être arrêté dix-huit mois pour maintenance entre 2015-2016. Le réacteur Jules Horowics qui remplacera Osiris n'est actuellement toujours pas en service. Le risque d'une nouvelle pénurie est toujours d'actualité et ne peut que motiver de trouver d'autres voies de production de ce radioisotope.

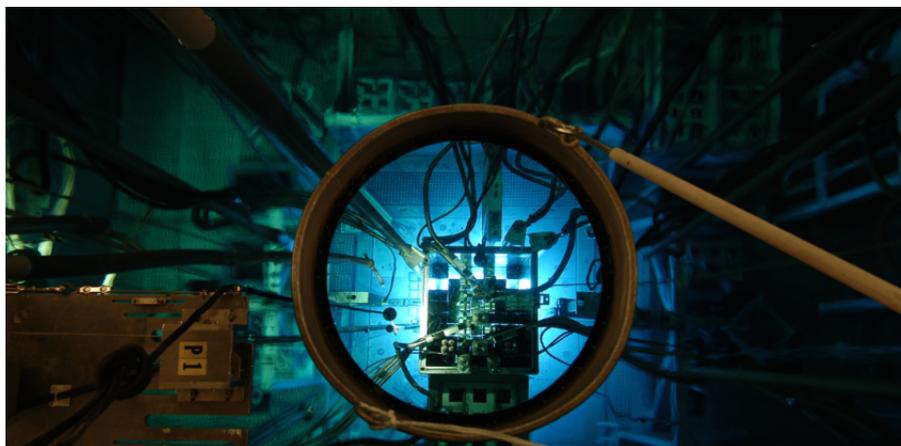


FIGURE 1.14 – Le réacteur OSIRIS, mis en service en 1966, est un réacteur de recherche de 70 MW qui produit notamment des isotopes pour l'imagerie médicale. Le principal est le molybdène-99. OSIRIS a été arrêté le 31 décembre 2015. Il devrait être remplacé par le futur réacteur Jules Horowicz en construction à Cadarache.

Décroissance avec émission d'un positron

La décroissance β^+ engendre l'émission d'un positron, qui s'annihile avec un électron du milieu et mène à la création d'une paire de γ de 511 keV. Ces deux photons sont alors détectés en coïncidence puisqu'émis à 180° lors de l'annihilation e^+/e^- , ce qui permet de reconstruire leur trajectoire et donc leur point d'émission (voir le principe de la détection illustré sur la figure 1.15). Leur énergie de 511 keV, plus importante que celle du gamma émis lors de la décroissance du ^{99m}Tc , permet une atténuation moindre lors de la traversée du corps du patient : cela permet d'utiliser des doses moins importantes que lors d'une scintigraphie. De plus, la détection de deux photons en coïncidence rend la localisation de la zone de la décroissance bien plus précise.

L'utilisation des radioisotopes β^+ intervient dans la tomographie par émission de positron [14] (TEP). Aujourd'hui, le principal radioisotope utilisé en TEP demeure le Fluor-18 que l'on associe à une molécule analogue au glucose pour former le fluorodeoxyglucose ou ^{18}F -FDG. Les cellules cancéreuses ont une grande affinité pour le glucose qui va se fixer à ces dernières et permettre leur localisation. Il se fixe aussi naturellement dans le cerveau et le coeur et est éliminé par voie urinaire. Sa courte période de 110 min restreint fortement son utilisation en termes de durée de vie. Sa production doit être réalisée directement à proximité des services qui l'utilisent.

1.2.5 Des radioisotopes pour la thérapie

L'utilisation de radioisotopes pour détruire directement les cellules tumorales est de plus en plus courante. Ces radioisotopes doivent présenter des propriétés différentes de ceux uti-

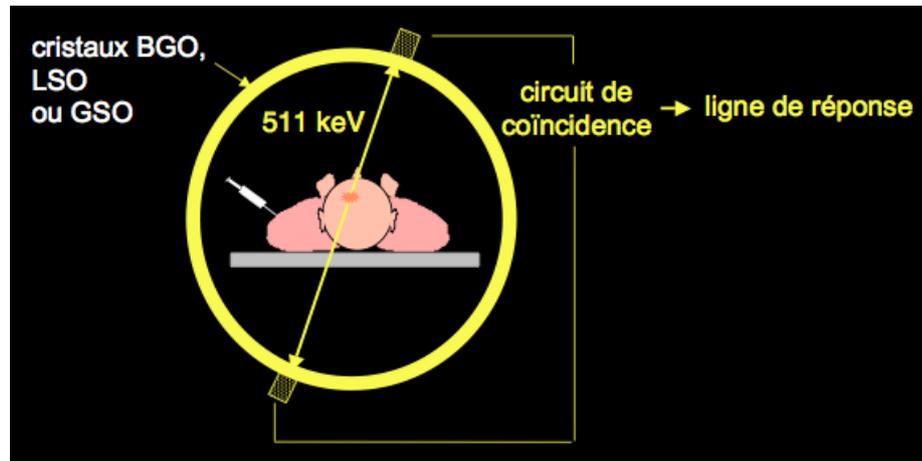


FIGURE 1.15 – Contrairement à la technique de la scintigraphie, la détection de 2 photons en coïncidence permet une localisation plus précise de la zone étudiée.

lisés pour l'imagerie : afin de détruire les cellules ciblées, la décroissance doit s'accompagner de rayonnements davantage ionisants que des photons. On utilise donc des émetteurs β^- , α et γ énergétiques.

La curiethérapie

La curiethérapie (aussi appelée brachythérapie) est une technique d'irradiation consistant à introduire des sources radioactives scellées au contact ou à l'intérieur même de la tumeur. Les sources radioactives ne sont jamais mises en contact direct du patient. Les grains radioactifs sont encapsulés dans des gaines insérées à l'intérieur du patient à proximité directe de la zone à traiter. Ce traitement est donc ciblé directement dans la zone concernée par le cancer. La curiethérapie est particulièrement indiquée pour le traitement des cancers gynécologiques, des cancers ORL ou de la prostate [15, 16]. Le temps de pose et l'activité du radioisotope dépendent du type de traitement souhaité. Les radioéléments de base utilisés en curiethérapie sont actuellement l'Iridium 192 (^{192}Ir) et l'iode 125 (^{125}I) pour le traitement des cancers de la prostate. Ces deux radioisotopes ont des périodes d'environ 2 mois et sont des émetteurs gammas de plusieurs dizaines de keV. La figure 1.16 montre l'implantation de ces grains d'iode 125 directement dans le corps du patient.



FIGURE 1.16 – Grains de curiethérapie (Iode-125) utilisés pour traiter le cancer de la prostate.

La radiothérapie interne vectorisée

Contrairement à la curiethérapie, le radioisotope est dans ce cas directement injecté sous forme non scellée dans le corps du patient par voie orale ou intraveineuse. Le but est que le radioisotope injecté se fixe sur des types de cellules bien précis. Hormis les isotopes de l'iode qui se fixent de façon naturelle sur la thyroïde, le radioisotope doit être guidé vers les cellules d'intérêt. On peut distinguer la radioimmunothérapie, dans laquelle les radioisotopes sont vectorisés par des anticorps et la radiopeptidothérapie ou ceux-ci sont vectorisés par des peptides. Utiliser un anticorps spécifique permet un ciblage bien plus précis des cellules cancéreuses et ainsi d'éviter au radioisotope utilisé de se fixer sur des organes sains. Un exemple est illustré sur la figure 1.17 où une tumeur était ciblée par un antigène qui lui était propre. Seule la tumeur ciblée apparaît en immuno-TEP (voir image C). La taille plus importante d'un anticorps implique une vitesse de déplacement plus lente dans le corps (3 à 4 jours contre quelques heures pour les peptides comme le FDG) et nécessite donc d'adapter le choix du radioisotope utilisé en fonction de sa période. Par exemple, le ^{18}F ne convient pas pour une utilisation en immuno-TEP.

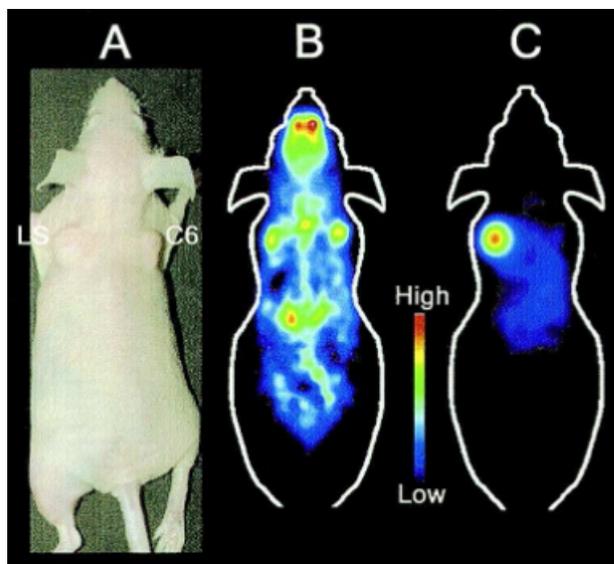


FIGURE 1.17 – Tumeurs de types LS et C6 placées sur une souris (A). Image TEP obtenue en utilisant le ^{18}F FDG (B). Image TEP obtenue en utilisant un anticorps, immuno-TEP, spécifique à la tumeur LS (C). Figure tirée de [17].

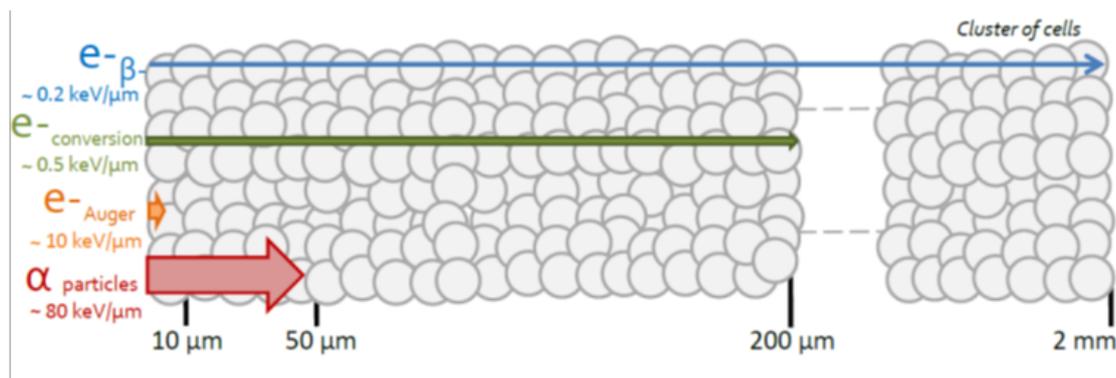


FIGURE 1.18 – Parcours et pouvoir d'arrêt des particules dans les tissus. Image tirée de [18]

Les deux méthodes de décroissance utilisées dans ce type de thérapie sont les décroissances β^- et α . Ces deux types de particules émises n'agissent pas de la même façon dans le corps humain. Comme le montre la figure 1.18, le parcours des particules α dans la matière est faible (inférieur à la dizaine de microns) comparé à celui des électrons (de l'ordre du millimètre). Les particules alpha sont donc caractérisées par un transfert d'énergie linéique bien plus important (quelques MeV sur quelques dizaines de microns) comparativement aux électrons qui présentent un TEL bien plus faible. Dans le cas où les cellules cancéreuses sont disséminées, le grand TEL des α est donc un atout alors que pour un regroupement cellulaire comme une tumeur, la longue portée des électrons est un avantage.

Aujourd'hui, la liste des radioisotopes utilisés en radiothérapie interne vectorisée inclue : ^{67}Cu , ^{89}Sr , ^{90}Y , ^{131}I , ^{149}Tb , ^{177}Lu , ^{188}Re , ^{211}At , ^{223}Ra et ^{225}Ac . Ces nouveaux radioisotopes donnent des résultats très prometteurs sur divers types de cancers, comme le montre l'exemple de l'utilisation de l'Actinium-225 illustrée sur la figure 1.19 dans le cas d'un cancer de la prostate métastasé.

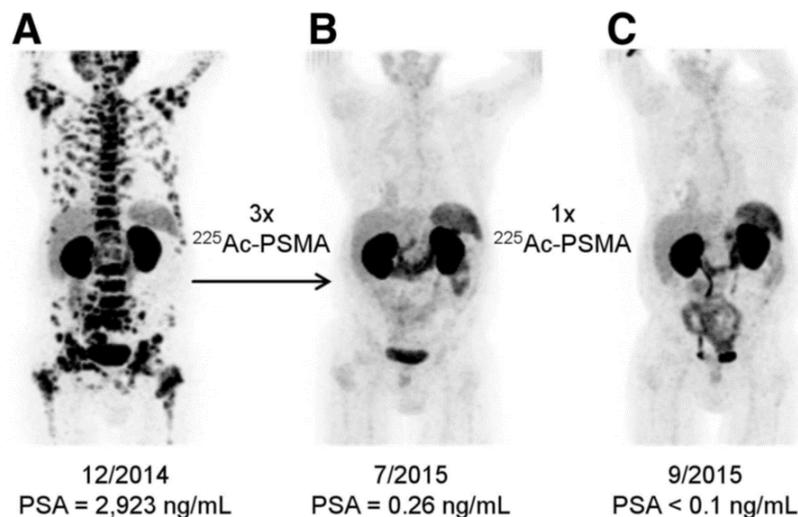


FIGURE 1.19 – Imagerie à différents intervalles de temps du patient suite à l'injection d'Ac-225 et résultats sur les métastases. La radiothérapie interne vectorisée permet d'aller traiter les métastases dans l'ensemble du corps, chose impossible avec de la radiothérapie classique. Image tirée de [19]

Paires théranostiques

En 1993, une étude a été menée afin de combiner la fonction thérapeutique de l'Yttrium ^{90}Y et la fonction diagnostique de son isotope ^{86}Y [20]. Plus tard, cette approche a été nommée "théranostiques" : les paires théranostiques sont les radioisotopes du même ou de très proches éléments chimiques d'un point de vue chimique, ainsi ils peuvent être liés au même vecteur.

L'un des radioisotopes du couple, émetteur β^+ ou γ est utilisé pour l'imagerie tandis que le second, émetteur β^- , Auger ou α est utilisé dans le traitement du cancer. De nombreux couples possibles ont été identifiés mais la plupart d'entre eux présentent des éléments chimiques différents [21, 22]. Cet inconvénient, rencontré dans le cas du couple ^{68}Ga (diagnostic) et ^{177}Lu (thérapeutique), présentant des propriétés chimiques différentes, entraînent

des problèmes dans l'automatisation du procédé de fabrication et dans la délivrance des doses effectives (il n'est pas clair que les deux éléments présentent la même biodistribution). La solution permettant de pallier ces problèmes est d'utiliser le même élément chimique pour le couple de théranostiques. L'un des couples les plus prometteurs est celui du Terbium (^{149}Tb comme émetteur α , ^{152}Tb comme émetteur β^+ , ^{155}Tb comme émetteur γ et ^{161}Tb comme émetteur β^-) mais leur production et la séparation chimique de ces éléments demeurent un réel challenge [23]. Une alternative prometteuse est le couple de radioisotopes du cuivre (^{64}Cu comme émetteur β^+ , β^- et électron Auger ainsi que le ^{67}Cu comme émetteur β^- et γ) étudiés récemment [24, 25, 26], tout comme les radioisotopes du scandium (étudiés dans la dernière partie de cette étude). Cette méthode, qui permet de combiner, en une seule intervention, les applications thérapeutique et diagnostique des radiopharmaceutiques, est appelée théranostique.

1.3 La production routinière de radioisotopes

1.3.1 Les cyclotrons en France

Il y a plus de 200 cyclotrons à usage médical total ou partiel en Europe. La grande majorité a une énergie et une intensité adaptée à la production de Fluor-18. En France, on dénombre aujourd'hui 31 cyclotrons dédiés à la production de radioisotopes d'intérêt médical. Leur répartition sur le territoire est illustrée sur la figure 1.20

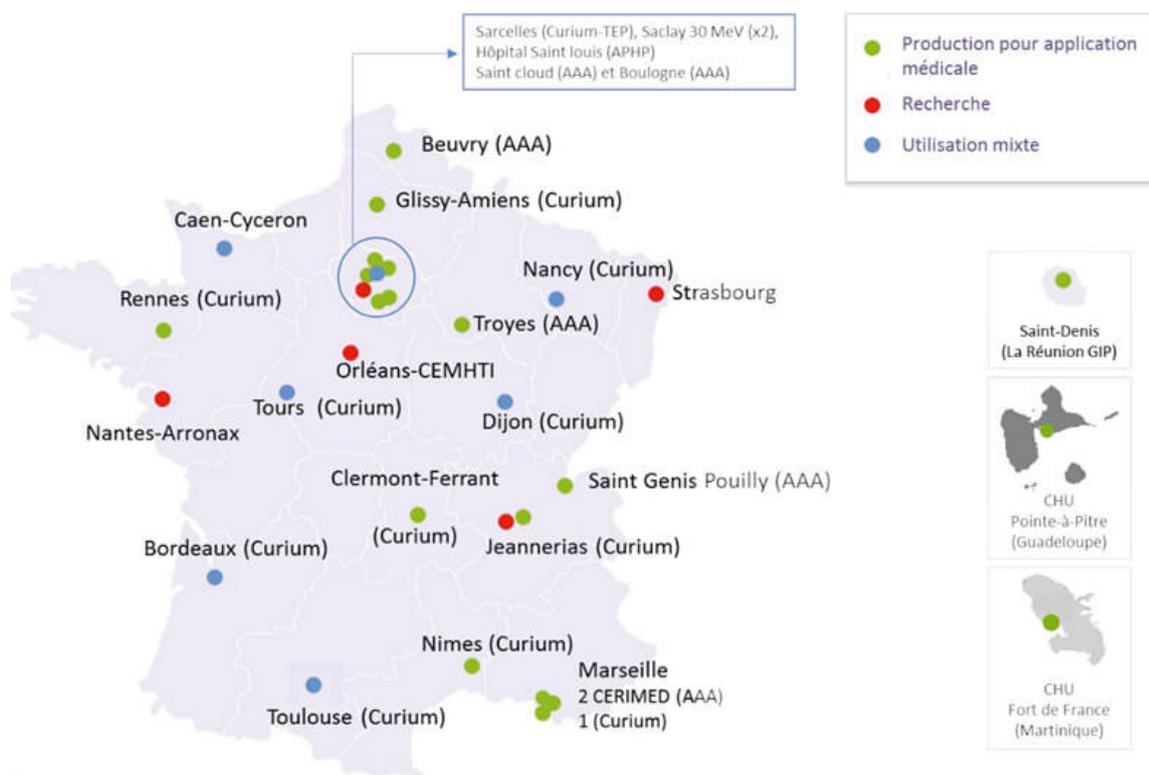


FIGURE 1.20 – Répartition géographique des cyclotrons de production de radioisotopes en France.

1.3.2 Principe de fonctionnement

Les cyclotrons les plus nombreux en France sont directement situés à proximité ou au sein des services hospitaliers. Ils assurent la production du Fluor-18 pour les besoins en PET-scan.

Dans un cyclotron (voir figure 1.21), les particules sont placées dans un champ magnétique constant et suivent donc une trajectoire en forme de spirale composée de demi-cercles successifs de rayon croissant. A chaque impulsion, un champ électrique alternatif de fréquence constante est appliqué entre les deux électrodes en forme de demi-cylindre (appelées Dés). L'accélération des particules permet d'atteindre, en sortie de l'accélérateur, des énergies maximales de plusieurs dizaines de MeV pour des protons. Plus le cyclotron est grand, plus l'énergie des ions en sortie est élevée.

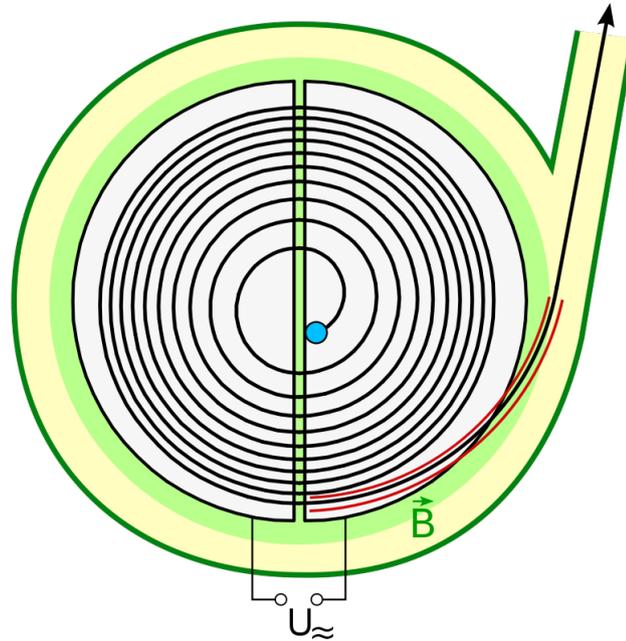


FIGURE 1.21 – Représentation schématique d'un cyclotron.

1.3.3 Caractéristiques des différents cyclotrons

La plupart des cyclotrons présentent des caractéristiques qui permettent de couvrir les besoins des caméras TEP installées ou en cours d'installation en France. Ces appareils sont définis spécialement pour produire du fluor 18 et éventuellement parfois des isotopes à vie courte (carbone-11, oxygène-15).

Les cyclotrons dits de basse énergie, destinés à la production de radioisotopes de courte durée de vie (Fluor-18) permettent d'accélérer des protons à des énergies maximales de 12 MeV avec des courants de l'ordre de $30 \mu A$. Ce type de cyclotron atteint des coûts de l'ordre de quelques millions d'euros (hors bâtiment) et un coût d'entretien annuel de l'ordre de 10 % du prix de revient.

Les cyclotrons de moyenne énergie permettent d'atteindre des énergies de l'ordre de 45 MeV pour des protons accélérés. La société Curium Pharma possède deux cyclotrons de 30 MeV consacrés à la production commerciale d'isotopes pour la médecine nucléaire (thallium-201, iode-123, gallium-67).

Enfin, les cyclotrons de haute énergie sont dédiés à la protonthérapie, hadronthérapie et neutronthérapie. Les cyclotrons installés à Orsay (200 MeV) et à Nice (plus de 200 MeV) sont les deux seuls cyclotrons français à assurer ce type de médecine.

Le coût de ces deux derniers types de cyclotrons grimpe rapidement à plusieurs dizaines de millions d'euros et deviennent beaucoup plus encombrants.

Le cyclotron ARRONAX, acronyme de "Accelerator for Research in Radiochemistry and Oncology at Nantes Atlantique" est un cyclotron à champ azimutal variant capable de délivrer plusieurs types de particules (alpha, protons, deutons) à des énergies cinétiques pouvant atteindre jusqu'à 70 MeV. Ces particules sont employées pour la production de radioisotopes et la recherche dans différents domaines tels que la radiolyse, la radiochimie, la radiobiologie, la physique et les détecteurs de particules. Le nom d'ARRONAX est un hommage à la célèbre nouvelle de Jules Verne (né à Nantes en 1828) puisqu'Aronnax est le héros du roman "Vingt milles lieues sous les mers", publiée en 1870. L'étendue des particules, énergies et intensités moyennes (nombre de particules par seconde) disponibles sur Arronax font de ce cyclotron un outil unique au monde à ce jour.

Arronax est constitué d'un électro-aimant capable de développer un champ magnétique vertical maximum de 1,64 T qui maintient les particules sur des trajectoires spirales dans le plan horizontal. Les caractéristiques des faisceaux d'ions accélérés obtenus en sortie de l'accélérateur sont résumés dans le tableau 1.22.

Faisceau/Particules	Energie (MeV)	Courant (μA)
Protons (H^+)	35 - 70	375
Alphas (He^{2+})	68	70
Deutons (D^+)	15 - 35	50

FIGURE 1.22 – Caractéristiques des ions accélérés par le cyclotron ARRONAX

1.4 La production du Scandium en France

1.4.1 Intérêt des isotopes du Scandium

Parmi les radionucléides les plus prometteurs, on trouve le ^{44}Sc , avec une demi-vie ($T_{1/2}$) de 3,97 h et une énergie moyenne β^+ de 0,6 MeV, idéal pour les caméras PET. Le ^{43}Sc présente des propriétés proches de celle du ^{44}Sc : $T_{1/2} = 3.89$ h et une énergie moyenne β^+ de 0,5 MeV. D'énergie plus faible que le positron émis par le fluor-18, ces radioisotopes permettent d'obtenir une meilleure résolution d'image. Leur demi-vie, inférieure au fluor-18, est un autre avantage à leur utilisation. Son isomère de longue durée, le ^{44m}Sc ($T_{1/2} = 58,6h$) permettra une imagerie plus tardive pour une évaluation plus précise de la distribution et des doses absorbées. De plus, le ^{47}Sc ($T_{1/2} = 3,35j$) peut être utile pour la radiothérapie interne vectorisée et pourrait également être utilisé pour l'imagerie SPECT. Ainsi, le $^{44}Sc/^{44m}Sc$ couplé au ^{47}Sc est très attrayant pour le développement d'agents théranostiques.

1.4.2 Production des isotopes du Scandium

Les voies de production des radioisotopes du scandium (^{43}Sc , ^{44}Sc , ^{44m}Sc , ^{47}Sc) nécessitent d'utiliser des cibles de calcium, de titane ou de vanadium selon que les ions considérés sont des protons ou des alphas.

Les réactions utilisées ainsi que des données sur la production de ces radioisotopes sont résumées dans sur le tableau 7.8 :

Plusieurs études récentes ont évaluées expérimentalement les activités atteintes lors de la production des isotopes du scandium à l'aide de cyclotrons :

- Concernant le ^{43}Sc , Szkliniarz *et al.* [28] décrivent sa production par irradiation d'une cible de $CaCO_3$ naturelle par un faisceau de particules α de 20 MeV aboutissant à

Isotope	Réaction	σ_{max}	E_{ions} (MeV)	Composition cible
^{43}Sc	$^{43}\text{Ca}(p, n)^{43}\text{Sc}$	300 mb	6 - 13	$^{nat}\text{CaCO}_3$ ou $^{43}\text{CaCO}_3$
	$^{44}\text{Ca}(p, 2n)^{43}\text{Sc}$	170 mb	18 - 27	$^{44}\text{CaCO}_3$
	$^{46}\text{Ti}(p, \alpha)^{43}\text{Sc}$	45 mb	11 - 21	$^{46}\text{TiO}_2$
	$^{nat}\text{Ca}(\alpha, n)^{43}\text{Sc}$	570 mb	10 - 19	$^{nat}\text{CaCO}_3$
^{44}Sc	$^{nat}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$	10 mb	7 - 15	$^{nat}\text{Ca}(\text{NO}_3)_2$
	$^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$	700 mb	7 - 15	$^{44}\text{CaCO}_3$
	$^{47}\text{Ti}(p, \alpha)^{44}\text{Sc}$	70 mb	12 - 20	$^{47}\text{TiO}_2$
^{47}Sc	$^{50}\text{Ti}(p, \alpha)^{47}\text{Sc}$	25 mb	15 - 30	$^{50}\text{TiO}_2$
	$^{48}\text{Ti}(p, 2p)^{47}\text{Sc}$	30 mb	30 - 100	$^{48}\text{TiO}_2$
	$^{48}\text{Ca}(p, 2n)^{47}\text{Sc}$	800 mb	12 - 26	$^{48}\text{CaCO}_3$
	$^{44}\text{Ca}(\alpha, p)^{47}\text{Sc}$	120 mb	10 - 20	^{44}CaO
	$^{51}\text{V}(p, \alpha + p)^{47}\text{Sc}$	15 mb	30 - 40	^{44}CaO

FIGURE 1.23 – Voies de production des isotopes du Scandium les plus envisagées à l’heure actuelle. Valeurs tirées de [27].

des activités proches de 200 MBq/ μAh . En utilisant une cible enrichie de $^{40}\text{CaCO}_3$, le taux d’impuretés est en-dessous de $1.5 \times 10^{-5}\%$. Domnanich *et al.* [29] montrent que cet isotope du scandium peut aussi être produit à l’aide d’un faisceau de protons sur des cibles enrichies de ^{43}Ca (aboutissant à une activité de 225MBq lors de l’irradiation de la cible par des protons de 12 MeV à des courants de 50 μA durant 220 min) ou de ^{46}Ti (480 MBq obtenus pour des protons de 15 MeV à des courants de 30 μA durant 440 min).

- Le radioisotope ^{44g}Sc est produit en irradiant une cible de calcium avec des protons. L’utilisation d’une cible enrichie en calcium-44 est indispensable afin de ne pas produire trop de contaminants. Van der Meulen *et al.* [30] ont étudié la réaction $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ sur le cyclotron de recherche Paul Scherrer Institute, à Zurich, et ont obtenu des activités de 2 GBq à l’aide de protons de 11 MeV pour des courants de 50 μA et 90 min d’irradiation de cibles de $^{44}\text{CaCO}_3$.
- Concernant la production du scandium ^{47}Sc , celle-ci peut être réalisée à l’aide de faisceaux de neutrons ou de réactions photonucléaires qui ne seront pas étudiées ici. La production de ce radioisotope à l’aide de faisceaux de protons irradiant des cibles de calcium ou de titane sont problématiques puisqu’elle génère des polluants (scandium-46 et scandium-48). L’utilisation de cibles enrichies en ^{48}Ca est la voie la plus efficace en terme de pureté mais le coût de l’enrichissement de la cible rend cette méthode impossible en production routinière [31]. L’irradiation par un faisceau de particules α reste aujourd’hui la meilleure alternative pour la production de ^{47}Sc par irradiation d’une cible de calcium enrichie en ^{44}Ca . Minegishi *et al.* [32] rapportent l’obtention d’activité de 11 MBq à l’aide de faisceaux de protons d’énergies de 18 MeV à des courants de 10 μA irradiant une cible de ^{44}CaO pendant 2h.

Références

- [1] K. NEMOTO, A. MAKSIMCHUK, S. BANERJEE, K. FLIPPO, G. MOUROU, D. UMSTADTER et V. Yu. BYCHENKOV. “Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production”. In : *Applied Physics Letters* 78.5 (2001), p. 595-597. DOI : [10.1063/1.1343845](https://doi.org/10.1063/1.1343845).
- [2] I. SPENCER, K.W.D. LEDINGHAM, R.P. SINGHAL, T. MCCANNY, P. MCKENNA, E.L. CLARK, K. KRUSHELNICK, M. ZEPF, F.N. BEG, M. TATARAKIS, A.E. DANGOR, P.A. NORREYS, R.J. CLARKE, R.M. ALLOTT et I.N. ROSS. “Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 183.3 (2001), p. 449-458. ISSN : 0168-583X. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)00771-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00771-6). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X01007716>.
- [3] K W D LEDINGHAM, P MCKENNA, T MCCANNY, S SHIMIZU, J M YANG, L ROBSON, J ZWEIT, J M GILLIES, J BAILEY, G N CHIMON, R J CLARKE, D NEELY, P A NORREYS, J L COLLIER, R P SINGHAL, M S WEI, S P D MANGLES, P NILSON, K KRUSHELNICK et M ZEPF. “High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography”. In : 37.16 (juil. 2004), p. 2341-2345. DOI : [10.1088/0022-3727/37/16/019](https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/16/019). URL : <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/16/019>.
- [4] Erik LEFEBVRE, Emmanuel D’HUMIÈRES, Sven FRITZLER et Victor MALKA. “Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions”. In : *Journal of Applied Physics* 100.11 (2006), p. 113308. DOI : [10.1063/1.2362908](https://doi.org/10.1063/1.2362908). URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2362908>.
- [5] *National Nuclear Data Center*. 2021. URL : <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [6] A. J. KONING, S. HILAIRE et M. C. DUIJVESTIJN. “TALYS : Comprehensive Nuclear Reaction Modeling”. In : *AIP Conference Proceedings* 769.1 (2005), p. 1154-1159. DOI : [10.1063/1.1945212](https://doi.org/10.1063/1.1945212). eprint : <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1945212>. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1945212>.
- [7] M. HERMAN, R. CAPOTE, B.V. CARLSON, P. OBLOŽINSKÝ, M. SIN, A. TRKOV, H. WIENKE et V. ZERKIN. “EMPIRE : Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation”. In : *Nucl. Data Sheets* 108 (2007), p. 2655.
- [8] A.J. KONING et D. ROCHMAN. “Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System”. In : *Nuclear Data Sheets* 113.12 (2012). Special Issue on Nuclear Reaction Data, p. 2841-2934. ISSN : 0090-3752. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nds.2012.11.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375212000889>.
- [9] Pablo CIRRONE, Giacomo CUTTONE, P.A. LOJACONO, S. NIGRO, Valentina MONGELLI, Iolanda PATTI, G. PRIVITERA, Luigi RAFFAELE, D. RIFUGGIATO, M.G. SABINI, V. SALAMONE, Corrado SPATOLA et Lucia VALASTRO. “A 62MeV proton beam for the treatment of ocular melanoma at Laboratori Nazionali del Sud-INFN”. In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 51 (juil. 2004), p. 860-865. DOI : [10.1109/TNS.2004.829535](https://doi.org/10.1109/TNS.2004.829535).
- [10] Syed AHMED. “Interaction of radiation with matter”. In : déc. 2015, p. 65-155. ISBN : 9780128013632. DOI : [10.1016/B978-0-12-801363-2.00002-4](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-801363-2.00002-4).
- [11] James F. ZIEGLER, M. D. ZIEGLER et J. P. BIRSACK. “SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 268.11-12 (juin 2010), p. 1818-1823. DOI : [10.1016/j.nimb.2010.02.091](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091).

- [12] *Cyclotron Produced Radionuclides : Principles and Practice*. Technical Reports Series 465. Vienna : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2009. ISBN : 978-92-0-100208-2. URL : <https://www.iaea.org/publications/7849/cyclotron-produced-radionuclides-principles-and-practice>.
- [13] *Clinical Applications of SPECT/CT : New Hybrid Nuclear Medicine Imaging System*. TECDOC Series 1597. Vienna : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2008. ISBN : 978-92-0-107108-8. URL : <https://www.iaea.org/publications/7928/clinical-applications-of-spect/ct-new-hybrid-nuclear-medicine-imaging-system>.
- [14] *Nuclear Medicine Physics*. Non-serial Publications. Vienna : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2015. ISBN : 978-92-0-143810-2. URL : <https://www.iaea.org/publications/10368/nuclear-medicine-physics>.
- [15] P. POMMIER, S. GUÉRIF, D. PEIFFERT, G. CRÉHANGE, J.-M. HANNOUN-LÉVI et R. DE CREVOISIER. “Curiethérapie des cancers de la prostate”. In : *Cancer/Radiothérapie* 20 (2016). Record : Recommandations pour la pratique de la radiothérapie externe et de la curiethérapie, S210-S215. ISSN : 1278-3218. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.canrad.2016.07.038>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1278321816301731>.
- [16] C. HAIE-MEDER, L. THOMAS, I. BARILLOT, P. POMMIER et P. NICKERS. “Curie-thérapie intégrant l'imagerie dans la prise en charge des patientes atteintes d'un cancer du col utérin”. In : *Cancer/Radiothérapie* 17.2 (2013). Curie-thérapie Coordonnée par Jean-Michel Hannoun-Lévi, p. 98-105. ISSN : 1278-3218. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.canrad.2013.02.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1278321813000401>.
- [17] Gobalakrishnan SUNDARESAN, Paul J. YAZAKI, John E. SHIVELY, Ronald D. FINN, Steven M. LARSON, Andrew A. RAUBITSCHKE, Lawrence E. WILLIAMS, Arion CHATZIOANNOU, Sanjiv Sam GAMBHIR et Anna M. WU. “124I-labeled engineered anti-CEA minibodies and diabodies allow high-contrast, antigen-specific small-animal PET imaging of xenografts in athymic mice.” In : *Journal of nuclear medicine : official publication, Society of Nuclear Medicine* 44 12 (2003), p. 1962-9.
- [18] Charlotte DUCHEMIN. “Étude de voies alternatives pour la production de radionucléides innovants pour les applications médicales”. 2015NANT2061. Thèse de doct. 2015, 1 vol. (XXIV-294 f.) URL : <http://www.theses.fr/2015NANT2061/document>.
- [19] Wim J.G. OYEN et Johann S. de BONO. “Targeted -Based Treatment of Metastatic Castration-Resistant Prostate Cancer : Revolutionizing Systemic Radiotherapy ?” In : *Journal of Nuclear Medicine* 57.12 (2016), p. 1838-1839. ISSN : 0161-5505. DOI : [10.2967/jnumed.116.179887](https://doi.org/10.2967/jnumed.116.179887). eprint : <https://jnm.snmjournals.org/content/57/12/1838.full.pdf>. URL : <https://jnm.snmjournals.org/content/57/12/1838>.
- [20] Hans HERZOG, Frank ROESCH, G STÖCKLIN, Syed QAIM et L FEINENDEGEN. “Measurement of pharmacokinetics of yttrium-86 radiopharmaceuticals with PET and radiation dose calculation of analogous yttrium-90 radiotherapeutics”. In : *Journal of nuclear medicine : official publication, Society of Nuclear Medicine* 34 (jan. 1994), p. 2222-6.
- [21] Frank RÖSCH et Richard P. BAUM. “Generator-based PET radiopharmaceuticals for molecular imaging of tumours : on the way to THERANOSTICS”. In : *Dalton Trans.* 40 (23 2011), p. 6104-6111. DOI : [10.1039/C0DT01504K](https://doi.org/10.1039/C0DT01504K). URL : <http://dx.doi.org/10.1039/C0DT01504K>.
- [22] Suresh Chandra SRIVASTAVA. “A Bridge not too Far : Personalized Medicine with the use of Theragnostic Radiopharmaceuticals”. In : *Journal of Postgraduate Medicine, Education and Research* 47 (2013), p. 31-46.

- [23] “DEVELOPMENT OF ^{149}Tb AND ^{152}Tb PRODUCTION FROM ISOL TARGETS AND ITS SUBSEQUENT PRECLINICAL AND CLINICAL EVALUATION”. In : (fév. 2018). URL : <https://cds.cern.ch/record/2632022>.
- [24] Alessandra BOSCHI, Petra MARTINI, Emilija JANEVIK-IVANOVSKA et Adriano DUATTI. “The emerging role of copper-64 radiopharmaceuticals as cancer theranostics”. In : *Drug Discovery Today* 23.8 (2018), p. 1489-1501. ISSN : 1359-6446. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.drudis.2018.04.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S135964461730510X>.
- [25] Gaia PUPILLO, Thomas SOUNALET, Nathalie MICHEL, Liliana MOU, Juan ESPOSITO et Férid HADDAD. “New production cross sections for the theranostic radionuclide ^{67}Cu ”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 415 (2018), p. 41-47. ISSN : 0168-583X. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.10.022>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X17309412>.
- [26] Dale BAILEY, Geoff SCHEMBRI, Kathy WILLOWSON, Amos HEDT, Eva LENGYELOVA et Matt HARRIS. “A Novel Theranostic Trial Design Using $^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$ with Fully 3D Pre-Treatment Dosimetry”. In : *Journal of Nuclear Medicine* 60.supplement 1 (2019), p. 204-204. ISSN : 0161-5505. eprint : <https://jnm.snmjournals.org/content>. URL : https://jnm.snmjournals.org/content/60/supplement_1/204.
- [27] Renata MIKOLAJCZAK, Sandrine HUCLIER, C. ALLIOT, Ferid HADDAD, Dezső SZIKRA, Viktória FORGÁCS et Piotr GARNUSZEK. “Production of scandium radionuclides for theranostic applications : towards standardization of quality requirements”. In : *EJNMMI Radiopharmacy and Chemistry* 6 (mai 2021). DOI : [10.1186/s41181-021-00131-2](https://doi.org/10.1186/s41181-021-00131-2).
- [28] Katarzyna SZKLINIARZ, Mateusz SITARZ, Rafał WALCZAK, Jerzy JASTRZEŃSKI, Aleksander BILEWICZ, Jarosław CHOIŃSKI, Andrzej JAKUBOWSKI, Agnieszka MAJKOWSKA, Anna STOLARZ, Agnieszka TRZCIŃSKA et Wiktor ZIPPER. “Production of medical Sc radioisotopes with an alpha particle beam”. In : *Applied Radiation and Isotopes* 118 (2016), p. 182-189. ISSN : 0969-8043. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.07.001>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096980431630344X>.
- [29] Katharina DOMNANICH, Robert EICHLER, Cristina MÜLLER, Sara JORDI, Vera YAKUSHEVA, S. BRACCINI, Martin BEHE, Roger SCHIBLI, Andreas TÜRLE et Nicholas van der MEULEN. “Production and separation of ^{43}Sc for radiopharmaceutical purposes”. In : *EJNMMI Radiopharmacy and Chemistry* 2 (nov. 2017), p. 14. DOI : [10.1186/s41181-017-0033-9](https://doi.org/10.1186/s41181-017-0033-9).
- [30] Nicholas P. VAN DER MEULEN, Maruta BUNKA, Katharina A. DOMNANICH, Cristina MÜLLER, Stephanie HALLER, Christiaan VERMEULEN, Andreas TÜRLE et Roger SCHIBLI. “Cyclotron production of ^{44}Sc : From bench to bedside”. In : *Nuclear Medicine and Biology* 42.9 (2015), p. 745-751. ISSN : 0969-8051. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nucmedbio.2015.05.005>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969805115000918>.
- [31] R. MISIAK, Rafał WALCZAK, Bogdan WAŚ, M. BARTYZEL, Jerzy MIETELSKI et Aleksander BILEWICZ. “ ^{47}Sc production development by cyclotron irradiation of ^{48}Ca ”. In : *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry* 313 (juin 2017), p. 1-6. DOI : [10.1007/s10967-017-5321-z](https://doi.org/10.1007/s10967-017-5321-z).
- [32] Katsuyuki MINEGISHI, Kotaro NAGATSU, Masami FUKADA, Hisashi SUZUKI, Tomoyuki OHYA et Ming-Rong ZHANG. “Production of scandium-43 and -47 from a powdery calcium oxide target via the $\text{nat}/^{44}\text{Ca}(x)$ -channel”. In : *Applied Radiation and Isotopes* 116 (2016), p. 8-12. ISSN : 0969-8043. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.07.001>.

10.1016/j.apradiso.2016.07.017. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096980431630389X>.

Chapitre 2

Physique de l'interaction laser-plasma relativiste et accélération d'ions

Sommaire

2.1 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste	37
2.1.1 Physique du laser	37
Le champ laser	37
Le paramètre de force laser a_0	39
Le contraste laser	41
Taux de répétition et technologies lasers	42
2.1.2 Notions de physique des plasmas	43
Remarques générales	43
Longueur de Debye	44
Pulsation plasma	44
Plasma sans collision	44
Création du plasma	45
2.1.3 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste	45
Mouvement d'un électron dans une onde électromagnétique relativiste	45
Force pondéromotrice	47
Propagation d'une onde électromagnétique relativiste	48
2.2 Accélération de particules par laser	49
2.2.1 Accélération des électrons	49
Dans une cible sous-critique par sillage	49
Cible quasi-critique et accélération directe	50
Cible sur-critique et accélération $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$	51
2.2.2 Accélération des ions	51
TNSA : Target Normal Sheath Acceleration	52
RPA : Radiation Pressure Acceleration	54
BOA : Break-Out Afterburner	56
CSA : Collisionless Shock Acceleration	57
Références	61

Contexte :

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la production de radioisotopes nécessite l'irradiation d'une cible par un faisceau d'ions. Dans ce cadre, les lasers pourraient alors être des outils privilégiés pour la production de tels faisceaux primaires d'ions. En effet, l'effet laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) découvert en 1960 a permis l'utilisation de sources lumineuses monochromatiques (à bande étroite de longueur d'onde), cohérentes spatialement et temporellement. Ces propriétés avantageuses ont ouvert la route vers de nombreux développements en recherche fondamentale et appliquée, ainsi que des applications industrielles (soudage au laser), médicales (chirurgie au laser) ou publiques. Aujourd'hui, les lasers de puissance atteignent des intensités si élevées que les constituants de la matière, lorsqu'ils sont irradiés avec une telle impulsion laser, adoptent des comportements dits "relativistes" et peuvent être accélérés à des énergies comparables à celles atteintes dans un cyclotron.

Résumé du chapitre :

Dans ce chapitre, les propriétés des impulsions laser considérées dans ce travail sont présentées. Seules les impulsions lasers Ultra Haute Intensité (UHI) et leurs propriétés, notamment concernant leur interaction avec la matière sont traitées. Ces informations permettent la compréhension des mécanismes d'accélération de particules par une impulsion laser. L'accélération des ions se produit à des échelles de temps bien plus grandes que celle des électrons, compte tenu de leur différence de masse (les électrons étant 1836 fois plus légers que les ions). Ces derniers, de par leur inertie, répondent à la perturbation électromagnétique, bien après les électrons du milieu. Selon le type de cible utilisée, la présence d'un préplasma lors de l'irradiation principale, la densité de la cible et de nombreux paramètres, l'accélération peut avoir lieu au sein même de la cible mais aussi en face avant ou arrière. Les mécanismes d'accélération des ions sont variés et doivent être clairement identifiés. En effet, il est indispensable de contrôler le mécanisme d'accélération des ions afin de pouvoir produire un faisceau d'ions accélérés reproductible et présentant des caractéristiques stables pour produire des radioisotopes dans un second temps.

Informations complémentaires :

Une introduction générale à la physique des lasers est disponible dans la référence [1], et du régime haute puissance dans [2]. La physique des plasmas est traitée dans l'ouvrage [3], et le domaine plus spécifique de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste est abordé dans [4, 5].

2.1 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste

La physique de l'interaction laser-plasma est un domaine extrêmement riche et le développement dans les années 1990 des installations laser utilisant l'amplification par dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification [6]) a permis de considérablement augmenter la puissance des impulsions laser. La production d'impulsions laser UHI avec des taux de répétition toujours plus importants est en plein essor. Lorsque l'onde laser atteint des intensités de l'ordre de quelques 10^{18}W/cm^2 , les électrons interagissant avec l'impulsion laser oscillent à des vitesses proches de la célérité de la lumière : leur mouvement doit être traité avec les équations relativistes du mouvement. Ce régime d'interaction laser-plasma est donc appelé le régime relativiste.

2.1.1 Physique du laser

Le champ laser

Les systèmes lasers ont connu un développement spectaculaire ces dernières années. Les lasers peuvent produire à l'heure actuelle des impulsions ultracourtes de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15}s) avec des puissances crête dépassant le petawatt. Focalisées sur une tâche de quelques longueurs d'onde (quelques μm), ces impulsions produisent des intensités pouvant atteindre 10^{21}W/cm^2 et des niveaux de 10^{23} ont été obtenus récemment [7]. À titre de comparaison, l'éclairement typique du Soleil sur Terre est de 0.1W/cm^2 .

L'impulsion principale d'un laser intense (voir figure 2.1) est principalement caractérisée par sa longueur d'onde λ_L , son énergie totale E_L ainsi que sa durée t_t (largeur à mi-hauteur, pour des impulsions gaussiennes) et la taille de sa tâche focale, le plus souvent renseignée comme sa largeur à mi-hauteur spatiale l_r . Sa puissance instantanée maximale, aussi appelée puissance crête, est :

$$P_0 = \frac{\sqrt{2\pi}}{2\sqrt{2\ln(2)}} \frac{E_L[\text{J}]}{\tau_L[\text{fs}]} [\text{PW}] \sim 0.94 \frac{E_L[\text{J}]}{\tau_L[\text{fs}]} [\text{PW}] \quad (2.1)$$

On définit plus souvent l'intensité crête I_0 , exprimée en W/cm^2 , comme la valeur maximale d'intensité (spatialement et temporellement). Pour une impulsion doublement gaussienne, en temps et en espace (voir figure 2.1), on a :

$$I(r, t) = I_0 \times \exp(-(t/t_0)^2) \times \exp(-(r/r_0)^2) \quad (2.2)$$

où t_0 (respectivement r_0) sont définis comme $I(0, t_0) = I_0/e$ (respectivement $I(r_0, 0) = I_0/e$). La figure 2.2 illustre ces différentes grandeurs. Les grandeurs spatiale et temporelle données en FWHM (pour Full Width at Half Maximum) sont : $l_r = r_0 \cdot 2\sqrt{\ln 2}$ et $t_t = t_0 \cdot 2\sqrt{\ln 2}$.

Alors on peut écrire :

$$I_0 = \frac{E_L}{t_0 \cdot r_0^2 \cdot \pi^{3/2}} = \frac{E_L \cdot 8 \cdot (\ln 2)^{3/2}}{l_t \cdot l_r^2 \cdot \pi^{3/2}} \quad (2.3)$$

Dans l'approximation lentement variable, le champ électrique est défini par le produit d'une fonction lentement variable $g(t)$ et d'un terme rapidement oscillant $\exp(-i\omega t)$ et est donc caractérisé en temps par une enveloppe modulant une partie oscillante à une fréquence ω_L , comme illustré sur la figure 2.3 :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) \quad (2.4)$$

Le spectre en fréquence des lasers CPA est bien souvent gaussien. L'impulsion laser est de plus limitée par sa transformée de Fourier, sa forme temporelle est donc elle aussi

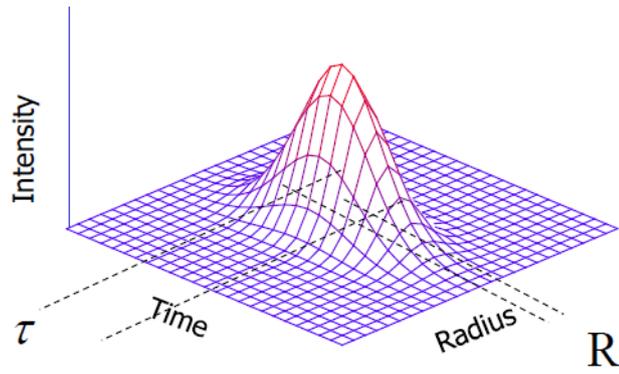


FIGURE 2.1 – Profils temporel et spatial de types gaussiens

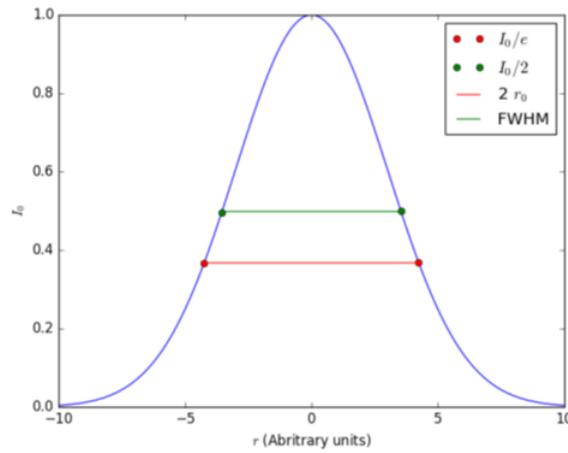
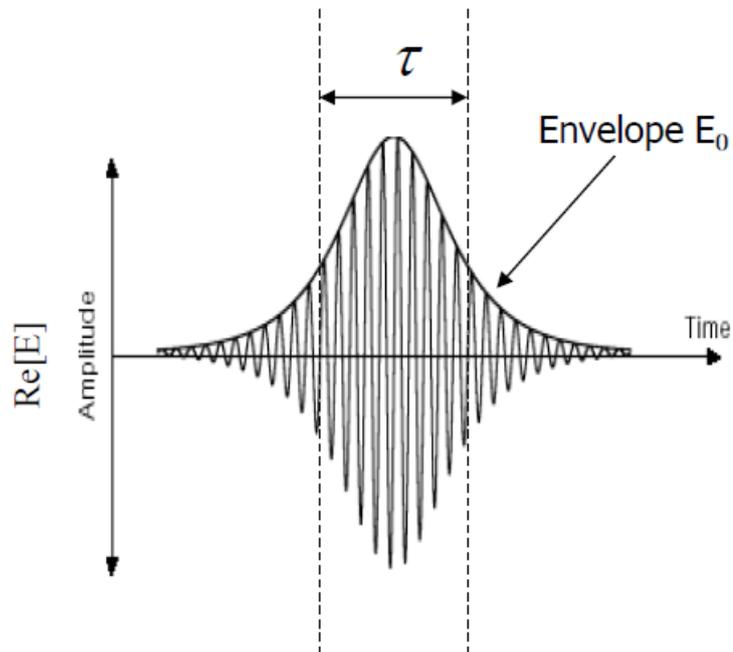
FIGURE 2.2 – Profil gaussien illustrant le paramètre r_0 et la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM en anglais) pour la variable r ; idem pour le paramètre t_0 et la largeur à mi-hauteur pour la variable t .

FIGURE 2.3 – Profil temporel typique d'une impulsion laser étudiée dans ce manuscrit

gaussienne :

$$g(t) = \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_0} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

La partie spatiale du champ électrique de tels lasers est une solution de l'équation d'onde paraxiale dans le vide qui, en se plaçant dans le repère de l'onde, peut s'écrire :

$$\nabla_{\perp}^2 E(r, z) - 2ik_0 \frac{\partial E(r, z)}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

on peut donc écrire $f(r, z)$ sous la forme d'une gaussienne :

$$f(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} - ik_0 \frac{r^2}{2R(z)} \right] e^{i\Phi(z)} \quad (2.7)$$

Où $w(z)$ est le rayon du faisceau en $1/e$ en amplitude du champ électrique et $R(z)$ le rayon de courbure du front d'onde. La propagation du laser suivant l'axe z induit une évolution de $w(z)$ et de $R(z)$ tel que :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (2.8)$$

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (2.9)$$

où w_0 est le rayon du faisceau en $1/e$ en amplitude du champ électrique dans le plan focal $z = 0$. La longueur de Rayleigh z_R est la distance sur laquelle l'intensité laser est réduite de moitié. La longueur de Rayleigh (voir figure 2.4 est définie par : $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$.

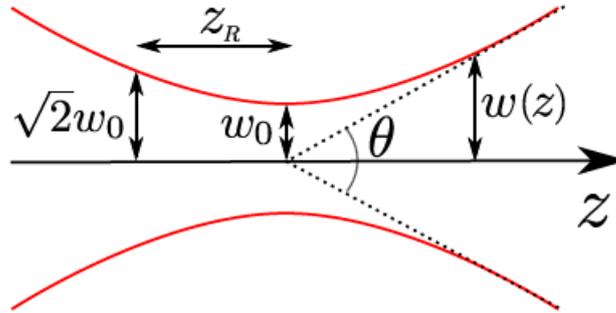


FIGURE 2.4 – Description spatiale d'un faisceau laser gaussien.

Le paramètre de force laser a_0

Le paramètre de force laser, aussi appelé potentiel vecteur normalisé, noté a_0 est un paramètre adimensionnel très utilisé dans l'interaction laser-plasma afin de déterminer si le

régime dans le quel on se trouve est relativiste ou non. Il est défini par la relation :

$$a_0 = \frac{eA_0}{m_e c} \quad (2.10)$$

où A_0 est l'amplitude maximale du potentiel vecteur du champ électromagnétique laser. Ce paramètre a_0 correspond au rapport du champ électrique laser et du champ Compton. En écrivant l'équation du mouvement d'un électron dans le champ laser, on peut montrer que le paramètre a_0 correspond à la vitesse d'oscillation de l'électron dans l'onde laser normalisée à la vitesse de la lumière.

En effet, l'équation du mouvement de l'électron dans le champ laser s'écrit :

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.11)$$

Dans le cas non relativiste $v \ll c$, la composante magnétique $\mathbf{v} \times \mathbf{B} \ll e\mathbf{E}$ est négligeable. Alors l'équation (2.10) admet pour solution :

$$\mathbf{v} = \frac{e\mathbf{A}_0}{m_e} e^{i\psi} \quad (2.12)$$

Le vecteur potentiel normalisé a_0 correspond aussi au rapport (v_{class}/c) entre la vitesse de l'électron (calculée classiquement) et la vitesse de la lumière.

La valeur du paramètre a_0 étant liée à la vitesse de l'électron, elle permet de caractériser le régime d'interaction laser-plasma. Lorsque $a_0 > 1$, le régime d'interaction est dit relativiste et il convient de tenir compte des effets relativistes.

On peut remarquer que dans cette expression, le paramètre a_0 peut être exprimé en fonction de l'intensité laser I_0 qui est égale à la moyenne de la norme du vecteur de Poynting \mathbf{S} :

$$I_0 = \langle |\mathbf{S}| \rangle = \frac{1}{\mu_0} \langle |\mathbf{E} \times \mathbf{B}| \rangle = \frac{\omega^2}{2\mu_0 c} A_0^2 \quad (2.13)$$

Notons que pour une intensité laser fixée I_0 , le potentiel vecteur est $\sqrt{2}$ fois plus petit en polarisation circulaire. Exprimé en fonction de l'intensité laser, le paramètre a_0 vaut alors :

En polarisation linéaire :

$$a_0 = \left(\frac{e^2}{2\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c^5} I_{0[W/m^2]} \lambda_{[m]}^2 \right)^{1/2} = 0,85 \sqrt{\frac{I_{0[W/cm^2]}}{10^{18}} \lambda_{[\mu m]}^2} \quad (2.14)$$

En polarisation circulaire :

$$a_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c^5} I_{0[W/m^2]} \lambda_{[m]}^2 \right)^{1/2} = 0,60 \sqrt{\frac{I_{0[W/cm^2]}}{10^{18}} \lambda_{[\mu m]}^2} \quad (2.15)$$

De même que pour le potentiel vecteur, le paramètre a_0 est plus faible en polarisation circulaire d'un facteur $\sqrt{2}$. En général, pour une intensité laser donnée, la valeur de a_0 est arbitrairement prise en polarisation linéaire. A titre indicatif, le tableau 2.5 donne la valeur du paramètre a_0 pour différentes intensités laser et pour une longueur d'onde de $0.8\mu m$.

Intensité (W/cm ²)	a ₀ en polarisation linéaire	a ₀ en polarisation circulaire
10 ²⁰ W/cm ²	6.9	4.8
10 ¹⁹ W/cm ²	2.2	1.6
10 ¹⁸ W/cm ²	0.7	0.5

FIGURE 2.5 – Valeurs typiques du paramètre a₀ pour différentes valeurs d'intensité selon la polarisation de l'impulsion laser, pour un laser de longueur d'onde λ₀=800 nm.

Le contraste laser

Les impulsions lasers UHI sont produites par une source initiale puis étirées, amplifiées et éventuellement compressées afin d'atteindre la puissance requise. L'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification (CPA)) qui permet d'atteindre des puissances de l'ordre du Petawatt engendre cependant la production d'une pré-impulsion secondaire qui accompagne l'impulsion principale (voir figure 2.6). Cette pré-impulsion est composée de deux parties : une première, de durée nanoseconde, liée à l'amplification de l'émission spontanée et une deuxième, de durée picoseconde. Ces pré-impulsions peuvent donc avoir une durée bien plus longue (de l'ordre de quelques nanosecondes) que l'impulsion principale. Pour les caractériser, on définit le contraste qui est le rapport de l'intensité de l'impulsion principale sur celle des impulsions secondaires.

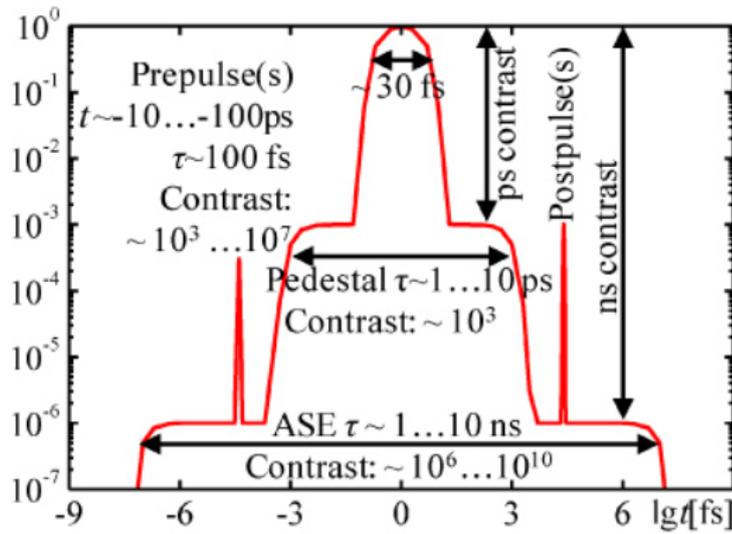


FIGURE 2.6 – Profil temporel typique d'une impulsion laser ultra-courte. Figure extraite de [8]. Des techniques récentes telles que l'OPCPA (Optical Parametric Chirped-pulse Amplification) ou la génération XPW (Cross-polarized wave) permettent toutefois de fortement améliorer la qualité du contraste qui peut alors atteindre des valeurs de l'ordre de 10¹² [9].

La détermination de la durée des impulsions secondaires et de leur contraste par rapport à l'impulsion principale est d'un intérêt capital pour l'accélération d'ions par laser car ces impulsions parasites peuvent avoir un rôle déterminant sur l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, notamment en l'ionisant et en modifiant son profil spatial de densité prématurément. Comme on peut le vérifier avec le code 1D hydrodynamique lagrangien ESTHER [10], la densité électronique de ce préplasma, au cours de son expansion, peut être approximée de la façon suivante :

$$N_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{x}{L_g}\right) \quad (2.16)$$

$$L_g = \left[\frac{1}{n_e} \left(\frac{dn_e}{dx} \right) \right]_{n_e=n_c}^{-1} \quad (2.17)$$

Dans cette expression la décroissance de la densité suit une loi exponentielle suivant une longueur caractéristique L_g qui est définie comme la longueur de gradient plasma. Cette expansion a pour conséquence de modifier en profondeur l'interaction laser-cible, en modifiant la forme de la région d'interaction, en favorisant l'apparition de champs électromagnétiques, en changeant l'absorption laser. L'état de ce préplasma est un paramètre essentiel dans l'absorption de l'énergie laser par la cible et il est donc important d'en connaître les caractéristiques. Afin d'en connaître ses propriétés, il est nécessaire de connaître l'évolution temporelle de l'intensité de la lumière parasite, à l'origine de ce préplasma. Cette lumière parasite se présente sous deux formes distinctes et se caractérise par un long piédestal sur lequel des préimpulsions viennent s'ajouter. Le piédestal est dû à l'amplification de l'émission spontanée (ASE, Amplified Spontaneous Emission en anglais) existante dans les milieux amplificateurs et qui peut s'étendre de 0,5 à 5 ns, suivant la vitesse d'obturation des cellules de Pockels (polariseur). Des préimpulsions se superposent ensuite à l'ASE et proviennent de réflexions parasites, de défauts de recompression et du taux d'extinction fini des polariseurs. Les défauts de recompression peuvent aussi entraîner une forte augmentation de l'intensité laser présente quelque dizaines de picosecondes avant l'impulsion. On distingue 2 types de contraste :

- le contraste nanoseconde correspondant aux préimpulsions arrivant quelques nanosecondes ou dizaines de nanosecondes avant l'arrivée de l'impulsion principale. Il définit ce que l'on a nommé l'ASE (Amplified Spontaneous Emission)
- le contraste picoseconde provenant des autres pré-impulsions ps

Taux de répétition et technologies lasers

Selon la technologie laser, le taux de répétition du laser utilisé peut varier de plusieurs ordres de grandeur.

Afin d'obtenir une accélération d'ions efficace en terme d'énergie, la puissance des lasers utilisés doit se situer dans une gamme de puissance 10TW-10PW. Trois types d'installations lasers, impliquant des stratégies expérimentales à chaque fois adaptées :

1. Les lasers de milieu amplificateur Ti :Sa ($\lambda_L \sim 0.8 \mu\text{m}$), délivrant une énergie de l'ordre du Joule (0.1 à 100 J), de durée d'impulsion typique de quelques dizaines de femtoseconde, pouvant atteindre des taux de répétition de l'ordre du Hz. Afin d'atteindre des courants de faisceaux d'ions équivalents aux cyclotrons, ce type de laser nous permettrait de profiter de leur de haut taux de répétition.
2. Les lasers Nd :verre ($\lambda_L \sim 1.05 \mu\text{m}$) délivrent des énergies bien plus élevées de l'ordre du kilo-Joule (0.1 à 1 kJ), une durée d'impulsion de quelques centaines de femtosecondes et peuvent atteindre des taux de répétition autour d'un tir par heure. Dans ce cas, l'énergie laser étant importante, on s'attend à pouvoir produire un nombre plus important d'ions à chaque tir mais ce nombre de tirs reste limité dans le temps.
3. D'autres technologies lasers existent via des milieux amplificateurs différents et permettent d'atteindre des régimes intermédiaires par rapport aux deux cas précédents (énergies de quelques dizaines de Joules au kilo-Joule et des taux de répétition de l'ordre du tir par minute).

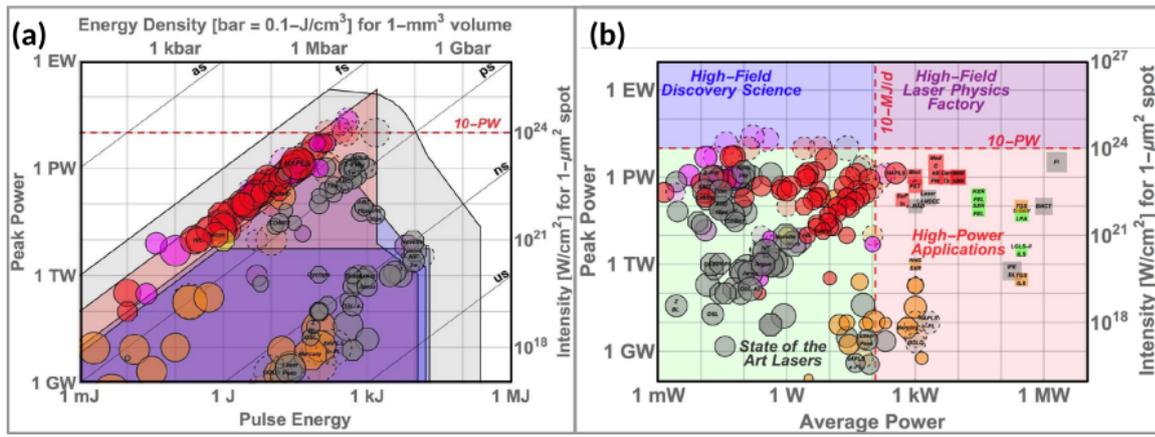


FIGURE 2.7 – Lasers impulsifs de haute puissance en 2019, classés (a) en fonction de leur puissance crête et leur énergie par impulsion, ou (b) en fonction de leur puissance crête et de leur puissance moyenne. Les octogones représentent des lasers dont l'activité s'est arrêtée, tandis que les cercles à traits pleins sont les lasers en activité en 2019, et les cercles pointillés sont les lasers en construction en 2019. La couleur rouge indique un dernier étage d'amplification en cristal de $Ti :Sa$ tandis que la couleur grise indique un milieu $Nd :verre$, les couleurs roses, orange et jaune indiquant respectivement un milieu amplificateur à gaz, $Yb :X$ et $Cr :X$, avec X le matériau hôte. Ces figures proviennent de [2].

Ces trois types de lasers de haute puissance disponibles aujourd'hui sont résumés sur la figure 2.7.

Ainsi, pour mener à bien une expérience permettant de produire un faisceau d'ions primaires dans le but de produire des radioisotopes, il faudra pouvoir se comparer aux capacités des cyclotrons utilisés actuellement. Les courants obtenus par accélération laser-plasma devront donc être comparés à ceux des cyclotrons. En effet, l'utilisation des radioisotopes nécessite des activités élevées et une production efficace.

2.1.2 Notions de physique des plasmas

Remarques générales

L'état de la matière le plus présent dans l'Univers n'est pas parmi les trois états que l'on apprend dès le plus jeune âge à l'école : solide, liquide ou gazeux ; il s'agit de l'état plasma. Il correspond à un gaz ionisé globalement neutre. Cet état se retrouve en effet dans les étoiles, le milieu interstellaire, ou sur Terre par exemple dans l'ionosphère ou les éclairs [3].

L'état plasma peut être de nature très différente en ce qui concerne ses propriétés physiques : divers degrés d'ionisation, différentes densités, être magnétisés ou non, etc ... Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons aux plasmas générés par laser dans une cible solide ou gazeuse. Les impulsions laser utilisées étant qualifiées de Ultra Haute Intensité, ces plasmas sont dits relativistes : le plasma est alors fortement ionisé, peu collisionnel, et l'énergie cinétique des particules dans ce dernier peut rapidement atteindre plusieurs MeV. Les particules chargées du plasma interagissent via les forces électrostatiques. Lorsque le plasma est irradié par un laser, se rajoutent les forces électrique et magnétique. Ces forces tendent à produire des effets collectifs au niveau des particules qui sont en compétition avec d'autres phénomènes microscopiques comme l'agitation thermique et les collisions binaires [3].

Parmi les effets collectifs régnant dans un tel plasma, le phénomène d'écrantage et les oscillations plasmas, d'une importance cruciale, sont expliqués ci-dessous. Ces deux phénomènes purement électrostatiques sont caractérisés respectivement par la longueur de Debye

et la pulsation plasma électronique (ou pulsation de Langmuir). Ces deux grandeurs caractérisent respectivement les échelles de longueur et de temps du plasma considéré [3].

Longueur de Debye

Un plasma est principalement composé d'électrons libres, légers, mobiles et chargés négativement, en interaction avec des ions, chargés positivement et beaucoup moins mobiles étant donné que leur masse est 1800 fois supérieure à celle des électrons. Les ions, tout comme les électrons, vont créer des champs électrostatiques attractifs pour les particules de charge différente et répulsifs pour les particules de même charge. La superposition des champs électrostatiques produits par les ions et les électrons produit alors un champ électrique nul en moyenne. Au delà d'une certaine distance appelée longueur de Debye et notée λ_D , le champ électrostatique créé par un ion est ainsi écranté par les électrons à son voisinage, et les charges situées au-delà de cette distance ressentiront l'influence de la charge de l'ion de façon atténuée. La longueur de Debye augmente avec l'agitation thermique des électrons, et diminue dès lors que la densité électronique est importante autour de l'ion. Une analyse plus fine montre que l'on peut l'exprimer comme [3] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T_e}{n_e e^2}} \approx 7.43 \times 10^2 \sqrt{\frac{T_e [\text{eV}]}{n_e [\text{cm}^{-3}]}} \text{ [cm]}, \quad (2.18)$$

où n_e est la densité électronique dans le plasma (en nombre par unité de volume), et T_e la température des électrons du plasma multipliée par la constante de Boltzmann k_B . T_e est appelée "température" en physique des plasmas et s'exprime le plus généralement en eV.

Pulsation plasma

Dans un plasma, du fait de leur masse beaucoup plus importante que celle des électrons, les ions peuvent être considérés comme immobiles. Toute perturbation du plasma entraîne une oscillation des électrons autour de la position d'équilibre fixée par les ions. Ces oscillations, appelées oscillations plasma (ou encore ondes de Langmuir, ou simplement ondes plasma), présentent une pulsation donnée par [3] :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad (2.19)$$

Pour une densité électronique de l'ordre de la densité critique notée n_c (nous reviendrons en détail sur cette grandeur essentielle qui vaut $1.1 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ dans le cas d'un laser de longueur $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$), la période typique des oscillations plasma électroniques est de l'ordre de $2\pi/\omega_{pe} \sim 3$ fs. Le temps de réponse électronique à une perturbation est court devant la durée des impulsions lasers étudiées dans ce manuscrit. Les électrons sont donc suffisamment mobiles pour pouvoir jouer un rôle crucial dans l'interaction laser-plasma.

Le temps caractéristique de réponse des ions à une perturbation est de l'ordre de $2\pi/\omega_{pi} \gtrsim 140$ fs, où $\omega_{pi} = \sqrt{n_i Z^2 e^2 / m_i \varepsilon_0}$ est la pulsation plasma ionique, en considérant des protons à la densité critique n_c . Ainsi, les ions auront des temps de réponse beaucoup plus longs à l'impulsion laser.

Plasma sans collision

Les particules d'un plasma peuvent aussi interagir par l'intermédiaire de collisions binaires [3]. La collision électron-ion est la plus probable dans un plasma ionisé. La fréquence de cette collision dépend de la densité électronique et de la température du plasma [3] :

$$\nu_{ei} \approx 5 \times 10^{-6} \ln \Lambda (n_e [\text{cm}^{-3}]) (T_e [\text{eV}])^{-3/2} \text{ [Hz]} \quad (2.20)$$

où $\ln(\Lambda)$ est un paramètre qui traduit la prise en compte des collisions binaires à faible angle de déflexion (compris entre 10 et 20 dans notre cas [3]). Pour des plasmas de température de l'ordre de 1 keV et de densité électronique de l'ordre de la densité critique, le temps caractéristique des collisions est de l'ordre de $1/\nu_{ei} \sim 600\text{fs}$ pour $\ln \Lambda = 10$. L'effet des collisions entre particules est donc négligeable dans ce cas devant le mouvement collectif des particules (mouvement modélisé par la période des ondes plasmas). Les collisions sont d'autant plus négligeables que le plasma est peu dense et chaud.

Les collisions doivent être prises en compte lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une cible épaisse et dense.

Création du plasma

Lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une cible, la création d'un plasma peut avoir lieu si l'intensité du laser est supérieure au seuil de claquage du matériau. L'ionisation du matériau peut intervenir par trois processus différents :

- l'ionisation multiphotonique [5, 11] : les atomes de la cible absorbent plusieurs photons simultanément.
- l'ionisation par effet tunnel [4] : ce régime intervient lorsque le potentiel d'ionisation est plus faible que le potentiel pondéromoteur. L'ionisation devrait donc ne pas être possible, mais la mécanique quantique prévoit une probabilité non nulle que la particule franchisse la barrière de potentiel et passe dans un état ionisé.
- l'ionisation par suppression de barrière [11] : pour des intensités laser plus importantes, l'effet du champ électromagnétique du laser peut abaisser la barrière de potentiel Coulombienne des atomes, jusqu'à la supprimer totalement.

Les plasmas produits par des impulsions lasers UHI présentent donc typiquement un degré d'ionisation élevé et les effets collectifs précédemment évoqués jouent alors un rôle majeur, d'autant plus important que le degré d'ionisation est élevé.

2.1.3 Interaction laser-plasma dans le régime relativiste

Mouvement d'un électron dans une onde électromagnétique relativiste

Le raisonnement et les équations suivantes sont tirées de [12]. Le mouvement d'un électron est régi par la troisième équation de Newton avec la force de Lorentz :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.21)$$

où la quantité de mouvement et la vitesse $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m_e\gamma$ sont reliés par le facteur $\gamma = \sqrt{1 + \mathbf{p}^2/m_e^2c^2}$, les champs électromagnétiques étant définis par les équations de Maxwell.

Afin de résoudre cette équation dans une forme invariante, il est courant d'utiliser le potentiel vecteur \mathbf{A} en se plaçant dans la jauge de Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$. Alors $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ et $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. L'équation du mouvement de l'électron peut alors s'écrire :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + e(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{A} - e\nabla(\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}) \quad (2.22)$$

Il est pratique d'ajouter à cette équation l'énergie cinétique de l'électron $T = (\gamma - 1)m_e c^2$ sachant que $v = \frac{\partial T}{\partial p}$. Donc en multipliant (2.22) par la vitesse, on obtient l'équation de conservation de l'énergie de l'électron :

$$\frac{dT}{dt} = e\mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.23)$$

Considérons une onde électromagnétique plane se propageant selon l'axe z : $A_{\perp}(z, t)$. Alors la composante de l'équation (2.22) dans le plan perpendiculaire à l'axe z s'écrit :

$$\frac{d\mathbf{p}_{\perp}}{dt} = e \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial t} + e \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial z} \equiv e \frac{d\mathbf{A}_{\perp}(\mathbf{z}_e(\mathbf{t}), \mathbf{t})}{dz} \quad (2.24)$$

où $z_e(t) = \int^t \mathbf{v}_{\parallel} dt$. Cette équation décrit la conservation de l'impulsion généralisée $\mathbf{P}_{\perp} = \mathbf{p}_{\perp} - e\mathbf{A}_{\perp}$. Si l'électron est au repos avant l'arrivée de l'onde, $\mathbf{p}_{\perp} = e\mathbf{A}_{\perp}(z_e(t), t)$.

Selon l'équation (2.22), le mouvement de l'électron dans la direction de propagation de l'onde est décrit par l'équation suivante :

$$\frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{dt} = -e \mathbf{v}_{\perp} \cdot \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial z} = -\frac{e}{m_e \gamma} \mathbf{p}_{\perp} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial z} \quad (2.25)$$

La conservation de la composante de l'impulsion dans le plan perpendiculaire permet d'écrire l'équation (2.25) comme :

$$\frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{dt} = -\frac{e^2}{m_e \gamma} \mathbf{A}_{\perp} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial z} = -\frac{e^2}{m_e \gamma} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}^2}{\partial z} \quad (2.26)$$

De la même façon, si l'on considère l'équation (2.23) pour l'énergie, on obtient :

$$\frac{d(\gamma - 1) m_e c^2}{dt} = -\frac{e^2}{m_e \gamma} \mathbf{A}_{\perp} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e \gamma} \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}^2}{\partial t} \quad (2.27)$$

En soustrayant (2.26) à (2.27) :

$$\frac{d[(\gamma - 1) m_e c^2 - \mathbf{p}_{\parallel} c]}{dt} = \frac{e^2}{2m_e \gamma} \left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{A}_{\perp}^2 \quad (2.28)$$

Pour une onde progressive se propageant avec la vitesse c , le potentiel vecteur est fonction de la variable $t - z/c$. En conséquence, la partie droite de l'équation (2.28) est nulle, et on obtient la deuxième loi de conservation pour la composante parallèle de l'impulsion :

$$(\gamma - 1) m_e c^2 - \mathbf{p}_{\parallel} c = cste \quad (2.29)$$

Pour un électron au repos avant l'arrivée de l'impulsion laser, on a donc :

$$\mathbf{p}_{\parallel} = m_e c (\gamma - 1) \quad (2.30)$$

La relation entre les composantes parallèle et perpendiculaire de l'impulsion s'écrit donc :

$$\mathbf{p}_{\parallel} = \mathbf{p}_{\perp}^2 / 2m_e c \quad (2.31)$$

En considérant une onde électromagnétique plane se propageant selon l'axe z et un électron au repos avant l'arrivée de l'onde, les composantes parallèle et perpendiculaire de l'impulsion sont :

$$\mathbf{p}_{\parallel} = m_e c (\gamma - 1) \quad \mathbf{p}_{\parallel} = \mathbf{p}_{\perp}^2 / 2m_e c \quad (2.32)$$

L'électron revient alors au repos après le passage de l'onde. Le signe de l'impulsion parallèle est toujours positif, cela décrit l'effet d'entraînement de l'électron dans la direction de propagation de l'onde. Il peut être interprété comme la conséquence de la conservation de l'impulsion parallèle dans l'interaction entre l'électron et les photons représentant l'onde.

Une autre conséquence est la relation entre l'angle θ du mouvement de l'électron par rapport à l'axe de propagation d'onde et son énergie :

$$\tan \theta = \frac{\mathbf{p}_{\parallel}}{\mathbf{p}_{\perp}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (2.33)$$

Les électrons relativistes sont donc propulsés par l'onde dans la direction de sa propagation, tandis que les électrons non-relativistes sont accélérés dans la direction du vecteur de polarisation.

Force pondéromotrice

Le membre droit de l'équation (2.26) est proportionnel au carré de l'amplitude de l'impulsion laser : il s'agit d'une force constituée d'une composante moyenne et d'une composante oscillante de période π/ω , la demi-période de l'impulsion laser. La partie moyenne de cette force est appelée force pondéromotrice. Elle agit sur toutes les particules chargées indifféremment du signe de leur charge (mais surtout sur les électrons du à leurs faibles masses) en les propulsant dans la direction opposée au gradient de l'intensité. La forme plus générale de l'équation (2.26) pour la composante moyenne de l'impulsion $\langle p \rangle$ est :

$$\frac{d\langle p \rangle}{dt} = f_p = -\frac{e^2}{2m_e \langle \gamma \rangle} \nabla \langle A^2 \rangle \quad (2.34)$$

où le facteur relativiste moyen s'exprime :

$$\langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \langle p \rangle^2 / m_e^2 c^2 + e^2 \langle A^2 \rangle / m_e^2 c^2} \quad (2.35)$$

et tient compte de l'impulsion moyenne $\langle p \rangle$ et de l'impulsion oscillante $p_{osc} = eA$.

Seule la partie oscillante dans $\langle \gamma \rangle$ dépend de l'espace. De plus, l'impulsion moyenne $\langle p \rangle$ est une fonction du temps. La force pondéromotrice peut donc s'exprimer comme :

$$f_p = -m_e c^2 \nabla \langle \gamma \rangle \quad (2.36)$$

La force pondéromotrice dérive donc du gradient du potentiel pondéromoteur : $U_p = m_e c^2 (\langle \gamma \rangle - 1)$. Le travail de la force pondéromotrice, comme pour toute force potentielle, ne dépend donc pas de la trajectoire de la particule mais seulement de ses positions de départ et d'arrivée. Une particule libre chargée ne peut donc gagner (ou perdre) de l'énergie cinétique sous l'influence d'une l'impulsion laser. C'est la formulation du théorème de Lawson-Woodward.

Bien que ce théorème soit vérifié pour le cas idéal présenté ci-dessus, il y a plusieurs possibilités pour l'électron de gagner de l'énergie dans le champ laser. Nous rappelons ici quelques exemples les plus évidents :

1. un électron qui est libéré suite à l'ionisation par le champ laser peut acquérir une énergie cinétique de l'ordre du potentiel pondéromoteur ;
2. un électron peut gagner de l'énergie si il ne vérifie pas de condition d'adiabaticité, comme par exemple sous l'effet d'une impulsion qui est brusquement coupée par un obstacle (bord de plasma) ;
3. la présence d'un gradient de densité ou d'un champ électromagnétique extérieur facilite l'échange d'énergie entre l'électron et le champ laser ;
4. on peut créer un potentiel pondéromoteur creux qui piège les électrons et les entraîne avec l'impulsion ;
5. enfin, les impulsions très courtes de quelques cycles optiques ne vérifient pas ce théorème et peuvent effectivement accélérer les électrons.

Pour se rendre compte de l'effet de la force pondéromotrice d'une impulsion laser, considérons une onde électromagnétique plane. L'expression (2.36) devient alors :

$$f_p = -\frac{e^2}{2m_e\omega_0^2}\nabla E^2(x)\cos^2(\omega_0 t) = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\nabla E^2(x)[1 + \cos(2\omega_0 t)] \quad (2.37)$$

La force pondéromotrice se décompose donc en deux termes distincts :

- une composante constante qui pousse les électrons dans la direction de propagation de l'impulsion laser
- une composante qui fait osciller les électrons dans la direction transverse et a tendance à chauffer ces derniers et donc à élever la température du plasma.

En utilisant un laser polarisé circulairement, la composante oscillante de la force pondéromotrice disparaît et le chauffage des électrons est donc fortement réduit.

Propagation d'une onde électromagnétique relativiste

La dynamique d'un électron dans le champ d'une onde électromagnétique relativiste change les propriétés du plasma dans lequel ce champ se propage. Deux propriétés remarquables apparaissent lorsqu'une telle onde relativiste se propage dans un plasma : la transparence induite et l'autofocalisation relativiste.

Une onde électromagnétique non-relativiste peut se propager à travers un plasma si et seulement si la densité électronique n_e est inférieure à la densité de coupure n_c . Cette valeur de densité de coupure est atteinte lorsque la pulsation du laser ω_L est égale à la pulsation électronique du plasma ω_{pe} . La densité critique n_c est un paramètre clé pour caractériser le régime de propagation de l'onde dans le plasma :

- Si $\omega_{pe} > \omega_L$, la réponse des électrons du plasma est rapide devant la variation du champ électromagnétique. Les électrons écrantent alors le champ laser et l'empêchent de se propager à l'intérieur du plasma. L'impulsion laser donne alors naissance à une onde évanescence sur une profondeur de l'ordre de l'épaisseur de peau $\lambda_p \simeq c/\omega_{pe}$ [5]. Ce comportement est typique des cibles solides.
- Si $\omega_{pe} < \omega_L$, les électrons ont une réponse lente et ne peuvent écranter le champ laser qui se propage alors à l'intérieur du plasma. Ce comportement est rencontré pour les milieux peu denses comme les jets de gaz.

La densité critique est dépendante de la longueur d'onde du laser qui se propage dans le plasma et s'exprime comme :

$$n_c = \frac{m_e\epsilon_0\omega_L^2}{e^2} \simeq \frac{1.1 \times 10^{21}}{(\lambda_L[\mu m])^2} [cm^{-3}] \quad (2.38)$$

Lorsqu'une onde électromagnétique présente une amplitude relativiste, la densité critique dépend alors de l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde et s'écrit :

$$n_{c,rel} = \gamma_e \cdot n_c \quad (2.39)$$

L'onde relativiste peut donc se propager dans le plasma jusqu'à des densités d'environ $n_e < \gamma \cdot n_c$. Une onde relativiste peut donc pénétrer dans un plasma plus dense, avec la densité électronique γ fois supérieure à la densité critique. Pour des cibles de densité de plasma proche de la densité solide, le laser pénétrera plus profondément dans le plasma, permettant un chauffage électronique plus important. Le facteur relativiste γ_e peut être évalué rapidement grâce au potentiel vecteur normalisé du laser a_0 :

$$\gamma_e = \sqrt{1 + a_0^2/2} \quad (2.40)$$

Si la polarisation du laser est circulaire, on remplacera dans le facteur relativiste $\gamma_e a_0^2/2$ par a_0^2 . L'effet de la transparence induite peut être interprété comme une diminution de la vitesse de phase si l'amplitude d'onde augmente. On peut aussi dire que l'oscillation relativiste des électrons augmente leur propre masse inertielle et entraîne donc une diminution de la fréquence plasma électronique.

Dans l'optique non-linéaire, pour un plasma peu dense et faiblement relativiste, cet effet est caractérisé par l'indice non-linéaire N_{NR} . En supposant que $n_e \ll n_c$ et $a_0^2 \ll 1$, on obtient pour l'indice de plasma, $N = kc/\omega$ l'expression suivante [12] :

$$N = 1 - \omega_{pe}^2/2\omega^2 - a_0^2\omega_{pe}^2/16\omega^2 \quad (2.41)$$

Le dernier terme de cette formule est proportionnel à l'intensité, donc l'indice non-linéaire est $N_{NR} = \omega_{pe}^2/2\omega^2$. Pour un faisceau laser de rayon fini, la dispersion non-linéaire conduit à l'auto-focalisation. En comparant les effets de la diffraction et de la non-linéarité, on obtient le critère d'auto-focalisation relativiste. L'angle de diffraction $\theta_D \approx 1/k\omega_0$ caractérise la longueur de Rayleigh $z_R = \omega_0/\theta_D$. Le rayon central du faisceau laser obtient une phase supplémentaire $\Delta\varphi \approx \theta_D^2 \cdot k \cdot z_R \approx 1$.

Dans le cas de l'autofocalisation, cette phase doit être compensée par la diminution du vecteur d'onde d'un facteur $\Delta k = -N_{NR} \cdot a_0^2 \cdot k$. Par conséquent, la condition $N_{NR} \cdot a_0^2 \cdot k \cdot z_R \approx 1$ définit le seuil d'autofocalisation. Dans le case de l'onde électromagnétique relativiste, il s'écrit : $a_0^2 \cdot \epsilon^2 \cdot \omega_0^2 \approx 1$.

Le produit $a_0^2 \cdot \omega_0^2$ est proportionnel à la puissance du faisceau laser P_{las} . Le calcul plus précis donne pour la puissance de l'autofocalisation relativiste l'expression suivante :

$$P_{cr} \approx 17 \frac{n_c}{n_e} GW \quad (2.42)$$

L'autofocalisation relativiste a pour conséquence d'augmenter encore l'intensité de l'impulsion laser. Ce critère est largement dépassé avec les lasers UHI utilisés dans ce travail de thèse.

2.2 Accélération de particules par laser

Comme vu précédemment, la faible masse des électrons implique un temps de réponse très court à la perturbation du milieu par l'impulsion laser. Les ions, 1836 fois plus lourds, ne répondront que bien plus tard aux mouvements collectifs des électrons. Nous nous intéressons principalement dans cette thèse à l'accélération des ions donc l'accélération des électrons sera traitée de façon non exhaustive et plus générale.

2.2.1 Accélération des électrons

Dans une cible sous-critique par sillage

L'accélération d'électrons lors de la propagation d'un laser dans un plasma sous-critique est un domaine d'étude à part entière depuis la fin des années 1970 [13]. Dans ce type de cible, le principal mécanisme d'accélération des électrons est appelé accélération par sillage (Laser Wakefield acceleration en anglais), et plus particulièrement le régime de la bulle (blowout regime). Découvert théoriquement en 2002 [14], il a été mis en évidence expérimentalement deux ans plus tard [15, 16, 17].

Dans ce mécanisme d'accélération, la force pondéromotrice éjecte les électrons sur son passage et crée une bulle quasiment vide d'électrons dans son sillage [14]. La séparation de charge ainsi créée donne naissance à un fort champ électrique longitudinal, qui accélère alors les électrons dans la direction de propagation du laser si ceux-ci ont été convenablement injectés dans la cavité [14, 18]. Le principe de ce mécanisme est illustré sur la figure 2.8. Si les électrons accélérés restent en phase avec le champ accélérateur, le mécanisme est très efficace. L'accélération par ce mécanisme peut cependant être limitée par la diffraction de l'impulsion laser, le déphasage des électrons et du champ accélérateur, la perte d'énergie du laser au fur et à mesure de sa propagation, ou encore des instabilités laser-plasma [18].

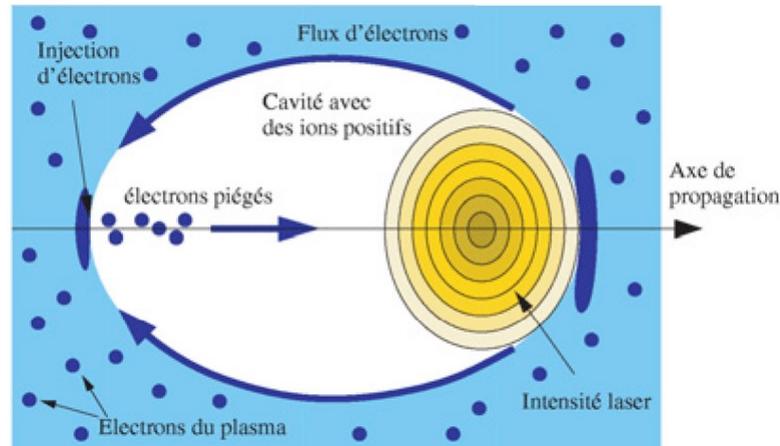


FIGURE 2.8 – Principe de l'accélération d'électrons dans le régime de la bulle. Figure tirée de la référence [19]

L'impulsion laser doit cependant rester stable tout au long de sa propagation dans le plasma afin d'accélérer les électrons efficacement. Cette restriction implique que l'efficacité de transfert de l'énergie laser au plasma demeure faible dans ce régime.

Cible quasi-critique et accélération directe

Dans une cible de densité proche de la densité critique relativiste, appelé cible quasi-critique, l'impulsion laser est fortement altérée lors de son interaction avec le plasma. L'impulsion transfère donc une part plus importante de son énergie [20].

Le mécanisme d'accélération directe permet d'accélérer un nombre important d'électrons avec une distribution en énergie large pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV [21]. Cette accélération directe dans des jets de gaz denses avec des durées d'impulsions de quelques centaines de fs [20, 22] est observée et étudiée depuis plusieurs décennies.

Ce mécanisme d'accélération directe est rendu possible par la création de champs électromagnétiques produits directement par l'impulsion laser, via le creusement d'un canal sous-dense en électron. Ce canal est creusé au sein du plasma par la force pondéromotrice du champ laser au fur et à mesure que cette dernière pénètre dans le plasma. Une séparation de charges est alors créée et produit un champ électrique transverse, ainsi qu'un champ électrique longitudinal à l'interface vide-plasma [23], et le courant d'électrons accélérés (on observe souvent la formation d'un filament d'électrons accélérés au centre du canal) peut aussi induire un champ magnétique azimuthal [24, 23].

Cible sur-critique et accélération $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$

L'interaction d'une impulsion laser avec un matériau sur-critique, typiquement lorsque la cible est solide, ne se fait plus en volume mais seulement en surface, puisque le laser ne peut pénétrer une densité supérieure à la densité critique. L'interaction peut en fait se produire sur une profondeur limitée à l'épaisseur de peau.

Les faisceaux d'électrons accélérés dans ce régime présentent une distribution en énergie large, dite thermique (sous forme d'exponentielle décroissante) [25] et une divergence angulaire de plusieurs dizaines de degrés de demi-angle [26]. Ce type de régime d'interaction permet aussi de produire des courants d'électrons intenses à l'intérieur du solide [4]. Ce mécanisme d'accélération par la composante magnétique de la force de Lorentz, aussi notée $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ou $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, ne peut être significatif que si l'effet du champ magnétique est prépondérant, donc pour des intensités laser relativistes $a_0 \gtrsim 1$.

Lors de l'interaction d'une onde plane avec un électron initialement au repos dans le vide, nous avons montré que l'électron peut être accéléré dans la direction transverse à la direction de propagation de l'onde par la composante électrique du champ laser. La partie magnétique de la force de Lorentz peut faire osciller l'électron longitudinalement si le champ magnétique est assez intense. L'électron connaît cependant une phase décélétratrice après la phase accélératrice. Dans le mécanisme d'accélération appelé $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, le laser est stoppé au niveau de la densité sur-critique au delà de laquelle il ne peut pas se propager. Le mouvement d'oscillation longitudinal des électrons est alors interrompu à cette interface. Les électrons sont injectés dans la cible avec une vitesse longitudinale et ne peuvent en effet plus être décélérés par l'onde électromagnétique, qui est évanescence derrière l'interface sur-critique. Les électrons accélérés conservent donc une partie de l'énergie cinétique qu'ils ont acquise en phase accélératrice.

Lorsqu'une impulsion laser interagit avec une cible solide, le nombre d'électrons accélérés peut être très important (avec une densité de courant de l'ordre de $\sim e n_c c$ [4]), ce qui crée une séparation de charges à l'interface sur-critique. Le champ électrostatique induit freine alors les électrons injectés dans la cible, jusqu'à pouvoir les arrêter totalement [4]. Ce défaut de charges est spontanément compensé par un courant de retour d'électrons thermiques peu énergétiques, souvent appelés électrons froids, qui a tendance à neutraliser les charges et les courants [4, 27]. Les électrons les plus énergétiques (chauds et suprathermiques) peuvent ainsi se propager dans le solide, en étant toutefois freinés par le champ électrostatique de séparation de charges [4, 27], puis finalement sortir en face arrière de la cible.

La distribution en énergie des électrons accélérés dans l'interaction laser-solide est typiquement exponentielle décroissante, de température effective [4] :

$$T_e^{\mathbf{v} \times \mathbf{B}} \sim \left(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1 \right) m_e c^2 . \quad (2.43)$$

On observe donc que la température effective est ici typiquement de quelques MeV à quelques dizaines de MeV.

Dans l'interaction laser-solide, le mécanisme $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ peut aussi être en concurrence avec d'autres mécanismes d'accélération d'électrons, comme par exemple le chauffage stochastique [28, 29], ou l'effet Brunel pour un laser en incidence oblique [30, 29].

2.2.2 Accélération des ions

Les impulsions lasers UHI permettent aussi d'accélérer les ions du plasma à des énergies de plusieurs *MeV*, voir *GeV* sur des distances millimétriques. Par rapport aux ions produits dans les accélérateurs conventionnels, l'accélération par laser crée des faisceaux d'ions avec une charge beaucoup plus importante, une divergence plus faible sur des durées bien plus

courtes (quelques picosecondes). Les électrons, du fait de leur faible masse, sont accélérés directement lors de leur interaction avec l'impulsion laser. Les ions, bien plus lourds, sont, quant à eux, accélérés dans un second temps, en réponse au mouvement des électrons.

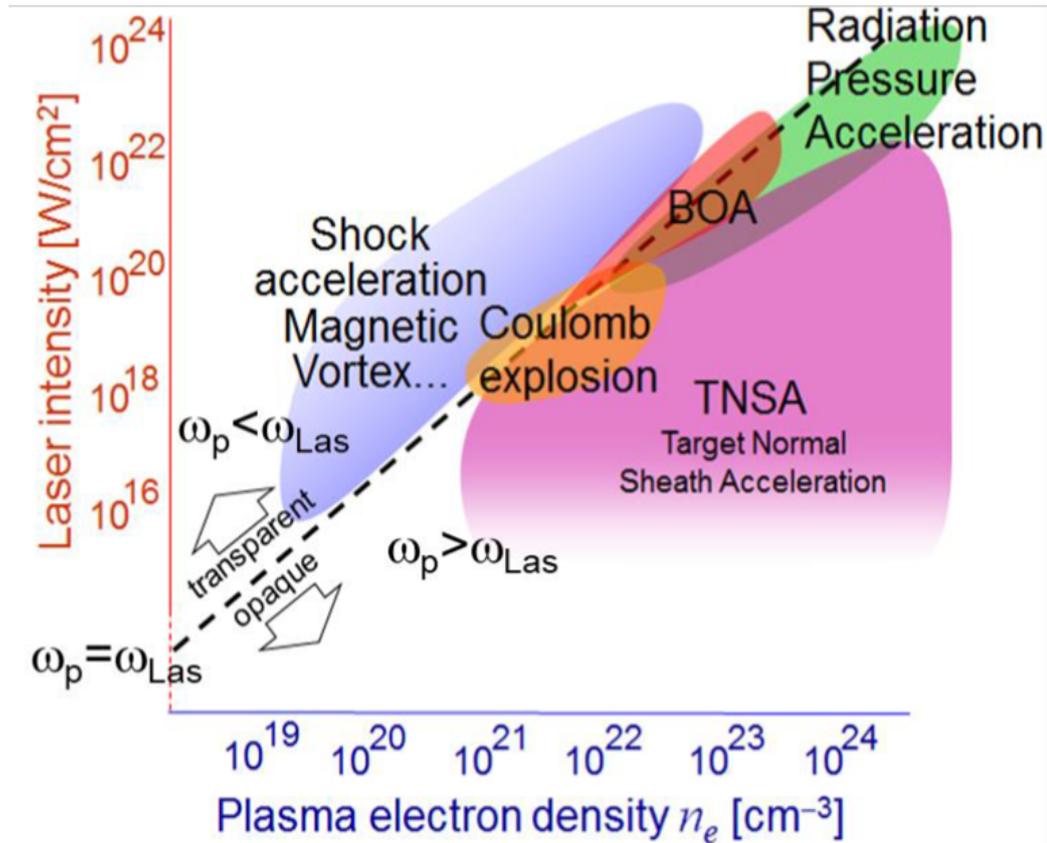


FIGURE 2.9 – Représentation des mécanismes d'accélération des ions dans un plasma en fonction de densité électronique du plasma et de l'intensité de l'impulsion laser. Figure tirée de [31].

Les mécanismes d'accélération des ions sont variés et vont dépendre fortement de deux facteurs : la densité de la cible et l'intensité de l'impulsion laser utilisées, qui vont déterminer si l'interaction laser-plasma est en régime transparent ou opaque selon que le laser peut pénétrer ou pas dans la cible. Les différents mécanismes d'accélération d'ions sont résumés sur la figure 2.9.

TNSA : Target Normal Sheath Acceleration

Dans les années 2000, les premiers protons accélérés à des énergies supérieures au MeV ont été reportées [32, 33] lorsqu'un laser intense venait irradier une cible solide fine. L'explication physique de ce mécanisme fut mise en lumière après ces premières observations expérimentales par Wilks *et al.* [34]. Ce mécanisme d'accélération, schématisé sur la figure 2.10 appelé TNSA pour Target Normal Sheath Acceleration, se déroule ainsi :

1. A la surface avant de la cible sur-critique, des électrons sont chauffés par l'impulsion laser UHI. Le pré-pulse de l'impulsion laser aura tendance à créer un préplasma d'une certaine longueur en face avant de la cible et ainsi permettre une absorption plus ou moins efficace de l'impulsion principale en fonction de la longueur de ce préplasma. Une population d'électrons chauds est alors générée à la surface de la cible solide par le processus décrit dans le paragraphe précédent.

2. Ces électrons chauds, relativistes et se déplaçant dans la cible à une vitesse proche de celle de la lumière, traversent rapidement la cible et arrivent en face arrière. Les plus énergétiques d'entre eux s'échappent en face arrière de la cible. La cible devient donc chargée positivement, confinant ainsi la majorité des électrons chauds [35]. Ces électrons génèrent une séparation de charge de chaque côté de la cible et notamment un fort champ électrostatique ($\sim TV/m$) en face arrière de la cible.
3. La couche de polluants présente sur la face arrière de la cible est ionisée, générant ainsi différentes espèces ioniques, dont les protons qui sont les ions les plus légers. Ces ions sont accélérés par le champ de gaine normal à la surface arrière de la cible. Accompagnés du nuage électronique, ils forment un faisceau accéléré de particules chargées en face arrière jusqu'à ce que la pression des électrons chauds devienne insuffisante pour maintenir la séparation de charge.

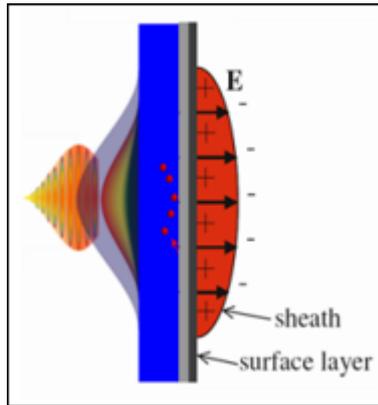


FIGURE 2.10 – Schéma de l'accélération de gaine normale à la cible (Target Normal Sheath acceleration (TNSA)).

Ce mécanisme d'accélération a été expliqué avec des modèles fluides par Wilks *et al.* [34] et Mora [36] qui décrivent ce mécanisme comme l'expansion d'un plasma chaud dans le vide pour représenter le faisceau de protons et le nuage d'électrons chauds.

Le spectre des ions accélérés est un spectre thermique comportant un cutoff en énergie bien défini, qui peut être estimé dans ce modèle fluide par [34] :

$$E_{max}^{ions} \simeq 2Zk_B T_{hot} \left[\ln \left(\frac{2\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2exp(1)}} \right) \right]^2 \quad (2.44)$$

Où t_{acc} est le temps caractéristique d'accélération des ions et T_{hot} la température des électrons chauds. La figure 2.11b donne des exemples de distribution en énergie des protons accélérés en TNSA. Fuchs *et al.* estiment un cutoff du temps d'accélération de $t_{acc} \simeq 1.3\tau_{laser}$. La formule (2.44) montre la forte dépendance de l'énergie de cutoff des ions avec la température des électrons chauds.

Un autre modèle de Passoni *et al.* [37, 38] permet de calculer le champs électrostatique qui se développe en face arrière avant que l'expansion des ions soit significative. Seuls les électrons piégés dans la cible par le champs de gaine sont considérés. Pour $k_B T_{hot} \gg m_e c^2$, l'énergie maximale des protons est donnée par :

$$E_{max}^{ions} = k_b T_{hot} \frac{e^{\phi_{max}} (\phi_{max} - 1) + 1}{e^{\phi_{max}} - 1} \quad (2.45)$$

Où ϕ_{max} est le maximum de l'énergie potentielle du champ de gaine, en unité de $k_b T_e$ et doit être calculé. Une loi d'échelle empirique donne : $\phi_{max} = 4.8 + 0.8 \ln(E_{laser}[J])$. Ce mo-

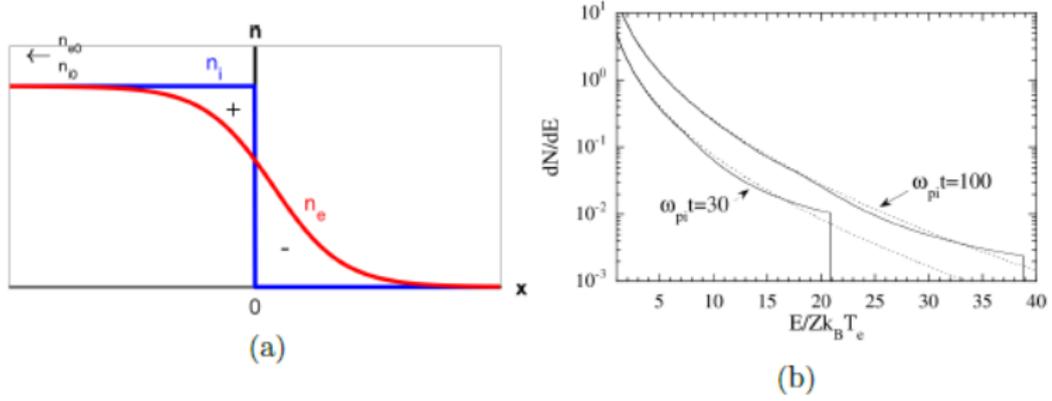


FIGURE 2.11 – (a) Profil initial du plasma considéré dans le modèle de Mora : la densité ionique (en bleu) en forme de marche et la densité électronique de la gaine (en rouge). (b) Distributions en énergie des protons calculés par Mora à deux instants. Les courbes en pointillés sont obtenues grâce à la solution analytique de la solution auto-similaire et les courbes pleines sont obtenues grâce à des simulations 1D Lagrangiennes. Par exemple, pour $Z = 1$, $k_B T_e = 500 \text{keV}$ et $n_{e0} = n_{i0} = 10^{22} \text{cm}^{-3}$, les énergies de cutoff sont de 11 MeV et 19 MeV aux instants 0.2 ps et 0.8 ps respectivement. Figure tirée de [36].

dèle donne des résultats précis pour des impulsions laser de durées maximales de ~ 1 ps [39].

Il est important de mentionner que la présence d'un préplasma à la surface avant de la cible influence l'efficacité d'absorption de l'énergie laser dans les électrons et donc la température de ces derniers. Plus la population d'électrons aura une température élevée, plus l'énergie finale des ions sera élevée puisque $E_{max}^{ions} \propto T_{hot}$. Il sera montré dans la suite de ce manuscrit, que pour une cible solide et une accélération d'ions en face arrière par TNSA, des préplasmas de longueur caractéristique de quelques dizaines de μm permettent d'atteindre les énergies de cutoff maximales pour les ions. Avec des préplasmas plus longs (de longueur caractéristique $> 100 \mu m$), l'impulsion laser subit des phénomènes non-linéaires de filamentation dans le plasma et perd de l'énergie dans le préplasma.

Dans le mécanisme TNSA, le spectre énergétique des ions accélérés obtenu est large, avec une forme typique d'exponentielle décroissante. Cela est dû aux inhomogénéités du champ transverse (en raison du profil gaussien de l'impulsion laser) et du champ longitudinal (en raison de l'écrantage du champ accélérateur dans l'épaisseur de la cible). La distribution angulaire du faisceau d'ions accélérés est aussi assez large (demi-angle de quelques dizaines de $^\circ$). Ces deux aspects représentent des inconvénients pour un certain nombre d'applications et cela a motivé la recherche de nouveaux mécanismes d'accélération des ions.

RPA : Radiation Pressure Acceleration

L'accélération des ions pourrait être mieux contrôlée si l'on crée un champ électrique de séparation de charge sans trop chauffer les électrons. C'est l'idée principale de l'accélération par la pression du rayonnement laser ("Radiation Pressure Acceleration" (RPA)) [40, 41, 42]. Ce régime peut être réalisé dans un plasma sur-dense à l'incidence normale d'une impulsion laser pour éviter de chauffer les électrons, ce régime est d'autant plus efficace que l'on choisit d'utiliser une impulsion laser en polarisation circulaire.

Les ondes électromagnétiques transportent un moment cinétique et un moment longitu-

dinal, qui peuvent être transmis à un milieu, qu'il soit absorbant ou réfléchissant. La pression de radiation est le flux de moment transféré par unité de surface ; il peut être calculé quand les champs électromagnétiques à la surface sont connus, en utilisant le théorème de conservation de l'énergie/moment. Pour une onde plane monochromatique d'intensité I et de fréquence ω en incidence normale sur une surface plane (cible) au repos, la pression de radiation P_{rad} est donnée par :

$$P_{rad} = (1 + R - T) \frac{I}{c} = (2R + A) \frac{I}{c} \quad (2.46)$$

Où R et T sont les coefficients de réflexion et de transmission de la cible (formules de FRESNEL). La conservation de l'énergie implique que : $R + T = 1 - A$ où A est le coefficient d'absorption, i.e. la fraction de l'intensité de l'onde EM convertie en énergie interne. Des cas limites existent : la miroir parfait ($R = 1, T = A = 0, P = 2I/c$), un milieu totalement absorbant ($A = 1, R = T = 0, P = I/c$), une cible "fine" transmittante, non absorbante ($A = 0, T = 1 - R, P = 2RI/c$).

Dans le cas présent, il est intéressant de montrer explicitement que la pression de radiation arrivant sur un plasma surdense est due à la force ponderomotrice. En fait, en considérant une incidence normale d'une onde non relativiste (pour simplifier). La pression totale est l'intégrale de la force volumique sur la profondeur du plasma :

$$P_{tot} = \int_0^{+\infty} n_0 F_0 e^{-2x/l_s} dx = F_0 n_0 l_s / 2 = (m_e c^2 n_0) (\omega / \omega_p)^2 a_0^2 = 2I/c \quad (2.47)$$

Où F_0 est la force pondéromotrice, $I = m_e c^3 n_c a_0^2$, n_0 la densité du plasma où le laser est réfléchi et $(\omega / \omega_p)^2 = n_c / n_0$.

La force pondéromotrice pousse et empile les électrons dans une fine couche, créant ainsi un champ électrostatique $E_{0x} = f_p / e$ qui agit sur les ions : la pression de radiation peut agir sur toute la cible.

- Dans une cible épaisse, les électrons sont alors accélérés à la surface, raidissant ainsi le profil de densité et une impulsion finie en géométrie multidimensionnelle, creuse un trou HOLE BORING (HB) dans le plasma.
- Si la cible est assez fine et de masse faible, elle peut être accélérée toute entière à des vitesses élevées d'où le nom de régime Light Sail (LS).

Notons que le terme de "piston laser" est utilisé pour le régime RPA dans ses deux modes d'action.

Dans le régime du Hole Boring, illustré sur la figure 2.12, la vitesse de recul de la surface du plasma u_{hb} peut être simplement évaluée en équilibrant les flux de l'onde EM et des moments dans une géométrie plane. Nous généralisons ici l'équation dans le cas relativiste où $u_{hb} \rightarrow c$. En considérant que l'impulsion laser agit comme un piston ou un chasse-neige, on observe un flux d'ions arrivant sur la surface avec une vitesse $-u_{hb}$, qui, dans ces conditions, rebondissent avec une vitesse u_{hb} . Dans le référentiel du laboratoire, la densité des ions est $\gamma_{hb} \cdot n_i = (1 - u_{hb}^2/c^2)^{-1/2} \cdot n_i$ à cause des contractions relativistes des longueurs. Le flux de moment électromagnétique, c'est-à-dire la pression de rayonnement, doit équilibrer une différence de flux de moment égale à $n_i \gamma_{hb} (2m_i \gamma_{hb} u_{hb}) u_{hb}$. En utilisant les formules trouvées avec le modèle du miroir relativiste, l'équilibre donne :

$$\frac{2I}{c} \frac{1 - u_{hb}/c}{1 + u_{hb}/c} = n_i \gamma_{hb} (2m_i \gamma_{hb} u_{hb}) u_{hb} \quad (2.48)$$

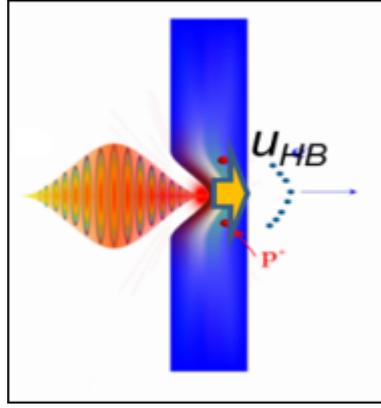


FIGURE 2.12 – Illustration du mécanisme de Hole Boring sur une cible solide. La pression de radiation de l'impulsion laser crée un piston mobile qui pousse le plasma et creuse un trou dans la cible épaisse.

En résolvant pour u_{hb} :

$$\frac{u_{hb}}{c} = \frac{\Pi^{1/2}}{1 + \Pi^{1/2}} \quad (2.49)$$

avec $\Pi = \frac{I}{m_i n_i c^3} = \frac{Z n_c m_e}{A n_e m_p} a_0^2$.

Les ions les plus rapides sont ceux qui rebondissent vers l'arrière sur la surface dans le référentiel mobile, d'où une énergie maximum par nucléon dans le référentiel du laboratoire :

$$\epsilon_{max} = 2m_p c^2 \frac{\Pi}{1 + 2\Pi^{1/2}} \quad (2.50)$$

En régime non relativiste où $\Pi \ll 1$ et $u_{hb} \ll c$, on obtient $u_{hb}/c \approx \Pi^{1/2}$ et $\epsilon_{max} = 2m_p c^2 \Pi$.

Le régime du Light Sail nécessite d'employer des cibles d'épaisseur très faible, de l'ordre de quelques nanomètres. L'impulsion laser utilisée doit donc présenter un contraste très grand sans préimpulsion parasite au risque de détruire la cible. Dans ce travail de thèse, ce régime n'a donc pas été étudié à proprement parler et ne sera donc pas développé ici.

BOA : Break-Out Afterburner

La cible solide peut également devenir transparente au cours de son interaction avec une impulsion laser de haute intensité. Ce régime transitoire, illustré sur la figure 2.13 est utilisé dans le schéma du Break-Out Afterburner (BOA) [43, 44]. Il peut se produire lorsque la cible solide est suffisamment fine (quelques dizaines de nanomètres) et lorsque l'impulsion laser est suffisamment intense et longue. Au début de l'interaction, la cible est opaque à l'onde laser et les ions sont accélérés selon les mécanismes TNSA en face avant et face arrière de la cible et RPA vers l'intérieur de la cible. La cible subit aussi une détente du fait de son ionisation et chauffage par l'onde laser. Lorsque la densité d'électrons ionisés devient inférieure au seuil de densité de transparence induite, l'onde laser peut se propager à l'intérieur de la cible et chauffer les électrons. Cela produit un renforcement de l'accélération des ions initialement mis en vitesse par le mécanisme TNSA. Ce schéma demande d'utiliser des cibles très fines et des impulsions lasers d'intensité modérée mais de très fort contraste. Des ions carbone de 185 MeV ont ainsi pu être produits lors de l'interaction d'une impulsion laser de 700 fs et d'intensité $I = 7 \times 10^{19} W.cm^{-2}$ (et un contraste de 10^{12} !) avec une feuille d'épaisseur 30 nm [45].

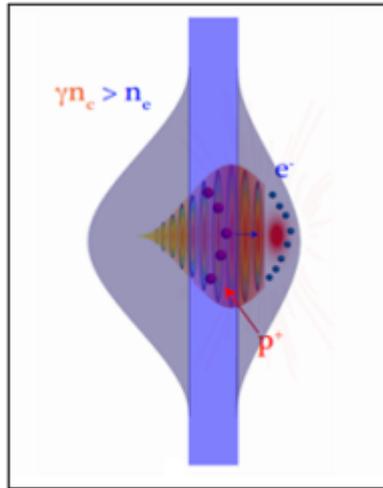


FIGURE 2.13 – Illustration du mécanisme de BOA sur une cible solide de très faible épaisseur. L'accélération des ions est améliorée grâce au phénomène de transparence relativiste induite.

CSA : Collisionless Shock Acceleration

L'interpénétration de deux plasmas sans collision de différentes densités, températures ou vitesses donne naissance à un large panel d'instabilités et à la formation de structures non-linéaires capables de piéger et d'accélérer les particules du plasma. En fonction de la nature des instabilités qui induisent ces structures non-linéaires, différents mécanismes dissipatifs peuvent apparaître et mènent à la formation d'ondes de choc.

Les chocs électrostatiques sont typiquement associés à l'excitation d'ondes acoustiques ioniques dans les plasmas formés d'ions froids et d'électrons chauds. Au fur et à mesure que ces ondes se développent, elles commencent à piéger des particules, créant des champs électrostatiques intenses et aboutissant à la formation d'une onde de choc. Si le potentiel électrostatique associé au front du choc est supérieur à l'énergie cinétique des ions en amont du choc, le choc peut réfléchir ces ions à deux fois sa propre vitesse, agissant comme un accélérateur efficace (voir figure 2.14).

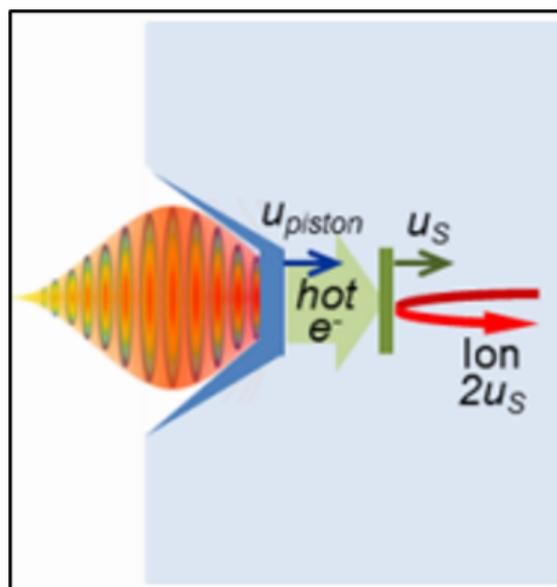


FIGURE 2.14 – Illustration du mécanisme de choc électrostatique sans collision dans une cible sous-critique ou critique.

L'onde de choc correspond à une discontinuité de pression dans le plasma. Cette discontinuité survient lorsque l'énergie transférée dans le plasma dépasse le flux énergétique pouvant être assuré par la vitesse du son : $C_s \cdot P_{max} \simeq \rho C_s^3$. A partir de la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie, les relations de Rankine-Hugoniot traduisent la discontinuité de diverses grandeurs physiques avant et après le choc (régions respectivement nommées amont et aval du choc) :

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (2.51)$$

$$\rho_0 u_0^2 + p_0 = \rho_1 u_1^2 + p_1 \quad (2.52)$$

$$\rho_0 u_0 \left(\epsilon_0 + \frac{u_0^2}{2} \right) + p_0 u_0 = \rho_1 u_1 \left(\epsilon_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + p_1 u_1 \quad (2.53)$$

Où ρ , u , p et ϵ sont respectivement la densité, la vitesse, la pression et l'énergie interne des fluides en amont (0) et en aval du choc (1) (voir figure 2.15).

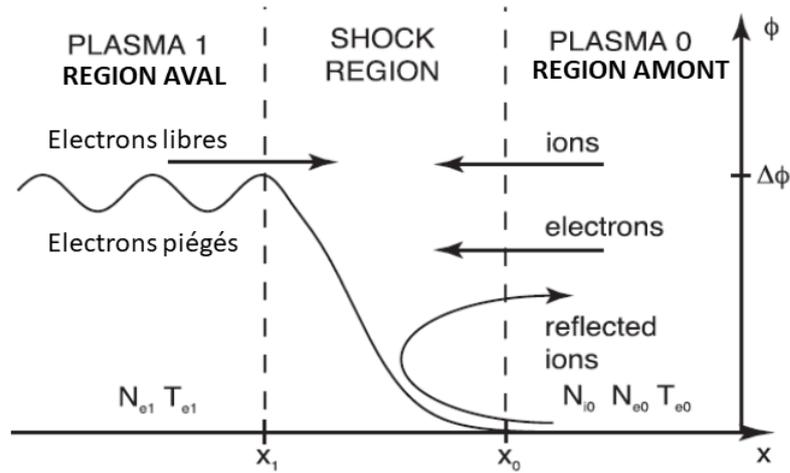


FIGURE 2.15 – Illustration de l'interpénétration de deux plasmas de densité et de température différentes donnant naissance à un choc. Figure tirée et traduite de [46].

La formation d'une structure de choc électrostatique est le résultat de l'expansion d'un plasma (0 - région aval) dans un plasma (1 - région amont). En effet, des instabilités électrostatiques se développent au bord des plasmas menant à l'accumulation de potentiel électrostatique au contact de la discontinuité. Le choc électrostatique peut ainsi être formé [47, 48] alors que la dissipation est assurée par la population de particules piégées derrière le choc, et dans le cas d'un choc fort, par la réflexion des ions sur le front de ce dernier. Les ratios de température $\Theta = T_{e1}/T_{e0}$ et de densité $\Gamma = N_{e1}/N_{e0}$ sont des paramètres clés pour déterminer si le choc peut réfléchir des ions sur son parcours.

La vitesse du choc est définie par :

$$v_{choc} = M \cdot C_s \quad (2.54)$$

Où M est le nombre de Mach et C_s est la vitesse du son. Dans un plasma, la vitesse du son C_s est donnée par la vitesse acoustique ionique :

$$C_s = \left(\frac{Z T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2.55)$$

Le choc électrostatique peut réfléchir les ions du plasma si le potentiel électrostatique généré par le choc est supérieur à l'énergie cinétique des ions de la région amont [49], soit $e\phi > 1/2m_i v_{choc}^2$, condition qui correspond à une valeur critique du nombre de Mach :

$$\phi_{cr} = \frac{M_{cr}^2}{2} \quad (2.56)$$

Le nombre de Mach critique M_{cr} est donné par la relation [46] :

$$M_{cr} = \sqrt{2\Theta \left(\frac{1 + \mu_{e0}}{\Gamma(1 - \mu_{e0}/\Theta)} + 1 \right)} \quad \mu_{e0} = m_e c^2 / k_B T_{e0} \quad (2.57)$$

La théorie des chocs électrostatiques sans collision basée sur le pseudo-potentiel de Sagdeev [50] met en évidence que dans un plasma de distribution de Boltzmann isotherme, seul un nombre de Mach $M > 1.6$ permet la création d'un choc fort capable de réfléchir les ions du milieu. Pour des ratios importants de densités ($\Gamma \gg 1$), $M_{cr} = \sqrt{2\Theta}$, et pour des ratios de densités faibles ($\Gamma \ll 1$), $M_{cr} = \sqrt{\Theta/\Gamma}$; donc pour la réflexion d'ions par un choc devient possible dès qu'un laser chauffe efficacement une partie d'un plasma qui se détend dans le reste du plasma plus froid ou alors si l'impulsion, par un effet de piston, crée une surdensité en mouvement qui va se détendre dans une partie moins dense du plasma.

Une fois le choc créé, l'équation (2.50) souligne l'importance du chauffage du plasma : la vitesse du choc doit être la plus élevée possible afin d'obtenir un faisceau d'ions réfléchis énergétiques. En effet, l'énergie finale des ions est directement proportionnelle à la température électronique du plasma dans lequel le choc se déplace $E_{max} \propto m_i C_s^2 = ZT_e$. Pour produire des ions dont l'énergie atteint plusieurs MeV, la température électronique doit aussi être de l'ordre du MeV. Dans le référentiel du laboratoire, si l'ion est au repos lors du passage du choc, il est réfléchi et acquiert une vitesse :

$$v_{ion} = 2 \cdot v_{choc} \quad (2.58)$$

En réalité, le plasma dans la région amont est la plupart du temps en expansion à une certaine vitesse v_0 . Le mouvement relatif entre le choc et les ions est modifié. Les ions se déplacent à la vitesse :

$$v_{ion} = 2 \cdot v_{choc} - v_0 \quad (2.59)$$

Le mécanisme de réflexion des ions par un choc est illustré sur la figure 2.16 pour un plasma en expansion à une vitesse v_0 .

Ce type de choc électrostatique est appelé sans collision. Ceci peut sembler contre-intuitif puisque dans un fluide, l'interaction d'un choc avec le fluide dans lequel il se propage se fait par des collisions. Dans le cas présent, ce sont les champs électromagnétiques qui vont jouer ce rôle. Dans un plasma dont la densité n'excède pas quelques fois la densité critique, nous pouvons évaluer les libres parcours moyens des collisions electron-ion et ion-ion :

$$\lambda_{ei} = \frac{v_e}{\nu_{ei}} \simeq \frac{c}{\nu_{ei}} \quad (2.60)$$

$$\lambda_{ii} = \frac{v_i}{\nu_{ii}} \simeq \frac{C_s}{\nu_{ii}} \quad (2.61)$$

Les fréquences de collision electron-ion et ion-ion sont donc données par :

$$\nu_{ei} = \frac{(2.53 \times 10^{-6}) n_e [cm^3] Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \quad (2.62)$$

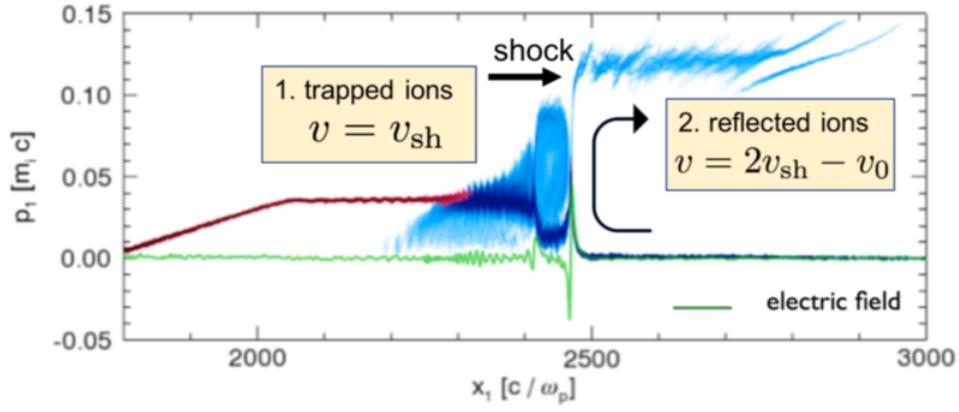


FIGURE 2.16 – Espace des phases des ions d’une simulation PIC 1D, mettant en évidence les deux populations d’ions générés lors d’un choc : (1) les ions piégés par le choc et se mouvant à la vitesse v_{choc} , (2) les ions réfléchis à deux fois la vitesse du choc v_{choc} . Figure tirée de [46].

$$\nu_{ii} = \frac{(4.8 \times 10^{-8})n_e[cm^3]Zln\Lambda}{T_e^{3/2}(m_i/m_e)^{-1/2}} \quad (2.63)$$

Pour des valeurs typiques et raisonnables de plasma de $T_e = 500keV$, $T_i = 100eV$ et $n_e = n_i = 10^{21}cm^{-3}$, on obtient $\lambda_{ei} = 3.2$ m et $\lambda_{ii} = 110 \mu m$, des valeurs bien plus grandes que la longueur caractéristique d’interaction du choc dans le plasma, typiquement de quelques dizaines de μm . Le choc est donc considéré sans collision.

Références

- [1] D. HENNEQUIN, V. ZEHLÉ-DHAOUI et D. DANGOISSE. *Les lasers : cours et exercices corrigés*. Dunod, 2013. ISBN : 978-2-10-059051-3.
- [2] C. N. DANSON et al. “Petawatt and exawatt class lasers worldwide”. In : *High Power Laser Science and Engineering* 7 (2019), e54. ISSN : 2095-4719, 2052-3289. DOI : [10.1017/hpl.2019.36](https://doi.org/10.1017/hpl.2019.36). URL : https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S2095471919000367/type/journal_article.
- [3] J.-M. RAX. *Physique des plasmas : cours et applications*. Paris : Dunod, 2007. ISBN : 978-2-10-007250-7.
- [4] A. MACCHI. *A superintense laser-plasma interaction theory primer*. New York : Springer, 2012. ISBN : 978-94-007-6124-7.
- [5] P. GIBBON. *Short pulse laser interactions with matter : an introduction*. London : Imperial College Press, 2013. ISBN : 978-1-84816-865-7.
- [6] Donna STRICKLAND et Gé. MOUROU. “Compression of amplified chirped optical pulses”. In : *Optics Communications* 55 (1985), p. 219-221.
- [7] Jin Woo YOON, Yeong Gyu KIM, Il Woo CHOI, Jae Hee SUNG, Hwang Woon LEE, Seong Ku LEE et Chang Hee NAM. “Realization of laser intensity over 1023W/cm²”. In : *Optica* 8.5 (mai 2021), p. 630-635. DOI : [10.1364/OPTICA.420520](https://doi.org/10.1364/OPTICA.420520). URL : <http://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-8-5-630>.
- [8] Hiroyuki DAIDO, Mamiko NISHIUCHI et A. S. PIROZHKOV. “Review of laser-driven ion sources and their applications.” In : *Reports on progress in physics. Physical Society* 75 5 (2012), p. 056401.
- [9] D. N. PAPADOPOULOS, P. RAMIREZ, K. GENEVRIER, L. RANC, N. LEBAS, A. PELLEGRINA, C. Le BLANC, P. MONOT, L. MARTIN, J. P. ZOU, F. MATHIEU, P. AUDEBERT, P. GEORGES et F. DRUON. “High-contrast 10²⁰ W/cm² OPCPA-based front end for multi-PW laser chains”. In : *Opt. Lett.* 42.18 (sept. 2017), p. 3530-3533. DOI : [10.1364/OL.42.003530](https://doi.org/10.1364/OL.42.003530). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-42-18-3530>.
- [10] J. P. COLOMBIER, P. COMBIS, F. BONNEAU, R. LE HARZIC et E. AUDOUARD. “Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation”. In : *Phys. Rev. B* 71 (16 avr. 2005), p. 165406. DOI : [10.1103/PhysRevB.71.165406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.165406). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.165406>.
- [11] N. ZAIM. “Modélisation de l'accélération d'électrons par des impulsions lasers relativistes de quelques cycles optiques sur des plasmas surdenses”. Thèse de doct. 2019.
- [12] V. TIKHONCHUK. *La Physique de l'interaction des impulsions laser relativistes avec la matière*. 2012, p. 429-465.
- [13] T. TAJIMA et J. M. DAWSON. “Laser Electron Accelerator”. In : *Physical Review Letters* 43.4 (1979), p. 267-270. DOI : [10.1103/PhysRevLett.43.267](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.267>.
- [14] A. PUKHOV et J. MEYER-TER-VEHN. “Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime”. In : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 74.4-5 (2002), p. 355-361. ISSN : 0946-2171, 1432-0649. DOI : [10.1007/s003400200795](https://doi.org/10.1007/s003400200795). URL : <http://link.springer.com/10.1007/s003400200795>.
- [15] J. FAURE, Y. GLINEC, A. PUKHOV, S. KISELEV, S. GORDIENKO, E. LEFEBVRE, J.-P. ROUSSEAU, F. BURGUY et V. MALKA. “A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams”. In : *Nature* 431.7008 (2004), p. 541-544. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : [10.1038/nature02963](https://doi.org/10.1038/nature02963). URL : <http://www.nature.com/articles/nature02963>.

- [16] C. G. R. GEDDES, Cs. TOTH, J. van TILBORG, E. ESAREY, C. B. SCHROEDER, D. BRUHWILER, C. NIETER, J. CARY et W. P. LEEMANS. “High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding”. In : *Nature* 431.7008 (2004), p. 538-541. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : [10.1038/nature02900](https://doi.org/10.1038/nature02900). URL : <http://www.nature.com/articles/nature02900>.
- [17] S. P. D. MANGLES, C. D. MURPHY, Z. NAJMUDIN, A. G. R. THOMAS, J. L. COLLIER, A. E. DANGOR, E. J. DIVALL, P. S. FOSTER, J. G. GALLACHER, C. J. HOOKER, D. A. JAROSZYNSKI, A. J. LANGLEY, W. B. MORI, P. A. NORREYS, F. S. TSUNG, R. VISKUP, B. R. WALTON et K. KRUSHELNICK. “Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions”. In : *Nature* 431.7008 (2004), p. 535-538. ISSN : 0028-0836, 1476-4687. DOI : [10.1038/nature02939](https://doi.org/10.1038/nature02939). URL : <http://www.nature.com/articles/nature02939>.
- [18] E. ESAREY, C. B. SCHROEDER et W. P. LEEMANS. “Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators”. In : *Reviews of Modern Physics* 81.3 (2009), p. 1229-1285. ISSN : 0034-6861, 1539-0756. DOI : [10.1103/RevModPhys.81.1229](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1229>.
- [19] Victor MALKA, Jérôme FAURE, Yannick GLINEC et Yann-Antoine GAUDUEL. “Les sources de particules ultra-brèves : des développements innovants pour la chimie et les domaines transdisciplinaires”. In : *L’Actualité Chimique* (déc. 2005).
- [20] C. GAHN, G. D. TSAKIRIS, A. PUKHOV, J. MEYER-TER-VEHN, G. PRETZLER, P. THIROLF, D. HABS et K. J. WITTE. “Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels”. In : *Physical Review Letters* 83.23 (1999), p. 4772-4775. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.83.4772](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4772). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4772>.
- [21] A. PUKHOV, Z.-M. SHENG et J. MEYER-TER-VEHN. “Particle acceleration in relativistic laser channels”. In : *Physics of Plasmas* 6.7 (1999), p. 2847-2854. ISSN : 1070-664X, 1089-7674. DOI : [10.1063/1.873242](https://doi.org/10.1063/1.873242). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.873242>.
- [22] S. P. D. MANGLES, B. R. WALTON, M. TZOUFRAS, Z. NAJMUDIN, R. J. CLARKE, A. E. DANGOR, R. G. EVANS, S. FRITZLER, A. GOPAL, C. HERNANDEZ-GOMEZ, W. B. MORI, W. ROZMUS, M. TATARAKIS, A. G. R. THOMAS, F. S. TSUNG, M. S. WEI et K. KRUSHELNICK. “Electron Acceleration in Cavitated Channels Formed by a Petawatt Laser in Low-Density Plasma”. In : *Physical Review Letters* 94.24 (2005), p. 245001. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.94.245001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.245001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.245001>.
- [23] A. V. AREFIEV, V. N. KHUDIK, A. P. L. ROBINSON, G. SHVETS, L. WILLINGALE et M. SCHOLLMEIER. “Beyond the ponderomotive limit : Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas”. In : *Phys. Plasmas* (2016), p. 13.
- [24] M. JIRKA, M. VRANIC, T. GRISMAYER et L. O. SILVA. “Scaling laws for direct laser acceleration in a radiation-reaction dominated regime”. In : *New Journal of Physics* 22.8 (2020), p. 083058. ISSN : 1367-2630. DOI : [10.1088/1367-2630/aba653](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aba653). URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aba653>.
- [25] G. MALKA et J. L. MIQUEL. “Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target”. In : *Physical Review Letters* 77.1 (1996), p. 75-78. ISSN : 0031-9007, 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.77.75](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.75). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.75>.

- [26] A. DEBAYLE, J. J. HONRUBIA, E. D'HUMIÈRES et V. T. TIKHONCHUK. "Divergence of laser-driven relativistic electron beams". In : *Physical Review E* 82.3 (2010), p. 036405. DOI : [10.1103/PhysRevE.82.036405](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.036405). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.82.036405>.
- [27] A. R. BELL, J. R. DAVIES, S. GUERIN et H. RUHL. "Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments". In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 39.5 (1997), p. 653-659. ISSN : 0741-3335. DOI : [10.1088/0741-3335/39/5/001](https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5/001). URL : <https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/5/001>.
- [28] A. BOURDIER, D. PATIN et E. LEFEBVRE. "Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction". In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 206.1 (2005), p. 1-31. ISSN : 0167-2789. DOI : [10.1016/j.physd.2005.04.017](https://doi.org/10.1016/j.physd.2005.04.017). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167278905001375>.
- [29] L. CHOPINEAU, A. LEBLANC, G. BLACLARD, A. DENOEUDE, M. THÉVENET, J-L. VAY, G. BONNAUD, Ph. MARTIN, H. VINCENTI et F. QUÉRÉ. "Identification of Coupling Mechanisms between Ultraintense Laser Light and Dense Plasmas". In : *Physical Review X* 9.1 (2019), p. 011050. DOI : [10.1103/PhysRevX.9.011050](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.011050). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.9.011050>.
- [30] F. BRUNEL. "Not-so-resonant, resonant absorption". In : *Physical Review Letters* 59.1 (1987), p. 52-55. DOI : [10.1103/PhysRevLett.59.52](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.52). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.52>.
- [31] Marco BORGHESI. "Ion Acceleration : TNSA and Beyond". In : *Laser-Driven Sources of High Energy Particles and Radiation - Lecture Notes of the Capri Advanced Summer School*. Sous la dir. de Leonida Antonio GIZZI, Petra KOESTER, Antonio GIULIETTI et Ralph ASSMANN. T. 231. Springer Science et Business Media, LLC, sept. 2019, p. 143-164. DOI : [10.1007/978-3-030-25850-4_7](https://doi.org/10.1007/978-3-030-25850-4_7).
- [32] E. L. CLARK, K. KRUSHELNICK, J. R. DAVIES, M. ZEPF, M. TATARAKIS, F. N. BEG, A. MACHACEK, P. A. NORREYS, M. I. K. SANTALA, I. WATTS et A. E. DANGOR. "Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids". In : *Phys. Rev. Lett.* 84 (4 jan. 2000), p. 670-673. DOI : [10.1103/PhysRevLett.84.670](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.670). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.670>.
- [33] R. 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 et E. M. CAMPBELL. "Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids". In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (14 oct. 2000), p. 2945-2948. DOI : [10.1103/PhysRevLett.85.2945](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2945). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2945>.
- [34] S. C. WILKS, A. B. LANGDON, T. E. COWAN, M. ROTH, M. SINGH, S. HATCHETT, M. H. KEY, D. PENNINGTON, A. MACKINNON et R. A. SNAVELY. "Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions". In : *Physics of Plasmas* 8.2 (2001), p. 542-549. DOI : [10.1063/1.1333697](https://doi.org/10.1063/1.1333697). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1333697>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1333697>.
- [35] A. LINK, R. R. FREEMAN, D. W. SCHUMACHER et L. D. VAN WOERKOM. "Effects of target charging and ion emission on the energy spectrum of emitted electrons". In : *Physics of Plasmas* 18.5 (2011), p. 053107. DOI : [10.1063/1.3587123](https://doi.org/10.1063/1.3587123). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3587123>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3587123>.

- [36] P. MORA. “Plasma Expansion into a Vacuum”. In : *Phys. Rev. Lett.* 90 (18 mai 2003), p. 185002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.90.185002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.185002>.
- [37] M. PASSONI et M. LONTANO. “Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 101 (11 sept. 2008), p. 115001. DOI : [10.1103/PhysRevLett.101.115001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.115001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.115001>.
- [38] Matteo PASSONI, Luca BERTAGNA et Alessandro ZANI. “Target normal sheath acceleration : theory, comparison with experiments and future perspectives”. In : *New Journal of Physics* 12.4 (avr. 2010), p. 045012. DOI : [10.1088/1367-2630/12/4/045012](https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045012). URL : <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045012>.
- [39] Claudio PEREGO, Alessandro ZANI, Dimitri BATANI et Matteo PASSONI. “Extensive comparison among Target Normal Sheath Acceleration theoretical models”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 653.1 (2011). Superstrong 2010, p. 89-93. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.100>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211001860>.
- [40] T. ESIRKEPOV, M. BORGHESI, S. V. BULANOV, G. MOUROU et T. TAJIMA. “Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime”. In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (17 avr. 2004), p. 175003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.92.175003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175003). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.175003>.
- [41] A HENIG, Sven STEINKE, M. SCHNURER, T SOKOLLIK, R HORLEIN, D. KIEFER, Dayu JUNG, Jorg SCHREIBER, Bjorn HEGELICH, Xueqing YAN, J MEYER-TERVEHN, T TAJIMA, Pv NICKLES, Wolfgang SANDNER et D HABS. “Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses”. In : *Physical review letters* 103 (déc. 2009), p. 245003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.103.245003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.245003).
- [42] Andrea MACCHI, Federica CATTANI, Tatiana V. LISEYKINA et Fulvio CORNOLTI. “Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas”. In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (16 avr. 2005), p. 165003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.94.165003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.165003). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.165003>.
- [43] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, B. M. HEGELICH et J. C. FERNÁNDEZ. “GeV laser ion acceleration from ultrathin targets : The laser break-out afterburner”. In : *Laser and Particle Beams* 24.2 (2006), p. 291-298. DOI : [10.1017/S0263034606060459](https://doi.org/10.1017/S0263034606060459).
- [44] L. YIN, B. J. ALBRIGHT, B. M. HEGELICH, K. J. BOWERS, K. A. FLIPPO, T. J. T. KWAN et J. C. FERNÁNDEZ. “Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets”. In : *Physics of Plasmas* 14.5 (2007), p. 056706. DOI : [10.1063/1.2436857](https://doi.org/10.1063/1.2436857). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.2436857>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.2436857>.
- [45] A. HENIG, D. KIEFER, K. MARKEY, D. C. GAUTIER, K. A. FLIPPO, S. LETZRING, R. P. JOHNSON, T. SHIMADA, L. YIN, B. J. ALBRIGHT, K. J. BOWERS, J. C. FERNÁNDEZ, S. G. RYKOVANOV, H.-C. WU, M. ZEPF, D. JUNG, V. Kh. LIECHTENSTEIN, J. SCHREIBER, D. HABS et B. M. HEGELICH. “Enhanced Laser-Driven Ion Acceleration in the Relativistic Transparency Regime”. In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (4 juil. 2009), p. 045002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.103.045002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.045002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.045002>.
- [46] F. FIUZA, A. STOCKEM, E. BOELLA, R. A. FONSECA, L. O. SILVA, D. HABERBERGER, S. TOCHITSKY, W. B. MORI et C. JOSHI. “Ion acceleration from laser-driven electrostatic shocks”. In : *Phys. Plasmas* 20.5 (2013), p. 056304. DOI : [10.1063/1.4801526](https://doi.org/10.1063/1.4801526). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>.

- [47] G. SORASIO, M. MARTI, R. FONSECA et L. O. SILVA. “Very High Mach-Number Electrostatic Shocks in Collisionless Plasmas”. In : *Phys. Rev. Lett.* 96 (4 fév. 2006), p. 045005. DOI : [10.1103/PhysRevLett.96.045005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.045005). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.045005>.
- [48] H SCHAMEL. “Stationary solitary, snoidal and sinusoidal ion acoustic waves”. In : *Plasma Physics* 14.10 (oct. 1972), p. 905-924. DOI : [10.1088/0032-1028/14/10/002](https://doi.org/10.1088/0032-1028/14/10/002). URL : <https://doi.org/10.1088/0032-1028/14/10/002>.
- [49] L. C. WOODS. “Shock Waves in Collisionless Plasmas. By D. A. Tidman and N. A. Krall. Wiley, New York, 1971. 166 pp. £5.00.” In : *Journal of Plasma Physics* 8.1 (1972), p. 111-112. DOI : [10.1017/S0022377800006978](https://doi.org/10.1017/S0022377800006978).
- [50] R. Z. SAGDEEV. “Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas”. In : *Reviews of Plasma Physics* 4 (jan. 1966), p. 23.

Deuxième partie

Méthodes numériques - Campagnes
expérimentales

Chapitre 3

Présentation de la chaîne de simulations

Sommaire

3.1	Principe de la chaîne de codes	71
3.2	Modélisation de l'interaction laser-plasma	72
3.2.1	Initialisation du plasma - Simulation Hydrodynamique	72
3.2.2	Interaction laser-plasma - Simulation PIC	74
	Principe du code Particle-In-Cell Smilei	74
	Description cinétique de l'interaction laser-plasma	74
	Grandeurs de références	74
	Les macro-particules	75
	Temps et discrétisation de l'espace	76
	Initialisation et déroulement du calcul PIC	77
	Conditions aux limites	77
	Chauffage numérique dans un code PIC	78
	Diagnostics et outils d'analyse	80
3.2.3	Interaction faisceau d'ions-matière - Simulations Monte-Carlo	81
	Code Monte-Carlo FLUKA	81
	Transport de particules	81
	Processus et modèles physiques	82
	Routines FORTRAN77 utilisées dans FLUKA	83
	Références	84

Contexte :

Afin de produire des radioisotopes, il est nécessaire d'obtenir dans un premier temps un faisceau d'ions accélérés par interaction entre une impulsion laser UHI et un plasma. La production de telles sources par laser nécessite donc d'accélérer les ions du plasma (chapitre 2), puis de les injecter dans une cible secondaire (ou dans la même cible pour une production in-situ) afin d'y créer le radioisotope voulu par réaction nucléaire (chapitres 1 et 2).

Résumé du chapitre :

Dans ce chapitre, une chaîne de simulations développée au CELIA permettant de simuler la production de radioisotopes par interaction laser-plasma (figure 3.1) est présentée. Ce problème multi-physique a nécessité d'utiliser trois types de codes, ayant chacun un intérêt et un domaine d'application bien spécifique :

1. l'interaction entre une pre-impulsion laser (involontaire de type ASE ou voulu de type impulsion nanoseconde (ns) pour sculpter le plasma) et la cible est simulée à l'aide d'un code hydrodynamique (TROLL [1] ou CHIC [2])
2. l'interaction laser-plasma et l'accélération d'ions est simulée à l'aide du code *Particle-In-Cell* Smilei [3]
3. la propagation des ions dans la matière et la production des radioisotopes sont quant à elles simulées grâce au code MONTE-CARLO FLUKA [4].

Le transfert de données entre ces différents codes est effectué au travers de l'espace des phases des particules, afin de limiter au plus la perte d'informations. Quelques techniques permettant de manipuler ce type de données sont aussi présentées, et ont été implémentées dans un module Python open-source nommé p2sat [5] développé au CELIA.

Informations complémentaires :

Plus d'informations sur la méthode Particle-In-Cell et sur Smilei en particulier sont disponibles notamment dans les références [6, 7, 3], et le principe de la simulation de la propagation de particules par un algorithme *Monte Carlo* est discuté dans la référence [8]. Une documentation du module p2sat est disponible à l'adresse [5].

3.1 Principe de la chaîne de codes

Afin de simuler la production de radioisotopes par accélération laser, trois types de codes ont été utilisés dans une chaîne numérique ; chacun permettant de gérer un aspect particulier du problème.

Pour simuler l'accélération d'ions par interaction laser-plasma, nous utilisons le code Particle-In-Cell Smilei [3]. Les codes PIC permettent de modéliser l'interaction entre une impulsion laser et un plasma en résolvant les équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques et les équations du mouvement relativistes pour les particules du plasma. Le plasma peut être modélisé dans un état déjà pré-formé par une pré-impulsion en important les données physiques le caractérisant depuis les sorties (températures électronique et ionique, vitesse des ions, densités des espèces, ...) d'un code hydrodynamique. L'état initial du plasma est un paramètre essentiel pour l'accélération d'ions. En effet, la présence d'un preplasma plus ou moins long dans le cas d'une cible solide, ou d'ailes plus ou moins denses dans le cas du jet de gaz, vont fortement impacter l'absorption de l'énergie laser. L'état initial du plasma dans les simulations 2D PIC dans ce travail ont ainsi nécessité de réaliser dans un premier temps des simulations hydrodynamiques afin d'initialiser le plasma de façon la plus réaliste possible.

Les ions accélérés par laser, issus de la simulation PIC, sont injectés dans une seconde cible solide. La propagation de ces derniers dans la matière pourra donner lieu à des réactions nucléaires sur les noyaux des atomes de la cible (voir chapitre 1). Pour simuler cette propagation et les réactions nucléaires, nous utilisons le code FLUKA [4]. Dans ces simulations Monte-Carlo, les particules sont indépendantes et le milieu n'est pas modifié par leur passage. Le mouvement des particules dans la matière y est simulé comme une succession de propagations en lignes droites, entrecoupées de modifications de leur état (perte d'énergie, création de particules secondaires, ...).

Le principe de cette chaîne de simulations, adapté à un cas de notre étude, est résumé en figure 3.1.

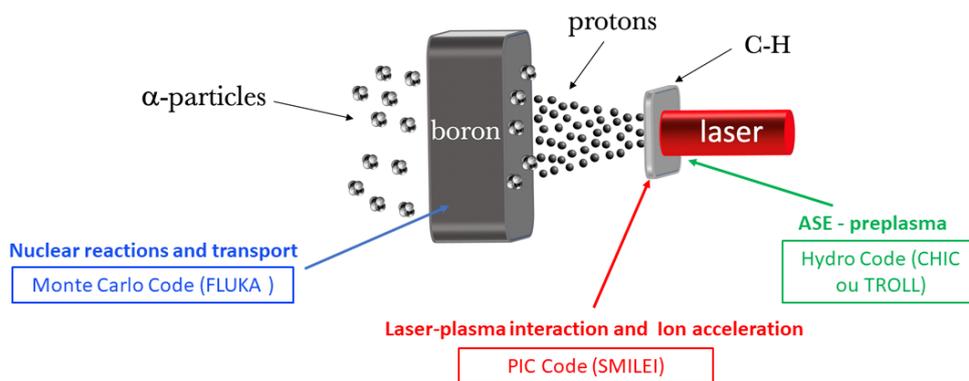


FIGURE 3.1 – Principe de la chaîne numérique utilisée au cours de cette thèse. Ici, une impulsion laser UHI, se propageant de la droite vers la gauche, irradie une cible plastique de $25 \mu\text{m}$, accélérant des protons par TNSA. Ces derniers viennent ensuite irradier une seconde cible de bore, produisant ainsi des particules alphas (fusion proton-bore), dans cette configuration utilisant deux cibles successives, appelée pitcher-catcher.

3.2 Modélisation de l'interaction laser-plasma

Il existe différents niveaux de description pour l'évolution d'un tel système. La méthode de résolution choisie dépend essentiellement des différentes échelles spatio-temporelles que l'on veut résoudre. La figure 3.2 résume de manière simplifiée les différentes approches (microscopique, cinétique ou macroscopique) en fonction des échelles spatiales et temporelles caractéristiques à considérer pour suivre l'évolution du système. Entre l'approche fluide qui décrit l'évolution de grands systèmes (à notre échelle, cela correspond à des systèmes picosecondes et micrométriques) et l'approche microscopique qui s'intéresse aux processus atomiques et moléculaires, on trouve l'approche cinétique qui permet d'étudier des phénomènes de l'ordre de la femtoseconde sur des distances nanométriques. Ces ordres de grandeur sont caractéristiques des phénomènes chaotiques, de déferlements d'onde, de piégeage de particules qui vont être à l'origine de nombreux mécanismes de chauffage de plasma, de génération d'ondes et d'accélération de particules.

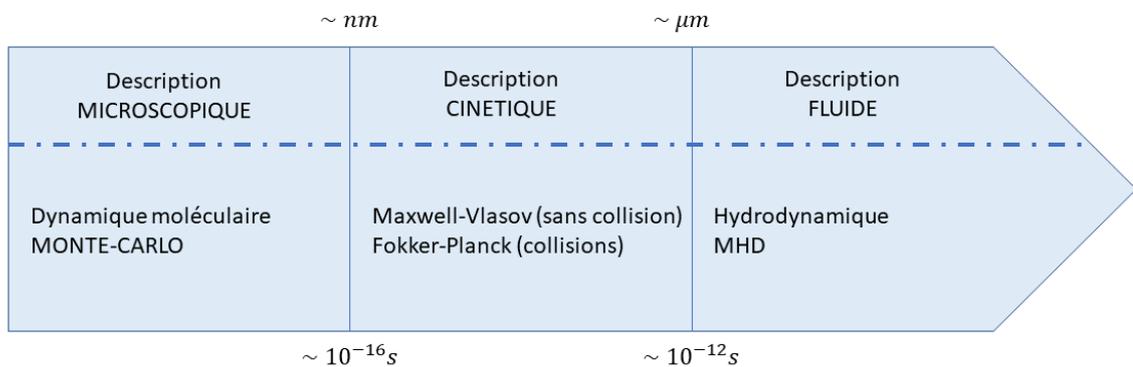


FIGURE 3.2 – Différentes descriptions de systèmes physiques en fonction des échelles de temps et d'espace mises en jeu.

La description cinétique suit l'évolution de la fonction de distribution f des particules. Cette approche décrit l'évolution d'un grand nombre de particules avec une bonne précision, mais demeure coûteuse en temps de calcul. Dans le cadre de l'interaction laser-plasma relativiste, elle permet typiquement d'étudier des cibles de densité solide de quelques dizaines voire centaines de micromètres de longueurs caractéristiques pendant quelques picosecondes, notamment via la méthode Particle-In-Cell. La description fluide, ou hydrodynamique, utilise des quantités physiques macroscopiques comme la densité moyenne ou la température pour décrire l'état de la matière. Elle suppose que l'équilibre thermodynamique local est atteint à chaque instant, et permet de simuler l'interaction laser-matière pendant des durées de plusieurs nano-secondes sur des longueurs caractéristiques beaucoup plus grandes (de l'ordre de plusieurs millimètres).

3.2.1 Initialisation du plasma - Simulation Hydrodynamique

L'interaction entre l'impulsion laser principale et le plasma est simulée dans la chaîne numérique par le code PIC Smilei. Cette interaction est l'étape principale dans la production d'un faisceau d'ions accélérés. Cependant, l'état initial du plasma joue un rôle capital dans le processus de l'interaction entre l'impulsion laser et le plasma.

Dans ce travail de thèse, les cibles utilisées sont des cibles solides (plastique ou bore par exemple) et des jets de gaz. L'impulsion laser principale UHI, interagit dans un premier temps avec :

- un préplasma plus ou moins long dans le cas des cibles solides. Ce préplasma est formé suite à l'interaction d'une pré-impulsion de type ASE avec la cible. Cette pré-impulsion, par les mécanismes vus dans le chapitre 2, ionise la face avant de la cible qui se détend dans le vide, formant ainsi un préplasma, de densité inhomogène. Le profil longitudinal de ce dernier est usuellement modélisé à l'aide d'une fonction exponentielle $\exp(-x/L_p)$ où L_p est la longueur caractéristique du préplasma. L'absorption de l'impulsion laser dépend fortement des caractéristiques de ce préplasma où de nombreux phénomènes non-linéaires apparaissent. La longueur caractéristique de ce préplasma, mais aussi sa température électronique et le degré d'ionisation des ions qui s'y trouvent sont des données essentielles qui modifient l'interaction entre celui-ci et l'impulsion laser principale.
- Les ailes du jet de gaz atteignent des densités qui vont perturber la propagation de l'impulsion laser. Dans ce travail de thèse, nous avons voulu sculpter les profils des jets de gaz à l'aide d'impulsions lasers nanosecondes afin d'améliorer l'accélération des ions dans ce type de cible. Les profils ainsi obtenus sont donc modifiés en profondeur en termes de densités, de températures mais aussi en termes de vitesses des ions composant le jet.

Qu'il s'agisse de cibles solides ou de jets de gaz sculptés, des simulations hydrodynamiques sont nécessaires pour déterminer les caractéristiques du plasma formé par l'interaction de la cible et des impulsions laser ns. Seule une description hydrodynamique peut fournir ces données avec des échelles de temps aussi longues (plusieurs ns).

Ces simulations hydrodynamiques ont été réalisées à l'aide de deux codes différents :

- le code CHIC [2], code hydrodynamique Lagrangien bidimensionnel développé au CELIA. Dans ce code, la dynamique du plasma est décrite à l'aide d'une modélisation fluide à deux températures (ionique et électronique). Les modèles physiques (modèle de diffusion Spitzer-Härm pour le transport de l'énergie électronique, modèle MHD pour les champs magnétiques auto-générés, modèle de conduction de Braginskii, etc...) implémentés dans ce code sont détaillés dans la référence [9]. Dans ce formalisme les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale sont résolues à l'aide d'une méthode du type volume fini sur un maillage mobile qui se déplace à la vitesse du fluide. Ce code contient une stratégie du type Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE). Ce code a été utilisé pour les simulations de l'interaction entre l'ASE d'une impulsion ps et les cibles solides.
- le code TROLL [1], code hydrodynamique radiatif, aussi de type Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) à maillage 2D et 3D. Le code TROLL a été utilisé dans le cas de l'étude des jets de gaz et de leur "tailoring" par une ou deux impulsions laser ns avant l'interaction principale de l'impulsion ps.

Les simulations hydrodynamiques CHIC ont été réalisées par Ph. Nicolai du CELIA dans une géométrie 2D-axisymétrique en ce qui concerne les tirs sur cibles solides. En ce qui concerne les tirs sur des jets de gaz sculptés, ce travail collaboratif avec le CEA DAM (DIF) a donné lieu à des simulations hydrodynamiques TROLL réalisées par P. Loiseau. Dans ces configurations, les deux codes traitent de la même façon la physique étudiée.

La grille de simulation utilisée dans ces codes hydrodynamiques est beaucoup moins résolue spatialement que dans un code PIC. Les données issues des codes hydrodynamiques (températures électronique T_e et ionique T_i , profils de densités n_e et n_i , degrés d'ionisation des ions Z^* , profils des vitesses des ions) sont donc interpolées afin d'initialiser le plasma sur la grille PIC, beaucoup plus fine. Cette interpolation, réalisée à l'aide de la méthode griddata du module scipy, permet d'interpoler des données multidimensionnelles, de façon linéaire, cubique ou quadratique. Cette étape peut être réalisée lors de l'initialisation de la

simulation PIC ou par un traitement antérieur à la simulation, et les données sont alors lues par Smilei sous forme de matrices dans un fichier txt ou HDF5.

3.2.2 Interaction laser-plasma - Simulation PIC

Principe du code Particle-In-Cell Smilei

Smilei (pour Simulating Matter Irradiated by Light at Extreme Intensities) est un code Particle-In-Cell (PIC) modélisant l'interaction entre une impulsion laser et un plasma. Ce code open-source et collaboratif est développé en C++ avec des méthodes modernes (architecture orientée objet, fichiers de sortie HDF5, parallélisation hybride MPI/OpenMP, équilibrage dynamique de la charge de calcul, vectorisation, fusion de particules, fichier d'entrée en Python, ...). Il est donc à la fois très performant sur les super-calculateurs (en particulier sur CPU), modulaire (nombreuses géométries supportées, solveurs de Maxwell,...), évolutif (modules physiques ajoutés et développés régulièrement) et user-friendly (fichier d'entrée Python, diagnostics pré-définis, outils d'analyse de données inclus).

La méthode PIC en général est largement développée dans la référence [6] et la documentation complète et exhaustive des options disponibles dans Smilei est disponible sur le site officiel [10]. Les sections suivantes sont en partie extraites du site officiel.

Description cinétique de l'interaction laser-plasma

Dans la description cinétique de l'interaction laser-plasma non collisionnel, l'équation de Vlasov [11] doit être résolue pour chaque espèce α du plasma. La fonction de distribution $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ de chaque espèce peut être interprétée comme une densité de probabilité de trouver une particule dans l'intervalle spatial $[\mathbf{x}, \mathbf{x} + d\mathbf{x}]$ et dont l'impulsion est située dans l'intervalle $[\mathbf{p}, \mathbf{p} + d\mathbf{p}]$ au temps t . Son évolution est décrite par l'équation de Vlasov :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_\alpha} \cdot \nabla + \mathbf{F}_L \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \right) f_\alpha = 0, \quad (3.1)$$

où

$$\mathbf{F}_L = q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_\alpha} \times \mathbf{B} \right) \quad (3.2)$$

est la force de Lorentz, avec q_α la charge électrique de l'espèce α , m_α sa masse au repos et γ le facteur de Lorentz défini comme $\gamma = \sqrt{1 + \mathbf{p}^2/m_\alpha c}$. Les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont respectivement les champs électriques et magnétiques, dont l'évolution est donnée par les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (3.3)$$

avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide (ou constante électrique) et μ_0 la perméabilité magnétique du vide (ou constante magnétique), tel que $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$. Les termes sources ρ et \mathbf{j} des équations (3.3) sont appelés respectivement les densités totales de charge et de courant, et sont définis par :

$$\rho(t, \mathbf{x}) = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha}(t, \mathbf{x}); \quad \mathbf{j}(t, \mathbf{x}) = \sum_{\alpha} \mathbf{j}_{\alpha}(t, \mathbf{x}). \quad (3.4)$$

Grandeurs de références

La vitesse de la lumière, la charge élémentaire et la masse de l'électron définissent la base de la normalisation dans Smilei :

- Charge électrique de référence : $Q_r = e$
- Masse de référence : $M_r = m_e$

- Vitesse de référence : $V_r = c$
- On peut donc déduire de ces grandeurs :
- une énergie de référence : $K_r = m_e c^2$
- un moment de référence : $P_r = m_e c$

Malgré ces normalisations, Smilei ne connaît pas l'échelle du problème : il lui manque une référence de temps ou de distance. Plutôt que de choisir une constante physique comme référence, l'échelle du problème n'est pas choisie a priori et l'utilisateur est libre de choisir l'échelle du résultat de la simulation. Dans les faits, les grandeurs sont proportionnelles à une fréquence de référence inconnue ω_r qui pourra être décidée a posteriori par l'utilisateur. Généralement, cette fréquence correspondra à la fréquence du laser. De cette fréquence de référence, nous définissons :

- un temps de référence : $T_r = \frac{1}{\omega_r}$
- une longueur de référence : $L_r = \frac{c}{\omega_r}$
- un champ électrique de référence : $E_r = \frac{m_e c \omega_r}{e}$
- un champ magnétique de référence : $B_r = \frac{m_e \omega_r}{e}$
- une densité de particules de référence : $N_r = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_r^2}{e^2}$
- un courant de référence : $J_r = \frac{c e}{N_r}$

Normaliser toutes ces grandeurs à celles de référence est pratique pour résoudre les équations de Maxwell, les transformant en une série d'équations sans dimension :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho ; \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 ; \nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B} ; \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} + \partial_t \mathbf{E} \quad (3.5)$$

Où les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} , le courant \mathbf{j} et la densité ρ sont normalisés à E_r , B_r , J_r , et $Q_r N_r$. Notons que les dérivées spatiales et temporelles sont aussi normalisées à T_r et L_r .

Les macro-particules

Dans un code Particle-In-Cell, la fonction de distribution des particules du plasma est décrite aux grandes échelles (supérieures à plusieurs longueurs de Debye). Contrairement à la description hydrodynamique, la description cinétique permet de modéliser des plasmas loin de l'équilibre thermodynamique. La fonction de distribution de chaque espèce f_α est échantillonnée par un nombre N_α de macro-particules (aussi appelées quasi-particules). Chaque macro-particule représente un ensemble de particules réelles en interaction électromagnétiques à courte portée et est associée à un poids statistique noté w qui, représente un nombre réel de particules.

L'échantillonnage de la fonction de distribution s'écrit alors [12] :

$$f_\alpha(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}) = \sum_{i=1}^{N_\alpha} w_i S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i(t)) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i(t)), \quad (3.6)$$

où chaque macro-particule a une impulsion propre définie par la distribution de Dirac δ , et une extension spatiale définie par le facteur de forme S .

La fonction de distribution présentée à l'équation (3.1) est discrétisée par un nombre fini de macro-particules. Le facteur de forme permet de lisser les discontinuités spatiales lors des projections des densités de particules sur la grille.

Dans un code PIC, l'équation de Vlasov est intégrée le long des trajectoires des macro-particules tandis que les équations de Maxwell sont résolues sur un maillage spatial discret.

En injectant la fonction de distribution de l'équation 3.6 dans celle de Vlasov, en multipliant le résultat par \mathbf{p} et en intégrant sur toutes les impulsions \mathbf{p} et sur le volume de la macro-particule, nous arrivons aux équations relativistes du mouvement de chacune des macro-particules i de l'espèce α :

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \frac{\mathbf{p}_i}{\gamma_i m_\alpha}; \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = q_\alpha \left(\mathbf{E}_i + \frac{\mathbf{p}_i}{\gamma_i m_\alpha} \times \mathbf{B}_i \right), \quad (3.7)$$

avec \mathbf{E}_i et \mathbf{B}_i respectivement les champs électrique et magnétique à la position de la macro-particule i , et γ_i son facteur de Lorentz.

L'algorithme de Boris [13] est utilisé dans cette thèse comme pousseur de particules dans le code Smilei. Cet algorithme sépare les forces électrique et magnétique, puis effectue la rotation du vecteur \mathbf{v} autour de \mathbf{B} sans décomposer les vecteurs en composantes, ce qui évite de devoir projeter les vecteurs sur des axes fixes à chaque pas de temps, et donc de calculer des fonctions trigonométriques. Il traite exactement le produit vectoriel (i.e., $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ sont perpendiculaires par construction) [14].

Temps et discrétisation de l'espace

Les équations de Maxwell sont résolues dans Smilei en utilisant l'approche FDTD (Finite Difference Time Domain). Dans cette méthode, les champs électromagnétiques sont discrétisés sur une grille, appelée la "YEE GRID". La figure 3.3 présente la discrétisation des champs électriques, des champs magnétiques, des courants et de la densité de charge.

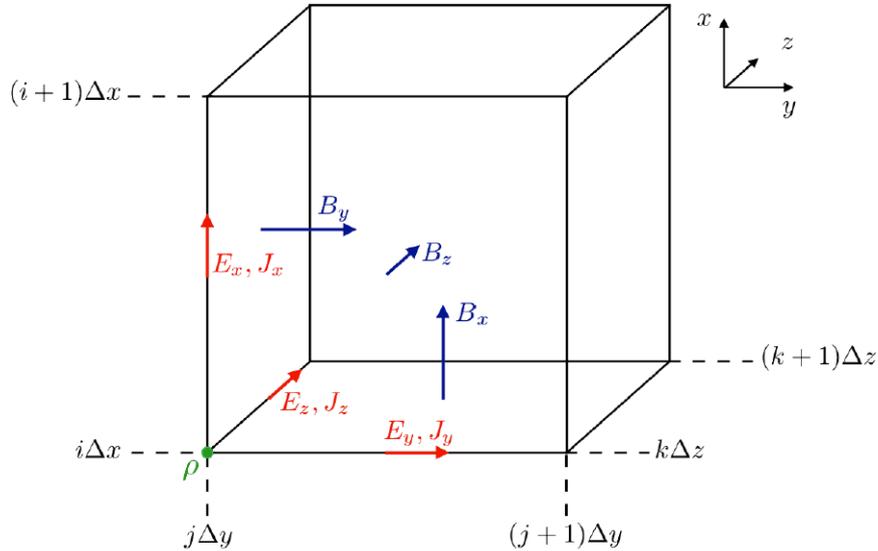


FIGURE 3.3 – Méthode Yee Grid utilisée dans Smilei pour les boucles de discrétisation spatiale des équations de Maxwell. Figure tirée de [10].

De la même façon, le centrage temporel des dérivées temporelles dans les équations de Maxwell est assuré en considérant les champs électriques comme définis à des pas de temps entiers n et les champs magnétiques à des pas de temps demi-entier $n + 1/2$. Un schéma type "saute-mouton" (leap frog en anglais) est appliqué afin d'avancer les particules dans le temps, et donc les positions et vitesses de la particule sont respectivement définies à des pas de temps entiers ou demi-entiers.

Initialisation et déroulement du calcul PIC

L'initialisation du code PIC est réalisée en trois étapes :

1. Chargement des particules
2. Calcul des charges et des densités totales initiales de courant sur le maillage
3. Calcul du champ électrique initial et du champ magnétique aux noeuds du réseau par la résolution respective des équations de Maxwell-Gauss et Maxwell-Ampère

L'utilisateur doit définir les conditions initiales des particules, les charges et les densités de courant ainsi que le champ électromagnétique sur l'ensemble du domaine simulé. En particulier, la densité de particules $n_\alpha(x)$, la vitesse moyenne $v_\alpha(x)$ et la température $T_\alpha(x)$ de toutes les espèces α dans une cellule donnée (localisée à la position \mathbf{x}) à $t = 0$. Le chargement de la particule consiste en la création, dans chaque cellule, de N_α particules avec leurs positions x_α (disposition régulière ou au hasard) telles que ces particules sont distribuées uniformément dans la cellule, et un moment p_α choisi aléatoirement tel que la distribution des particules suit une loi de distribution du type Maxwell-Jüttner avec une vitesse moyenne $v_\alpha(x)$ et une température $T_\alpha(x)$.

Dans Smilei, un poids est assigné à chaque particule dépendant de la densité associée à la cellule venant de la formule :

$$w_p = \frac{n_\alpha(x_p(t=0))}{N_\alpha}$$

Cette variable de pondération est particulièrement efficace si l'on considère des distributions de densité initiales très inhomogènes.

Une fois que toutes les particules du domaine de simulation ont été créées, la charge totale et les densités de charge et de courant $\rho(t = 0, x)$ et $J(t = 0, x)$ sont calculées sur le maillage par une simple technique de projection :

$$\rho(t = 0, x) = \sum_s q_s \sum_q w_p (\mathbf{x} - \mathbf{x}_p(t = 0)) \quad (3.8)$$

Ensuite le champ électrique est calculé avec $\rho(t = 0, x)$ en résolvant l'équation de Poisson par la méthode du gradient conjugué.

A la fin de l'étape d'initialisation, toutes les quasi-particules de la simulation ont été chargées et les champs électromagnétiques (EM) calculés sur toute la grille de simulation. La boucle PIC est alors résolue sur N pas de temps, chacun consistant à :

1. Interpoler les champs EM aux positions de la particule
2. calculer les nouveaux moments de la particule
3. calculer les densités de courant sur la grille
4. calculer les nouveaux champs EM sur la grille

Conditions aux limites

Après que les nouvelles positions et vitesses d'une macro-particule aient été calculées, les conditions aux limites sont appliquées à chaque macro-particule pouvant être localisée dans une cellule "fantôme", c'est-à-dire à l'extérieur de la grille réelle. Les espèces de macro-particules peuvent avoir des conditions différentes pour chaque frontière de la boîte de simulation :

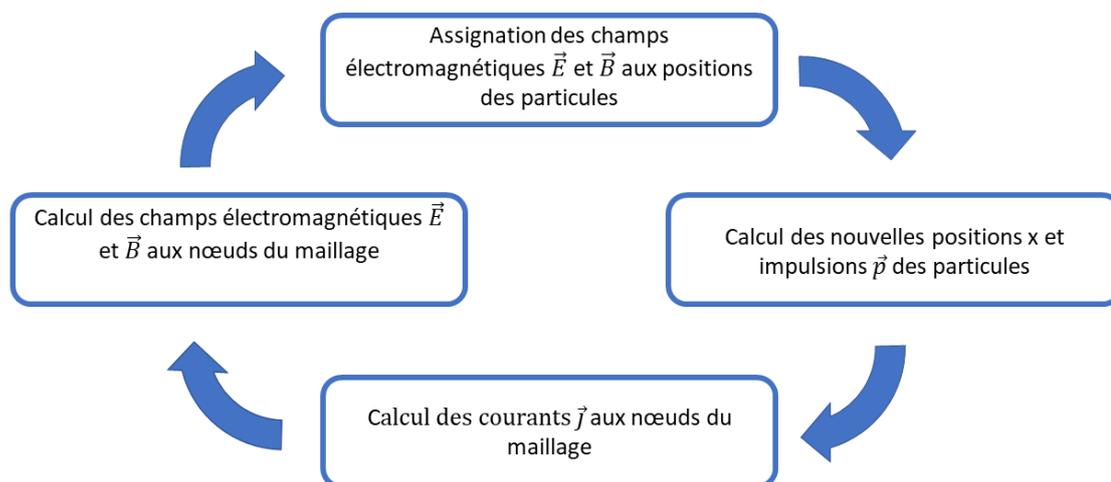


FIGURE 3.4 – Méthode de la boucle PIC en quatre étapes constituant un pas de temps.

- la macro-particule sortant à une extrémité de la boîte est réinjectée à l'autre extrémité opposée (périodique),
- elle peut être stoppée (impulsion mise à zéro),
- supprimée (effacée de la mémoire),
- réfléchi (les moment et position suivent les règles de la réflexion),
- thermalisée : la macro-particule est réinjectée dans la boîte de simulation avec un moment échantillonné dans une distribution de Maxwell avec une température et un moment spécifiés par l'utilisateur

Les conditions aux limites sont appliquées aux champs électromagnétiques après la résolution des équations de Maxwell. Chaque frontière de la boîte de simulation peut se distinguer par sa condition :

1. d'injection/absorption inspirée de la condition, Silver-Müller capable d'injecter une onde électromagnétique
2. reflective qui va imposer une réflexion de l'onde aux frontières de la boîte de simulation,
3. périodique, alors les champs de la frontière opposée sont appliqués à la frontière.

Chauffage numérique dans un code PIC

Les simulations particulières créent un chauffage numérique provenant de la non conservation de l'énergie des particules dans les algorithmes considérés : les électrons du plasma deviennent de plus en plus « chauds » d'où ce terme de chauffage numérique. Ce chauffage est un bruit numérique qui peut mener à des résultats non physiques à l'issue d'une simulation PIC. Il s'agit d'un chauffage artificiel subi par les particules du plasma durant la simulation : elles reçoivent alors de l'énergie non physique de la part des champs électromagnétiques. Il faut donc s'assurer que le chauffage numérique est limité afin d'assurer la conservation de l'énergie au cours de la simulation. De nombreux facteurs numériques permettent cependant de contrôler ce chauffage numérique et sont détaillés par la suite.

Afin de quantifier le chauffage numérique et de valider physiquement une simulation, il est indispensable de réaliser un bilan d'énergie comme illustré sur la figure 3.5 dans la boîte de simulation (diagnostic "Scalar" implémenté dans Smilei). Sur la figure 3.5, est représentée

l'évolution temporelle des différentes énergies contenues dans la boîte de simulation : totale (en bleu), électromagnétique (en vert), des électrons (en rouge) et des ions (en violet). Dans le cas de la simulation présentée sur la figure 3.5a, on peut évaluer un taux de conversion de l'énergie laser proche de 16 % en faisant le rapport de l'énergie totale des électrons sur l'énergie maximale électromagnétique injectée dans la boîte (énergie laser), ce qui représente une situation physique valide dans le cas de l'interaction laser-plasma. A contrario, la simulation présentée sur la figure 3.5b a engendré un chauffage numérique important puisque l'énergie des électrons dépasse rapidement (dès 0.2 ps) l'énergie laser injectée dans la boîte de simulation.

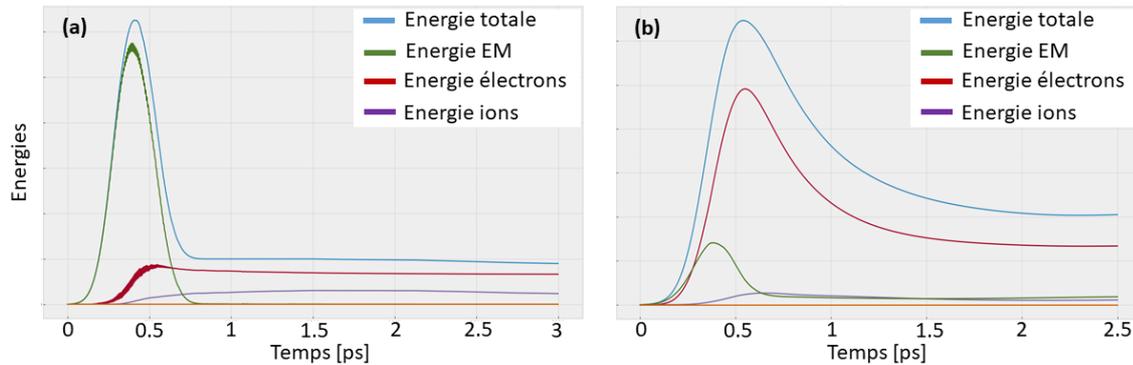


FIGURE 3.5 – Tracé de bilans d'énergie pour deux simulations PIC Smilei où l'évolution temporelle des énergies contenues dans la boîte de simulation sont représentées : les énergies totale (en bleu), électromagnétique (en vert), des électrons (en rouge) et des ions (en violet) a) Simulation où le chauffage numérique est maîtrisé. b) Simulation où le chauffage numérique rend la simulation non-physique : l'énergie des électrons dépasse l'énergie laser injectée dans la boîte de simulation dès 0.2 ps. L'axe des ordonnées est en unités arbitraires non précisées ici.

Les résultats obtenus avec les codes PIC dépendent aussi étroitement des conditions aux limites choisies aux bords de la boîte de simulation, aussi bien pour les champs électromagnétiques que pour les particules. Les particules sortantes sont souvent réinjectées avec leur vitesse thermique initiale. Il s'avère que ces conditions aux limites « artificielles » créent l'équivalent d'un champ ambipolaire aux frontières du système. Dans la mesure du possible, il est donc important de choisir la plus grande boîte de simulation possible afin de diminuer l'influence de ces conditions aux limites.

Plusieurs facteurs permettent de limiter ce biais numérique :

- Le calcul des champs dans Smilei est toujours explicite. Celui-ci impose, que $\Delta x/\Delta t \geq c$ pour une simulation monodimensionnelle. Cette condition qu'on appelle CFL, pour Courant-Friedrichs-Lewy, est un critère de stabilité du schéma numérique qui impose que la vitesse de l'information numérique soit plus grande que la vitesse des particules. On veillera à ce que le pas de temps vérifie la condition CFL tel que : $\Delta t = \Delta x/\sqrt{2}$, où le facteur $1/\sqrt{2}$ est un facteur multiplicatif spécifiquement lié au schéma de Yee en deux dimensions [7],
- Le couplage d'une méthode particulière avec les équations de Maxwell impose que le pas d'espace soit inférieur à trois fois la longueur de Debye $\sim 3\lambda_D$. Cette résolution numérique est nécessaire afin de limiter le chauffage numérique et d'obtenir des résultats "physiques". Si le plasma initial est froid, il est compliqué d'évaluer la longueur de Debye (qui fait intervenir la température électronique T_e). On utilisera alors la formule $1/\Delta X = 40\sqrt{n_e/100n_c}$ qui permet d'évaluer le nombre de points d'échantillonnage minimal par longueur d'onde afin d'éviter le chauffage numérique. Toutefois, le

pas d'espace peut être pris jusqu'à $5\lambda_D$, si le chauffage par l'onde laser du plasma est très important : le chauffage numérique est alors négligeable [3, 7].

- le nombre de macroparticules par maille, définissant le poids statistique des particules, doit être assez élevé pour assurer une bonne représentation statistique du nombre réel de particules. Typiquement, pour des simulations planes, en 3D on fixe ce nombre à 10 environ, 100 pour de la 2D et 1000 pour une simulation 1D,
- L'ordre d'interpolation du facteur de forme qui intervient dans le schéma de projection (lors du calcul des densités de charges aux noeuds du maillage) et dans le schéma d'interpolation (lors du calcul de la force de Lorentz à partir des champs électromagnétiques). Un ordre d'interpolation de 4 a été utilisé dans ce travail de thèse lors des simulations PIC (utilisation de 5 points de maillage).

Diagnostics et outils d'analyse

Smilei est directement fourni avec ses propres diagnostics ainsi que son module d'analyse en Python nommé `happi`, minimisant le volume de données à analyser. Les données sont directement stockées sous forme de fichiers HDF5. Les diagnostics à disposition sont complets pour une observation fine de la physique de l'interaction laser-plasma grâce à l'observation de grandeurs physiques indispensables :

- diagnostics Field ou Probe : distributions spatiale et temporelle des densités de charges, de courants et des champs électromagnétiques dans la totalité de la boîte de simulation
- diagnostic Scalar : grandeurs physiques scalaires telles que les énergies totale, électromagnétique, totale des particules, etc... Ce diagnostic est essentiel pour vérifier la relative conservation de l'énergie dans la boîte de simulation
- diagnostic ParticleBinning : possibilité d'observer n'importe quelle grandeur en 1D, 2D ou plus. Par exemple, il est souvent très utile d'observer le diagramme p_x en fonction de x pour une particule afin de déterminer le régime d'accélération
- diagnostic Screen : permet d'intégrer une grandeur physique en temps. Par exemple, ce diagnostic peut fournir la distribution en énergie de particules traversant une surface placée là où on le souhaite à différents temps de la simulation ou intégrée sur toute la durée de la simulation
- diagnostic TrackParticles : permet d'exporter les grandeurs $(x, y, z, p_x, p_y, p_z, weight)$, et donc l'espace des phases complet de particules qui répondent à une condition définie par l'utilisateur.

Ce dernier diagnostic a été très utilisé dans ce travail de thèse. On a pu ainsi exporter l'espace des phases complet des électrons ou des ions accélérés dans la boîte de simulation. Cette technique a notamment permis d'exporter le faisceau de particules accélérées dans le code Monte Carlo.

Les simulations PIC réalisées durant cette thèse ont été des simulations Smilei cartésiennes, en 1D ou 2D planes. En géométrie 2D plane, la troisième dimension (transverse) n'est pas simulée spatialement. Smilei est tout de même un code 2D3V, c'est à dire, que même en 2D, les trois composantes des champs et des impulsions sont calculées. Cependant, le nombre de macro-particules est un nombre par unité de longueur et pas directement un nombre de particules. Le nombre de particules réelles peut être estimé en renormalisant par une longueur caractéristique dans la dimension transverse, typiquement la taille de la tache focale du laser. Pour effectuer cette renormalisation, ce que nous faisons dans ce travail à chaque fois qu'une simulation 2D est réalisée, nous supposons que la physique de la simulation est relativement homogène sur cette longueur caractéristique.

Plus d'informations sur ces aspects sont disponibles dans la documentation officielle de Smilei [10].

3.2.3 Interaction faisceau d'ions-matière - Simulations Monte-Carlo

En sortie des simulations PIC, l'espace des phases complet des ions accélérés sont exportés : les grandeurs $(x, y, z, p_x, p_y, p_z, weight, charge, t)$ sont donc disponibles et servent de faisceau source dans le code Monte-Carlo FLUKA [4]. Ces simulations FLUKA modélisent l'interaction entre le faisceau d'ions accélérés par laser et une cible d'une certaine épaisseur constituée de noyaux cibles choisis pour produire le radioisotope voulu. Ce type de simulation est bien moins coûteux en temps de calcul que les simulations PIC et ont pu être réalisées sur une station standard.

Il est important de noter que dans un schéma de production de radioisotopes à deux cibles, dit "pitcher-catcher", dans lequel une impulsion laser vient interagir avec une première cible, accélérant les ions de celle-ci, le faisceau d'ions vient ensuite irradier une seconde cible, dense et froide. Le code FLUKA est alors parfaitement adapté à ce type de situations physiques, où les sections efficaces sont bien modélisées. Dans le cas d'une attaque directe de la cible avec une production de radioisotopes in-situ, comme dans la dernière partie de ce manuscrit dans laquelle on étudie l'irradiation directe d'une cible de Bore pour produire des particules α , la physique modélisée par FLUKA devient limitée (sections efficaces dans une cible chaude sous état plasma, phénomènes de champs électromagnétiques non pris en compte, etc...).

Code Monte-Carlo FLUKA

FLUKA (pour FLUKtuierende KAskade) est un code Monte-Carlo simulant le transport des particules et leurs interactions avec la matière, permettant de traiter un large choix d'applications physiques : phénomènes d'activation, la dosimétrie, la radioprotection, les rayons cosmiques, la physique neutronique, etc...

Le code FLUKA est sans cesse développé et validé avec l'implémentation régulière de modèles physiques et de nouvelles sections efficaces. Ce code peut simuler avec précision l'interaction et la propagation dans la matière d'environ 60 particules différentes, incluant les photons et les électrons (de 100 eV à des milliers de TeV), les neutrinos, les muons et les hadrons jusqu'à des énergies de 20 TeV. La formation de radioisotopes ainsi que leurs désintégrations et le suivi de leur rayonnement émis sont aussi simulés par FLUKA.

De nombreuses routines (développées en FORTRAN 77) sont disponibles et adaptables par l'utilisateur afin de récupérer en détail certaines informations. Dans ce travail de thèse, diverses routines ont été développées afin de récupérer les espaces des phases complets des particules secondaires créées au sein de la cible, notamment les radioisotopes produits.

Transport de particules

Un code Monte-Carlo traite les particules simulées à l'aide d'un échantillonnage en utilisant des macro-particules assignées d'un certain poids statistique. Ce nombre de macro-particules doit être suffisamment grand (de l'ordre du milliard) afin de permettre de représenter correctement la physique modélisée.

Les particules dites primaires représentent les ions accélérés provenant de nos simulations PIC. Ces dernières, en interagissant avec la matière, vont produire des particules secondaires au cours de différents processus physiques. Le transport des hadrons et donc des ions dans FLUKA présente un traitement original de la diffusion multiple de Coulomb et de l'ionisation grâce à de nombreux modèles implémentés (théorie de Bethe-Bloch, production de rayons delta, etc...).

Lorsque les particules primaires (ou secondaires) se propagent dans un milieu, elles présentent une certaine probabilité d'interagir avec ce dernier. Ces interactions sont considérées ponctuelles et indépendantes les unes des autres. La probabilité pour la particule de ne pas interagir sur une distance l est donnée par [8] :

$$P(l) = \exp\left(-\frac{l}{l_{int}}\right) \quad (3.9)$$

où l_{int} est une longueur d'interaction typique du matériau considéré, appelée libre parcours moyen, avec :

$$l_{int} = \frac{1}{n \cdot \sigma} \quad (3.10)$$

avec σ la section efficace du processus physique considéré et n la densité de particules cibles du matériau considéré.

Dans le code FLUKA, la distance l parcourue dans le matériau considéré est obtenue par un tirage aléatoire : $l = l_{int} \cdot \ln(\eta)$ où η est une variable aléatoire tirée dans l'intervalle $[0,1[$.

Processus et modèles physiques

Lors de la propagation d'une particule dans un matériau, cette dernière perd de l'énergie en produisant un grand nombre de particules secondaires (dans le cas de l'ionisation par exemple). Il n'est pas efficace de simuler de façon discrète ce type de processus. FLUKA traite ce type de processus comme une perte d'énergie continue, tout comme la diffusion multiple des électrons. La plupart des autres processus sont décrits de façon discrète.

Le modèle d'interaction hadron-nucléon (h-N) dans FLUKA est basé sur la production de résonances et de décroissances en dessous de quelques GeV. Deux modèles sont utilisés dans les interactions hadron-nucléon : pour des énergies inférieures au GeV, le modèle PEANUT [15] inclue un modèle très détaillé de cascade intra-nucléaire et une étape de pré-équilibre alors qu'à des énergies plus élevées, le modèle de Gribov-Glauber est utilisé. Ces deux modèles sont suivis par des processus d'équilibre : évaporation, fission, désexcitation gamma et Fermi break-up.

Les interactions nucléaires implémentées dans le code FLUKA [15] sont modélisées en suivant la séquence suivante :

1. Modèle de cascade Glauber-Gribov : le formalisme de Glauber offre une méthode efficace pour calculer les sections efficaces des interactions élastiques et inélastiques [16]. Ce modèle n'est pas utilisé en-dessous de quelques GeV.
2. Cascade intranucléaire généralisée (GINC) : une réaction h-N peut être décrite comme une cascade d'interactions à deux corps, concernant le projectile et les produits de réaction. Les modèles d'INC (Cascades IntraNucléaires) modernes doivent prendre en compte des effets comme l'exclusion de Pauli, le temps de formation, la longueur de cohérence, l'anti-symétrie des nucléons, etc... La description complète de ce modèle est disponible dans [4]. Ce modèle n'est pas utilisé en-dessous de 50 MeV environ (énergie seuil de production du pion π).
3. Emission dans un état de pré-équilibre (modèle PEANUT) : à des énergies inférieures à 50 MeV environ. A la fin de l'étape GINC, l'étape de pré-équilibre est caractérisée par le nombre total de protons et de neutrons, par le nombre de nucléons excités (nucléons au-dessus du niveau de Fermi) et par les énergies et moments d'excitation nucléaire. Le formalisme d'"exciton" utilisé dans ce modèle est détaillé dans [4].

4. Évaporation, fission, fragmentation : à la fin de la chaîne de réaction, le noyau est un système équilibré caractérisé par son niveau d'excitation énergétique. Ce système peut alors évaporer des nucléons, des fragments, des gammas ou peut même fissionner, afin de dissiper cette énergie d'excitation résiduelle. Le modèle d'évaporation implémenté dans FLUKA est basé sur le formalisme standard de Weisskopf-Ewing [17]. De nombreuses améliorations de ce modèle permettent de bien représenter la production de noyaux résiduels et l'émission de particules α dans FLUKA. Pour les noyaux plus légers ($A < 24$), où l'énergie d'excitation peut dépasser l'énergie totale d'écrantage, un modèle statistique de fragmentation (Fermi Break-Up) est plus approprié et a été implémenté récemment dans FLUKA. Les processus d'évaporation/fission/fragmentation représentent la dernière étape de l'interaction nucléaire et sont responsables de la nature exacte des produits formés à la fin de l'interaction.
5. Désexcitation Gamma : le noyau résiduel formé lors de l'étape précédente peut se désexciter en émettant un rayonnement gamma.

Les sections efficaces pour ces interactions hadron-nucléon sont un mélange entre des données tabulées et des interpolations de données expérimentales. Ayant travaillé sur la réaction proton-Bore 11, une comparaison entre GEANT4 [18] et FLUKA a été réalisée durant cette thèse. Pour cette réaction de fusion et à ces énergies, le code FLUKA tire clairement son épingle du jeu si l'on compare les résultats de simulation aux expériences réalisées. En effet, pour cette réaction, les sections efficaces utilisées dans GEANT4 (code initialement développé pour les hautes énergies) sont assumées à zéro en-dessous de 1 MeV. Sachant que le maximum de la réaction p-B11 a lieu à 615 keV, cette approximation est source d'erreurs. Pour la physique de basse énergie, il est possible d'entrer ses propres sections efficaces dans le code GEANT4.

Routines FORTRAN77 utilisées dans FLUKA

Le code FLUKA, via la carte RESNUCLEI, peut fournir visuellement par un diagramme A en fonction de Z, les radioisotopes formés lors d'une simulation. Cependant, à l'aide des routines Fortran mgdraw.f et usrrnc.f, on peut avoir accès aux activités massiques des radioisotopes formés ainsi qu'à leur position, leur durée de vie, etc...

Au cours de ce travail de thèse, nous avons donc adapté ces différentes routines afin d'avoir accès aux caractéristiques des radioisotopes formés.

Afin de définir le faisceau d'ions primaires injectés dans FLUKA, la routine source.f a aussi été développée. Cette dernière permet de tirer aléatoirement les particules primaires injectées dans un fichier txt. Ce fichier contient l'espace des phases complet des ions issus de la simulation PIC. Une particule primaire tirée aléatoirement dans FLUKA est donc injectée à une certaine position avec une certaine impulsion.

Références

- [1] E. LEFEBVRE, S. BERNARD, C. ESNAULT, P. GAUTHIER, A. GRISOLLET, P. HOCH, L. JACQUET, G. KLUTH, S. LAFFITE, S. LIBERATORE, I. MARMAJOU, P. -E. MASSON-LABORDE, O. MORICE et J. -L. WILLIEN. “Development and validation of the TROLL radiation-hydrodynamics code for 3D hohlraum calculations”. In : *Nuclear Fusion* 59.3, 032010 (mar. 2019), p. 032010. DOI : [10.1088/1741-4326/aacc9c](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacc9c).
- [2] Jérôme BREIL, Stéphane GALERA et Pierre-Henri MAIRE. “Multi-material ALE computation in inertial confinement fusion CHIC”. In : *Computers Fluids* 46 (juil. 2011), p. 161-167. DOI : [10.1016/j.compfluid.2010.06.017](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2010.06.017).
- [3] M. GRECH, J. DEROUILLAT, A. BECK, M. CHIARAMELLO, A. GRASSI, F. NIEL, F. PÉREZ, T. VINCI, M. FLÉ, N. AUNAI, Jérémy DARGENT, I. PLOTNIKOV, G. BOUCHARD, Philippe SAVOINI et C. RICONDA. “SMILEI : A collaborative, open-source, multi-purpose PIC code for the next generation of super-computers”. In : (oct. 2016), GP10.006. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02796748>.
- [4] T.T. BÖHLEN, F. CERUTTI, M.P.W. CHIN, A. FASSÒ, A. FERRARI, P.G. ORTEGA, A. MAIRANI, P.R. SALA, G. SMIRNOV et V. VLACHOUDIS. “The FLUKA Code : Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. In : *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), p. 211-214. ISSN : 0090-3752. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214005018>.
- [5] L. ESNAULT. *lesnat/p2sat*. URL : <https://github.com/lesnat/p2sat>.
- [6] D. TSKHAKAYA, K. MATYASH, R. SCHNEIDER et F. TACCOGNA. “The Particle-In-Cell Method”. In : *Contributions to Plasma Physics* 47.8-9 (2007), p. 563-594. ISSN : 1521-3986. DOI : [10.1002/ctpp.200710072](https://doi.org/10.1002/ctpp.200710072). URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ctpp.200710072>.
- [7] R. NUTER, M. GRECH, P. GONZALEZ DE ALAIZA MARTINEZ, G. BONNAUD et E. D’HUMIÈRES. “Maxwell solvers for the simulations of the laser-matter interaction”. In : *The European Physical Journal D* 68.6 (2014), p. 177. ISSN : 1434-6079. DOI : [10.1140/epjd/e2014-50162-y](https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50162-y). URL : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50162-y>.
- [8] Alireza HAGHIGHAT. *Monte Carlo methods for particle transport*. Boca Raton, Fla. : CRC Press / Taylor & Francis Group, 2015. ISBN : 978-1-4665-9253-7.
- [9] J. Watteau R. DAUTRAY. “La fusion thermonucléaire inertielle par laser”. In : *Eyrolles* (1991).
- [10] *Smilei documentation*. URL : <https://smileipic.github.io/Smilei/index.html>.
- [11] Anatoly Aleksandrovich VLASOV. “On the kinetic theory of an assembly of particles with collective interaction”. In : *Russian Physics Journal* 9 (1945), p. 25-40.
- [12] J. DEROUILLAT, A. BECK, F. PÉREZ, T. VINCI, M. CHIARAMELLO, A. GRASSI, M. FLÉ, G. BOUCHARD, I. PLOTNIKOV, N. AUNAI, J. DARGENT, C. RICONDA et M. GRECH. “Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation”. In : *Computer Physics Communications* 222 (2018), p. 351-373. ISSN : 00104655. DOI : [10.1016/j.cpc.2017.09.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.09.024). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0010465517303314>.
- [13] J. P. BORIS. “Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code”. In : *Proceeding of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas* (nov. 1970).
- [14] Leblond DAVID. “Simulation des plasmas de tokamak avec XTOR : régimes des dents de scie et évolution vers une modélisation cinétique des ions.” Theses. Ecole Polytechnique X, juil. 2011. URL : <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00618453>.

- [15] Giuseppe BATTISTONI, Till BOEHLEN, Francesco CERUTTI, Pik Wai CHIN, Luigi Salvatore ESPOSITO, Alberto FASSÒ, Alfredo FERRARI, Anton LECHNER, Anton EMPL, Andrea MAIRANI, Alessio MEREGHETTI, Pablo Garcia ORTEGA, Johannes RANFT, Stefan ROESLER, Paola R. SALA, Vasilis VLACHOUDIS et George SMIRNOV. “Overview of the FLUKA code”. In : *Annals of Nuclear Energy* 82 (2015). Joint International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications and Monte Carlo 2013, SNA + MC 2013. Pluri- and Trans-disciplinarity, Towards New Modeling and Numerical Simulation Paradigms, p. 10-18. ISSN : 0306-4549. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.11.007>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306454914005878>.
- [16] R.J. GLAUBER et G. MATTHIAE. “High-energy scattering of protons by nuclei”. In : *Nuclear Physics B* 21.2 (1970), p. 135-157. ISSN : 0550-3213. DOI : [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(70\)90511-0](https://doi.org/10.1016/0550-3213(70)90511-0). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321370905110>.
- [17] V. WEISSKOPF. “Statistics and Nuclear Reactions”. In : *Phys. Rev.* 52 (4 août 1937), p. 295-303. DOI : [10.1103/PhysRev.52.295](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.295). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.295>.
- [18] S. AGOSTINELLI et al. “Geant4—a simulation toolkit”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.

Chapitre 4

Campagnes expérimentales

Sommaire

4.1	Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible solide	89
4.1.1	Etat de l'art - Tir sur cible solide	89
4.1.2	Campagne expérimentale sur le laser LFEX	90
	Production d'un faisceau de protons par TNSA	91
	Production d'un faisceau d'alphas en configuration pitcher-catcher	93
	Production d'un faisceau d'alphas en irradiation directe	94
4.2	Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible gazeuse	96
4.2.1	Etat de l'art - Tir sur cible gazeuse	96
4.2.2	Campagne expérimentale - Lasers PHELIX et PICO2000	98
	Production d'un faisceau de protons par choc électrostatique	98
	Références	106

Contexte :

L'accélération d'ions par interaction laser-plasma est un domaine largement étudié, théoriquement, numériquement mais aussi expérimentalement. Au cours de ce travail de thèse, la chaîne de simulation présentée dans le chapitre précédent a permis de dimensionner une première campagne expérimentale réalisée sur le laser LFEX au Japon. Cette expérience a quant à elle permis de valider notre chaîne de codes. Une seconde série de campagnes expérimentales a été menée sur les installations laser PHELIX à GSI (Allemagne) et PICO2000 au LULI (France). Elles ont aussi pu être dimensionnées et étayées par la chaîne numérique de codes, mais cette fois-ci, pour l'accélération d'ions dans les jets de gaz.

Résumé du chapitre :

Dans ce chapitre, deux campagnes expérimentales sont présentées dans le cadre de l'accélération d'ions par interaction laser-plasma. La première, ayant eu lieu au JAPON, à l'université d'Osaka, sur le laser PW LFEX en janvier 2020, concerne l'accélération de protons dans une cible solide et la production d'un faisceau secondaire d'ions énergétiques de particules alpha via la réaction de fusion proton-bore (p-B). La deuxième campagne a aussi pour but d'accélérer des ions mais à partir de jets de gaz sculptés par des lasers de durée nanoseconde afin d'obtenir un profil en densité favorable à une accélération efficace par choc électrostatique. Cette campagne a été réalisée en 2021 sur deux installations laser présentant des propriétés proches en terme d'intensité et de durée (le laser PHELIX à GSI en Allemagne et le laser PICO2000 au LULI à Paris). Ces deux campagnes expérimentales, appuyées par nos simulations numériques, ont permis de mettre en lumière des phénomènes expliqués dans le chapitre 2 et d'ouvrir de nouvelles perspectives quant à l'accélération des ions, que ce soit dans une cible solide ou un jet de gaz.

L'obtention d'un faisceau de particules α de quelques dizaines de MeV par accélération laser ouvre la voie à de nombreuses applications médicales et industrielles. Comme expliqué dans le chapitre 1, les radioisotopes du scandium (^{43}Sc , ^{44}Sc , ^{47}Sc) présentent des sections efficaces maximales pour des énergies de particules α de l'ordre de 10 MeV pour les réactions α -calcium et α -potassium. Seuls des cyclotrons spécifiques tels qu'ARRONAX permettent de produire ces radioisotopes. L'obtention de faisceaux expérimentaux de particules α par accélération laser est une avancée majeure.

Pour chaque type de cible utilisée (solide ou jet de gaz), un synthétique état de l'art des résultats expérimentaux sera présenté afin de mettre en lumière les avancées réalisées lors des campagnes expérimentales menées durant ce travail de thèse.

Informations complémentaires :

La première campagne expérimentale sur LFEX au Japon, appuyée par nos simulations, a donné lieu à trois premières publications [1, 2, 3] sur la production d'un faisceau de particules α énergétiques par réaction (p-B). La seconde campagne, étayée par nos simulations, a quant à elle donné lieu à 2 publications [4, 5] sur l'accélération d'ions par choc électrostatique dans un jet de gaz sculpté optiquement.

4.1 Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible solide

La production d'un faisceau de protons accélérés par interaction laser-plasma a été réalisée au cours des deux campagnes expérimentales citées ci-dessus : en face arrière d'une cible solide de plastique grâce au laser PW LFEX mais aussi à partir d'un jet d'hydrogène sculpté spatialement par deux lasers nanosecondes sur les lasers GSI et PICO2000. Lors de la campagne expérimentale sur l'installation laser LFEX, l'utilisation d'une cible de bore a aussi permis de créer un faisceau de particules α énergétiques via la réaction de fusion (pB). Même si les jets de gaz utilisés lors des campagnes expérimentales sur les installations laser PHELIX et PICO2000 étaient des jets de dihydrogène, il est tout à fait envisageable de produire des faisceaux de particules α en tirant sur un jet d'hélium.

4.1.1 Etat de l'art - Tir sur cible solide

Les ions accélérés par le mécanisme TNSA sont initialement situés sur la face non irradiée de la cible solide. Les principaux ions accélérés par TNSA sont de l'hydrogène, du carbone et de l'oxygène provenant de la vapeur d'eau contenue dans la chambre à vide et de l'oxydation de la cible, ainsi que des hydrocarbures qui viennent de l'huile contenue dans les pompes à vide. Les ions accélérés par TNSA proviennent donc de couches de polluants de plusieurs nanomètres d'épaisseur localisés sur les faces de la cible solide [6].

L'objectif principal des expériences d'accélération de protons fut durant longtemps d'augmenter l'énergie maximale atteinte par ces particules, passant de quelques centaines de keV à plusieurs dizaines de MeV, grâce aux progrès réalisés par les lasers en termes d'intensité et d'énergie ces dernières années. Au Lawrence Livermore National Laboratory, des expériences menées avec un laser PW [7], ont permis d'atteindre des énergies de protons de plus de 50 MeV en focalisant l'impulsion laser d'une intensité de $3 \times 10^{20} W/cm^2$ sur des cibles minces de plastique. Plus récemment, des protons de plus de 50 MeV ont été mesurés sur le laser PETAL [8] avec une intensité moindre ($< 10^{19} W/cm^2$). En 2018, des protons proches de 100 MeV ont été produits et mesurés [9]. Les progrès technologiques sur la focalisation, les durées d'impulsion plus courtes, l'amélioration du contraste laser et les taux de répétition permettent d'améliorer l'accélération des ions à des intensités laser moindres. Des expériences [10] ont permis d'établir des lois d'échelles pour l'énergie des protons accélérés : leur énergie maximale est proportionnelle à l'intensité laser avec des intensités sub-relativistes, et proportionnelle à la racine carré de l'intensité laser pour des intensités relativistes ($> 10^{18} W/cm^2$). A partir de 2002, les expériences d'accélération de protons avec des impulsions laser courtes et à hautes fréquences de tir se sont généralisées. En 2002, des expériences de Mackinnon *et al.* [11] ont montré une importante augmentation de l'énergie maximale des protons avec la diminution de l'épaisseur de la cible. Ces derniers ont obtenu des protons de 24 MeV grâce à des impulsions laser de 100 fs et d'intensité de $6 \times 10^{19} W/cm^2$ sur une cible de 3 μm d'épaisseur. Après cette course à l'énergie maximale et à la compréhension des mécanismes d'accélération, on a voulu mieux caractériser les faisceaux d'ions accélérés par interaction laser-plasma. Ces faisceaux ont des propriétés uniques notamment en termes de laminarité, d'émittance (environ cent fois supérieures aux accélérateurs conventionnels), de diamètre (plusieurs dizaines de microns) et de durée (quelques ps). C'est cette dernière propriété, combinée au spectre énergétique des protons que l'on obtient naturellement, qui va rendre ces faisceaux intéressants pour des applications. L'efficacité de conversion, c'est-à-dire l'énergie laser qui est transférée aux protons, est de l'ordre de quelques pourcents [12] avec des records établis à 12 % [13] et jusqu'à 18 % récemment [14] en plaçant des fils nanométriques en face avant de la cible. Cette efficacité de conversion de l'énergie laser dépend fortement des mécanismes d'absorption de l'impulsion laser étroitement liés à l'état de la face avant de la cible (présence d'un pré-plasma, de fils nanométriques, d'une mousse absorbante, etc...).

Afin d'obtenir un faisceau de particules α à partir de cibles solides, une approche considé-

rant l'accélération d'un faisceau de protons déclenchant des réactions de fusion proton-Bore a été proposée par Belyaev *et al.* [15]. Un flux de particules α d'environ 10^5 α /sr a été mesuré dans leur expérience. De nombreuses expériences [16, 17, 18] ont suivi et les flux de particules α obtenus n'ont cessé de progresser (voir figure 4.1a) jusqu'à atteindre quelques 10^{10} α /sr [19]. Les principales voies de production de particules α par fusion p-B présentent des résonances à basses énergies : 165 keV et 675 keV. L'énergie des protons induisant les réactions de fusion n'a donc pas besoin d'être très élevée. Cette réaction de fusion, initiée par laser, peut-être envisagée selon deux configurations 4.1 :

- en pitcher-catcher : une première cible (pitcher) sert à produire un faisceau de protons accélérés qui réagissent avec les noyaux de bore d'une seconde cible (catcher)
- en irradiant directement une cible de bore contenant un certain pourcentage d'atomes d'hydrogène par une impulsion laser. Les protons sont alors accélérés au sein même de la cible par le mécanisme de Hole-Boring et déclenchent des réactions de fusion sur le bore.

Comme présenté sur la figure 4.1a, seule l'expérience menée par Labaune *et al.* a été réalisée en configuration de pitcher-catcher. Même dans cette configuration, la mesure de particules α n'a été réalisée qu'en face avant de la cible de bore. Lors de la campagne expérimentale sur LFEX, le faisceau de protons accélérés a atteint des énergies de 30 MeV, permettant en plus des précédentes expériences un transfert d'énergie cinétique des protons vers les particules α créés par réaction p-B. Les particules α , bien plus énergétiques que dans les expériences passées, ont donc pu être mesurées en face arrière de la cible de bore pour la première fois expérimentalement. En effet, malgré des valeurs de section efficace plus petites pour ces protons de haute énergie en comparaison avec les résonances en dessous du MeV, un faisceau de protons de haute énergie permet un transfert d'énergie efficace aux particules α et aussi de profiter d'autres voies de réactions entre les protons et les noyaux de bore. Ces aspects seront développés dans l'analyse théorique de l'expérience dans la section 5.

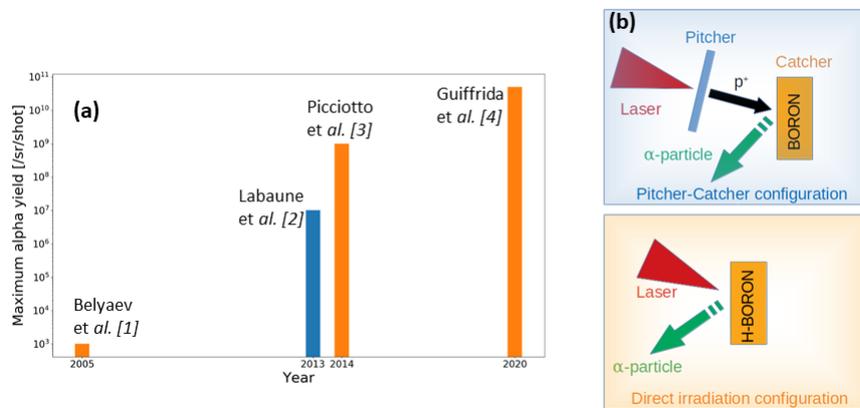


FIGURE 4.1 – Illustration des campagnes expérimentales [15, 16, 17, 19] passées sur la production de particules sur cible solide. (a) Flux de particules α atteints dans les différentes campagnes : par irradiation directe du bore (orange) et en configuration pitcher-catcher (bleu). (b) Schéma des deux configurations utilisées lors de ces campagnes expérimentales passées.

4.1.2 Campagne expérimentale sur le laser LFEX

Cette campagne expérimentale s'est déroulée à OSAKA, au Japon, en janvier 2020, à l'Institut d'ingénierie laser de l'Université d'Osaka, en utilisant le laser PW LFEX [20]. Durant la campagne, l'énergie laser variait de 1.2 à 1.4 kJ, sur une durée de 2.7 ps (pic)

à pied). L'impulsion laser utilisée, de longueur d'onde $\lambda = 1.05\mu\text{m}$, présente une tâche focale de $50\mu\text{m}$ FWHM, correspondant à une intensité laser de $2 - 3 \times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. Deux expériences ont été réalisées durant cette campagne :

- l'impulsion laser ps irradie une cible plastique de $25\mu\text{m}$ d'épaisseur en incidence normale, dans le but de générer un faisceau de protons accélérés par le mécanisme TNSA. Ce faisceau de protons irradie ensuite une cible de bore afin de produire un faisceau de particules α énergétiques. La figure 4.2 illustre la configuration adoptée (dite de "pitcher-catcher").
- l'impulsion laser ps irradie directement une cible de nitrure de bore (BN) de $200\mu\text{m}$, produisant directement des particules alphas. En effet, l'hydrogène contenu dans la cible permet d'accélérer des protons en face avant par hole boring, produisant des réactions de fusion à l'intérieur de la cible.

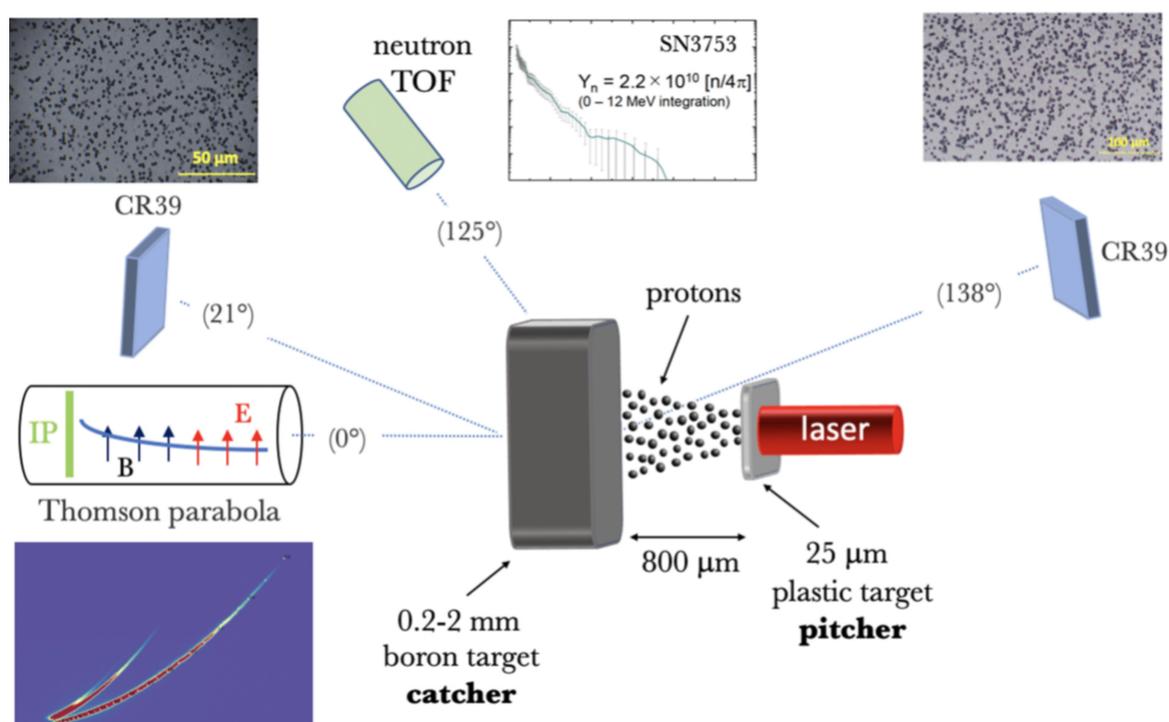


FIGURE 4.2 – Schéma du setup expérimental utilisé lors de la campagne expérimentale en configuration "pitcher-catcher". Le laser se propage de la droite vers la gauche. Les protons sont accélérés en face arrière d'une fine cible plastique (pitcher) et irradient la seconde cible (catcher) de bore. Les particules alphas générées dans la seconde cible sont détectées avec une parabole Thomson placée dans la direction de propagation du laser et par des films CR39 placés à 21° et 138° par rapport à la direction de propagation du laser. Un détecteur de type temps de vol (TOF) pour les neutrons est placé à 125° .

Production d'un faisceau de protons par TNSA

Dans cette partie, seul le tir sans seconde cible (catcher) est analysé puisque nous nous intéressons au faisceau d'ions accélérés en face arrière de la cible de plastique de $25\mu\text{m}$. La figure 4.3 présente les traces obtenues sur l'IP (Imaging Plate) de la parabole Thomson, placé le long de l'axe laser (0°) à une distance de 127 cm du centre de la chambre. L'énergie des protons atteint des valeurs de 35 MeV. Le nombre de protons pour ce tir atteint $1.4 \times 10^{14}/\text{sr}$. On remarque aussi la production d'ions carbone C^{5+} et C^{6+} avec des énergies de cutoff de 70 MeV.

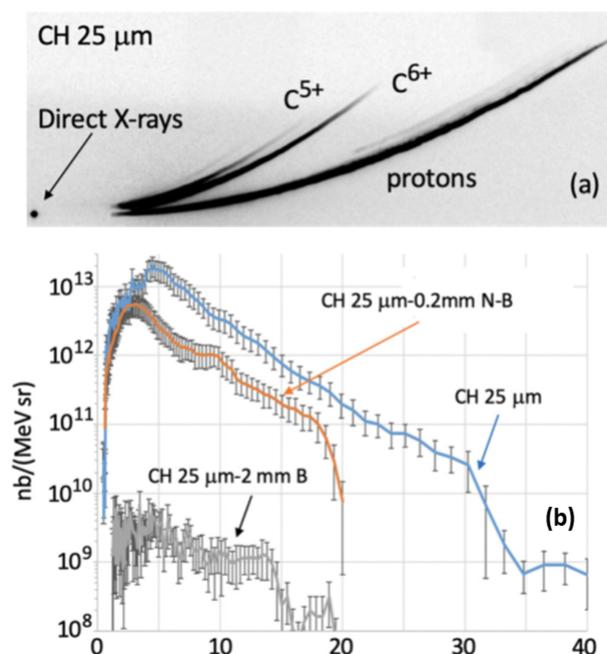


FIGURE 4.3 – (a) Traces des ions obtenues sur l'IP de type SR de la parabole THOMSON pour le tir direct sur la cible de plastique CH de $25 \mu m$. (b) Courbe bleue : distribution en énergie des protons obtenus avec le tir direct sur la cible plastique. Les courbes orange et grise représentent les distributions énergétiques de protons mesurées en configuration pitcher-catcher, lorsqu'une cible de bore est ajoutée entre la cible de plastique et la parabole Thomson. Lors de cette campagne, nous n'avons pu bénéficier que d'un tir sur chaque type de cible.

D'après la figure 4.3b, le faisceau de protons accélérés en face arrière d'une cible solide de $25 \mu\text{m}$ présente un flux de l'ordre de 10^{14} protons par steradian avec une énergie de coupure de 35 MeV. Les protons d'énergie inférieure à 4 MeV n'ont pas été détectés, probablement à cause des caractéristiques de la parabole Thomson. La variation de l'énergie maximale des protons mesurée lors de la campagne entre le tir sur cible de plastique seule et avec la cible de 0.2 mm de bore s'explique par la variation de l'énergie laser (intensité et taille de la tache focale) entre les deux tirs lasers.

La spectroscopie neutronique est réalisée à l'aide d'un détecteur de temps de vol placé à un angle de 125° par rapport à la direction de propagation du laser. Les distributions en énergie des neutrons sont présentées sur la figure 4.4. Les flux de neutrons sont compris entre 2 et 7×10^{10} neutrons par tir. La présence de la cible de bore ne change pas significativement ni le nombre de neutrons produits ni l'aspect de leur distribution en énergie, prouvant le caractère aneutronique de la réaction de fusion proton-Bore. Les neutrons détectés proviennent des réactions (p, n) et (γ, n) sur les éléments métalliques présents dans la chambre laser.

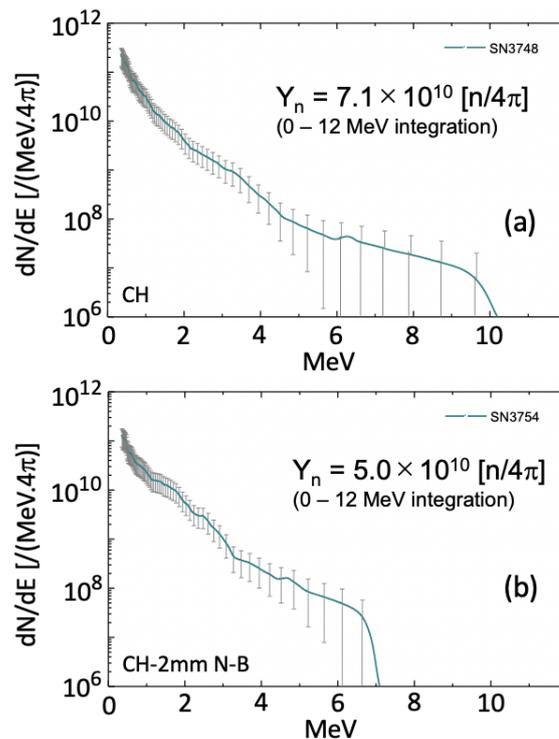


FIGURE 4.4 – Distributions en énergie des neutrons mesurés avec la cible de plastique seule (a) et avec la cible de plastique + la cible de nitrure de bore NB de 2 mm.

Production d'un faisceau d'alphas en configuration pitcher-catcher

Dans cette expérience, aucune particule α n'a pu être mesurée par la parabole Thomson. En effet, les traces produites par ces particules sont en dessous du seuil de détection de la parabole Thomson. Les particules α ont pu être mesurées par les films CR39 placés à 21° et 138° par rapport à la direction de propagation du laser, respectivement à 35.9 et 48.3 cm de la cible. La calibration des CR39 a été réalisée à l'INFN [21] en utilisant une source de ^{241}Am émettant des particules α de 5.486 MeV (85.2%) et 5.443 MeV (12.8%) [2]. En recouvrant les films CR39 de filtres d'aluminium de 10 et $30 \mu\text{m}$, les particules sont mesurées dans certains intervalles d'énergie selon l'épaisseur de la couche d'aluminium. Lors du développement des films CR39, ces derniers sont placés dans des bains corrosifs durant un certain temps. Comme illustré sur la figure 4.5, ce temps d'attaque chimique (etching en

anglais) détermine le diamètre des trous observé laissés par le passage des particules. En tenant compte des filtres d'aluminium placés sur les films CR39, on peut établir des courbes de corrélation entre l'énergie de la particule mesurée en fonction de l'aire de la surface du trou laissé par cette dernière après l'action de la solution corrosive. Cela permet de reconstruire le spectre en énergie des particules α par intervalles d'énergie comme illustré sur la figure 4.6.

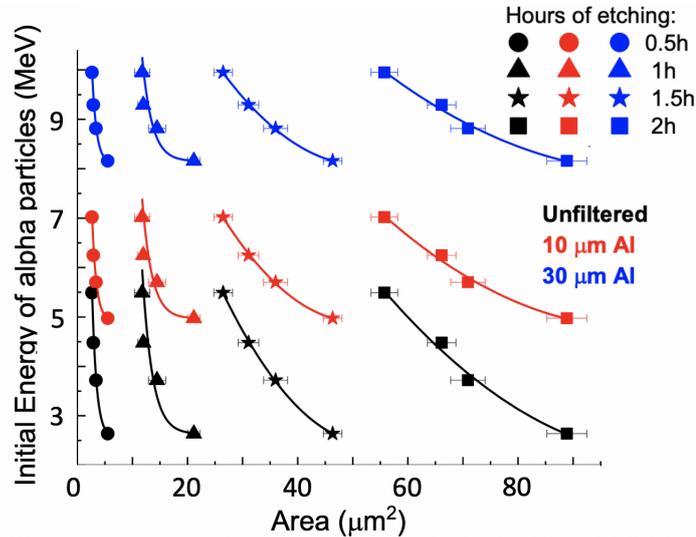


FIGURE 4.5 – Courbes de corrélation entre l'énergie des particules α avant leur passage dans le filtre d'aluminium en fonction de l'aire de la surface du trou laissé par la particule après 0.5, 1, 1.5 et 2h d'etching (développement dans des bains corrosifs).

Le tableau 4.7 résume les mesures obtenues concernant les particules α pour les différentes positions des films CR39. Pour toutes les cibles utilisées dans la configuration de pitcher-catcher, un grand nombre de particules α a été détecté. Plus de 10^8 α /sr (dans l'intervalle d'énergie 5-7 MeV) sortent de l'avant de la cible (138°). En face arrière de la cible (21°), un nombre comparable de particules α sortent de la cible après avoir traversé $200 \mu m$ de bore alors que ce nombre est diminué d'un facteur 10 après 2 mm de bore.

Production d'un faisceau d'alphas en irradiation directe

Lors de la campagne expérimentale menée sur l'installation LFEX, l'irradiation directe d'une cible de bore de $200 \mu m$ a aussi été réalisée. La figure 4.8 illustre le setup de cette expérience.

La distribution en énergie des particules α émises dans la direction inverse à celle de la propagation du laser de la face avant de la cible est présentée sur la figure 4.9. Un tel spectre énergétique est construit à partir du signal enregistré par les films CR39 recouverts de 10 et $30 \mu m$ d'aluminium. Un flux de 1.2×10^{10} particules α /sr a été estimé à cet angle de détection (80° par rapport à la normale à la cible), avec une énergie de coupure d'environ 10 MeV. Cette estimation a été réalisée en intégrant la courbe de la figure 4.9a en réalisant une extrapolation raisonnable de la distribution en énergie entre 7 et 8 MeV (intervalle d'énergie non mesuré à cause des limitations de la calibration des films CR39). Le flux de particules alpha obtenu dans cette configuration directe présente donc un ordre de magnitude de plus que dans la configuration de pitcher-catcher. Par contre, en terme d'énergie, les particules α produites présentent des énergies bien plus faibles.

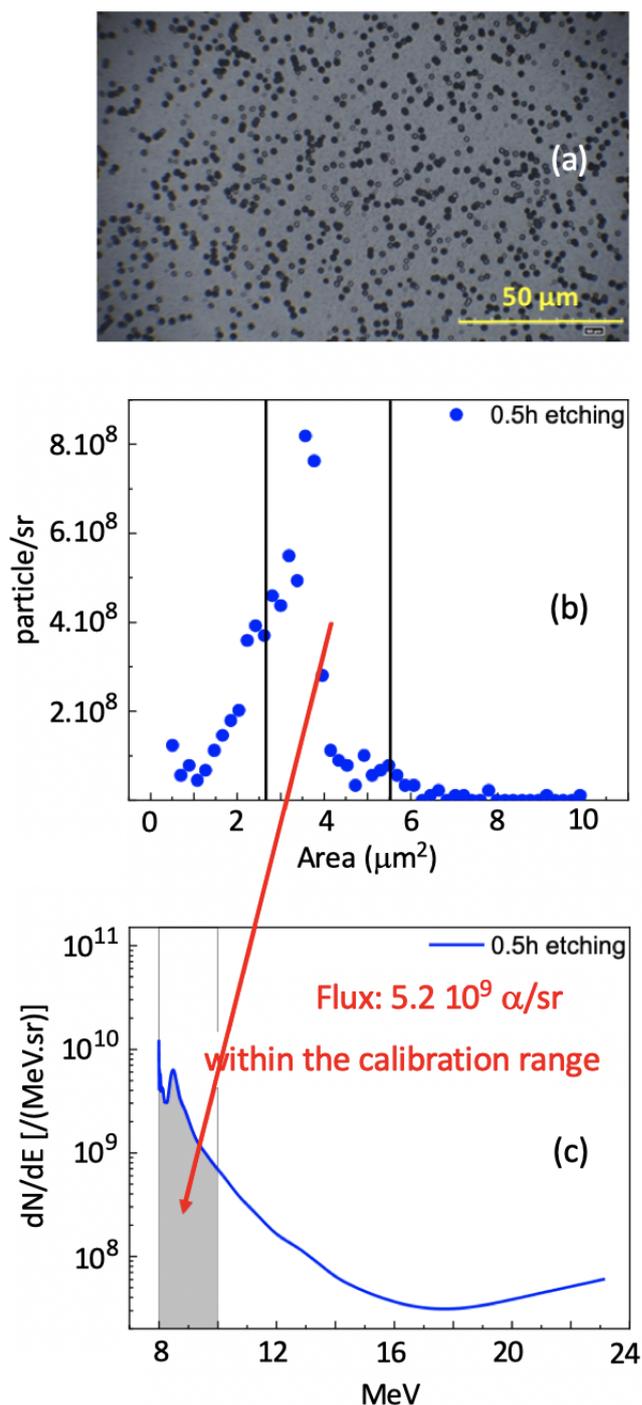


FIGURE 4.6 – (a) Image microscopique des traces des particules α après 0.5h d’etching. (b) Distribution des aires des trous analysés; seuls ceux qui sont entre les deux lignes verticales sont comptabilisés par les courbes de calibration. (c) Distribution en énergie des particules α ; le nombre total de particules dans l’intervalle de calibration est de 5.2×10^9 particules α /sr.

Position CR39	138° / 48.3 cm	
Intervalle d'énergie	5.0 - 7.0 MeV	8.1 - 9.9 MeV
B 2 mm	$1.3 \times 10^8 \pm 4.5\%$	$4.4 \times 10^7 \pm 50\%$
NB 0.2 mm		$2.4 \times 10^9 \pm 18\%$
Position CR39	21° / 35.9 cm	
Intervalle d'énergie	5.0 - 7.0 MeV	8.1 - 9.9 MeV
B 2 mm		$1.6 \times 10^6 \pm 41\%$
NB 0.2 mm	$7.2 \times 10^8 \pm 5.3\%$	$4.6 \times 10^7 \pm 17\%$

FIGURE 4.7 – Nombre de particules α /sr comptées dans les films CR39 lors de chaque tir laser.

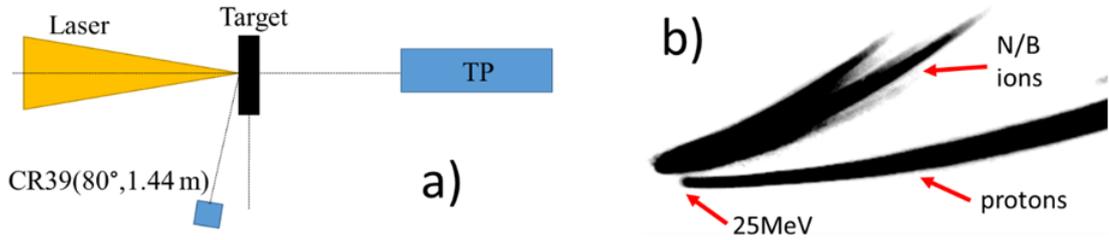


FIGURE 4.8 – (a) Setup expérimental de l'irradiation directe de la cible de bore de 200 μm par l'impulsion laser LFEX. (b) Traces enregistrées sur l'IP de la parabole Thomson montrant la présence de protons et d'ions plus lourds accélérés par une combinaison de TNSA et de Hole Boring.

4.2 Production d'un faisceau d'ions accélérés - cible gazeuse

4.2.1 Etat de l'art - Tir sur cible gazeuse

L'interaction d'une impulsion laser UHI avec un jet de gaz est un domaine d'étude à part entière. Ce type de cible est surtout apprécié puisqu'il permet d'utiliser des lasers à hauts taux de répétition et permet aussi d'éviter la formation de débris dans la chambre laser. Le mécanisme d'accélération dans ce type de plasma est différent de celui rencontré dans une cible solide. La densité électronique étant proche de la densité critique dans un jet de gaz à haute pression, on cherche à créer un choc électrostatique qui va permettre l'accélération des ions du gaz à deux fois la vitesse du choc.

De nombreuses études numériques [22, 23] et théoriques prédisent l'obtention d'un faisceau d'ions de haute qualité et quasi mono-énergétique obtenu par choc électrostatique, avec des énergies d'une centaine de MeV grâce à l'interaction d'une impulsion laser d'intensité de l'ordre de $10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ et de durée 1 ps. Cependant, ces études considèrent une impulsion laser spatialement idéalisée (tâche focale infinie) et démontrent que les restrictions sur le plasma sont nombreuses (profil de densité, taille de la cible, etc...). Jusqu'à maintenant, les expériences utilisant des lasers en proche infrarouge de type Ti :Sa et Nd :Glass [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30] n'ont pas eu le succès escompté puisque les protons accélérés n'ont présenté des énergies maximales que de l'ordre de quelques MeV. En utilisant un laser CO₂ et un train d'impulsions, Haberberger *et al.* [31] ont mesuré des protons d'énergie maximale de 20 MeV.

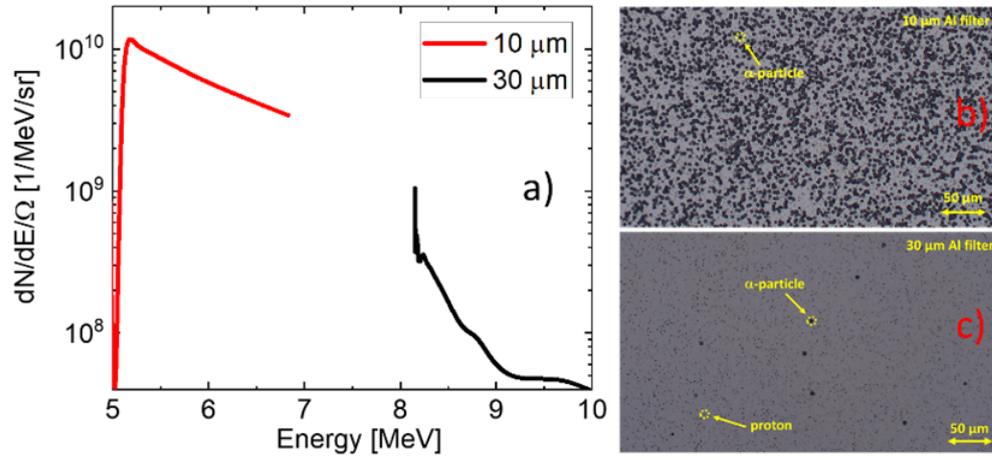


FIGURE 4.9 – (a) Distribution en énergie expérimentale des particules α émises depuis la face avant de la cible dans la direction inverse de celle de propagation du laser. (b) Image brute correspondante du film CR39 dans le cas d'une couche de $10 \mu m$ d'aluminium recouvrant le CR39. (d) Idem avec une épaisseur de $30 \mu m$ d'aluminium.

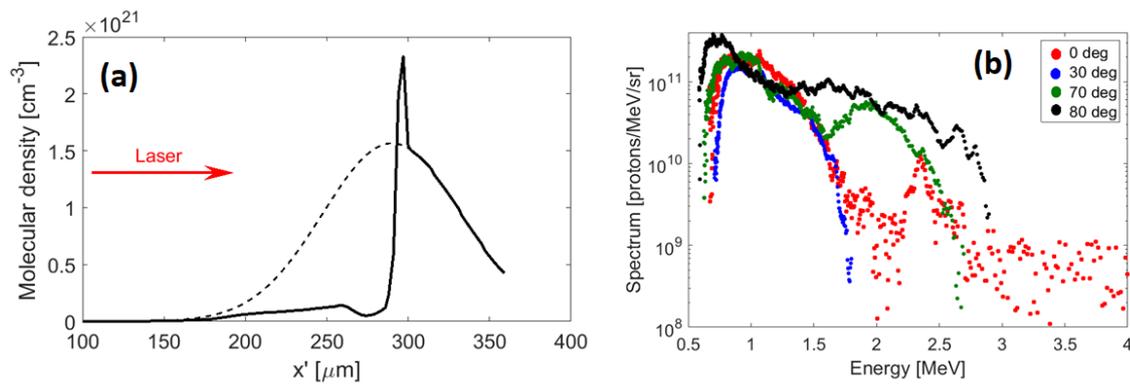


FIGURE 4.10 – (a) Profil en densité du jet de gaz ; en pointillés : profil initial ; en noir continu : profil calculé avec le code hydrodynamique FLASH [32]. (b) Distribution en énergie des protons accélérés aux différents angles de détection couverts par les paraboles Thomson.

Intéressons nous aux résultats expérimentaux les plus prometteurs obtenus à ce jour par Puyuelo *et al.* [27], lors d'une campagne de tirs réalisée en 2019 sur le laser PICO2000, au LULI (Palaiseau, France), avec une impulsion laser d'énergie 60 J, de longueur d'onde $\lambda = 1053\text{nm}$, une durée de 1 ps focalisée sur un spot de $12\ \mu\text{m}$ en FWHM, délivrant une intensité de $5 \times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. Le jet de gaz utilisé est un gaz de dihydrogène de haute densité de profil lorentzien (voir figure 4.10a). La distribution en énergie à différents angles de détection (détection réalisée à l'aide de 4 paraboles Thomson) est présentée sur la figure 4.10b. Cette distribution en énergie présente bien des structures piquées à certaines énergies qui diffèrent selon les angles de détection. On peut observer un pic énergétique à 2.5 MeV dans la direction de propagation du laser à 0° avec un flux proche de 10^{10} protons/MeV/sr. De plus, un plateau de 0.5 à 3 MeV est présent dans cette distribution pour les protons accélérés dans la direction transverse avec des flux proches de 10^{11} protons/MeV/sr. L'efficacité d'accélération par choc reste donc limitée et les causes de cette limitation seront exposées au chapitre suivant, appuyées par des simulations. En effet, le laser subit des phénomènes non-linéaires dans les ailes du jet de gaz et perd une partie de son énergie avant de pouvoir former un choc efficace. Même si la densité en face avant est réduite par l'ASE du laser (comme illustré sur la figure 4.10a, où le profil en densité irradié par l'impulsion laser est représenté en noir continu), l'impulsion laser perd de l'énergie dans l'aile entrante du jet de gaz. Il en résulte une accélération des ions limitée en énergie (quelques MeV au maximum) dans la direction de propagation du laser et une accélération plus importante, surtout en terme de flux, dans la direction transverse à la direction de propagation de l'impulsion laser. Ces résultats seront développés dans le chapitre 6.

4.2.2 Campagne expérimentale - Lasers PHELIX et PICO2000

Production d'un faisceau de protons par choc électrostatique

Concernant l'utilisation de cibles gazeuses, deux campagnes expérimentales successives ont été réalisées sur les installations laser PHELIX (GSI en Allemagne) et PICO2000 (LULI en France). Dans ces deux campagnes, le but est de créer une accélération des ions plus efficace dans la direction de propagation du laser, en termes d'énergie maximale des ions et de flux.

Il a donc été proposé de sculpter optiquement le profil en densité du jet de gaz afin de limiter les phénomènes non-linéaires subis par le laser dans les ailes du gaz et de créer un choc électrostatique plus efficace pour accélérer les ions du gaz. Le principe de ce sculptage optique (optical tailoring en anglais) est détaillé dans le chapitre 6. Une ou deux impulsions lasers nanosecondes, à l'entrée et en sortie du jet de gaz, permettent de compresser ce dernier et de créer une surdensité au centre du profil en densité. En effet, lorsque ces deux faisceaux sont absorbés dans les ailes du gaz, elles créent deux ondes de choc non entretenues (Blast Waves BW en anglais) qui viennent collisionner au centre du jet de gaz, y créant ainsi une zone de surdensité (voir figure 4.11). L'utilisation d'un profil avec une densité bien plus faible dans le jet de gaz avant sculptage est donc possible, réduisant ainsi les phénomènes qui détériorent l'impulsion laser dans les ailes du gaz : la densité dans les ailes étant bien plus faible, l'impulsion laser peut s'y propager en gardant son intégrité. Elle parvient alors à atteindre le pic en densité, au centre du gaz, avec toute son énergie et peut y créer un choc fort et efficace pour accélérer les ions du gaz dans la direction de propagation du laser.

Les configurations expérimentales adoptées lors de ces deux campagnes expérimentales sont présentées sur la figure 4.12. L'impulsion laser principale picoseconde (ps) vient irradier le jet de gaz de dihydrogène sous haute pression. Ce dernier est sculpté optiquement par une ou deux impulsions laser ns. A chaque fois, trois paraboles Thomson permettent de mesurer les protons accélérés dans le jet de gaz : une première parabole dans l'axe du laser (0°), une deuxième à un angle proche de 90° afin d'évaluer l'accélération transverse des protons et

une parabole à un angle intermédiaire aux alentours de 30° .

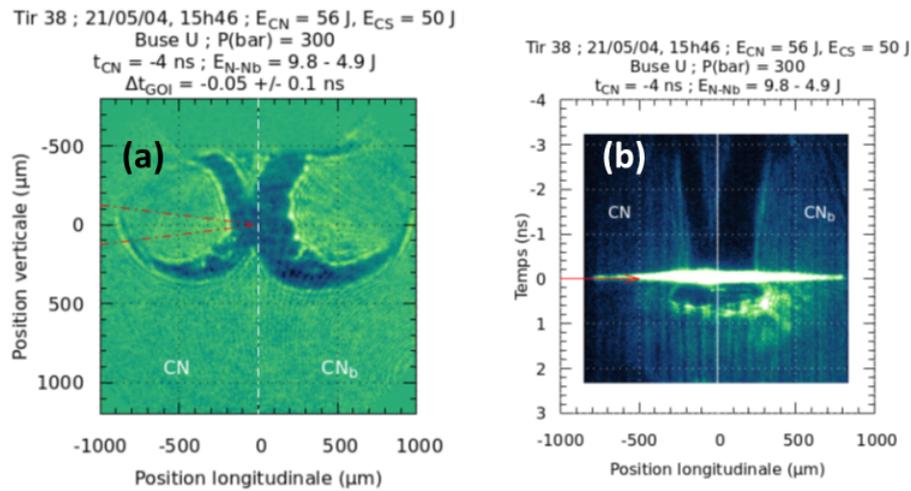


FIGURE 4.11 – Observation de la collision des deux blast waves créées par l’absorption des deux faisceaux lasers nanosecondes (propagation perpendiculaire au plan de la figure) dans les ailes du jet de gaz. (a) Image 2D d’ombroscopie obtenue sur les caméras GOI avec un temps d’intégration de 100 ps juste avant l’arrivée de l’impulsion ps. (b) Image d’ombroscopie sur l’axe laser ps résolue en temps avec la caméra à balayage de fente. L’impulsion laser picoseconde se propage de gauche à droite.

Les faisceaux sondes permettant de caractériser le plasma sont :

- pour le laser PHELIX, issu d’une fuite du faisceau ps à travers un miroir diélectrique, puis réduit en diamètre (10 mm) et doublé en fréquence (527 nm). Il se propage avec un angle de 7.4° par rapport aux faisceaux ns
- pour le laser PICO2000, issu du laser Quantaray, doublé en fréquence (532 nm). Il se propage co-axialement avec les faisceaux ns.

Les caractéristiques des impulsions laser principales ps utilisées lors de ces deux campagnes sont présentées sur la figure 4.13 pour PHELIX et sur la figure 4.14 pour PICO2000 :

- pour l’installation laser PHELIX à GSI, l’impulsion laser ps présente une énergie de 26 J, soit une intensité de $8 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ dans une tâche focale d’à peine $10 \mu\text{m}$ FWHM. La durée de l’impulsion est de 0.5 ps (FWHM) en moyenne par tir. Le contraste laser sur cette installation est excellent puisqu’il atteint des valeurs de 10^{11} ;
- pour l’installation laser PICO2000 au LULI, l’impulsion laser ps présente, quant à elle, une énergie variant de 40 à 60 J, soit une intensité moyenne de $1 - 2 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$ dans une tâche focale de $16 \mu\text{m}$ FWHM. La durée de l’impulsion est le double de celle utilisée sur PHELIX : 1 ps (FWHM) en moyenne. Le contraste laser sur cette installation est nettement moins élevé que sur la précédente installation : 10^7 .

Les faisceaux laser nanosecondes, qui permettent de sculpter le profil en densité du jet de gaz utilisé dans chaque campagne expérimentale sont des impulsions laser d’énergie modérée (quelques Joules) sur des tâches focales de plusieurs dizaines de micromètres. Des simulations ont montré que l’absorption de ces faisceaux dans les ailes du jet de gaz ne dépendaient que faiblement de l’énergie laser. Les caractéristiques de ces faisceaux utilisés lors des deux campagnes expérimentales sont illustrées sur la figure 4.15 et sont les suivantes :

- pour le laser PHELIX : des énergies de d’environ 15 J par faisceau, sur des tâches focales de $75 \mu\text{m}$ (FWHM) présentant des durées de 1 ns (FWHM) soit une intensité d’environ $5 - 7 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$

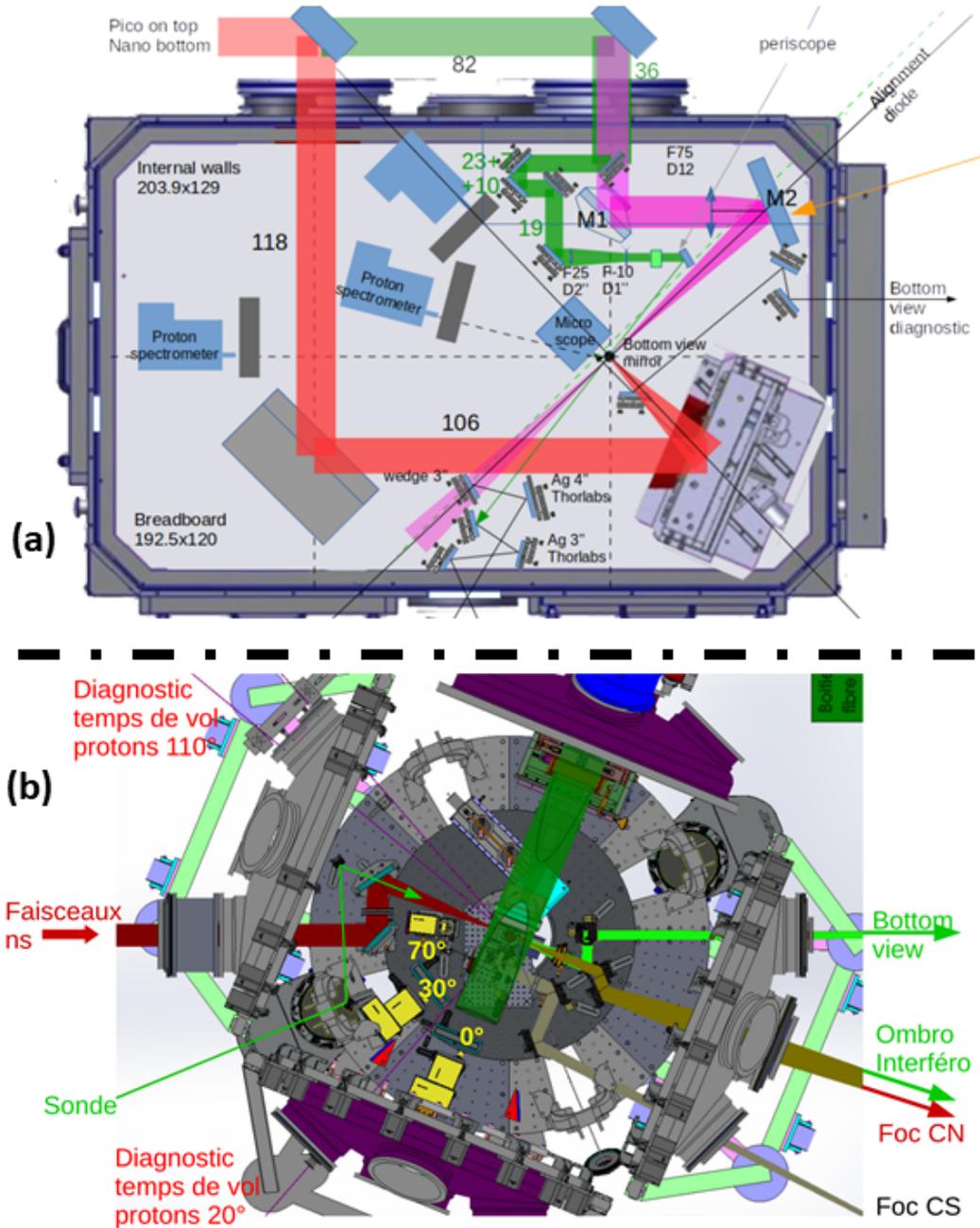


FIGURE 4.12 – Configurations expérimentales adoptées lors des deux campagnes sur les installations laser (a) PHELIX et (b) PICO2000.

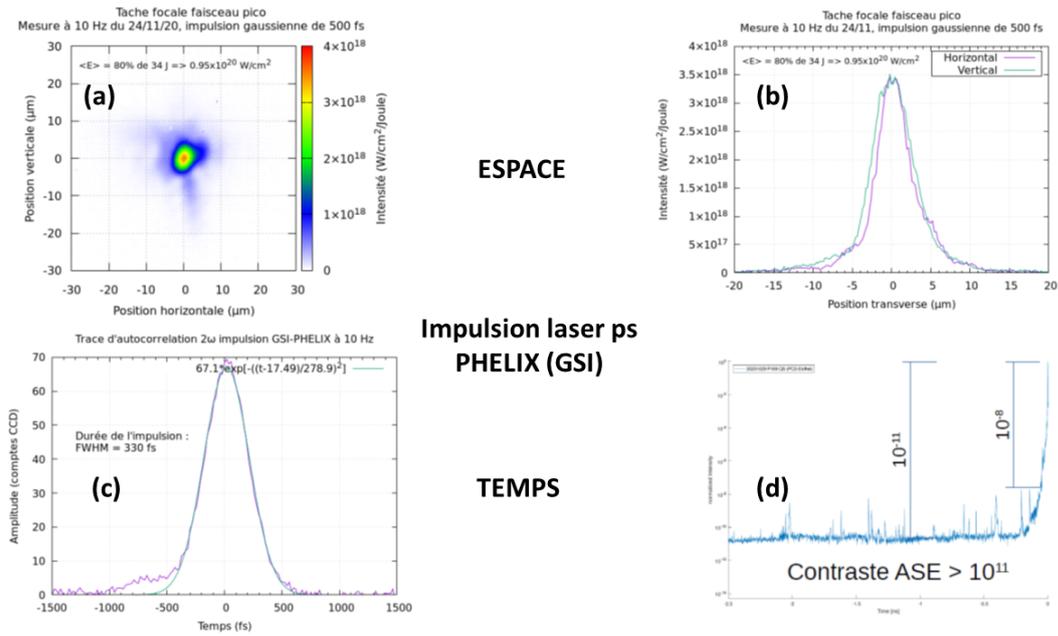


FIGURE 4.13 – Caractéristiques de l’impulsion laser picoseconde sur l’installation laser PHELIX à GSI. (a) Tâche focale mesurée à 10 Hz. (b) Tâche focale projetée dans les deux directions de l’espace : coupes transversales présentant bien un profil de type gaussien de FWHM 10 μm et une intensité de $8 \times 10^{19} W/cm^2$. (c) Profil temporel de FWHM 0.5 ps. (d) Mesure du contraste laser ($> 10^{11}$)

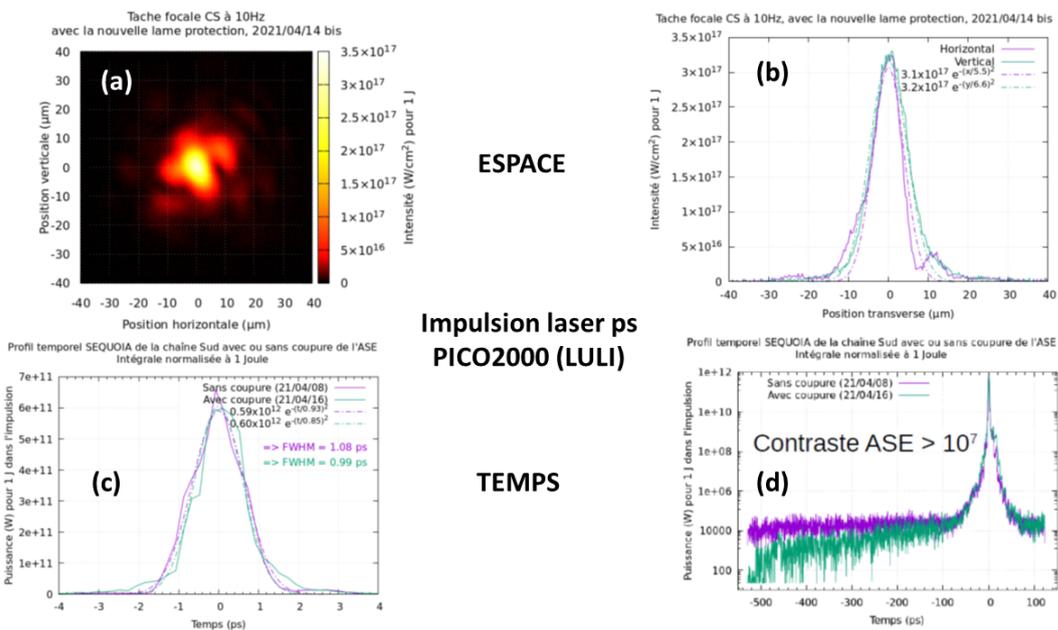
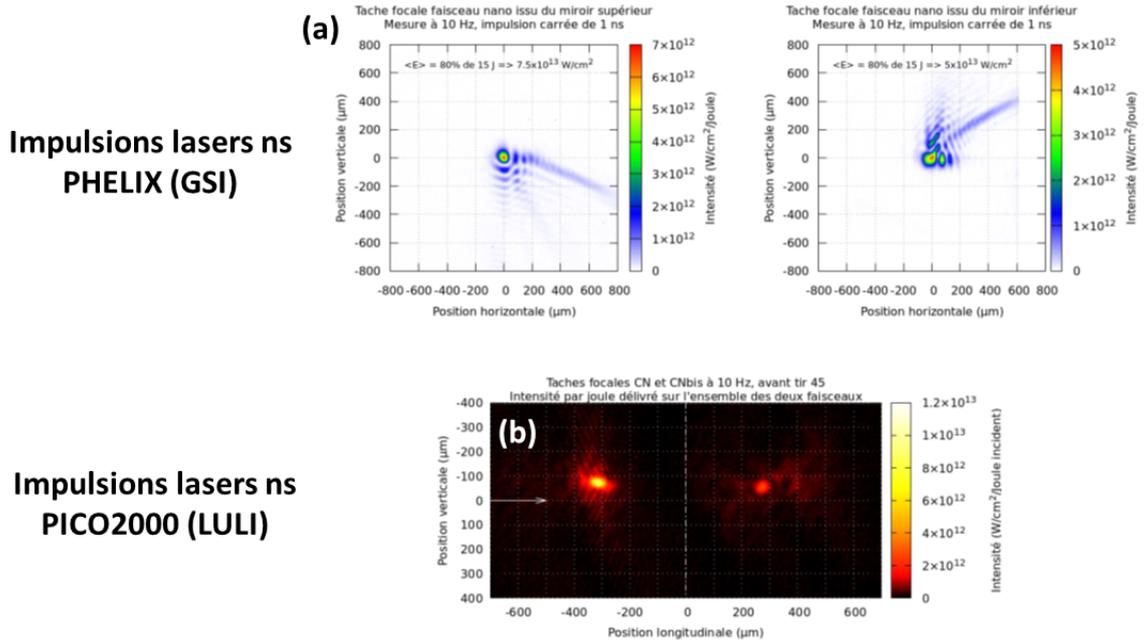


FIGURE 4.14 – Caractéristiques de l’impulsion laser picoseconde sur l’installation laser PICO2000 au LULI. (a) Tâche focale mesurée à 10 Hz par inversion de contraste. (b) Tâche focale projetée dans les deux directions de l’espace : coupes transversales présentant bien un profil de type gaussien de FWHM 16 μm et une intensité de $1 - 2 \times 10^{19} W/cm^2$ (c) Profil temporel de FWHM 1 ps. (d) Mesure du contraste laser ($> 10^7$)

- pour le laser PICO2000 : des énergies de d'environ 5 J par faisceau, sur des tâches focales de $22 \mu\text{m}$ (FWHM) présentant des durées de 0.6 ns (FWHM) soit une intensité d'environ $1 - 3 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$



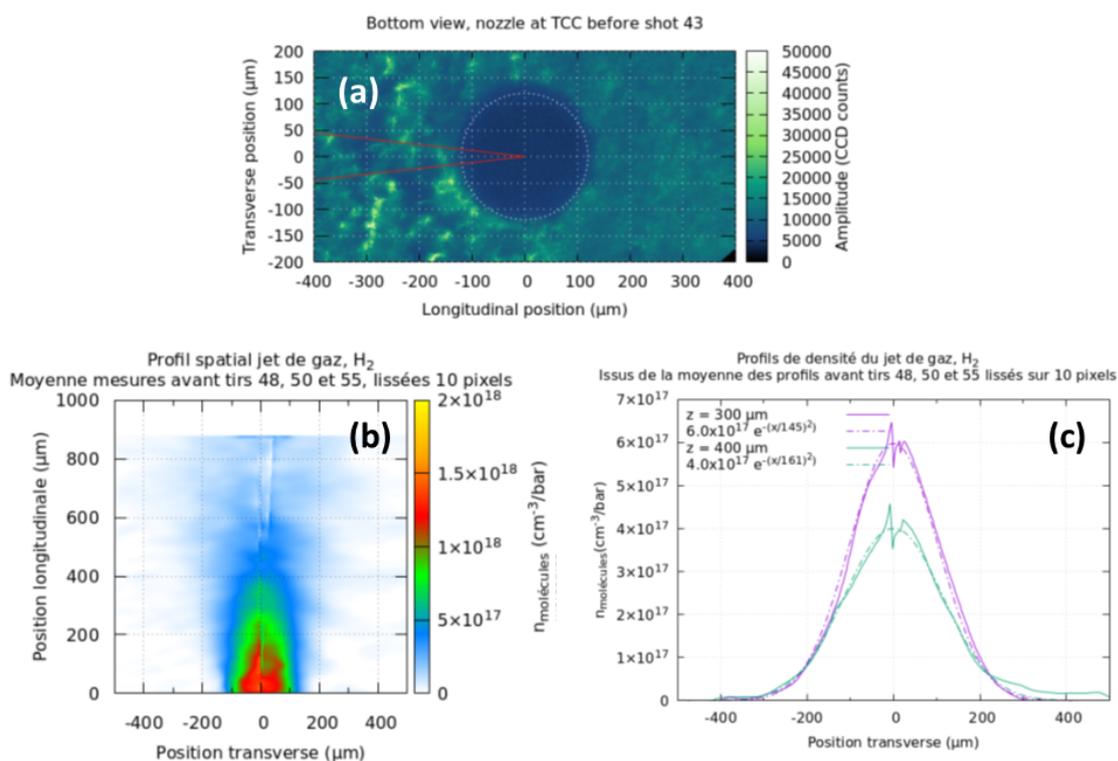


FIGURE 4.16 – Mesures réalisées sur le jet de gaz pendant les tirs des deux campagnes expérimentales. (a) Mesure de la taille de la sortie de la buse de diamètre $\sim 240 \mu\text{m}$. (b) Profil spatial du jet de gaz présentant un rayon spatial d'environ $160 \mu\text{m}$ à $1/e$. (c) Profil de densité du jet de gaz diatomique H_2 , sachant que la densité électronique est le double de la densité moléculaire $n_e = 2 \cdot n_{\text{H}_2}$.

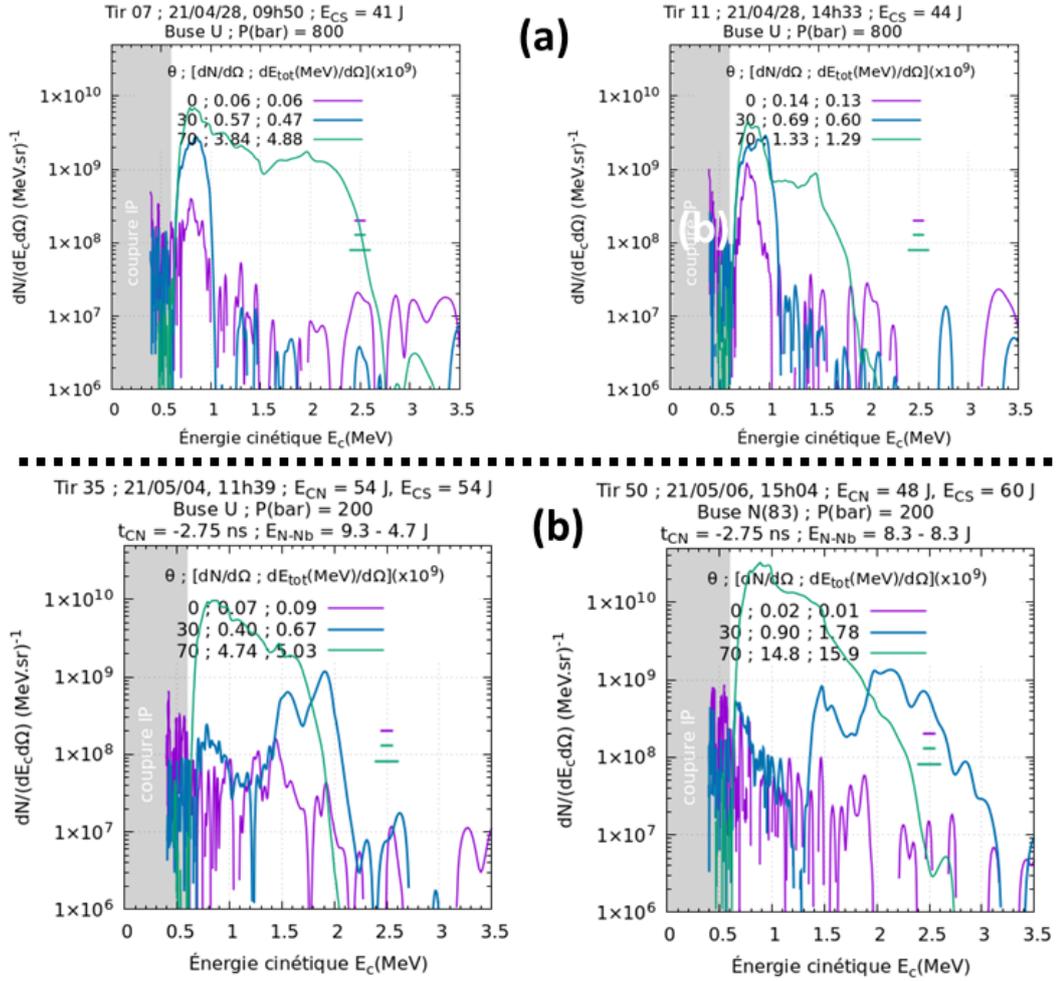


FIGURE 4.17 – Distributions en énergie des protons accélérés détectés dans les trois paraboles Thomson placées à 0°, 30° et 70° lors de l'utilisation d'un gaz (a) sans tailoring ; (b) avec tailoring par deux faisceaux ns en face avant et en face arrière du jet de gaz.

Bien que les résultats expérimentaux n'atteignent pas les prévisions numériques, cette campagne aura permis pour la première fois de travailler sur cet aspect de sculptage optique d'un jet de gaz par deux faisceaux lasers ns. Ce principe présente de nombreux challenges expérimentaux : positions symétriques de focalisation de ces deux faisceaux, délai entre le tir de l'impulsion laser ps et les impulsions lasers ns, etc... Les énergies maximales obtenues pour les ions accélérés ainsi que leur flux sont très sensibles au profil en densité du plasma sculpté comme expliqué dans la partie numérique à venir (voir chapitre 6). Et ce profil en densité dépend lui-même fortement du délai entre le déclenchement de l'impulsion laser picoseconde et le temps de collision des deux blast waves. Des progrès restent à réaliser dans ce domaine et d'autres campagnes dédiées exclusivement à l'aspect hydrodynamique du tailoring sont déjà prévues dans un futur proche. Le principe de sculpter optiquement le profil du jet de gaz en face avant et en face arrière est cependant validé expérimentalement puisqu'il permet d'améliorer l'accélération des protons dans la direction de propagation du laser et plus généralement, l'accélération est plus efficace aux faibles angles autour de 0° .

Références

- [1] J. BONVALET, Ph. NICOLAI, D. RAFFESTIN, E. D’HUMIERES, D. BATANI, V. TIKHONCHUK, V. KANTARELOU, L. GIUFFRIDA, M. TOSCA, G. KORN, A. PICCIOTTO, A. MORACE, Y. ABE, Y. ARIKAWA, S. FUJIOKA, Y. FUKUDA, Y. KURAMITSU, H. HABARA et D. MARGARONE. “Energetic α -particle sources produced through proton-boron reactions by high-energy high-intensity laser beams”. In : *Phys. Rev. E* 103 (5 mai 2021), p. 053202. DOI : [10.1103/PhysRevE.103.053202](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.053202). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.103.053202>.
- [2] Daniele MARGARONE, Alessio MORACE, Julien BONVALET, Yuki ABE, Vasiliki KANTARELOU, Didier RAFFESTIN, Lorenzo GIUFFRIDA, Philippe NICOLAI, Marco TOSCA, Antonino PICCIOTTO, Giada PETRINGA, Giuseppe A. P. CIRRONE, Yuji FUKUDA, Yasuhiro KURAMITSU, Hideaki HABARA, Yasunobu ARIKAWA, Shinsuke FUJIOKA, Emmanuel D’HUMIERES, Georg KORN et Dimitri BATANI. “Generation of α -Particle Beams With a Multi-kJ, Peta-Watt Class Laser System”. In : *Frontiers in Physics* 8 (2020), p. 343. ISSN : 2296-424X. DOI : [10.3389/fphy.2020.00343](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00343). URL : <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2020.00343>.
- [3] Daniele MARGARONE, Julien BONVALET, Lorenzo GIUFFRIDA, Alessio MORACE, Vasiliki KANTARELOU, Marco TOSCA, Didier RAFFESTIN, Philippe NICOLAI, Antonino PICCIOTTO, Yuki ABE, Yasunobu ARIKAWA, Shinsuke FUJIOKA, Yuji FUKUDA, Yasuhiro KURAMITSU, Hideaki HABARA et Dimitri BATANI. “In-Target ProtonBoron Nuclear Fusion Using a PW-Class Laser”. English. In : *Applied Sciences* 12.3 (jan. 2022). ISSN : 2076-3417. DOI : [10.3390/app12031444](https://doi.org/10.3390/app12031444).
- [4] J.-R. MARQUÈS, P. LOISEAU, J. BONVALET, M. TARISIEN, E. D’HUMIÈRES, J. DOMANGE, F. HANNACHI, L. LANCIA, O. LARROCHE, P. NICOLAÏ, P. PUYUELO-VALDES, L. ROMAGNANI, J. J. SANTOS et V. TIKHONCHUK. “Over-critical sharp-gradient plasma slab produced by the collision of laser-induced blast-waves in a gas jet : Application to high-energy proton acceleration”. In : *Physics of Plasmas* 28.2 (2021), p. 023103. DOI : [10.1063/5.0031313](https://doi.org/10.1063/5.0031313). eprint : <https://doi.org/10.1063/5.0031313>. URL : <https://doi.org/10.1063/5.0031313>.
- [5] Julien BONVALET, Pascal LOISEAU, J.-R MARQUÈS, E. ATUKPOR, Emmanuel D’HUMIÈRES, J. DOMANGE, P. FORESTIER-COLLEONI, Fazia HANNACHI, Livia LANCIA, Didier RAFFESTIN, M. TARISIEN et Ph NICOLAÏ. “Laser-driven collisionless shock acceleration of protons from gas jets tailored by one or two nanosecond beams”. In : *Physics of Plasmas* 28 (nov. 2021), p. 113102. DOI : [10.1063/5.0062503](https://doi.org/10.1063/5.0062503).
- [6] G. HOFFMEISTER, C. BELLEI, K. HARRES, D. IVANOV, D. KRAUS, A. PELKA, B. RETHFELD, G. SCHAUMANN et M. ROTH. “Influence of fs-laser desorption on target normal sheath accelerated ions”. In : *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 16 (4 avr. 2013), p. 041304. DOI : [10.1103/PhysRevSTAB.16.041304](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.041304). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.16.041304>.
- [7] T.E. COWAN et al. “Intense electron and proton beams from PetaWatt laser–matter interactions”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 455.1 (2000). Proceedings of the Int. Symp. on New Visions in Laser-Beam, p. 130-139. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00720-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00720-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200007208>.
- [8] D. RAFFESTIN, L. LECHERBOURG, I. LANTUÉJOUL, B. VAUZOUR, P. E. MASSON-LABORDE, X. DAVOINE, N. BLANCHOT, J. L. DUBOIS, X. VAISSEAU, E. D’HUMIÈRES, L. GREMILLET, A. DUVAL, Ch. REVERDIN, B. ROSSE, G. BOUTOUX, J. E. DUCRET, Ch. ROUSSEAU, V. TIKHONCHUK et D. BATANI. “Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser”. In : *Matter and Radiation at Extremes* 6.5

- (2021), p. 056901. DOI : [10.1063/5.0046679](https://doi.org/10.1063/5.0046679). eprint : <https://doi.org/10.1063/5.0046679>. URL : <https://doi.org/10.1063/5.0046679>.
- [9] Adam HIGGINSON, Ross GRAY, Martin KING, Rachel DANCE, Samuel WILLIAMSON, Nicholas BUTLER, Robbie WILSON, Rémi CAPDESSUS, Chris ARMSTRONG, James GREEN, Steve HAWKES, Philip MARTIN, Wenqing WEI, S. MIRFAYZI, Xiaohui YUAN, Satya KAR, Marco BORGHESI, Rob CLARKE, David NEELY et Paul MCKENNA. “Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme”. In : *Nature Communications* 9 (fév. 2018), p. 724. DOI : [10.1038/s41467-018-03063-9](https://doi.org/10.1038/s41467-018-03063-9).
- [10] Yasuhiko SENTOKU, V. BYCHENKOV, Kirk FLIPPO, Anatoly MAKSIMCHUK, Kunioki MIMA, Gerard MOUROU, Z. SHENG et Donald UMSTADTER. “High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma”. In : *Applied Physics B* 74 (fév. 2002), p. 207-. DOI : [10.1007/s003400200796](https://doi.org/10.1007/s003400200796).
- [11] A. J. MACKINNON, Y. SENTOKU, P. K. PATEL, D. W. PRICE, S. HATCHETT, M. H. KEY, C. ANDERSEN, R. SNAVELY et R. R. FREEMAN. “Enhancement of Proton Acceleration by Hot-Electron Recirculation in Thin Foils Irradiated by Ultraintense Laser Pulses”. In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (21 mai 2002), p. 215006. DOI : [10.1103/PhysRevLett.88.215006](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.215006). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.215006>.
- [12] J FUCHS, Patrizio ANTICI, Emmanuel D’HUMIÈRES, E. LEFEBVRE, Marco BORGHESI, E BRAMBRINK, C CECCHETTI, M KALUZA, Victor MALKA, M. MANCLOSSI, S. MEYRONEINC, Paola MORA, Jörg SCHREIBER, Toma TONCIAN, Henri PÉPIN et Patrick AUDEBERT. “Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase”. In : *Nature Physics* 2 (jan. 2006). DOI : [10.1038/nphys199](https://doi.org/10.1038/nphys199).
- [13] T. E. COWAN et al. “Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator”. In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (20 mai 2004), p. 204801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.92.204801](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.204801). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.204801>.
- [14] Simon VALLIÈRES, Martina SALVADORI, Alexander PERMOGOROV, Giada CANTONO, K. SVENDSEN, Zhangsen CHEN, Shuhui SUN, Fabrizio CONSOLI, Emmanuel D’HUMIÈRES, Claes-Göran WAHLSTRÖM et Patrizio ANTICI. “Enhanced laser-driven proton acceleration using nanowire targets”. In : *Scientific Reports* 11 (jan. 2021). DOI : [10.1038/s41598-020-80392-0](https://doi.org/10.1038/s41598-020-80392-0).
- [15] V. S. BELYAEV, A. P. MATAFONOV, V. I. VINOGRADOV, V. P. KRAINOV, V. S. LISITSA, A. S. ROUSSETSKI, G. N. IGNATYEV et V. P. ANDRIANOV. “Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”. In : *Phys. Rev. E* 72 (2 août 2005), p. 026406. DOI : [10.1103/PhysRevE.72.026406](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.72.026406). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.72.026406>.
- [16] C. LABAUNE, C. BACCOU, S. DEPIERREUX, C. GOYON, G. LOISEL, V. YAHIA et J. RAFELSKI. “Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma”. In : *Nature Communications* 4 (2013). DOI : [10.1038/ncomms3506](https://doi.org/10.1038/ncomms3506).
- [17] A. PICCIOTTO, D. MARGARONE, A. VELYHAN, P. BELLUTTI, J. KRASA, A. SZYDLOWSKY, G. BERTUCCIO, Y. SHI, A. MANGIONE, J. PROKUPEK, A. MALINOWSKA, E. KROUSKY, J. ULLSCHMIED, L. LASKA, M. KUCHARIK et G. KORN. “Boron-Proton Nuclear-Fusion Enhancement Induced in Boron-Doped Silicon Targets by Low-Contrast Pulsed Laser”. In : *Phys. Rev. X* 4 (3 août 2014), p. 031030. DOI : [10.1103/PhysRevX.4.031030](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.4.031030). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.4.031030>.

- [18] D MARGARONE, A PICCIOTTO, A VELYHAN, J KRASA, M KUCHARIK, A MANGIONE, A SZYDŁOWSKY, A MALINOWSKA, G BERTUCCIO, Y SHI, M CRIVELLARI, J ULLSCHMIED, P BELLUTTI et G KORN. “Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions”. In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 57.1 (nov. 2014), p. 014030. DOI : [10.1088/0741-3335/57/1/014030](https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014030). URL : <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014030>.
- [19] Lorenzo GIUFFRIDA et al. “High-current stream of energetic α particles from laser-driven proton-boron fusion”. In : *Phys. Rev. E* 101 (1 jan. 2020), p. 013204. DOI : [10.1103/PhysRevE.101.013204](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.101.013204). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.101.013204>.
- [20] A. MORACE, N. IWATA, Yasuhiko SENTOKU, Kunioki MIMA, Yasunobu ARIKAWA, Akifumi YOGO, Alexander ANDREEV, S. TOSAKI, Xavier VAISSEAU, Y. ABE, S. KOJIMA, Shohei SAKATA, Masayasu HATA, Seungho LEE, Kazuki MATSUO, N. KAMITSUKASA, T. NORIMATSU, Junji KAWANAKA, Shigeki TOKITA et Ryosuke KODAMA. “Enhancing laser beam performance by interfering intense laser beamlets”. In : *Nature Communications* 10 (juil. 2019), p. 2995. DOI : [10.1038/s41467-019-10997-1](https://doi.org/10.1038/s41467-019-10997-1).
- [21] *INFN web site*. URL : www.ct.infn.it/en/.
- [22] F. FIUZA, A. STOCKEM, E. BOELLA, R. A. FONSECA, L. O. SILVA, D. HABERBERGER, S. TOCHITSKY, W. B. MORI et C. JOSHI. “Ion acceleration from laser-driven electrostatic shocks”. In : *Phys. Plasmas* 20.5 (2013), p. 056304. DOI : [10.1063/1.4801526](https://doi.org/10.1063/1.4801526). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>.
- [23] E BOELLA, F FIÚZA, A Stockem NOVO, R FONSECA et L O SILVA. “Ion acceleration in electrostatic collisionless shock : on the optimal density profile for quasi-monoenergetic beams”. In : *Plasma Phys. Control. Fusion* 60.3 (fév. 2018), p. 035010. DOI : [10.1088/1361-6587/aaa556](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa556). URL : <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa556>.
- [24] Charlotte A. J. PALMER, N. P. DOVER, I. POGORELSKY, M. BABZIEN, G. I. DUDNIKOVA, M. ISPIRIYAN, M. N. POLYANSKIY, J. SCHREIBER, P. SHKOLNIKOV, V. YAKIMENKO et Z. NAJMUDIN. “Monoenergetic Proton Beams Accelerated by a Radiation Pressure Driven Shock”. In : *Phys. Rev. Lett.* 106 (1 jan. 2011), p. 014801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.014801](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.014801). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.014801>.
- [25] S.N. CHEN, M. VRANIC, T. GANGOLF, E. BOELLA, P. ANTICI, M. BAILLY-GRANDVAUX, P. LOISEAU, H. PÉPIN, G. REVET, J.J. SANTOS, A.M. SCHROER, M. STARODUBTSEV, O. WILLI, L.O. SILVA, E. D’HUMIÈRES et J. FUCHS. “Collimated protons accelerated from an overdense gas jet irradiated by a 1 μ m wavelength high-intensity short-pulse laser”. In : *Sci. Rep.* 17.6 (2017), p. 12910. DOI : [10.1038/s41598-017-12910-6](https://doi.org/10.1038/s41598-017-12910-6). eprint : <https://doi.org/10.1038/s41598-017-12910-6>. URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-017-12910-6>.
- [26] Yu-hsin CHEN, Michael HELLE, Antonio TING, Daniel GORDON, Nicholas DOVER, Oliver ETTLINGER, Zulfikar NAJMUDIN, Mikhail POLYANSKIY, Igor POGORELSKY et Marcus BABZIEN. “Laser acceleration of protons with an optically shaped, near-critical hydrogen gas target”. In : *AIP Conf. Proc.* 1812.1 (2017), p. 090002. DOI : [10.1063/1.4975898](https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4975898). eprint : <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4975898>. URL : <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4975898>.
- [27] P. PUYUELO-VALDES, J. L. HENARES, F. HANNACHI, T. CECCOTTI, J. DOMANGE, M. EHRET, E. D’HUMIÈRES, L. LANCIA, J.-R. MARQUÈS, X. RIBEYRE, J. J. SANTOS, V. TIKHONCHUK et M. TARISIEN. “Proton acceleration by collisionless shocks using a supersonic H₂ gas-jet target and high-power infrared laser pulses”. In : *Phys. Plasmas*

- 26.12 (2019), p. 123109. DOI : [10.1063/1.5116337](https://doi.org/10.1063/1.5116337). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5116337>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5116337>.
- [28] O. TRESKA, N. P. DOVER, N. COOK, C. MAHARJAN, M. N. POLYANSKIY, Z. NAJMUDIN, P. SHKOLNIKOV et I. POGORELSKY. “Spectral Modification of Shock Accelerated Ions Using a Hydrodynamically Shaped Gas Target”. In : *Phys. Rev. Lett.* 115 (9 août 2015), p. 094802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.115.094802](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.094802). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.094802>.
- [29] A. PAK, S. KERR, N. LEMOS, A. LINK, P. PATEL, F. ALBERT, L. DIVOL, B. B. POLLOCK, D. HABERBERGER, D. FROULA, M. GAUTHIER, S. H. GLENZER, A. LONGMAN, L. MANZOOR, R. FEDOSEJEVS, S. TOCHITSKY, C. JOSHI et F. FIUZA. “Collisionless shock acceleration of narrow energy spread ion beams from mixed species plasmas using 1 μm lasers”. In : *Phys. Rev. Accel. Beams* 21 (10 oct. 2018), p. 103401. DOI : [10.1103/PhysRevAccelBeams.21.103401](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.103401). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.21.103401>.
- [30] Prashant Kumar SINGH, Vishwa Bandhu PATHAK, Jung Hun SHIN, Il Woo CHOI, Kazuhisa NAKAJIMA, Seong Ku LEE, Jae Hee SUNG, Hwang Woon LEE, Yong Joo RHEE, Constantin ANICULAESEI, Chul Min KIM, Ki Hong PAE, Myung Hoon CHO, Calin HOJBOTA, Seong Geun LEE, Florian MOLLICA, Victor MALKA, Chang-Mo RYU, Hyung Taek KIM et Chang Hee NAM. “Electrostatic shock acceleration of ions in near-critical-density plasma driven by a femtosecond petawatt laser”. In : *Scientific reports* 10.1 (oct. 2020). ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-020-75455-1](https://europepmc.org/articles/PMC7595239). URL : <https://europepmc.org/articles/PMC7595239>.
- [31] Dan HABERBERGER, S. TOCHITSKY, Frederico FIUZA, Chao GONG, Ricardo FONSECA, Luis SILVA, W. MORI et Chandrashekhar JOSHI. “Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams”. In : *Nature Physics* 8 (jan. 2012), p. 95-99. DOI : [10.1038/nphys2130](https://doi.org/10.1038/nphys2130).
- [32] B. FRYXELL, K. OLSON, P. RICKER, F. X. TIMMES, M. ZINGALE, D. Q. LAMB, P. MACNEICE, R. ROSNER, J. W. TRURAN et H. TUFO. “FLASH : An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 131.1 (nov. 2000), p. 273-334. DOI : [10.1086/317361](https://doi.org/10.1086/317361). URL : <https://doi.org/10.1086/317361>.

Troisième partie

Analyse théorique et numérique des campagnes expérimentales

Chapitre 5

Accélération d'ions dans une cible solide

Sommaire

5.1	Production d'un faisceau de protons par TNSA	115
5.1.1	Effet du préplasma sur le mécanisme TNSA	115
5.1.2	Accélération des protons par TNSA	116
5.1.3	Accélération des ions Carbone par TNSA et Hole-Boring	117
5.2	Production d'un faisceau de particules α en configuration pitcher-catcher	119
5.2.1	Les réactions de fusion proton-Bore	119
5.2.2	Effets des protons de haute énergie	119
5.2.3	Production de particules α énergétiques par transfert d'énergie cinétique	122
5.2.4	Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de protons	124
5.2.5	Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de particules α	125
5.2.6	Comparaison numérique/expérimentale des flux de particules α	126
5.3	Production d'un faisceau de particules α en configuration d'irradiation directe	128
5.3.1	Etude du Hole-Boring dans la cible de bore - hypothèses simplificatrices	129
	Pré-plasma en face avant de la cible de bore	129
	Hypothèses simplificatrices - simulations PIC 1D	129
	Evaluation de l'énergie maximale des protons accélérés par Hole-Boring	130
	Effet de l'épaisseur de la partie dense de la cible	131
	Effet de la densité maximale de la partie dense de la cible	132
	Effet de la température dans la partie dense de la cible	132
	Effet du taux d'hydrogène piégé dans la cible	134
	Paramètres retenus pour la simulation PIC 2D	134
5.3.2	Accélération des protons par Hole-Boring - simulations PIC 2D	135
5.3.3	Production du faisceau d'alphas - simulation FLUKA	140
	Références	143

Contexte :

Dans le chapitre 4, nous avons montré que la campagne expérimentale réalisée sur le laser LFEX au Japon a permis d'obtenir un faisceau de protons accélérés initialement contenus dans les polluants recouvrant la cible de plastique par le mécanisme TNSA. Ce premier faisceau de protons accélérés atteint des énergies de coupure de 30 MeV dans la direction de propagation du laser avec un flux de 10^{14} protons/sr. Dans la configuration de pitcher-catcher présentée, il a été observé que l'on peut ensuite créer des faisceaux de particules alphas énergétiques avec des énergies maximales de 20 MeV et des flux atteignant des valeurs de 10^9 alphas/sr. Par irradiation directe d'une cible de 200 μm de nitrure de bore, le flux de particules α atteint des valeurs de 10^{10} α /sr à des énergies moindres (énergie de coupure de 10 MeV). Bien que les cibles gazeuses soient davantage pressenties pour les lasers à hauts taux de répétition, l'utilisation de cibles solides est aussi envisageable à des hauts taux de répétition [1, 2] en utilisant des systèmes de cibles en rotation ou en translation afin de ne pas devoir réaligner et remplacer les cibles entre chaque tir.

Résumé du chapitre :

Dans ce chapitre, des développements théoriques et numériques sont exposés afin d'expliquer les observations expérimentales du chapitre 4, en ce qui concerne l'interaction d'une impulsion laser UHI avec une cible solide. Le laser LFEX présente une pré-impulsion importante avec un contraste faible. L'impulsion principale interagira alors avec un plasma de densité inhomogène issu de l'irradiation de la cible par la pré-impulsion. La chaîne de codes présentée dans le chapitre 3 est donc utilisée afin d'analyser l'accélération des protons de la cible en plastique et la production du faisceau d'alphas secondaires dans la cible de bore par réaction proton-bore.

La caractérisation des faisceaux d'ions accélérés obtenus lors de cette campagne expérimentale doit être complétée par une analyse numérique afin d'en connaître les détails (distribution angulaire, mécanismes d'accélération mis en jeu, autres ions accélérés, etc...). L'analyse numérique de cette expérience permet aussi de clarifier les mécanismes de production et de transport des particules dans la cible de bore et d'étudier plus en détail la réaction de fusion proton-bore. Cette réaction est étudiée depuis les années 30 [3] et l'est encore davantage aujourd'hui [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10], et ce pour diverses applications envisagées. En effet, dans le contexte de fusion énergétique, cette réaction est intéressante puisqu'aneutronique. De plus, cette réaction produit 3 particules α et est donc pressentie pour générer une source secondaire brillante et énergétique de particules alpha. Les deux configurations (pitcher-catcher et irradiation directe) adoptées pour la production de particules α énergétiques lors de cette campagne sur le laser LFEX sont analysées dans cette section.

Informations complémentaires :

Les résultats expérimentaux et les analyses numériques correspondantes ont été publiés par J. Bonvalet *et al.* [5] en 2021.

5.1 Production d'un faisceau de protons par TNSA

Afin de dimensionner la campagne expérimentale sur le laser LFEX, des simulations PIC préliminaires ont été réalisées. Le contraste réel du laser LFEX, étant inconnu alors, des simulations PIC 1D planes ont été réalisées afin d'évaluer l'effet du préplasma sur le processus d'accélération et sur les caractéristiques des ions accélérés. Des simulations 2D planes ont étayé le dimensionnement de l'expérience et aident à la compréhension des résultats observés. Toutes les simulations PIC ont été réalisées avec les mêmes paramètres laser, correspondant à l'impulsion laser délivrée par le laser LFEX : modélisation de l'impulsion laser par un faisceau laser gaussien 2D de longueur d'onde $\lambda = 1\mu m$, de durée 1.44 ps FWHM et un spot de $50\mu m$ FWHM correspondant à une intensité laser de $4.6 \times 10^{19} W/cm^2$.

5.1.1 Effet du préplasma sur le mécanisme TNSA

Des simulations PIC 1D planes ont été réalisées afin d'évaluer l'effet de la longueur du pré-plasma sur les ions accélérés par TNSA en face arrière de la cible de plastique. Ce pré-plasma est formé suite à l'interaction d'une pré-impulsion de type ASE qui ionise la face avant de la cible qui se détend dans le vide, formant ainsi un préplasma, de densité inhomogène. Le profil longitudinal de ce dernier est usuellement modélisé à l'aide d'une fonction exponentielle $exp(-x/L_p)$ où L_p est la longueur caractéristique du préplasma. L'absorption de l'impulsion laser dépend fortement des caractéristiques de ce préplasma où de nombreux phénomènes non-linéaires apparaissent. La longueur caractéristique L_p du pré-plasma varie dans cette étude paramétrique de 2 à 20 μm . L'énergie maximale des protons ainsi que les proportions et les énergies maximales des ions carbone accélérés en TNSA sont résumées dans le tableau 5.1. Il s'agit ici d'une simulation 1D plane donc le nombre d'ions accélérés n'est pas précisé puisqu'il ne représente pas un nombre réel de particules.

Longueur L_p	$\%_{C^{6+}} - E_{C^{6+}}^{max}$	$\%_{C^{5+}} - E_{C^{5+}}^{max}$	$\%_{C^{4+}} - E_{C^{4+}}^{max}$	$E_{p^+}^{max}$
2 μm	13% - 130 MeV	38% - 175 MeV	49% - 112 MeV	15 MeV
5 μm	35% - 130 MeV	34% - 170 MeV	31% - 160 MeV	34 MeV
10 μm	48% - 210 MeV	18% - 330 MeV	34% - 250 MeV	45 MeV
20 μm	75% - 90 MeV	1% - 50 MeV	24% - 60 MeV	27 MeV

FIGURE 5.1 – Caractéristiques des ions accélérés en face arrière de la cible de CH en fonction de la longueur de gradient du pré-plasma en face avant de la cible. Résultats obtenus via des simulations PIC 1D planes. $\%_{C^{i+}}$ correspond à la proportion d'ions C^{i+} par rapport à l'ensemble des ions carbone.

Si l'on observe l'évolution de l'énergie maximale des ions accélérés en TNSA en fonction de la longueur du pré-plasma, on peut voir que cette énergie est maximale pour une certaine longueur de gradient de pré-plasma. Il existe donc une longueur de pré-plasma optimisant l'absorption de l'impulsion laser et donc l'énergie transférée aux électrons qui vont créer le champs accélérateur TNSA en face arrière de la cible. Pour un pré-plasma assez court, l'impulsion laser ne pénètre pas assez dans la cible et le taux de réflexion du laser sur la cible est important. Pour un pré-plasma plus long, le laser va subir des phénomènes non linéaires dans le préplasma et perdre de l'énergie dans des processus qui ne participent pas au mécanisme d'accélération TNSA ou qui en réduisent l'efficacité. En effet, l'allongement du préplasma, peut entraîner le chauffage de davantage d'électrons mais ces derniers sont plus dilués et la densité d'électrons chauds qui génèrent le TNSA est plus faible [11]. On retrouve ce résultat puisqu'avec une longueur de préplasma de 20 μm , l'énergie des ions carbone est beaucoup plus faible et la proportion des carbone C^{6+} est alors maximale, le laser chauffant davantage le plasma en volume et permettant une meilleure ionisation des ions.

Nous choisissons donc de réaliser des simulations PIC 2D avec un préplasma de longueur caractéristique de $7.5 \mu\text{m}$.

5.1.2 Accélération des protons par TNSA

Afin d'étudier l'accélération des ions en face arrière de la cible de plastique, une simulation PIC 2D plane a été réalisée. La taille de la boîte de simulation est de $150 \mu\text{m}$ en dimension longitudinale par $180 \mu\text{m}$ en dimension transverse, avec une résolution spatiale de 25 nm par 25 nm sur une durée totale de 8 ps et une résolution temporelle de 0.06 fs . Le nombre de particules par cellules est de 50. La cible de plastique (CH) de $25 \mu\text{m}$ est placée au centre de la boîte et modélisée par un mélange équimolaire d'atomes de carbone et d'hydrogène. L'ionisation par effet tunnel est activée. La densité ionique de la cible est fixée à $100n_c$. Cette simulation PIC 2D plane requiert 15h en utilisant 9600 coeurs sur le calculateur TGCC KNL [12].

Le diagnostic TrackParticles Smilei est défini de façon à enregistrer tous les protons accélérés durant la simulation juste avant qu'ils ne sortent de la boîte de simulation sous la forme d'un espace des phases $(x, y, z, p_x, p_y, p_z, weight, t)$. Un post-traitement permet de réaliser une sélection de ces protons, que ce soit en temps, en espace, en énergie ou en angle. Les distributions en énergie des protons accélérés par TNSA en face arrière de la cible plastique ainsi que leur distribution angulaire sont présentées sur la figure 5.2. La distribution en énergie des protons (voir figure 5.2a) calculée via la simulation PIC 2D plane est en très bon accord avec celle mesurée expérimentalement avec une parabole Thomson, que ce soit en termes de nombre de protons, d'énergie de coupure ou de forme. Les protons atteignent des énergies supérieures à 30 MeV . Afin de calculer le nombre réel de protons à partir de la simulation PIC 2D plane, on suppose que la troisième direction de l'espace non représentée dans la simulation possède les dimensions de la tâche focale de l'impulsion laser en supposant la physique invariante dans cette direction manquante z . Le flux de protons accélérés est estimé à quelques 10^{14} protons/sr. La simulation PIC permet de fournir des informations qui n'ont pas été mesurées lors de cette campagne expérimentale. La parabole Thomson, placée sur l'axe laser, ne permet pas d'obtenir d'informations sur la distribution angulaire des protons accélérés. La figure 5.2b présente cette dernière obtenue grâce à la simulation. Elle présente une distribution angulaire assez large de $\pm 45^\circ$, ce qui est typique du mécanisme TNSA dans les cibles fines.

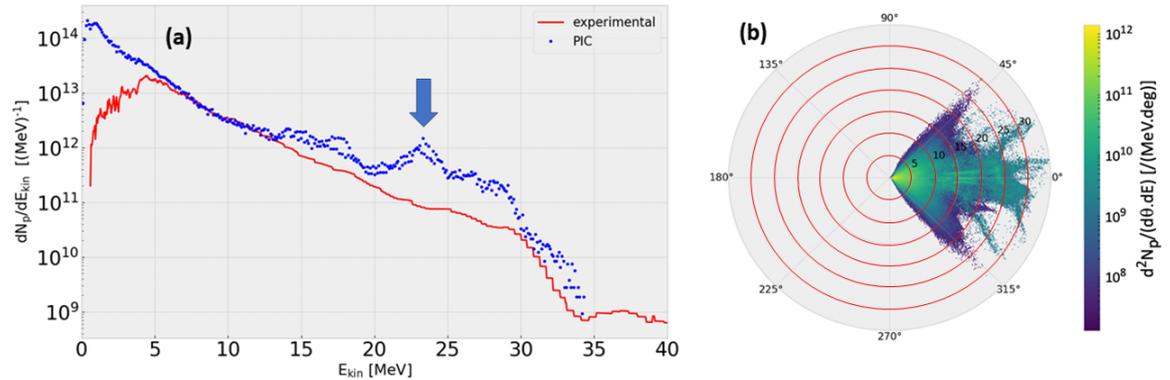


FIGURE 5.2 – (a) Distribution en énergie des protons accélérés en face arrière. En bleu, obtenue par la simulation PIC 2D plane. En rouge, obtenue expérimentalement par la parabole Thomson. (b) Distribution angulaire (en polaire) des protons accélérés en face arrière.

La présence de structures dans la distribution énergétique des protons (voir flèche bleue sur la figure 5.2a) peut faire penser à un autre mécanisme qui vient s'ajouter au TNSA. Ce second mécanisme, le Hole-Boring, a lieu, comme nous le verrons dans la section suivante, et de façon plus évidente, pour les ions carbone. Ce mécanisme de Hole-Boring, prévu dans les simulations, n'est pas mesuré dans l'expérience. Cela peut être dû à une longueur de préplasma sous-estimée dans la simulation.

5.1.3 Accélération des ions Carbone par TNSA et Hole-Boring

Concernant l'accélération des ions carbone, un diagnostic TrackParticles Smilei a aussi été activé numériquement afin de réaliser une comparaison entre les résultats numériques et les spectres énergétiques mesurés expérimentalement. La simulation PIC 2D permet de comprendre les mécanismes d'accélération des faisceaux d'ions carbone. En effet, les figures 5.3a,b,c présentent les distributions angulaires des ions carbone accélérés qui montrent la contribution de deux mécanismes dans l'accélération de ces ions lourds : le mécanisme de Hole-Boring en face avant de la cible et le mécanisme TNSA en face arrière. En effet, les ions C^{6+} sont exclusivement produits et accélérés en face arrière par le fort champ TNSA. La large distribution angulaire (voir figure 5.3a en rouge) est typique du TNSA pour les ions d'énergie intermédiaire, avec un intervalle d'angle de quasiment 90° s'étalant de -45° à $+45^\circ$. On remarque que l'accélération des ions de charge moindre (C^{4+} et C^{5+}) comporte deux composantes dans les distributions angulaires présentées sur la figure 5.3b,c avec une accélération angulaire large (en rouge) typique du mécanisme TNSA et une accélération bien plus directionnelle (dans un intervalle angulaire étroit d'environ 30°), typique du mécanisme de Hole-Boring (en bleu sur la figure 5.3b,c). Le diagramme $p_x - x$ de la figure 5.3d illustre bien la contribution de chacun des deux mécanismes : en rouge, présent en faces avant et arrière, le TNSA intervient avec une expansion des ions dans le vide de part et d'autre des faces de la cible de plastique ; en face avant, des ions sont poussés à l'intérieur de la cible par la pression de radiation : ils sont accélérés par Hole-Boring. Enfin, la figure 5.3e explique le fait que les ions détectés à l'arrière de la cible présentent une distribution angulaire composée des deux parties distinctes propres aux deux mécanismes d'accélération.

Nous avons développé une méthode Python dans le module p2sat afin de modéliser les mesures expérimentales faites par la parabole de Thomson. Pour cela, nous avons pris en compte les caractéristiques techniques de la parabole Thomson (position, dimensions, champs électrique, champs magnétique) afin de calculer numériquement la trace laissée par les ions sur les Imaging Plate. La figure 5.4 présente la comparaison entre les traces obtenues expérimentalement et celles modélisées avec les caractéristiques des ions issues de la simulation. L'allure des deux IP (Imaging Plate) est en bon accord. La présence des ions C^{4+} dans la simulation alors que ces derniers sont absents expérimentalement peut s'expliquer par le fait que dans la simulation, l'ionisation par collision n'est pas activée (seule l'ionisation par effet tunnel est activée). De plus, l'ionisation des ions lourds est sensible au couplage entre le laser et le plasma et va donc dépendre fortement du pré-plasma, or nous avons formulé des hypothèses de longueur de gradient pour ce pré-plasma. Cette hypothèse sur la longueur de gradient du pré-plasma déplace forcément la position de la densité critique dans le plasma et va donc influencer fortement le mécanisme de Hole-Boring en face avant, ce qui peut expliquer la différence d'énergie maximale des ions carbone (entre l'expérience et la simulation) accélérés par Hole-Boring. De plus, nous avons montré dans l'étude précédente sur l'influence de la longueur caractéristique du pré-plasma, que plus ce dernier est long et plus le degré d'ionisation des ions carbone est élevé.

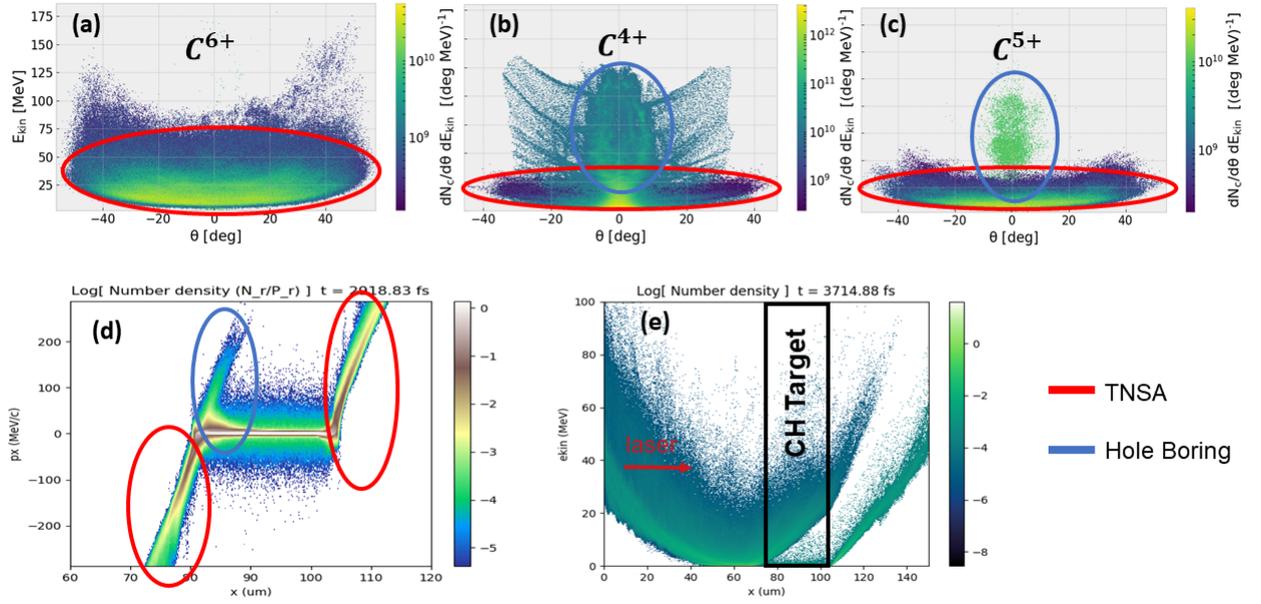


FIGURE 5.3 – (a) Distribution angulaire des ions C^{6+} . (b) Distribution angulaire des ions C^{4+} . (c) Distribution angulaire des ions C^{5+} . (d) Espace des phases $p_x - x$ des ions carbone (sans différenciation de charge). (e) Diagramme de l'énergie cinétique E_{kin} des ions carbone en fonction de leur position par rapport à l'axe de propagation du laser x à 3.7 ps.

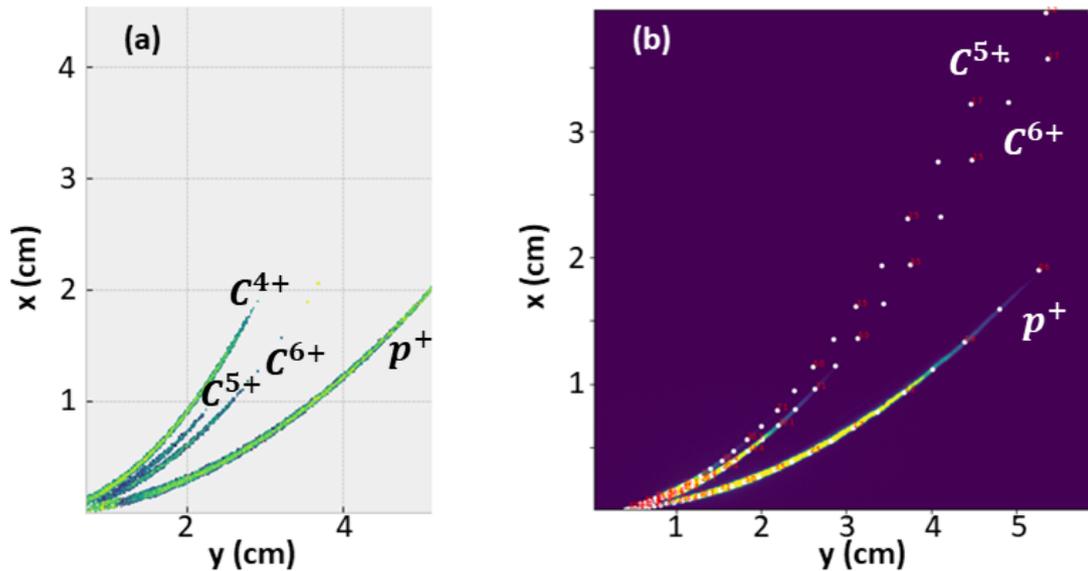


FIGURE 5.4 – (a) IP de la parabole Thomson calculée par post-traitement de la simulation PIC 2D. (b) IP de la parabole Thomson placée sur l'axe de propagation du laser durant l'expérience sur le laser LFEX.

5.2 Production d'un faisceau de particules α en configuration pitcher-catcher

5.2.1 Les réactions de fusion proton-Bore

Pour des protons de faible énergie, les voies de production de particules α les plus probables passent par la formation d'un noyau de Beryllium ${}^8\text{Be}$ dans son état excité ou fondamental, qui à son tour se scinde en deux noyaux α :

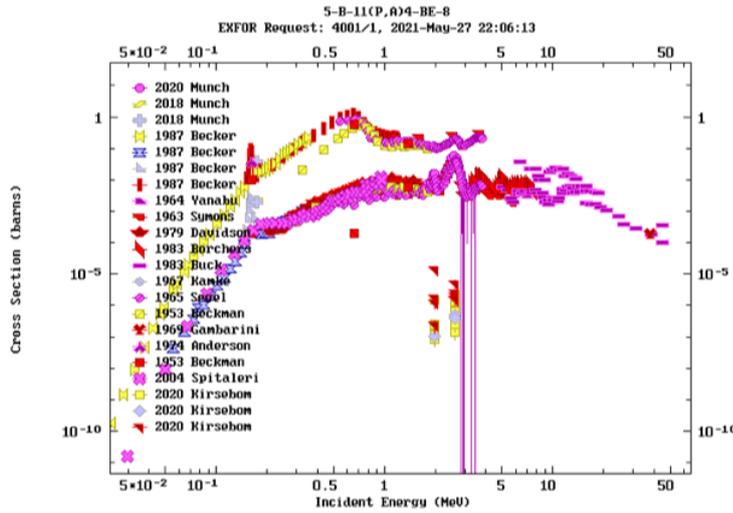
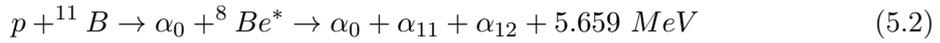
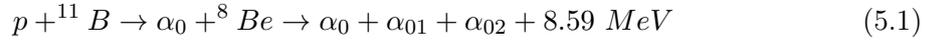


FIGURE 5.5 – Section efficace des réactions de fusion proton-Bore 11 : la courbe supérieure correspond aux sections efficace de la réaction $p-{}^{11}\text{B}$ passant par l'état excité du ${}^8\text{Be}^*$ (équation 5.2), celle en dessous correspond à l'équation (5.1) où le ${}^8\text{Be}$ est produit dans son état fondamental. Sections efficaces issues de la bibliothèque EXFOR [13].

La probabilité de cette dernière réaction est dix fois plus élevée que celle passant par le beryllium à l'état fondamental et présente des résonances aux basses énergies [13, 14], à 150 et 675 keV (voir figure 5.5). Pour des protons de plus hautes énergies, la section efficace diminue doucement mais reste assez élevée pour permettre de produire un faisceau de particules alpha énergétiques de haut flux. De plus, avec des protons d'énergies plus élevées, d'autres réactions deviennent plus probables et participent à la production de particules α . Toutes les réactions de fusion mises en jeu dans les simulations FLUKA par la distribution en énergie de protons présentée sur la figure 5.2 sont listées sur la figure 5.6. Dans l'expérience, la cible de bore pure est constituée de bore naturel, composé à 80% de ${}^{11}\text{B}$ et à 20% de ${}^{10}\text{B}$. Certaines réactions $p-{}^{10}\text{B}$ sont sources de particules alpha. D'autre part, lorsque la cible utilisée est du nitrure de bore, les réactions $p-{}^{14}\text{N}$ produisent aussi des particules α .

5.2.2 Effets des protons de haute énergie

Des simulations préliminaires FLUKA ont été réalisées afin d'évaluer la contribution de chaque type de noyau composant les cibles de nitrure de bore (BN) dans la production de particules α puisque ces cibles contiennent 50% de ${}^{14}\text{N}$, 40% de ${}^{11}\text{B}$ et 10% de ${}^{10}\text{B}$. Bien que le bore-11 représente la principale source de particules α , chaque noyau participe à la production des particules α lorsqu'il interagit avec le spectre de protons accélérés provenant de la cible plastique. Les contributions sont de 78.1% pour le ${}^{11}\text{B}$, 12.8% de ${}^{10}\text{B}$ et 9% pour

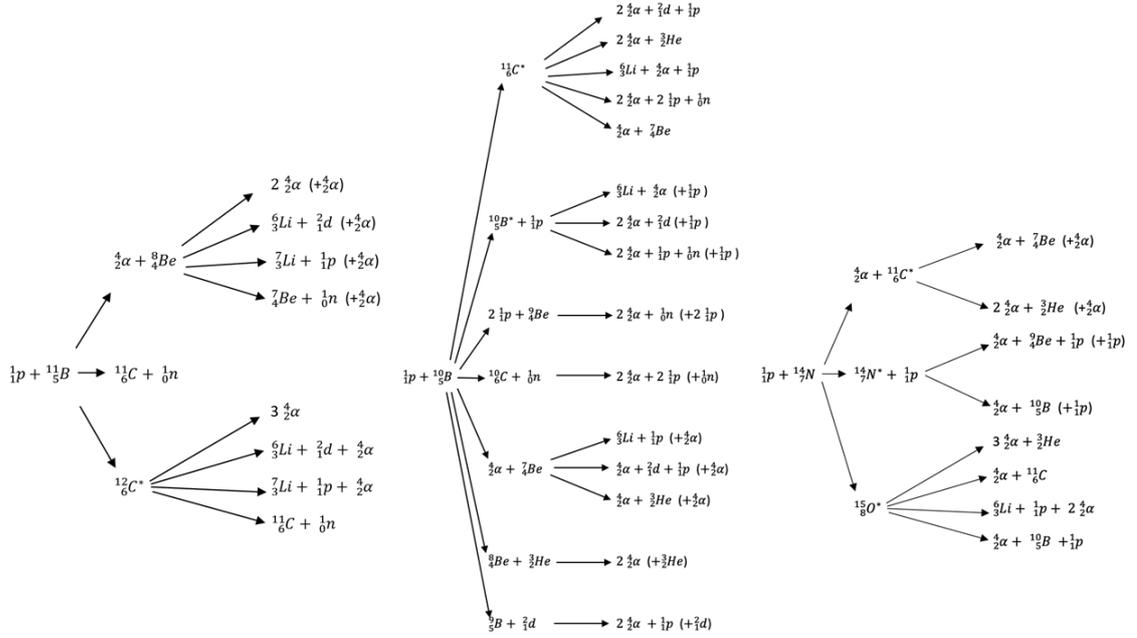


FIGURE 5.6 – Réactions possibles (obtenues dans les simulations FLUKA) sur les noyaux présents dans une cible de nitrure de bore composée à 50% de Bore naturel et de 50% d'azote initiées par le spectre de protons énergétiques produit dans la cible de plastique.

l'azote. Les nombres de neutrons et de gammas produits lors de ces réactions sont importants. Même si la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ est qualifiée d'aneutronique, le taux de production de neutrons lors des réactions entre le proton et le bore-11 représente 7.4% comparé au nombre total de particules α créés.

Par le passé, seul le travail de Labaune *et al.* [8] a traité de la production de particules α par fusion p-B dans une configuration de pitcher-catcher. Les autres études [6, 9, 10, 15], menées en irradiation directe de la cible de bore par l'impulsion laser, cherchent avant tout à produire un haut taux de réactions de fusion dans le cadre de la fusion énergétique, et pas forcément des particules α énergétiques. Notre configuration expérimentale de pitcher-catcher ne peut donc être comparée qu'au travail passé de Labaune *et al.*. La distribution énergétique des protons irradiant la seconde cible de bore mesurée dans leur expérience présentent des énergies maximales de protons comprises entre 3.5 et 6.5 MeV, bien plus faibles que dans notre expérience sur le laser LFEX. Avec des protons de faible énergie, les particules α produites dans la cible de bore ne sont mesurées qu'en face avant de cette cible.

Le but de notre étude lors de cette campagne est la production d'une source brillante et énergétique de particules α en face arrière de la cible de bore par transfert d'énergie cinétique avec les protons. La section efficace de la réaction p- ^{11}B (présentée sur la figure 5.5) présentant des résonances étroites et intenses à des énergies en dessous du MeV, nous devons vérifier que l'irradiation de la cible de bore par des protons énergétiques ne diminue pas fortement le nombre de particules α produites. Pour effectuer cette vérification, nous avons réalisé une simulation FLUKA, dans les mêmes conditions que notre expérience, en utilisant un spectre de protons d'énergie réduite, comme présenté sur la figure 5.7, avec une énergie maximale de 10 MeV, qui vient irradier une cible de BN de 200 μm . Dans le cas du spectre réduit, la contribution du bore-11 dans la production de particules α est la plus élevée : 91.4% pour le ^{11}B , 6.2% pour le ^{10}B et seulement 2.2% pour le ^{14}N . Pour des protons plus énergétiques, le nombre de réactions nucléaires possibles est plus élevé, tout comme leur probabilité d'occurrence. En particulier, la réaction $p + ^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + ^7\text{Be}$ présente un maximum dans sa section efficace de plusieurs centaines de millibarns pour des protons

d'énergies comprises entre 5 et 12 MeV. La réaction $p + {}^{14}\text{N} \rightarrow \alpha + {}^{11}\text{C}$ présente la même tendance pour des protons compris entre 5 et 30 MeV.

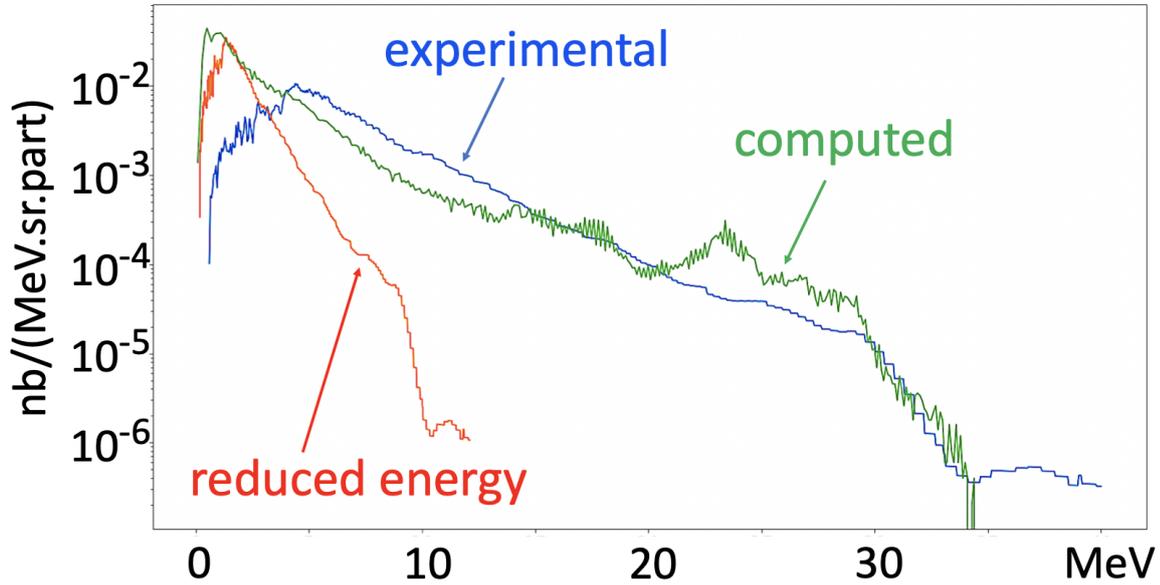


FIGURE 5.7 – Distributions en énergie des protons irradiant la seconde cible de bore : expérimentale obtenue sur LFEX (bleu), calculée par la simulation PIC 2D (vert), réduite pour la comparaison avec le travail de Labaune *et al.* (rouge). Sur ce graphique, le nombre total de protons a été normalisé à 1.

Le nombre total de particules α produites dans la cible de BN est finalement plus faible dans le cas de la distribution en énergie réduite de protons. Ce résultat peut sembler contre-intuitif si l'on considère les résonances dans la section efficace de la réaction $p-{}^{11}\text{B}$. Cependant, des protons d'énergie inférieure au MeV présentent une faible probabilité d'interagir avec les noyaux de la cible étant donné leur faible distance d'arrêt (range en anglais) dans le bore (environ $7\ \mu\text{m}$ à 675 keV). De plus, la résonance principale à 675 keV est relativement étroite et les protons ne peuvent présenter cette énergie que sur une distance infinitésimale. Les protons plus énergétiques pénètrent plus profondément dans la cible de bore et même si la section efficace de réaction est plus faible, leur probabilité d'interaction se retrouve intégrée sur une distance bien plus importante et certains protons, en ralentissant sur une profondeur de cible de $200\ \mu\text{m}$ se retrouvent à des énergies en dessous du MeV, c'est-à-dire dans le domaine des résonances. Les distances d'arrêt des protons et des particules α dans le bore sont présentées dans le tableau 5.9. Un proton de 5 MeV peut donc interagir sur toute la profondeur de la cible alors qu'une particule α doit présenter une énergie au-delà de 20 MeV pour traverser l'ensemble de la cible de bore. La figure 5.8 présente le nombre de particules α produites à l'intérieur de la cible de BN de $200\ \mu\text{m}$ en fonction de la profondeur de celle-ci pour les deux distributions en énergie. Le nombre de particules α produites dans le cas du spectre réduit diminue rapidement avec la profondeur de la cible puisque les protons sont arrêtés dans la cible plus rapidement (voir le tableau 5.9). Avec le spectre de protons plus énergétiques, toute l'épaisseur de cible est exploitée dans la production de particules α . Ainsi, malgré la présence des résonances aux basses énergies, les protons plus énergétiques produisent une quantité de particules α plus importante et à des énergies plus élevées par transfert d'énergie cinétique de la part des protons incidents.

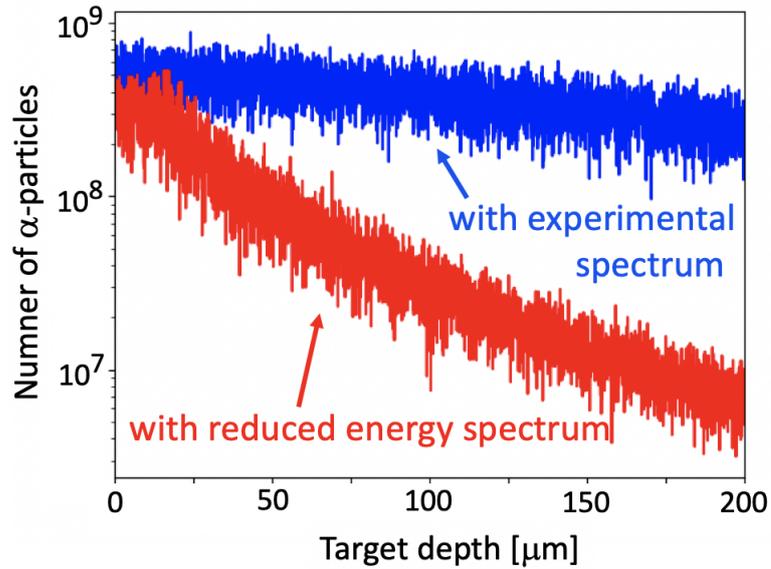


FIGURE 5.8 – Nombre de particules α produites au sein de la cible de BN de 200 μm en fonction de la profondeur de la cible, à partir de la distribution en énergie de protons expérimentale (en bleu) et du spectre réduit (en rouge).

Energie de la particule	Protons	Particules α
1 MeV	12 μm	3 μm
5 MeV	190 μm	20 μm
10 MeV	630 μm	60 μm
20 MeV	2.2 mm	180 μm
30 MeV	4.5 mm	370 μm

FIGURE 5.9 – Distances d'arrêts des protons et des particules α dans le bore en fonction de leur énergie cinétique. Données tirées de SRIM [16].

5.2.3 Production de particules α énergétiques par transfert d'énergie cinétique

Le nombre de particules α sortant des deux côtés de la cible de bore est un critère essentiel dans le but de créer une source brillante de particules α . La figure 5.10 présente les distributions en énergie des particules α sortant en faces avant et arrière de la cible, dans le cas des spectres de protons énergétiques et réduit. Deux fois moins de particules α peuvent sortir de la face avant lorsque la distribution en énergie des protons est réduite. Ce ratio descend à 50 en face arrière. Une autre différence importante entre les particules α produites par les deux types de distribution en énergie de protons est l'énergie de ces particules α . Grâce à un transfert d'énergie cinétique des protons énergétiques aux particules α produites, leur énergie maximale atteint 29 MeV en face arrière et 18 MeV en face avant. Avec les protons issus du spectre réduit, ces énergies chutent respectivement à 13 MeV en face arrière et à 10 MeV en face avant.

Le transfert d'énergie cinétique des protons aux particules α peut être estimé par un calcul de physique classique grâce aux équations de conservation d'énergie et de quantité de mouvement. En combinant ces équations, on obtient une équation pour l'énergie cinétique des particules α_0 primaires produites par les réactions nucléaires (5.1) et (5.2) sur une cible ponctuelle :

$$(m_{Be} + m_{\alpha})E_{\alpha} - 2\sqrt{m_p \cdot m_{\alpha} \cdot E_p \cdot E_{\alpha}} \cdot \cos(\theta) + (m_p \cdot m_{Be})E_p + m_{Be}(E_{Be}^* - Q) = 0 \quad (5.3)$$

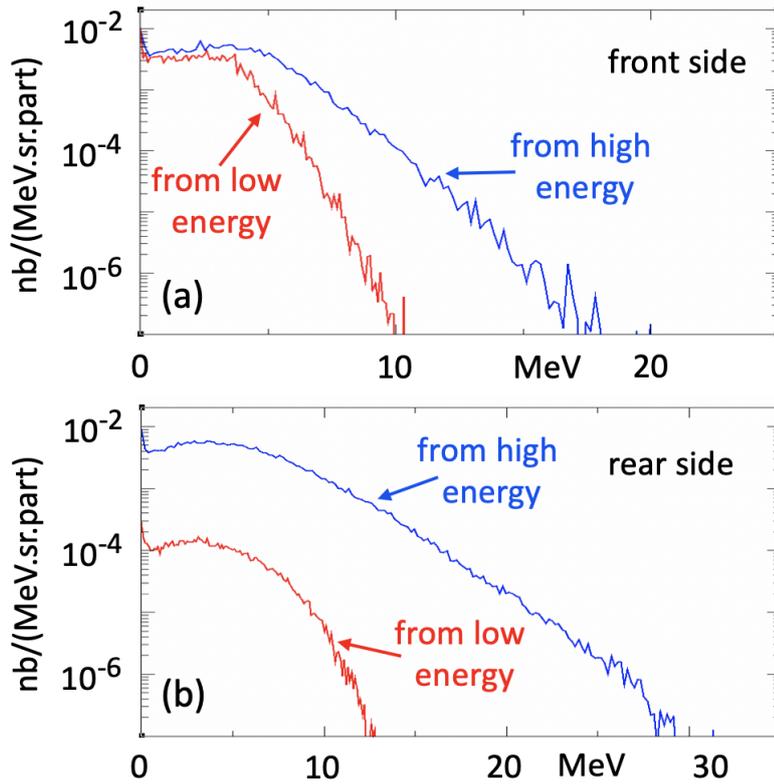


FIGURE 5.10 – Distributions en énergie des particules α sortant de la face avant (a) et de la face arrière (b) ; produites par la distribution en énergie réduite (en rouge) et par les protons énergétiques (en bleu).

où m_x et E_x sont la masse et l'énergie cinétique de la particule x , Q l'énergie libérée par la réaction, E_{Be}^* l'énergie d'excitation du noyau de Be et θ l'angle d'émission de la particule α par rapport à la direction de propagation du proton.

Si l'on considère la réaction de fusion la plus probable passant par la création d'un noyau excité de beryllium, ($Q = 5.65 \text{ MeV}$), on obtient dans la direction de propagation de l'impulsion laser ($\theta = 0^\circ$) une énergie maximale pour la particule α_0 de $\sim 32 \text{ MeV}$ dans le cas des protons énergétiques et de $\sim 14 \text{ MeV}$ dans le cas de la distribution en énergie réduite. Dans la direction opposée à la propagation du laser ($\theta = 180^\circ$), les énergies calculées des particules α sont respectivement de $\sim 16 \text{ MeV}$ et de $\sim 7.5 \text{ MeV}$. Ces valeurs sont en accord avec les simulations Monte-Carlo et montrent une forte dépendance de l'énergie de la particule α avec celle du proton incident. La distance d'arrêt des particules α dans la cible de bore dépend fortement de son énergie. Comme présenté dans le tableau 5.9, on peut noter qu'une particule α de 5 MeV peut seulement parcourir $20 \mu\text{m}$ de bore alors qu'une de 20 MeV peut traverser $180 \mu\text{m}$ de bore.

Le transfert d'énergie cinétique affecte aussi la distribution en énergie des particules α . Les réactions par la formation d'un noyau de beryllium-8 produisent des énergies bien définies pour les particules α et la forme de leurs pics reflètent la largeur totale de ces états. Des spectres typiques ont été mesurés et présentés dans la référence [17]. Le noyau de ${}^8\text{Be}$ produit au cours de la réaction se casse en deux particules α secondaires qui conduisent à une distribution énergétique continue. L'énergie de ces deux particules α dépend de l'énergie libérée Q et de l'énergie cinétique du proton incident. Une distribution en énergie monocinétique de protons, comme celle produite dans un cyclotron, engendre un spectre de particules α structuré, mais dans le cas d'une distribution en énergie large de protons comme dans le

cas d'une accélération laser par TNSA, la distribution en énergie des particules α se retrouve lissée en un spectre continu.

5.2.4 Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de protons

Les fluctuations expérimentales des paramètres laser d'un tir à l'autre (intensité et tâche focale) peuvent affecter la distribution en énergie des protons produits par TNSA. En conséquence, la distribution en énergie des protons venant irradier le catcher (la cible de bore) varie d'un tir à l'autre. Comme mentionné dans le chapitre 4, les protons accélérés traversant complètement la cible de bore (catcher) sont mesurés sur l'axe de propagation du laser à 0° par la parabole Thomson. Afin de réaliser des simulations MC valides, il est nécessaire d'injecter un spectre de protons en entrée du code FLUKA qui correspond à la distribution en énergie réelle des protons obtenue pour chaque tir laser. Nous devons donc reconstruire le spectre énergétique des protons obtenus lors de chacun des tirs à partir du spectre mesuré par la parabole Thomson. La figure 5.11 présente les distributions en énergie des protons (obtenues par des simulations FLUKA) après la traversée de $200 \mu\text{m}$ de cible de BN et 2 mm de cible de bore pur. En comparant ces spectres avec les spectres expérimentaux présentés sur la figure 4.3b, les tendances des spectres sont proches mais les énergies de coupure diffèrent. Après avoir traversé la cible de $200 \mu\text{m}$ dans la simulation, la distribution en énergie est principalement modifiée aux faibles énergies alors qu'aux hautes énergies, elle n'est quasiment pas modifiée.

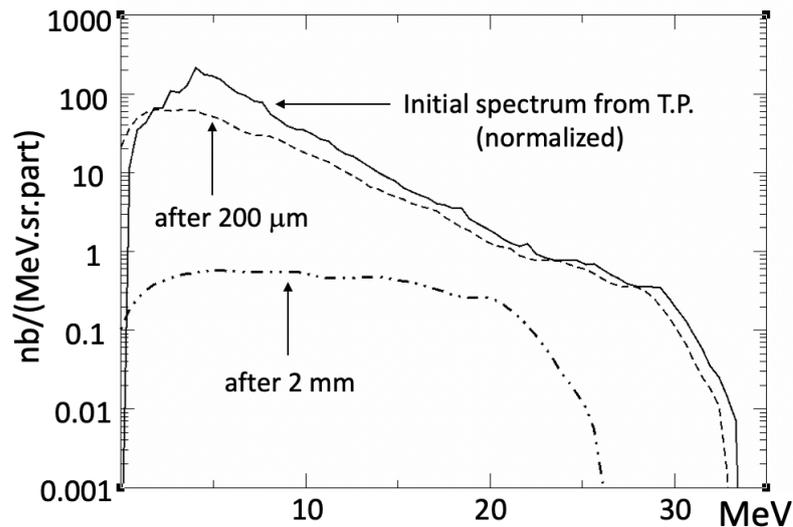


FIGURE 5.11 – Distribution en énergie des protons injectée dans FLUKA (ligne noir continue) et distributions en énergie correspondantes calculées après avoir traversées $200 \mu\text{m}$ de cible de BN (pointillés) et 2 mm de cible de bore pur (tirets-pointillés).

Cela signifie qu'afin de reproduire la distribution en énergie réelle des protons mesurée durant ce tir, pour cette épaisseur de cible, la distribution en énergie injectée dans FLUKA doit présenter une énergie de coupure proche de 20 MeV. Sachant que la distance d'arrêt d'un proton de 5 MeV est de $180 \mu\text{m}$ dans le bore, seules les énergies au-dessus de cette énergie peuvent être validées. La figure 5.12 présente les distributions en énergie des protons incidents qui permettent de retrouver les distributions en énergie mesurées lors des tirs sur les cibles de $200 \mu\text{m}$ de BN et de 2 mm de B. Pour la cible de $200 \mu\text{m}$, 18% des protons incidents peuvent traverser la cible et s'en échapper depuis la face arrière. Dans l'expérience, 2.6×10^{13} protons/sr ont été mesurés après la cible, ce qui correspond à un nombre de 1.4×10^{14} protons/sr injectés dans la cible de BN. Pour la cible de 2 mm de B, une distribution en énergie initiale présentant une énergie de coupure de 26 MeV permet d'être en accord avec

les mesures expérimentales. Après avoir traversé la cible, seuls 0.2% des protons peuvent en sortir. Contrairement à la cible de $200 \mu\text{m}$, la moindre variation de l'énergie de coupure des protons incidents peut modifier drastiquement la distribution en énergie après les 2 mm de cible. Lors du tir sur cette cible, 3×10^{10} protons/sr ont été mesurés, ce qui correspond à 1.5×10^{13} protons/sr incidents. L'ajustement de la distribution en énergie des protons incidents pour reproduire le spectre expérimental implique une variation de l'énergie de coupure de 21 à 33 MeV et celle du nombre de protons par un ordre de grandeur de 1.5×10^{13} /sr à 1.4×10^{14} /sr. Il est important de préciser que seule une partie de la distribution en énergie peut être comparée à celle obtenue expérimentalement, d'autant plus pour la cible épaisse. Il est donc possible que le nombre total de protons soit modifié pour les protons de basse énergie.

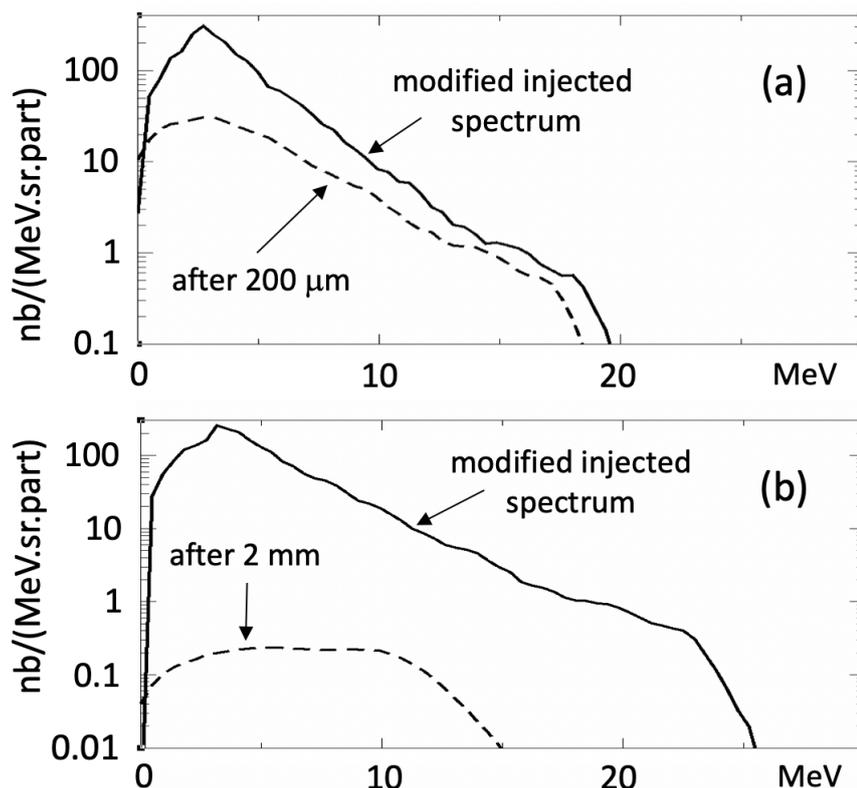


FIGURE 5.12 – Spectres injectés dans FLUKA (lignes noires continues) après reconstruction de ces derniers à l'aide des mesures expérimentales réalisées via la parabole Thomson et les simulations FLUKA. Les spectres de protons en pointillés représentent les spectres de protons après la traversée des $200 \mu\text{m}$ de cible de BN (a) et 2 mm de cible de bore pur (b).

5.2.5 Analyse des différents tirs - Calculs des spectres de particules α

Comme la distribution en énergie des protons initiale est reconstruite pour chaque tir, les réactions nucléaires et la production de particules α peut être simulée et comparée aux données expérimentales pour chaque tir, notamment en face arrière de la cible catcher. L'incertitude demeure cependant plus grande pour la production de particules α en face avant puisqu'une portion de la distribution en énergie des protons de faibles énergies n'a pas pu être mesurée expérimentalement. La figure 5.13 présente les distributions angulaires et les distributions en énergie des particules α pour les deux cibles utilisées. Les particules α sortant de la face arrière, après $200 \mu\text{m}$ de BN, atteignent des énergies de 20 MeV, alors qu'en face avant, l'énergie de coupure est plus faible, environ 12 MeV. Après 2 mm de cible, puisque les protons perdent une large part de leur énergie dans la cible, le transfert d'énergie

cinétique aux particules α est moindre : les particules α présentent des énergies de coupure comparables en face arrière et en face avant. En utilisant les équations de conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement (équation (5.3)), ces énergies de coupure sont validées. En considérant les distributions en énergie des protons injectés et sortant de chaque cible, l'énergie perdue par les protons en traversant la cible est prise en compte. On obtient respectivement, pour la cible de 2 mm de bore, des énergies de coupure pour les particules α de 17 et 14 MeV, respectivement, en face avant et en face arrière; pour la cible de 200 μm , de 11.5 et 18 MeV respectivement. Pour la cible de 200 μm , pour un proton incident, 7.3×10^{-6} particules α sortent de la face arrière de la cible et seulement 2.4×10^{-7} en face arrière de la cible de 2 mm de bore, ce qui est 30 fois moins. La partie des basses énergies des distributions en énergie utilisées dans les simulations FLUKA n'a pas pu être validée expérimentalement. Une variation du nombre de protons en dessous de 5 MeV peut réellement modifier la production de particules α en face avant des cibles catcher. Les simulations montrent que pour un proton incident, 1.1×10^{-5} particules α sortent de la face avant de la cible de BN et 2.6×10^{-5} de celle de 2 mm de bore. Pour revenir à un nombre de particules, en considérant un flux de protons incident de $\sim 10^{14}$ /sr, $\sim 7 \times 10^8$ /sr particules α sortent de la face arrière de la cible de 200 μm de BN et $\sim 2.5 \times 10^7$ /sr de la cible de 2 mm de bore.

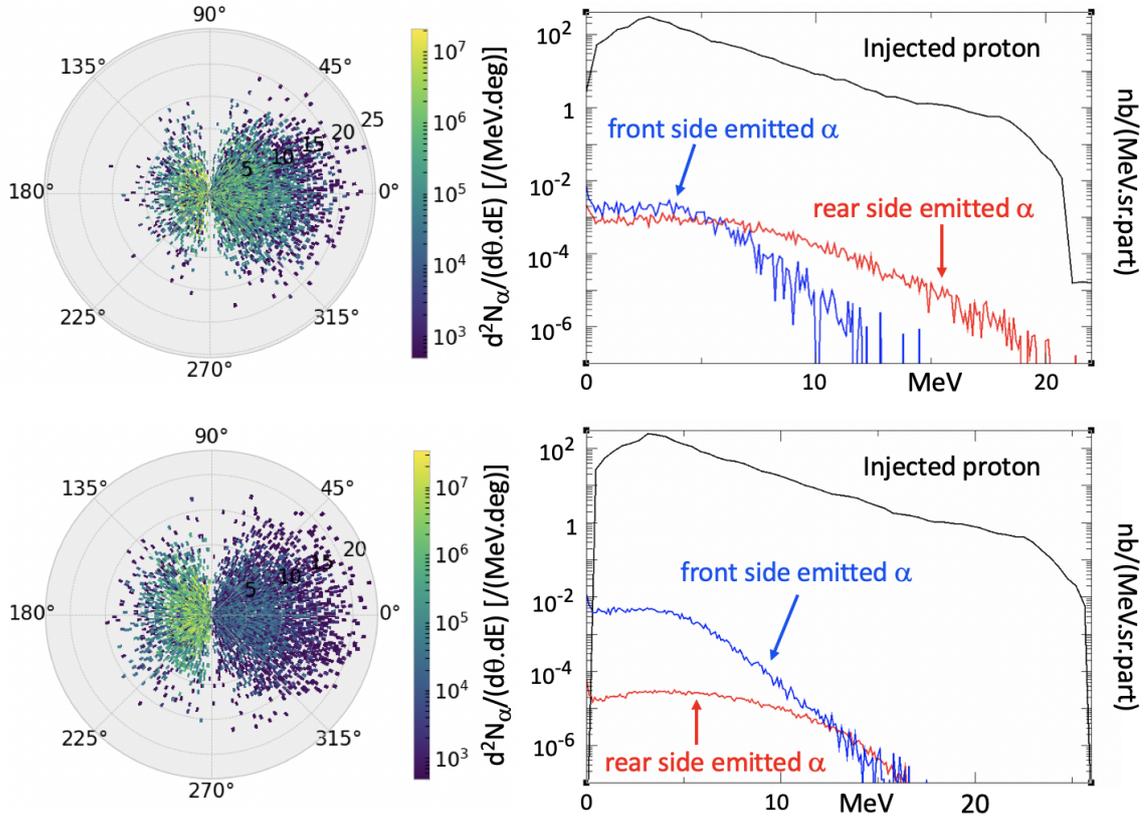


FIGURE 5.13 – Distributions angulaires (gauche) et distributions énergétiques (droite) des particules α pour la cible de 200 μm de BN (haut) et pour celle de 2 mm de B (bas). L'impulsion laser se propage de gauche à droite. Les particules α émises en face arrière sont présentées en rouge, celles en face avant en bleu.

5.2.6 Comparaison numérique/expérimentale des flux de particules α

Afin de comparer les chiffres donnés ci-dessus avec les données expérimentales, le même intervalle d'énergie a été choisi. Le tableau 5.14 résume les résultats obtenus grâce aux simulations MC et peuvent être comparées aux données expérimentales fournies par les films

CR39 du tableau 4.7.

FRONT SIDE		
Intervalle d'énergie	5.0 - 7.0 MeV	8.0 - 10.0 MeV
B 2 mm	3.7×10^8	3.3×10^7
NB 0.2 mm	1.5×10^8	7.8×10^6
REAR SIDE		
Intervalle d'énergie	5.0 - 7.0 MeV	8.0 - 10.0 MeV
B 2 mm	5.4×10^6	4.9×10^6
NB 0.2 mm	1.5×10^8	9.5×10^7

FIGURE 5.14 – Nombre de particules α /sr comptées dans les simulations FLUKA.

Pour la cible de $200 \mu\text{m}$, en face arrière, nous prévoyons 1.5×10^8 particules α /sr dans l'intervalle d'énergie 5-7 MeV et 9.5×10^7 /sr dans l'intervalle 8-10 MeV. Pour la cible de 2 mm, nous calculons 4.9×10^6 particules α /sr dans l'intervalle d'énergie 8-10 MeV. En comparant ces résultats avec les mesures expérimentales du tableau 4.7, les simulations sont en bon accord pour l'angle de détection de 21° . Concernant la face avant, pour la cible de 2 mm, la simulation donne dans l'intervalle 5-7 MeV 3.7×10^8 α /sr et 3.3×10^7 /sr dans l'intervalle 8-10 MeV. Ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux à l'angle de détection de 138° . Pour la cible de $200 \mu\text{m}$, dans la simulation, 1.5×10^8 α /sr sont produits en face avant de la cible dans l'intervalle d'énergie de 5-7 MeV et 7.8×10^7 /sr dans l'intervalle 8-10 MeV ; un nombre équivalent est calculé pour la cible de 2 mm de bore mais est plus faible que celui mesuré dans l'expérience. Cette différence peut s'expliquer par une sous-estimation du nombre de protons incidents dans la partie des protons de basses énergies de la distribution énergétique qui n'a pu être mesurée pendant l'expérience.

Compte tenu des protons de haute énergie accélérés dans la cible de plastique, de nombreuses réactions nucléaires peuvent être la source de particules α dans notre expérience et certaines d'entre elles peuvent avoir lieu au sein même de la cible de plastique à travers des réactions proton-carbone. Les films CR39 sont placés de chaque côté des cibles et comptent toutes les sources de particules α . Cependant, dans notre configuration expérimentale de pitcher-catcher, les particules α émises en face arrière de la cible de plastique doivent traverser la cible de bore avant d'atteindre le film CR39 placé derrière celle-ci, à l'angle de détection de 21° . Même pour la cible de $200 \mu\text{m}$ de bore, les particules α doivent atteindre des énergies de 21 MeV pour pouvoir traverser la cible. Pour le film CR39 placé en face avant (138°), aucun obstacle ne peut empêcher les particules α produites en face avant de la cible plastique d'atteindre le film CR39. La réaction nucléaire proton-carbone produit elle-aussi 3 particules α selon la réaction $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha + p'$ avec la possible création de ${}^8\text{Be}$ ou de ${}^9\text{Be}$. Cette réaction nucléaire, endothermique, présente une énergie seuil pour le proton de plus de 7 MeV, donc seuls des protons de hautes énergies peuvent déclencher cette réaction. Les mesures effectuées durant l'expérience montrent que les protons accélérés dans la cible plastique atteignent des énergies de 30 MeV. Ainsi la réaction p-N dans la cible de BN peut être déclenchée facilement puisqu'elle présente une énergie $Q = -2.6\text{MeV}$. La réaction p-C, quant à elle, doit être déclenchée au sein même de la cible de plastique donc les protons accélérés doivent provenir de la face avant de la cible. Seul le mécanisme de Hole-Boring permettrait d'accélérer les protons au sein même de la cible de plastique. Cependant, si l'on considère l'intensité laser délivrée par le laser LFEX, l'énergie de tels protons accélérés demeure faible. La vitesse maximale des protons v_{pr} peut être estimée comme le double de

la vitesse du piston v_{hb} :

$$v_{pr} = 2 \cdot v_{hb} = 2 \cdot c \sqrt{\frac{m_e \cdot Z \cdot n_c}{m_p \cdot A \cdot n_e}} \cdot a_0 \quad (5.4)$$

où a_0 représente le potentiel vecteur normalisé du laser et n_c la densité critique. Cette densité n_e/n_c est la densité à laquelle le plasma devient opaque pour l'impulsion laser : lorsque l'impulsion atteint cette zone, elle est réfléchiée. Si l'on considère une cible solide, l'énergie maximale des protons est de l'ordre de quelques dizaines de keV. Cependant, la présence d'un pré-plasma en face avant de la cible de plastique, généré par l'ASE de l'impulsion laser induit de la transparence relativiste jusqu'à $\gamma \cdot n_c$ pour le laser et permet alors d'accélérer les protons à des énergies maximales de 7-8 MeV. L'énergie cinétique de chacune des trois particules alphas sera donc de l'ordre du MeV. De telles énergies ne permettent pas aux particules α de sortir de la cible de plastique et en plus de traverser les couches d'aluminium recouvrant les films CR39. Dans ces conditions, nous pouvons affirmer que les particules α produites dans la cible plastique par réaction p-C ne contribuent pas aux mesures réalisées par les films CR39, que ce soit en face avant ou arrière des cibles.

5.3 Production d'un faisceau de particules α en configuration d'irradiation directe

Lors de cette campagne expérimentale sur l'installation laser LFEX, la configuration en irradiation directe par l'impulsion laser d'une cible de nitrure de bore BN de 200 μm a aussi été réalisée. Les protons, afin de produire des réactions de fusion proton-bore in-situ, doivent être accélérés au sein même de la cible par le mécanisme de Hole-Boring. L'énergie maximale de ces protons est donc plus faible que ceux accélérés par TNSA mais sont accélérés en plus grand nombre. Ces protons proviennent de l'humidité piégée au sein même du réseau cristallin hexagonal de la cible de nitrure de bore lorsque cette dernière est fabriquée par pressage à chaud. La quantité d'hydrogène piégé au sein même de la cible est donc un paramètre important quant au nombre de protons accélérés.

La simulation de ce tir expérimental est un réel challenge pour la chaîne numérique mise au point, et ce au niveau de chaque code utilisé dans la chaîne :

- concernant la partie hydrodynamique, le laser LFEX présente un faible contraste qui induit un long pré-plasma en face avant de la cible de BN. Ce préplasma est donc composé de nombreux atomes : bore-11, bore-10, azote-14 et hydrogène ; ce qui peut compliquer la simulation en termes de nombres d'espèces simulées, de charges apparentes, etc... ;
- concernant la partie cinétique traitée par le code PIC, la cible est dense, froide et épaisse. Les coûts numériques d'une telle simulation sont gigantesques si aucune simplification physique n'est réalisée dans la modélisation de l'expérience. De plus, afin de transférer l'espace des phases des protons accélérés dans le code MC, il faut choisir le bon filtre spatial et temporel : à quel instant exporter ces protons ? A quel endroit de la simulation ? En effet, au fur et à mesure de leur accélération, ils peuvent créer des réactions p-B au sein même de la cible, et ce, tout au long du processus d'accélération ;
- les protons accélérés par Hole-Boring se propagent dans une cible qui n'est plus froide mais chauffée lors de l'interaction laser-plasma. Or les sections efficaces sont modifiées par ces conditions particulières. De plus, l'augmentation de la température de la cible irradiée va modifier le pouvoir d'arrêt des particules dans la cible de bore. La présence de champs électriques de séparation de charge influence aussi le comportement des particules chargées or ces champs variables temporellement et spatialement sont difficilement modélisables dans FLUKA.

5.3.1 Etude du Hole-Boring dans la cible de bore - hypothèses simplificatrices

Pré-plasma en face avant de la cible de bore

Afin de simuler l'accélération des protons piégés dans la cible de nitrure de bore via le code PIC Smilei, il est indispensable de modéliser le plasma le plus finement possible. Le mécanisme de Hole-Boring est très sensible à la forme et à la longueur du pré-plasma puisque ce mécanisme se produit en face avant de la cible. Des simulations hydrodynamiques CHIC ont donc été réalisées en géométrie 2D axisymétrique afin de simuler l'interaction entre l'ASE du laser LFEX et la cible de $200 \mu\text{m}$ de BN.

La figure 5.15a présente la densité électronique de la cible de nitrure de bore après son interaction avec l'ASE présente sur le laser LFEX. Un long pré-plasma présentant un gradient d'une longueur caractéristique de $20 \mu\text{m}$ est créé en face avant de la cible. La température dans ce préplasma atteint des valeurs de plusieurs keV (voir figure 5.15b). L'interaction entre l'impulsion laser ps et ce préplasma va jouer un rôle essentiel dans le mécanisme d'accélération de Hole-Boring.

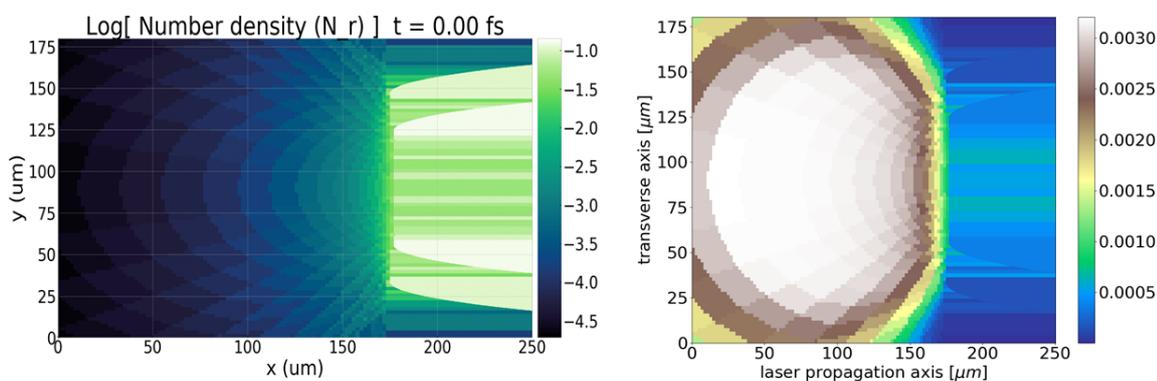


FIGURE 5.15 – Après interaction entre l'ASE du laser LFEX et de la cible de $200 \mu\text{m}$ de BN : (a) Carte 2D de la densité de protons du plasma ; (b) carte 2D de la distribution de la température électronique (exprimée en MeV). Résultats obtenus par une simulation hydrodynamique CHIC en géométrie 2D axisymétrique.

La figure 5.16 est la projection des profils en densité et en température selon l'axe de propagation de l'impulsion laser. Deux zones se dégagent dans ces profils : un pré-plasma long, peu dense et chaud et la partie solide, dense et froide de la cible de BN. Les caractéristiques de ces deux parties de la cible ont des conséquences différentes sur la simulation PIC 2D. En effet, la partie dense et froide implique des coûts numériques importants et va donc nécessiter des simulations PIC 1D afin de formuler des hypothèses simplificatrices pour la simulation 2D plane.

La simulation CHIC a permis de montrer que la couche de polluants en face avant, de 100 nm d'épaisseur, est intégralement vaporisée par l'ASE du laser LFEX. Seul le pré-plasma est modélisé dans la simulation PIC puisque la couche de polluants a complètement disparue. Seuls les hydrogènes piégés dans la cible de bore se retrouvent à l'intérieur du pré-plasma et peuvent être accélérés par Hole-Boring.

Hypothèses simplificatrices - simulations PIC 1D

Le plasma en figure 5.15 présente des dimensions importantes : une partie dense de $200 \mu\text{m}$ et un pré-plasma presque aussi long (environ $200 \mu\text{m}$). La tâche focale de l'impulsion

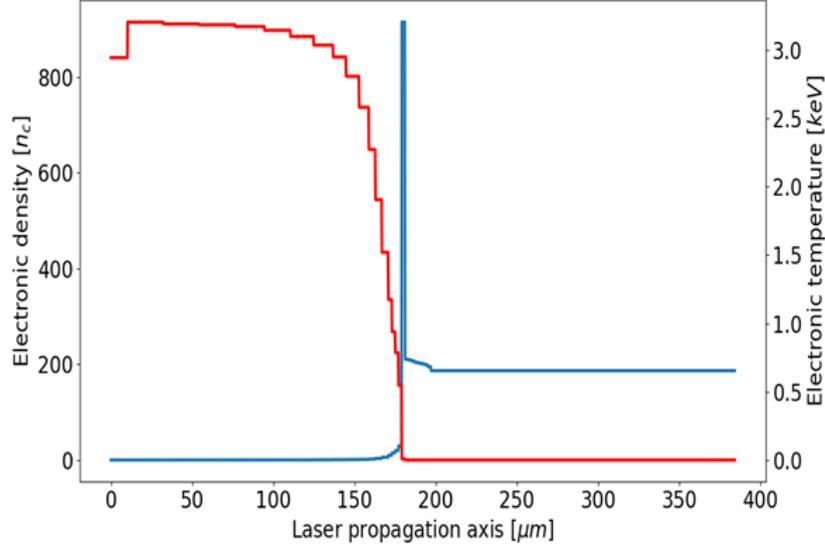


FIGURE 5.16 – Profil en densité électronique (en bleu) et profil en température (en rouge) de la cible de $200 \mu\text{m}$ de BN selon l'axe de propagation de l'impulsion laser qui se propage de la gauche vers la droite.

laser est de $50 \mu\text{m}$ (FWHM), donc la boîte de simulation PIC doit être de $400 \mu\text{m} \times 180 \mu\text{m}$. Si l'on considère les profils en densité et en température du plasma (voir figure 5.16) à modéliser dans la simulation PIC, les coûts numériques explosent à cause des conditions physiques de la partie dense de la cible. La résolution spatiale d'un code PIC doit représenter quelques longueurs de Debye au maximum or cette longueur de Debye dépend de la température de la cible et de sa densité. Pour une cible froide et dense, cette longueur est très faible. Dans la partie dense, la température électronique est d'environ 0.1 eV et la densité atteint $1000 n_c$. La longueur de Debye est donc de :

$$\lambda_D = 0.1 \cdot \sqrt{T_e[\text{keV}]/n_e[n_c]} \cdot c/\omega_0 \simeq 5 \text{ pm} \quad (5.5)$$

Cette longueur de Debye impose une résolution de l'ordre de 25 pm pour la simulation PIC (avec une interpolation d'ordre 4), et ce dans les deux directions de l'espace. Cette simulation PIC 2D, dans ces conditions, nécessiterait une grille de $16 \text{ millions} \times 8 \text{ millions}$ de cellules. De plus, le fait que la cible soit froide et dense nécessite l'activation du bloc des collisions afin de limiter le chauffage numérique et de mieux modéliser la physique de l'interaction. Une telle simulation, sur une durée de plusieurs ps, est impossible à réaliser du point de vue du coût numérique.

Des simulations PIC 1D ont été réalisées afin de simplifier le problème en adoptant des hypothèses validées par la simulation. La principale limitation étant la résolution spatiale de la simulation, afin de pouvoir diminuer le nombre de cellules dans la simulation, il est possible de réduire la taille de la boîte de simulation, réduire la densité maximale de la cible modélisée ou augmenter la température de la cible lors de la simulation. Afin de ne pas changer les phénomènes physiques, nous devons trouver les valeurs limites d'épaisseur de cible, de densité maximale et de température électronique qui ne changent pas significativement les résultats des simulations PIC.

Evaluation de l'énergie maximale des protons accélérés par Hole-Boring

A l'aide des formules (2.49) et (2.50) du chapitre 2 sur le Hole-Boring, on peut évaluer la vitesse du front de Hole-Boring dans le plasma considéré. Le processus de Hole-Boring se

déclenche pour une densité proche de la densité critique relativiste, dans la région du plasma où l'impulsion laser est réfléchiée. L'impulsion laser LFEX présente un potentiel vecteur normalisé $a_0 = 5.8$, ce qui nous permet d'accéder au facteur relativiste $\gamma = 4.2$. L'impulsion laser devrait donc être stoppée par le plasma autour d'une densité proche de $4.2n_c$. Cette valeur intervient dans l'évaluation de la vitesse du front d'onde de Hole-Boring v_{hb} qui dans ces conditions vaut : $v_{hb} = 0.062c$, ce qui correspondrait à une énergie maximale pour les protons de 7 MeV.

Dans les simulations PIC 1D, le laser est stoppé plus tôt dans le plasma. La compétition entre la transparence relativiste induite et le hole-boring est mieux traitée dans le code PIC, d'autant que la présence du long préplasma peut altérer l'impulsion laser. La densité à laquelle le laser est stoppée est de l'ordre de $3n_c$, ce qui correspond à une énergie maximale des protons de 13 MeV.

Effet de l'épaisseur de la partie dense de la cible

Afin de réduire la dimension longitudinale de la simulation (sachant que la dimension transverse est fixée par la taille de la tâche focale du laser et donc non modifiable), il est important de vérifier que l'épaisseur de la partie dense peut être réduite et surtout savoir jusqu'à quelle limite. Pour cela, quatre simulations PIC en géométrie 1D ont été réalisées en considérant la totalité du préplasma suivi de respectivement 10, 100, 200 et 400 μm de cible dense et froide. Les distributions en énergie des protons accélérés par Hole-Boring dans ces 4 simulations sont présentées sur la figure 5.17. Les distributions pour les épaisseurs au-delà de 100 μm de cible dense sont équivalentes, avec une énergie maximale des protons de 15 MeV environ. La diminution de l'épaisseur de la cible jusqu'à 10 μm entraîne une diminution de l'énergie maximale des ions, qui se retrouve divisée par un facteur 2.

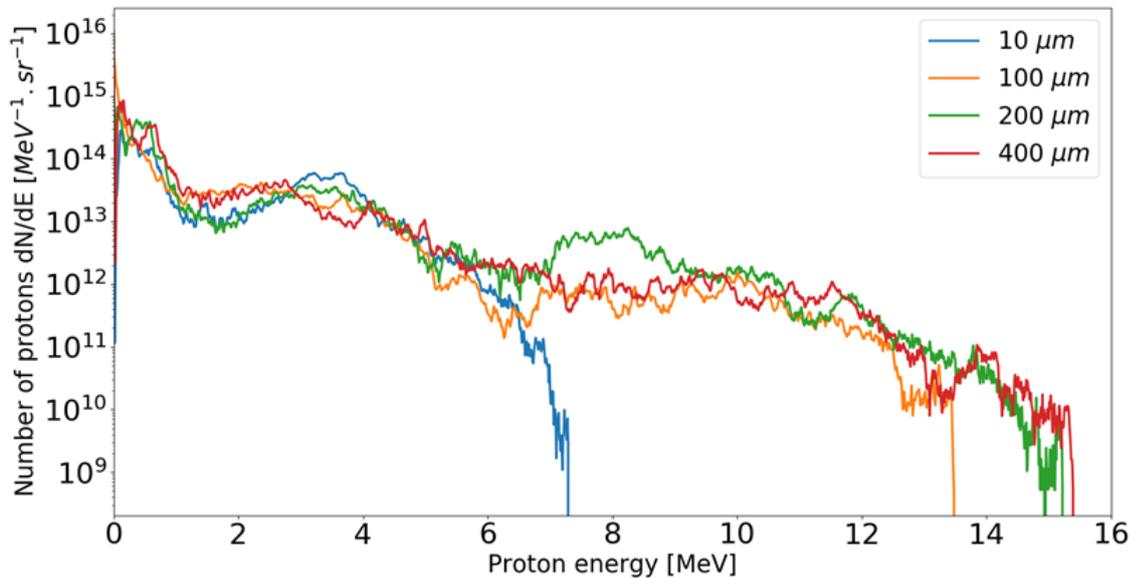


FIGURE 5.17 – Distributions en énergie des protons accélérés par HB au sein de la cible de BN pour différentes épaisseurs de la partie dense : 10 μm (bleu), 100 μm (orange), 200 μm (vert) et 400 μm (rouge). Résultats obtenus via une simulation PIC 1D en utilisant les données hydrodynamiques de la simulation CHIC pour initialiser le plasma à $t=0$.

La première conclusion est que l'épaisseur de la cible peut être réduite de moitié. En fait, si on s'intéresse à la cause de la diminution de l'énergie maximale des protons accélérés, nous pouvons nous rendre compte que l'épaisseur simulée peut encore être réduite en jouant

sur les conditions aux limites pour les particules. La figure 5.18 permet de comprendre la limitation de l'énergie maximale des protons accélérés par Hole-Boring lorsque la cible est plus fine. Si l'on compare les figures 5.18c1 et 5.18c2, on peut remarquer que dans la cible fine, la recirculation des électrons est importante. A 2.2 ps, un fort courant de retour des électrons revient vers le laser, et ces électrons vont venir diminuer l'effet de piston laser du HB. Dans la cible épaisse, la recirculation des électrons est bien moins efficace et la source demeure plus froide. Le mécanisme de HB est donc plus efficace dans une cible épaisse en terme d'énergie maximale des protons accélérés.

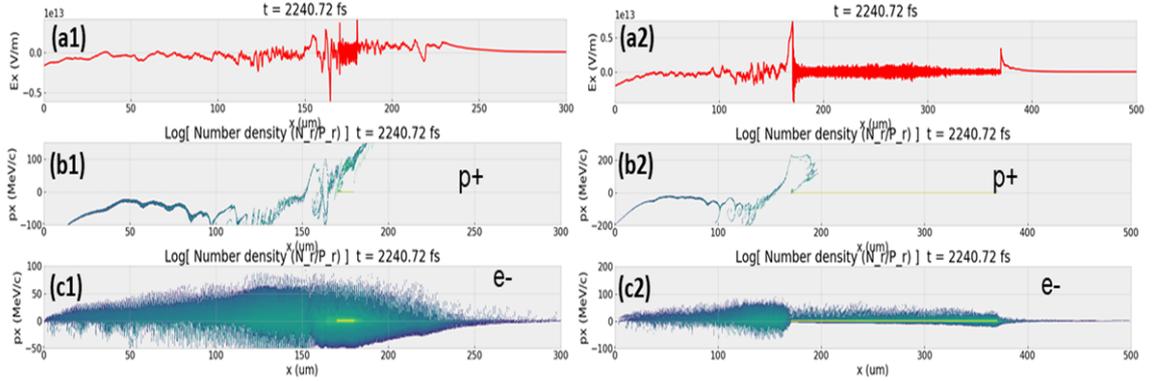


FIGURE 5.18 – A gauche : pour un cible de BN de $10 \mu\text{m}$: (a1) champ électrique longitudinal E_x , (b1) Diagramme des phases $p_x - x$ des protons, (c1) Diagramme des phases $p_x - x$ des électrons. A droite : pour une cible de BN de $200 \mu\text{m}$: (a2) champ électrique longitudinal E_x , (b2) Diagramme des phases $p_x - x$ des protons, (c2) Diagramme des phases $p_x - x$ des électrons.

En tenant compte du fait que la physique de l'accélération par HB est perturbée par la recirculation des électrons, la cible peut être réduite à $100 \mu\text{m}$. En réduisant la cible à une épaisseur de $80 \mu\text{m}$ et en collant cette dernière au bord droit de la boîte de simulation, les résultats ne sont pas changés si l'on applique des conditions absorbantes comme condition sur cette limite. Ainsi, la recirculation est artificiellement bloquée.

Effet de la densité maximale de la partie dense de la cible

La figure 5.16 présente le profil en densité du plasma après l'interaction de la cible de BN avec l'ASE du laser LFEX. Ce profil en densité présente une surdensité après le pré-plasma qui atteint $1000n_c$. Cette fine tranche compressée est suivie de la partie dense de la cible de densité électronique $200n_c$. Une série de 5 simulations PIC 1D ont été réalisées afin de trouver une valeur minimale de densité qui ne change pas les résultats de l'accélération des protons. La densité de la partie dense de la cible varie de 10 à $200n_c$ dans ces simulations.

Les distributions en énergie des protons accélérés correspondantes sont présentées sur la figure 5.19. L'énergie maximale des protons ne varie significativement qu'en dessous d'une densité électronique de $25n_c$. La densité de la partie dense de la cible sera prise égale à $50n_c$ dans la simulation PIC 2D.

Effet de la température dans la partie dense de la cible

La modélisation d'un plasma dense et froid coûte cher numériquement. De la même façon que pour les paramètres physiques étudiés précédemment, nous avons réalisé 3 simulations PIC 1D afin de déterminer un majorant de la température électronique dans la partie dense

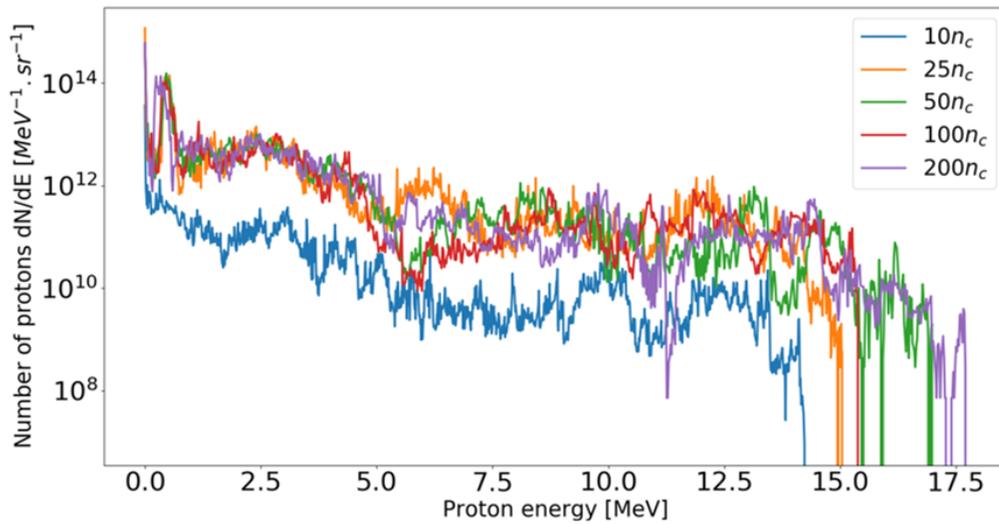


FIGURE 5.19 – Distributions en énergie des protons accélérés par HB au sein de la cible de BN pour différentes densités maximales de la partie dense : $10n_c$ (bleu), $25n_c$ (orange), $50n_c$ (vert), $100n_c$ (rouge) et $200n_c$ (violet). Résultats obtenus via une simulation PIC 1D en utilisant les données hydrodynamiques de la simulation CHIC pour initialiser le plasma à $t=0$.

de la cible, qui ne change pas les résultats de la simulation en terme d'accélération des protons. La température dans la partie dense de la cible varie de 100 eV à 1 keV.

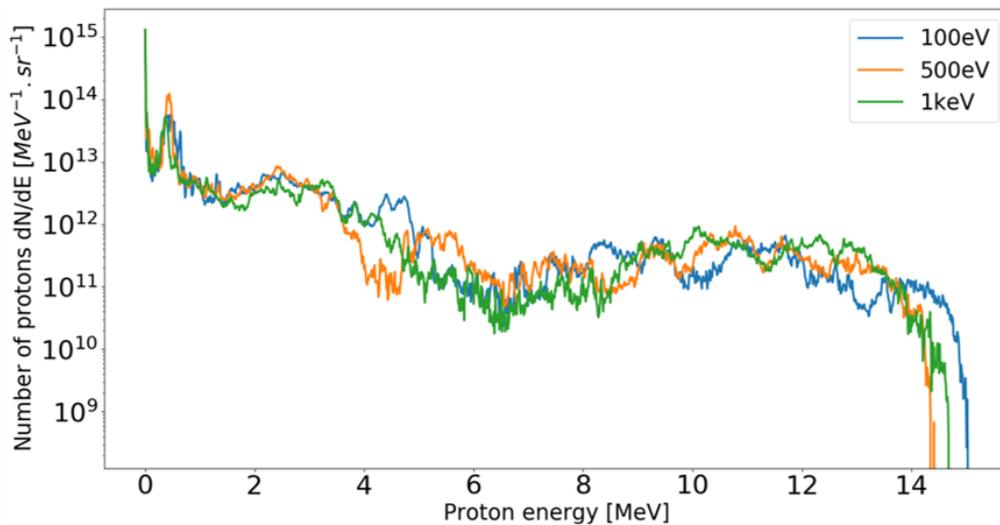


FIGURE 5.20 – Distributions en énergie des protons accélérés par HB au sein de la cible de BN pour différentes températures électroniques dans la partie dense : 100 eV (bleu), 500 eV (orange) et 1 keV (vert). Résultats obtenus via une simulation PIC 1D en utilisant les données hydrodynamiques de la simulation CHIC pour initialiser le plasma à $t=0$.

Les distributions en énergie des protons accélérés correspondantes sont présentées sur la figure 5.20. L'énergie maximale des protons ne varie pas significativement malgré l'augmentation de la température. La température électronique dans la partie dense de la cible sera prise égale à 1 keV dans la simulation PIC 2D.

Effet du taux d'hydrogène piégé dans la cible

Le taux d'hydrogène dans la cible de nitrure de bore est une information que nous n'avons pas réussi à obtenir. Des analyses sont en cours à ce jour afin de déterminer le taux d'hydrogène. Trois simulations PIC 1D ont été réalisées avec des taux d'hydrogène dans la cible variant de 0.5% à 2%. Seule ce paramètre a été modifié entre les trois simulations. Les distributions en énergie des protons accélérés correspondantes sont présentées sur la figure 5.21. L'énergie maximale des protons ne varie pas significativement et l'allure de ces distributions sont proches. Le flux de protons accélérés est quant à lui modifié de façon quasi-linéaire. Lorsque la composition réelle en hydrogène de la cible de BN sera connue, il suffira donc d'appliquer un facteur correctif sur le nombre de protons accélérés.

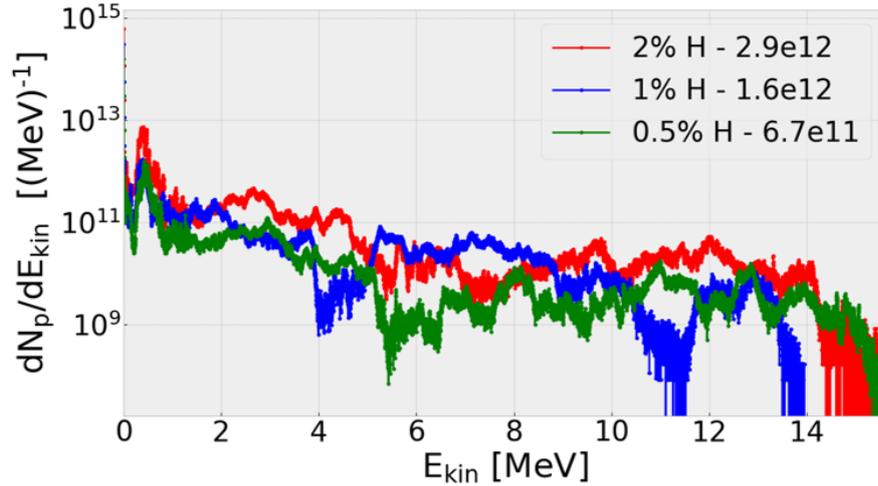


FIGURE 5.21 – Distributions en énergie des protons accélérés par HB au sein de la cible de BN pour différent taux d'atomes d'hydrogène dans la cible : 0.5% (vert), 1.0% (bleue) et 2% (rouge). Résultats obtenus via une simulation PIC 1D en utilisant les données hydrodynamiques de la simulation CHIC pour initialiser le plasma à $t=0$.

Paramètres retenus pour la simulation PIC 2D

Grâce à cette série de simulations PIC 1D, nous pouvons simplifier la simulation PIC 2D sans changer la physique de l'interaction laser-plasma afin d'arriver à une simulation acceptable au niveau du coût numérique. La zone d'interaction importante pour l'accélération d'ions par le mécanisme de Hole-Boring reste la zone avant de la cible. Sachant que le laser ne pourra pénétrer le plasma au-delà de quelques valeurs de n_c , même par transparence induite, la région d'intérêt se trouve dans le préplasma. Dans la zone dense, seuls des phénomènes de transport seront considérés.

Avec les paramètres physiques retenus grâce aux simulations PIC 1D ($T_e = 1keV$, $n_{e_{max}} = 50n_c$ et une épaisseur de la partie dense de $80 \mu m$), la longueur d'onde de Debye est maintenant de 12 nm. La résolution spatiale de la simulation PIC 2D est de $17 nm \times 18 nm$, pour une boîte de simulation de $250 \mu m \times 180 \mu m$. L'ordre d'interpolation est de degré 4. La grille de simulation est donc de 15000×10000 cellules, contenant chacune 50 particules par cellule. Le nombre d'espèces est tout de même important dans cette simulation puisque l'on doit simuler les atomes de bore, d'azote, les protons et les électrons. La simulation est initialisée à $t=0$ avec le plasma défini par la simulation hydrodynamique CHIC réalisée en symétrie 2D-axisymétrique réalisée préalablement. Les distributions de températures électroniques et la densité des protons sont illustrées sur la figure 5.15. La densité ionique dans la partie dense est proche de $50n_c$ pour chaque ion lourd (bore et azote). Le taux d'hydrogène est pris égal à 1% de la composition atomique, soit $1.0n_c$ dans la partie dense de la cible. Les

états de charge de toutes les espèces sont elles aussi initialisées à partir des données issues de la simulation hydrodynamique CHIC. L'état initial du plasma est importé sous la forme d'une matrice de la taille de la grille hydrodynamique. Une interpolation 2D sur la grille du code PIC est nécessaire et rendue possible grâce à une interpolation linéaire des données hydrodynamiques initialisant le plasma : T_e , T_i , n_e , n_i , Z_i^* et les composantes des vitesses ioniques V_i selon les axes x et y .

Les paramètres de l'impulsion laser sont ceux du laser LFEX, comme dans la section précédente. Le bloc des collisions ne sera pas mis en place dans cette simulation. Etant donné que l'interaction laser-plasma a lieu dans une région de faible densité et de haute température, deux simulations PIC 1D ont montré que les collisions ne changent pas les résultats de l'accélération des protons.

Le couplage entre le code PIC et le code MC est la partie la plus délicate dans cette configuration d'irradiation directe de la cible de BN de $200 \mu m$. En effet, l'espace des phases des protons doit être exporté vers le code MC. Cela conduit à des contraintes sur les choix de l'export, aux niveaux temporel et spatial. Le diagnostic TrackParticles de Smilei permet de définir un filtre afin d'exporter les protons remplissant des conditions pré-établies sur leur position ou leur moment. Nous avons donc réalisé deux simulations PIC 2D planes qui diffèrent de par leur durée totale puisque la philosophie du diagnostic est différente selon la simulation :

- dans la première simulation d'une durée de 4 ps, la totalité des protons présentant une énergie supérieure à 30 keV sont exportés, peu importe leur position dans la boîte de simulation. Afin de ne pas perdre les protons les plus énergétiques qui pourraient sortir de la boîte, des conditions périodiques sont appliquées aux limites. L'inconvénient de ce choix est que la position des protons exportés n'a plus de sens pour une part d'entre eux s'ils sont réinjectés dans la boîte depuis la limite opposée.
- la seconde simulation, plus coûteuse en ressources numériques consiste à exporter les protons dès qu'ils traversent une frontière imaginaire. De telles frontières ont été placées après la zone d'interaction mais aussi dans la direction transverse et dans la zone du début du pré-plasma. La simulation doit alors présenter une durée plus longue afin que tous les protons aient le temps d'atteindre et de traverser ces frontières afin de ne rater aucun proton, même de faible énergie, puisque dans le cadre de la réaction de fusion p-B, ces protons engendrent aussi des réactions nucléaires et participent à la production de particules α . La durée de cette simulation est de 15 ps. Seuls les protons présentant un moment longitudinal non nul sont exportés puisque seuls ces derniers ont un intérêt dans la réaction $p\text{-}^{11}\text{B}$ au sein de la partie dense de la cible.

5.3.2 Accélération des protons par Hole-Boring - simulations PIC 2D

Deux simulations PIC 2D planes ont donc été réalisées. La physique décrite n'est pas modifiée entre ces deux dernières. Les paramètres physiques et numériques ne sont pas modifiés, seule la durée de la simulation change. Seule la philosophie adoptée pour les diagnostics change. Les paramètres de ces simulations sont décrits dans la partie précédente.

Le laser LFEX délivre une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda = 1 \mu m$, de durée 1.44 ps (FWHM) présentant un spot de $50 \mu m$ (FWHM) correspondant à une intensité laser de $4.6 \times 10^{19} W/cm^2$. Cette intensité, en polarisation linéaire, correspond à un potentiel vecteur normalisé $a_0 = 5.8$. Le plasma devient donc opaque pour l'impulsion laser au niveau de la densité critique relativiste $\gamma \cdot n_c \simeq 4n_c$. La cible est composée des ions suivants : le Bore-11, l'Azote-14 et les protons.

L'impulsion laser pénètre dans la boîte de simulation à $t=0$. Le long pré-plasma va induire des phénomènes non-linéaires subis par le laser, comme vu dans le cas des jets de gaz. L'impulsion laser se scinde en de multiples filaments dans ce long pré-plasma, comme illustré sur la figure 5.22.

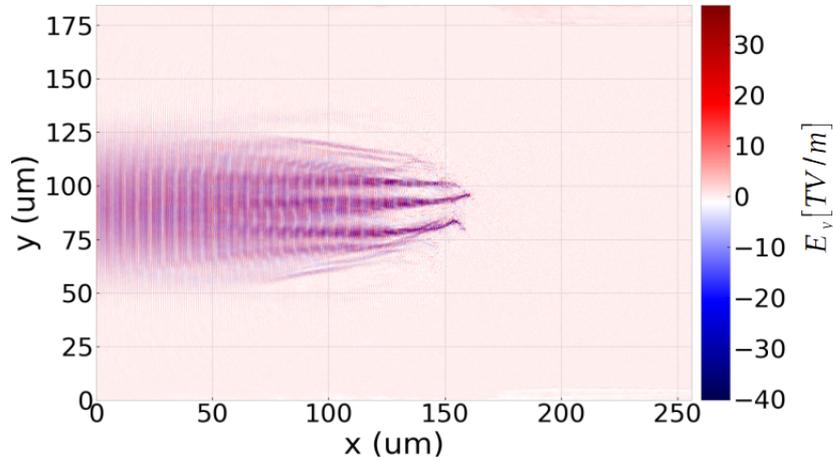


FIGURE 5.22 – Distribution du champ électrique laser E_y dans le plan (x, y) à 1.9 ps. L'impulsion laser filamente dans le long préplasma en face avant de la cible de BN. Simulation PIC 2D plane, le laser se propage de la gauche vers la droite.

L'impulsion laser, comme nous l'avons déjà étudiée dans les ailes d'un jet de gaz, filamente en se propageant dans les régions du plasma de densité de l'ordre de quelques centièmes de la densité critique n_c . Dans cette région, la force pondéromotrice du laser crée un canal et accélère les particules du plasma principalement dans la direction transverse ($\sim 90^\circ$).

L'accélération des ions a lieu dans le préplasma jusqu'à une densité de quelques n_c puisque l'impulsion laser est réfléchi à la position longitudinale $x = 168\mu m$. L'impulsion laser ne pourra pas atteindre la partie dense de la cible. Comme illustré sur la figure 5.23, l'impulsion pénètre dans la boîte de simulation à $t=0$ en $x = 0\mu m$. L'impulsion laser se propage alors dans le préplasma et se divise en multiples filaments à 0.9 ps en $x = 50\mu m$. Entre $x = 50\mu m$ et $x = 168\mu m$, zone atteinte par l'impulsion laser à 1.5 ps, les ions du préplasma sont accélérés par la force pondéromotrice, principalement à 90° jusqu'à des énergies de 25 MeV. Lorsque l'impulsion laser atteint la densité critique relativiste, elle commence à être réfléchi mais la pression de radiation permet l'accélération vers la partie dense de la cible de protons par Hole-Boring. Dans le même temps, le plasma plus dense se détend dans le préplasma. Une accélération des ions de type TNSA en face avant vient concurrencer l'accélération par Hole-Boring, dans des directions opposées. La distribution angulaire des protons accélérés (voir figure 5.24) montre bien la présence de trois populations de protons accélérés par ces trois mécanismes :

- les protons accélérés dans la direction transverse jusqu'à 25 MeV par la force pondéromotrice durant le creusement du canal au sein du préplasma entre $x = 50\mu m$ et $x = 168\mu m$ par l'impulsion laser.
- les protons accélérés par le champ de séparation de charge : lorsque le laser est stoppé et commence à être réfléchi par un plasma surdense, ce plasma se détend dans la direction inverse à celle de propagation du laser. Un mécanisme de type TNSA en face avant accélère alors les protons dans la direction de la source laser jusqu'à des énergies de 35 MeV.

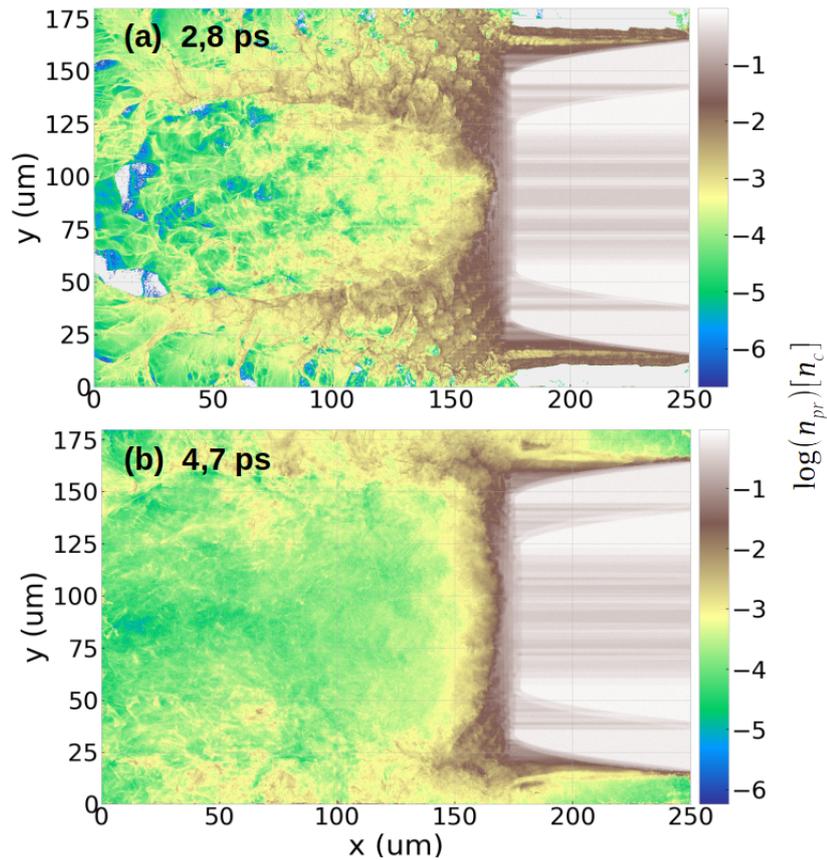


FIGURE 5.23 – Distribution spatiale de la densité de protons à 2.8 ps (a) et 4.7 ps (b). Les protons sont accélérés à l'intérieur de la cible par Hole-Boring, mais aussi dans la direction transverse par la force pondéromotrice du laser. Simulation PIC 2D plane, le laser se propage de la gauche vers la droite.

- Entre 1.5 ps et la fin de l'impulsion laser à 3.6 ps, l'impulsion laser creuse le plasma de $x = 168\mu\text{m}$ à $x = 172\mu\text{m}$. Les protons accélérés par ce mécanisme de Hole-Boring atteignent des énergies maximales de 13 MeV.

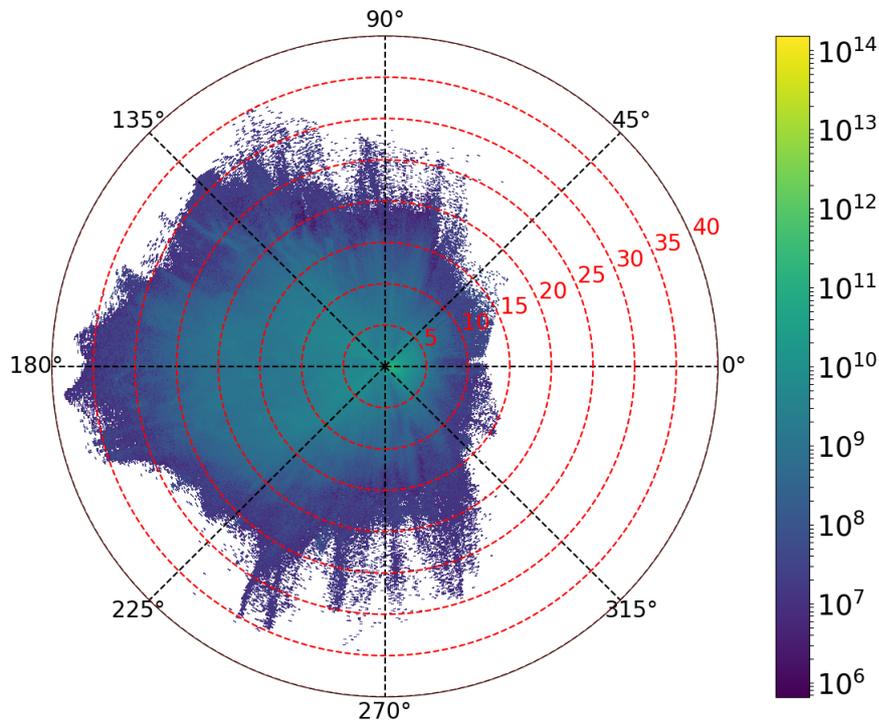


FIGURE 5.24 – Distribution énergétique angulaire des protons accélérés. Cette distribution correspond à la première simulation PIC 2D où tous les protons accélérés dans la boîte de simulation sont exportés à la fin de la simulation dès que leur énergie cinétique vérifie la condition $E_i > 120\text{keV}$.

La position du début du mécanisme de Hole-Boring est difficile à déterminer de façon précise. En effet, la filamentation laser entraîne des points chauds dans la distribution spatiale de l'intensité laser. Comme illustré sur la figure 5.25, on peut voir que deux processus de hole-boring ont lieu à deux positions différentes puisque la filamentation et l'autofocalisation de certains filaments augmente l'intensité laser localement et permet à certains filaments de pénétrer le plasma plus profondément avant d'être réfléchis. Ces filaments, bien que plus intenses, n'accélèrent pas forcément les protons à des énergies plus élevées étant donné que le processus de HB a lieu dans une région plus profonde et donc plus dense (or la vitesse de HB diminue lorsque la densité augmente).

Dans le but de déclencher des réactions entre les protons accélérés et les ions de la cible de BN, seuls les protons présentant un moment longitudinal supérieur à zéro présentent un réel intérêt pour un taux de production de particules α important puisque la densité dans le préplasma ne permet pas des taux de réactions de fusion proton-bore importants. La figure 5.26 présente les distributions en énergie des protons accélérés intégrés en temps (pour la simulation où tous les protons sont exportés à la fin de l'interaction du laser et de la cible) aux angles de détection : $\theta = 0^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. L'énergie de coupure des protons (13 MeV) accélérés par HB à 0° est en accord avec les prévisions théoriques réalisées dans le paragraphe précédent.

Le nombre total de protons accélérés dans la distribution énergétique angulaire présentée

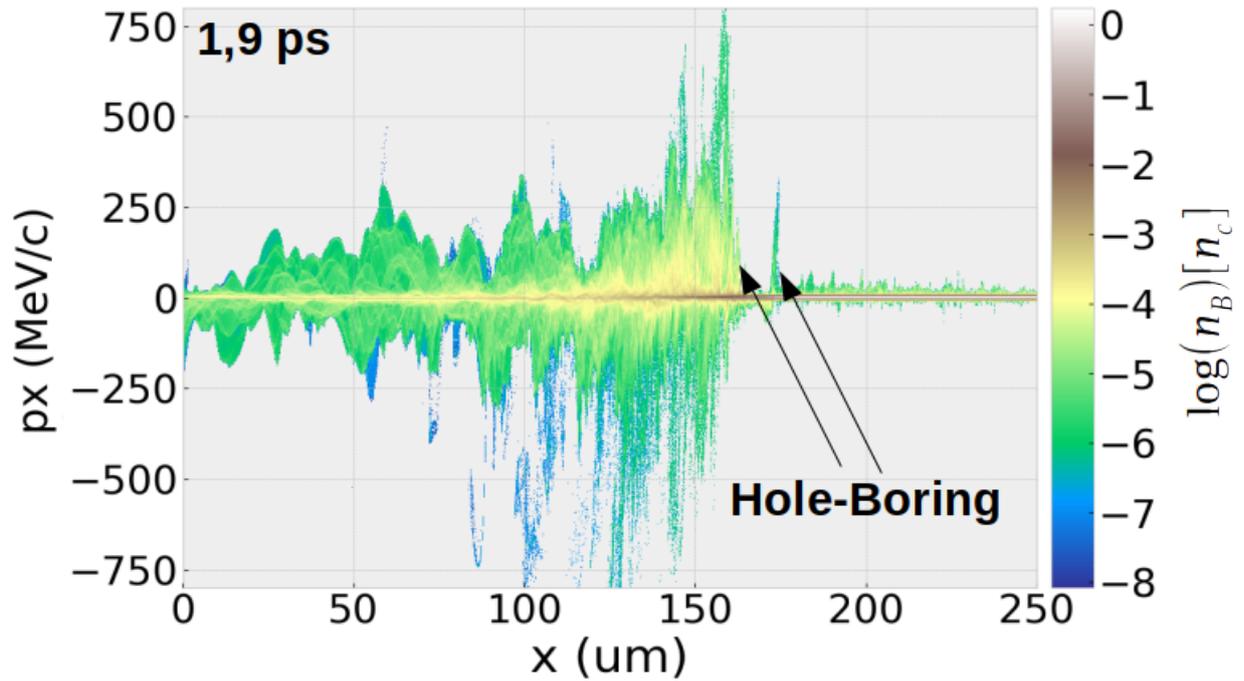


FIGURE 5.25 – Diagramme du moment p_x des ions bore-11 en fonction de la position longitudinale x au temps 1.9 ps. Deux structures typiques du mécanisme de HB sont indiquées par les flèches noires, avec une nette accélération des ions bore dans la direction de propagation du laser.

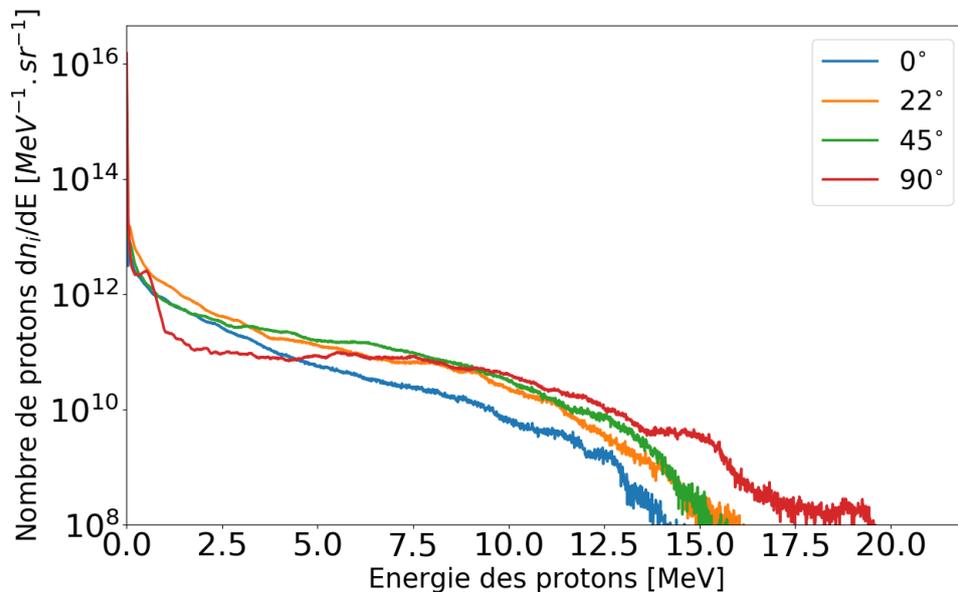


FIGURE 5.26 – Distributions en énergie des protons intégrées en temps aux angles de détection : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. Distribution en énergie obtenue avec la première simulation PIC 2D où l'ensemble des protons est exporté à la fin de l'interaction entre l'impulsion laser et le plasma.

sur la figure 5.24 est de 2.3×10^{15} protons. Dans le cas de la deuxième simulation PIC, les protons sont enregistrés uniquement si leur moment longitudinal p_x est non nul : le nombre de protons respectant ce critère est de 8.1×10^{14} . Dans les deux simulations, les distributions en énergie intégrées en temps aux angles de détection : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$, sont identiques (hormis à très faible énergie, puisqu'en dessous de 30 keV, la première simulation PIC n'exporte aucun proton). La distribution énergétique angulaire de la seconde simulation n'est donc pas présentée.

5.3.3 Production du faisceau d'alphas - simulation FLUKA

La cible de nitrure de bore de $200 \mu m$ doit être modélisée dans le code MC. La présence du pré-plasma en face avant doit aussi être modélisée dans cette simulation. Dans un code MC tel que FLUKA, les cibles sont définies à l'aide de volumes géométriques de densité constante. La simulation, obligatoirement en 3D, nécessite donc de définir ce type de cible à l'aide de parallélépipèdes. La partie dense est donc définie à l'aide d'un unique parallélépipède de densité égale à celle du nitrure de bore solide : $2.1 g/cm^3$. Le pré-plasma, quant à lui, doit être modélisé à l'aide de plusieurs parallélépipèdes accolés de densité croissante, comme illustré sur la figure 5.27.

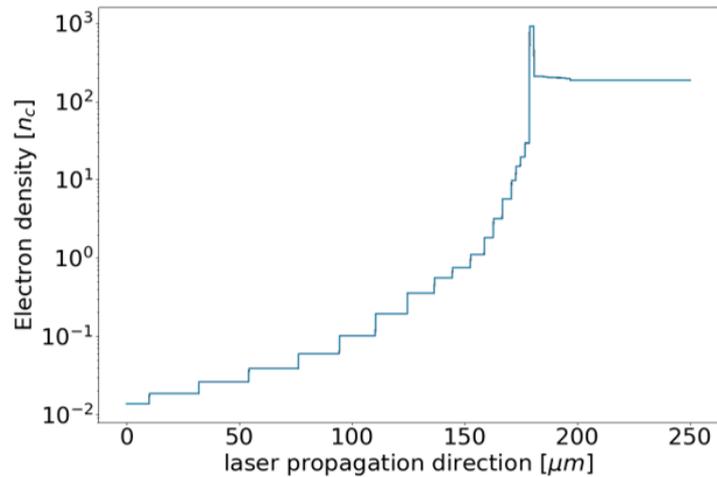


FIGURE 5.27 – Modélisation de la cible de BN de $200 \mu m$ dans la simulation MC FLUKA, avec le pré-plasma de BN sous forme de variations discrètes de densité.

Le transfert des espaces des phases des protons dans le code MC pose aussi question en terme de position. La position à laquelle ils sont injectés est importante puisque la distance d'arrêt des protons peu énergétiques est faible, et celle des particules α créés l'est encore davantage. Le nombre de particules α créés et pouvant sortir de la cible est donc sensible à la position à laquelle les protons sont injectés dans la cible. Cependant, le mécanisme de HB ayant lieu dans le préplasma sur une distance faible, les protons devront être injectés aux alentours de cette position dans le code FLUKA, à une position longitudinale comprise entre $x = 168 \mu m$ et $x = 172 \mu m$.

Deux simulation FLUKA ont été réalisées : l'espace des phases des protons issu de la simulation PIC précédente est injecté au niveau de la cible de BN à deux positions différentes, respectivement en $x = 168 \mu m$ et en $x = 172 \mu m$. L'espace des phases des protons est stocké dans un fichier HDF5 d'une taille de 55 Go. Un traitement intermédiaire de cet espace des phases est nécessaire et est réalisé à l'aide du module p2sat qui permet de réduire la taille de ce fichier à quelques Go, afin de pouvoir être lu par FLUKA : les macro-particules voisines dans l'espace des phases sont transformées en une seule macro-particule avec les

mêmes caractéristiques mais un poids statistique supérieur.

La routine FLUKA `mgdraw.f` a été modifiée afin de définir deux types de diagnostics sur les particules α produites :

- le premier diagnostic permet d'enregistrer l'espace des phases complet de la particule α dès que celle-ci est créée dans la simulation (position, impulsion, poids statistique)
- le second diagnostic enregistre quant à lui l'espace des phases complet de la particule α dès que cette dernière sort de la cible de BN afin de pouvoir comparer nos calculs avec les mesures expérimentales obtenues à l'aide des films CR39.

La figure 5.28a, relative au premier diagnostic qui exporte toutes les particules α dès leur création, montre que 95% des particules α sont créées dans la partie dense de la cible de BN. La figure 5.28b présente la distribution énergétique angulaire des particules α créées : ces dernières atteignent des énergies maximales de 20 MeV et sont émises de façon isotrope. Le nombre total de particules α produites est de 8.9×10^{10} . Étant donné que la distribution angulaire est isotrope, on peut estimer que 7.1×10^9 α /sr sont produits au sein de la cible.

La figure 5.29 présente la distribution énergétique angulaire des particules α parvenant à sortir de la cible de BN, et pouvant donc être détectées par les films CR39.

En face avant de la cible, dans la direction inverse à la propagation du faisceau de protons, les particules α atteignent des énergies maximales de 12 MeV et un flux de 1.3×10^9 α /sr. En face arrière de la cible de BN, 3.7×10^8 α /sr sortent de la cible avec une énergie maximale de 20 MeV.

Dans le cas de la seconde simulation MC lorsque l'espace des phases des protons est injecté plus profondément dans la cible, à la position $x = 172\mu\text{m}$, le flux de particules α sortant de la face avant est diminué d'environ 30 %, celui en face arrière n'est quasiment pas modifié.

Lors de la campagne expérimentale menée sur l'installation LFEX, en configuration d'irradiation directe de la cible de 200 μm de BN, seul le CR39 placé à 80° dans la direction transverse a permis de mesurer les particules α . Ce film CR39 a permis de mesurer un flux de 1.2×10^{10} α /sr et une énergie maximale de 10 MeV. L'énergie maximale des particules α calculée est en bon accord avec celle mesurée. Le flux calculé par FLUKA est 10 fois moins important que celui mesuré dans le film CR39. Le passage du code PIC au code MC impose de faire des choix quant aux conditions sur les protons pour réaliser l'export des espaces des phases, que ce soit en terme d'énergie, temporellement ou spatialement. Cela peut entraîner des erreurs. De plus, le taux d'hydrogène contenu dans la cible de BN est une donnée encore inconnue. Dans la simulation, nous avons considéré un taux d'hydrogène de 1% en proportion atomique. Une autre donnée à prendre en compte est aussi l'ensemble des réactions des ions bore et azote accélérés par HB, qui vont collisionner avec les protons dans la partie dense de la cible et ainsi produire des particules α . La présence de champs électriques intenses n'est pas prise en compte dans la simulation FLUKA, or la présence de ces champs, notamment les phénomènes de gaine électrique, peuvent permettre aux particules α de sortir plus facilement de la cible.

Nous en discuterons de façon plus exhaustive dans la conclusion de ce manuscrit, mais la solution qui est aujourd'hui en train d'être développée est d'implémenter les réactions de fusion p-B dans le code PIC via le module des collisions. Ainsi, la production des particules α sera directement traitée au sein même du code PIC.

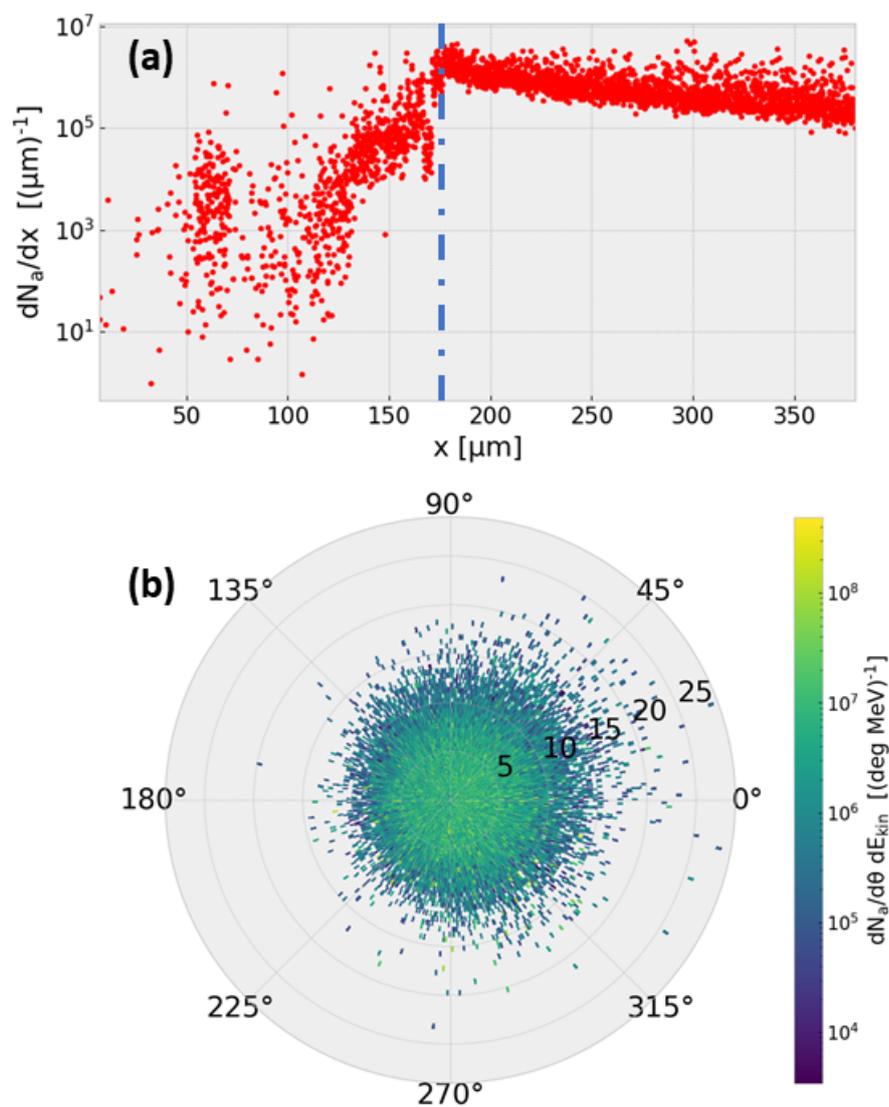


FIGURE 5.28 – (a) Nombre de particules α créées en fonction de la profondeur de la cible de BN. La plupart des réactions produisant des particules α a lieu dans la partie dense de la cible de BN. Le début de la partie dense de la cible est modélisé par la ligne bleue discontinue. (b) Distribution énergétique angulaire des particules α produites au sein de la simulation. Les protons sont injectés dans le préplasma à la position $x = 168 \mu\text{m}$.

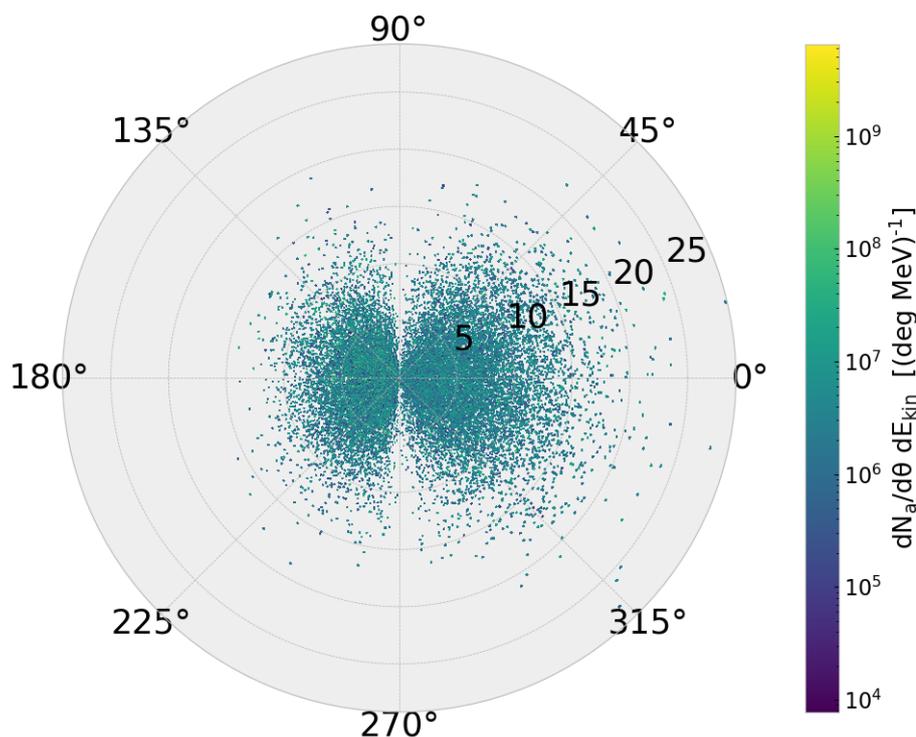


FIGURE 5.29 – Distribution énergétique angulaire des particules α sortant de la cible de BN. Les protons sont injectés dans le préplasma à la position $x = 168\mu\text{m}$.

Références

- [1] I. SPENCER, K. W. D. LEDINGHAM, P. MCKENNA, T. MCCANNY, R. P. SINGHAL, P. S. FOSTER, D. NEELY, A. J. LANGLEY, E. J. DIVALL, C. J. HOOKER, R. J. CLARKE, P. A. NORREYS, E. L. CLARK, K. KRUSHELNICK et J. R. DAVIES. “Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets”. In : *Phys. Rev. E* 67 (4 avr. 2003), p. 046402. DOI : [10.1103/PhysRevE.67.046402](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.67.046402). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.67.046402>.
- [2] A. WEITH, M. A. LAROTONDA, Y. WANG, B. M. LUTHER, D. ALESSI, M. C. MARCONI, J. J. ROCCA et J. DUNN. “Continuous high-repetition-rate operation of collisional soft-x-ray lasers with solid targets”. In : *Opt. Lett.* 31.13 (juil. 2006), p. 1994-1996. DOI : [10.1364/OL.31.001994](https://doi.org/10.1364/OL.31.001994). URL : <http://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-31-13-1994>.
- [3] Marcus Laurence Elwin OLIPHANT et Ernest RUTHERFORD. “Experiments on the transmutation of elements by protons”. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 141.843 (1933), p. 259-281. DOI : [10.1098/rspa.1933.0117](https://doi.org/10.1098/rspa.1933.0117). eprint : <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1933.0117>. URL : <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1933.0117>.
- [4] Daniele MARGARONE, Alessio MORACE, Julien BONVALET, Yuki ABE, Vasiliki KANTARELOU, Didier RAFFESTIN, Lorenzo GIUFFRIDA, Philippe NICOLAI, Marco TOSCA, Antonino PICCIOTTO, Giada PETRINGA, Giuseppe A. P. CIRRONE, Yuji FUKUDA, Yasuhiro KURAMITSU, Hideaki HABARA, Yasunobu ARIKAWA, Shinsuke FUJIOKA, Emmanuel D’HUMIERES, Georg KORN et Dimitri BATANI. “Generation of α -Particle Beams With a Multi-kJ, Peta-Watt Class Laser System”. In : *Frontiers in Physics* 8 (2020),

- p. 343. ISSN : 2296-424X. DOI : [10.3389/fphy.2020.00343](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.00343). URL : <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2020.00343>.
- [5] J. BONVALET, Ph. NICOLAI, D. RAFFESTIN, E. D'HUMIERES, D. BATANI, V. TIKHONCHUK, V. KANTARELOU, L. GIUFFRIDA, M. TOSCA, G. KORN, A. PICCIOTTO, A. MORACE, Y. ABE, Y. ARIKAWA, S. FUJIOKA, Y. FUKUDA, Y. KURAMITSU, H. HABARA et D. MARGARONE. “Energetic α -particle sources produced through proton-boron reactions by high-energy high-intensity laser beams”. In : *Phys. Rev. E* 103 (5 mai 2021), p. 053202. DOI : [10.1103/PhysRevE.103.053202](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.103.053202). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.103.053202>.
- [6] V. S. BELYAEV, A. P. MATAFONOV, V. I. VINOGRADOV, V. P. KRAINOV, V. S. LISITSA, A. S. ROUSSETSKI, G. N. IGNATYEV et V. P. ANDRIANOV. “Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”. In : *Phys. Rev. E* 72 (2 août 2005), p. 026406. DOI : [10.1103/PhysRevE.72.026406](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.026406). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.72.026406>.
- [7] S. KIMURA, A. ANZALONE et A. BONASERA. “Comment on Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”. In : *Phys. Rev. E* 79 (3 mar. 2009), p. 038401. DOI : [10.1103/PhysRevE.79.038401](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.038401). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.79.038401>.
- [8] C. LABAUNE, C. BACCOU, S. DEPIERREUX, C. GOYON, G. LOISEL, V. YAHIA et J. RAFELSKI. “Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma”. In : *Nature Communications* 4 (2013). DOI : [10.1038/ncomms3506](https://doi.org/10.1038/ncomms3506).
- [9] A. PICCIOTTO, D. MARGARONE, A. VELYHAN, P. BELLUTTI, J. KRASA, A. SZYDLOWSKY, G. BERTUCCIO, Y. SHI, A. MANGIONE, J. PROKUPEK, A. MALINOWSKA, E. KROUSKY, J. ULLSCHMIED, L. LASKA, M. KUCHARIK et G. KORN. “Boron-Proton Nuclear-Fusion Enhancement Induced in Boron-Doped Silicon Targets by Low-Contrast Pulsed Laser”. In : *Phys. Rev. X* 4 (3 août 2014), p. 031030. DOI : [10.1103/PhysRevX.4.031030](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.031030). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.4.031030>.
- [10] Lorenzo GIUFFRIDA et al. “High-current stream of energetic α particles from laser-driven proton-boron fusion”. In : *Phys. Rev. E* 101 (1 jan. 2020), p. 013204. DOI : [10.1103/PhysRevE.101.013204](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.101.013204). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.101.013204>.
- [11] R. NUTER, L. GREMILLET, P. COMBIS, M. DROUIN, E. LEFEBVRE, A. FLACCO et V. MALKA. “Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction”. In : *Journal of Applied Physics* 104.10 (2008), p. 103307. DOI : [10.1063/1.3028274](https://doi.org/10.1063/1.3028274). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.3028274>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3028274>.
- [12] *TGCC Joliot Curie web site*. URL : <http://www-hpc.cea.fr/fr/complexes/tgcc-JoliotCurie.htm>.
- [13] *IAEA web site - EXFOR datas*. URL : <https://www-nds.iaea.org/exfor/>.
- [14] *OECD-NEA web site - JANIS software*. URL : <https://www.oecd-nea.org/janisweb/>.
- [15] D MARGARONE, A PICCIOTTO, A VELYHAN, J KRASA, M KUCHARIK, A MANGIONE, A SZYDLOWSKY, A MALINOWSKA, G BERTUCCIO, Y SHI, M CRIVELLARI, J ULLSCHMIED, P BELLUTTI et G KORN. “Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions”. In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 57.1 (nov. 2014), p. 014030. DOI : [10.1088/0741-3335/57/1/014030](https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014030). URL : <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014030>.
- [16] James F. ZIEGLER, M. D. ZIEGLER et J. P. BIRSACK. “SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010)”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 268.11-12 (juin 2010), p. 1818-1823. DOI : [10.1016/j.nimb.2010.02.091](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091).

- [17] A. KRAUSS, H.W. BECKER, H.P. TRAUTVETTER, C. ROLFS et K. BRAND. “Low-energy fusion cross sections of D + D and D + 3He reactions”. In : *Nuclear Physics A* 465.1 (1987), p. 150-172. ISSN : 0375-9474. DOI : [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(87\)90302-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(87)90302-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947487903022>.

Chapitre 6

Accélération d'ions dans une cible gazeuse

Sommaire

6.1	Production d'un faisceau de protons par CSA	149
6.1.1	Choc électrostatique sans collision dans un plasma critique	149
6.1.2	Accélération de protons dans un jet de gaz supersonique	150
	Pertes d'énergie de l'impulsion laser dans les ailes du jet de gaz	151
	Auto-focalisation et filamentation de l'impulsion laser UHI	155
6.1.3	Accélération de protons dans un jet de gaz sculpté optiquement	155
	Principe du sculptage optique d'un jet de gaz	155
	Sculptage optique du gaz en face avant - 1 faisceau laser ns	156
	Création d'un piédestal de très faible densité	160
	Création d'une fine couche de plasma dense - 2 faisceaux laser ns	167
	Optimisation du schéma d'accélération de protons par CSA	169
	Effet de la valeur maximale du pic de densité	169
	Effet de l'épaisseur de la couche de plasma compressé	173
	Effet de la forme de la couche de plasma compressé	175
6.1.4	Comparaison des distributions en énergie des protons accélérés avec sculptage optique	177
	Améliorations à apporter à ce schéma d'accélération	177
6.1.5	Comparaison entre l'étude numérique et les campagnes expérimentales	179
6.2	Production d'un faisceau d'alphas par CSA	181
	Cas d'un jet de gaz d'hélium non sculpté	181
	Cas d'un jet de gaz d'hélium sculpté optiquement	184
	Références	186

Contexte :

Dans le chapitre 4, la campagne expérimentale réalisée sur les installations PHELIX à GSI puis sur PICO2000 au LULI ont mis en évidence l'obtention d'un faisceau de protons accélérés à partir d'un jet de dihydrogène sous haute pression. Par opposition aux énergies de protons calculées numériquement, l'énergie des protons accélérés reste relativement faible (quelques MeV au plus) comme dans les expériences passées. L'objectif de cette étude numérique est d'apporter une explication à cet écart entre mesures expérimentales et calcul numérique des énergies de protons.

Résumé du chapitre :

Dans ce chapitre, des développements théoriques et numériques sont exposés afin d'expliquer les conditions requises pour créer un fort choc électrostatique dans le jet de gaz afin d'accélérer efficacement les ions du gaz. Pour cela, l'impulsion laser doit pouvoir atteindre la zone de densité maximale du jet de gaz sans perdre son intégrité. Or, les ailes d'un jet de gaz sous haute pression présentent des densités assez élevées pour que l'impulsion laser y subisse des phénomènes non-linéaires comme la filamentation ou l'autofocalisation. De plus, un jet de gaz présente une taille bien trop grande pour permettre une propagation efficace du choc. Il a donc été proposé de sculpter le profil du jet de gaz à l'aide d'un ou deux impulsions lasers nanosecondes de part et d'autre de la densité maximale afin de se rapprocher des conditions strictes prévues par la théorie pour lancer un choc efficace dans le plasma.

Le fait de sculpter le jet de gaz à l'aide de deux impulsions lasers ns permettrait de passer d'une énergie de coupure des protons de quelques MeV à plusieurs dizaines de MeV selon nos simulations.

Informations complémentaires :

Les analyses numériques correspondantes à ce chapitre ont donné lieu à deux publications en 2021 : une première publication détaillant l'aspect hydrodynamique du gaz sculpté optiquement par J-R. Marquès *et al.* [1] et un second sur le traitement cinétique de l'accélération des ions dans ce type de gaz par J. Bonvalet *et al.* [2].

6.1 Production d'un faisceau de protons par CSA

6.1.1 Choc électrostatique sans collision dans un plasma critique

L'accélération par choc électrostatique sans collision (Collisionless Shock Acceleration ou CSA en anglais) est basée sur la formation d'un choc électrostatique, typiquement associé à l'excitation d'ondes acoustiques. La formation d'un choc électrostatique sans collision nécessite la création d'une zone de haute pression à l'intérieur d'un plasma de température électronique T_e très supérieure à sa température ionique T_i [3, 4]. Alors que cette région présentant une haute pression (nommée région avale) subit une expansion, elle peut engendrer la création d'une onde de choc dans la région présentant une pression faible (nommée région amont). L'interaction d'une impulsion laser UHI avec un plasma critique permet d'aboutir efficacement à ces conditions de deux façons :

- si le plasma demeure opaque au laser, la pression de radiation engendre un saut de densité dans la région irradiée par le laser. Ce front de raidissement de densité est accéléré comme un piston mobile et crée une discontinuité de pression nécessaire à la formation du choc [4] ;
- si le plasma est transparent pour le laser, les électrons de la partie moins dense du plasma sont chauffés par l'impulsion laser jusqu'à des énergies de l'ordre de plusieurs MeV. Ce plasma chaud se détend dans un plasma plus froid (car moins exposé au laser et donc moins chauffé) et crée le choc recherché.

Un chauffage efficace du plasma est un facteur clé dans le mécanisme CSA. A l'inverse du mécanisme de RPA, afin d'engendrer un choc électrostatique efficace qui se déplace à une vitesse élevée et constante, le laser doit chauffer le plasma en volume, en créant une distribution de température uniforme. Afin d'obtenir un tel profil de température, la cible doit présenter une épaisseur limitée afin de permettre la recirculation des électrons [3]. Cette condition amène à une restriction sur l'épaisseur L_{ep} de la cible de densité proche de la densité critique [4] :

$$L_{ep} < \lambda_0 (m_i/m_e)^{1/2} \quad (6.1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de l'impulsion laser, m_i (m_e) la masse des ions (électrons). Cette condition limite donc l'épaisseur de la cible à environ $50 \mu m$ pour une longueur d'onde de $1 \mu m$.

L'utilisation d'un jet de gaz supersonique permet d'atteindre ces densités proches de la densité critique mais est incompatible avec la condition énoncée ci-dessus sur l'épaisseur maximale de cible de $50 \mu m$ puisque ce type de cible gazeuse présente des dimensions typiques de l'ordre du millimètre.

Une fois créée, l'onde de choc se propage à une vitesse $v_{sh} = M \cdot C_s = M \cdot \sqrt{Z \cdot T_e / m_i}$ où M est le nombre de Mach, C_s la vitesse locale du son, Z le numéro atomique des ions. Ainsi, la vitesse du choc dépend directement de la température électronique du milieu dans lequel il se propage, montrant que pour atteindre une vitesse élevée, le plasma doit être fortement chauffé. L'énergie des ions accélérés par le mécanisme de CSA est donc : $E_i \propto m_i \cdot C_s^2 = Z \cdot T_e$. Par conséquent, afin d'atteindre des énergies ioniques de l'ordre du MeV, la température électronique doit aussi atteindre des valeurs de l'ordre du MeV. La théorie des chocs électrostatiques sans collision basée sur la méthode du pseudo-potential de Sagdeev montre que pour un plasma à l'équilibre thermique, seul un nombre de Mach $M > 1.6$ peut mener à la création d'un choc efficace pour réfléchir les ions [5].

La figure 6.1 résume les étapes indispensables à une accélération efficace des ions par CSA dans un profil en densité optimisé en fonction de la direction de propagation de l'impulsion laser :

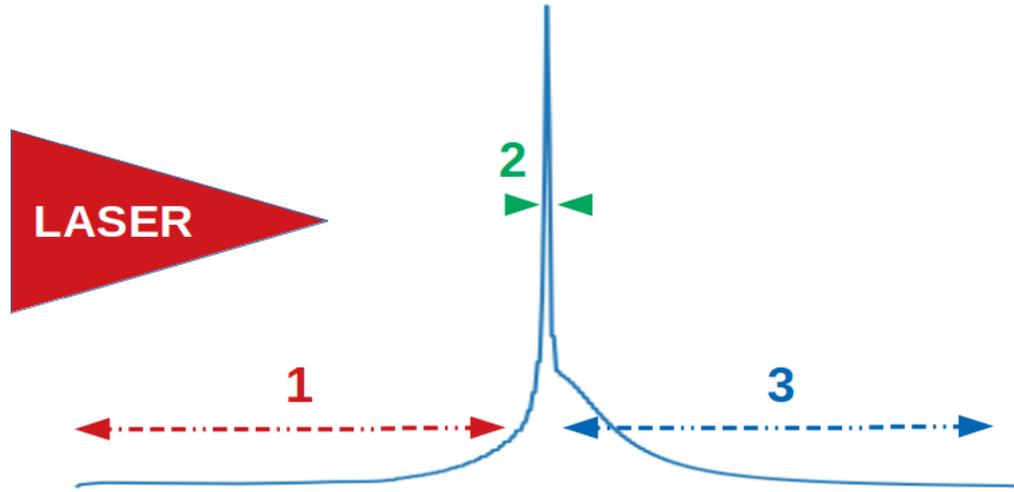


FIGURE 6.1 – Profil en densité du plasma optimisé pour une accélération d'ions par CSA efficace : (1) un piédestal de faible densité afin d'éviter à l'impulsion laser de subir de la filamentation, de l'autofocalisation ou de la diffusion Raman. Ainsi, l'impulsion laser conservera une large partie de son énergie dans cette région. (2) une région étroite de haute densité présentant une densité proche de la densité critique relativiste (γn_c) afin de produire un choc fort. (3) La région amont traversée par le choc doit présenter un profil en densité qui diminue doucement afin d'éviter le TNSA, mécanisme dû à des variations brutales de densités. La région (2) doit présenter une épaisseur de quelques μm seulement.

1. l'impulsion laser doit conserver son intégrité lors de sa propagation dans les ailes du gaz afin de transférer un maximum de son énergie au plasma dans la région centrale de haute densité ;
2. lorsque que l'impulsion laser atteint la région de haute densité, l'absorption de l'énergie laser par le plasma doit être maximale. Afin de créer un fort choc, le pic en densité du plasma doit présenter une densité proche de celle de la densité critique relativiste [4] $n_e \simeq \gamma n_c$, où $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ est le facteur relativiste et a_0 le potentiel vecteur normalisé. L'épaisseur de cette région doit permettre une absorption efficace de l'énergie laser ;
3. la région amont traversée par le choc joue un rôle crucial dans la distribution en énergie finale des ions. La taille d'une couche de plasma étant finie, l'expansion des électrons chauds dans le vide donne naissance à un champ électrostatique non uniforme de "gaine" et introduit un étalement des vitesses ioniques, élargissant ainsi la distribution en énergie des ions, aspect typique du TNSA. Ce champ TNSA peut être contrôlé par le profil en densité de la région amont. Pour un profil en densité exponentiel de longueur de gradient typique L_g , l'amplitude du champ TNSA est constante aux temps courts et donnée par : $E_{TNSA} = T_e/(e \cdot L_g)$ [4]. Elle peut donc être modifiée en choisissant la valeur de L_g . La condition nécessaire à la production d'un faisceau de protons mono-énergétiques peut être écrite comme $L_g \gg 2\lambda_D$ où λ_D est la longueur de Debye, de l'ordre de quelques microns pour une température de l'ordre du MeV dans cette région. La distribution en énergie finale des ions accélérés peut aussi être élargie du fait que le choc ralentit dans le temps dans la région amont où la température n'est pas uniforme.

6.1.2 Accélération de protons dans un jet de gaz supersonique

Afin d'étudier et d'expliquer l'accélération d'ions dans les jets de gaz, la chaîne numérique de codes présentés au chapitre 3 a été utilisée. Le code hydrodynamique utilisé dans ce

chapitre est le code TROLL [6]. Les simulations PIC ont été réalisées en géométrie 2D-plane. La boîte de simulation fait 1 mm de long par 60 μm de large, résolue avec 20000 \times 800 cellules avec 50 particules par cellule. La durée totale de chaque simulation est de 25 ps, échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t=0.06$ fs. Les conditions adoptées aux limites de la boîte de simulation sont des conditions absorbantes, pour les champs comme pour les particules. Le laser pénètre la boîte de simulation du côté gauche et présente un champ électrique dans le plan de simulation. Les paramètres laser correspondent à ceux du laser PICO2000 au LULI, en France [1] : un faisceau gaussien 2D de longueur d'onde $\lambda = 1\mu\text{m}$ avec une enveloppe temporelle de 1.0 ps FWHM et un spot de 10 μm FWHM, focalisé au centre du jet de gaz (au centre de la boîte). La longueur de Rayleigh est de l'ordre du millimètre. L'intensité laser maximale est de $5.0 \times 10^{19} \text{W}/\text{cm}^2$, ce qui correspond à un potentiel vecteur normalisé de $a_0 = 6$. L'impulsion laser atteint le centre du gaz ($x = 500\mu\text{m}$) à 2.5 ps après le début de la simulation. Les caractéristiques physiques des particules sont enregistrées lorsque celles-ci se trouvent à 10 microns des bords de la boîte.

Pertes d'énergie de l'impulsion laser dans les ailes du jet de gaz

Dans la plupart des études numériques passées [4, 7], le profil en densité du plasma est optimisé en terme d'absorption laser et de création du choc grâce à une rampe linéaire de 10 μm en face avant de cible suivi d'une descente exponentielle en face arrière de longueur caractéristique $L_g = 20\mu\text{m}$. Dans ces études, la tâche focale de l'impulsion laser est considérée comme infinie, ce qui permet une conversion de l'énergie laser proche de 50% dans les électrons.

En réalité, les jets de gaz utilisés dans les expériences présentent un profil en densité bien plus large avec des ailes autour de la région de haute densité. La première limitation à l'utilisation d'un tel jet de gaz est la présence de ces ailes ; l'impulsion laser, en se propageant dans celles-ci, subit des phénomènes non-linéaires (auto-focalisation, filamentation, diffusion Raman) qui détruisent l'intégrité du faisceau laser.

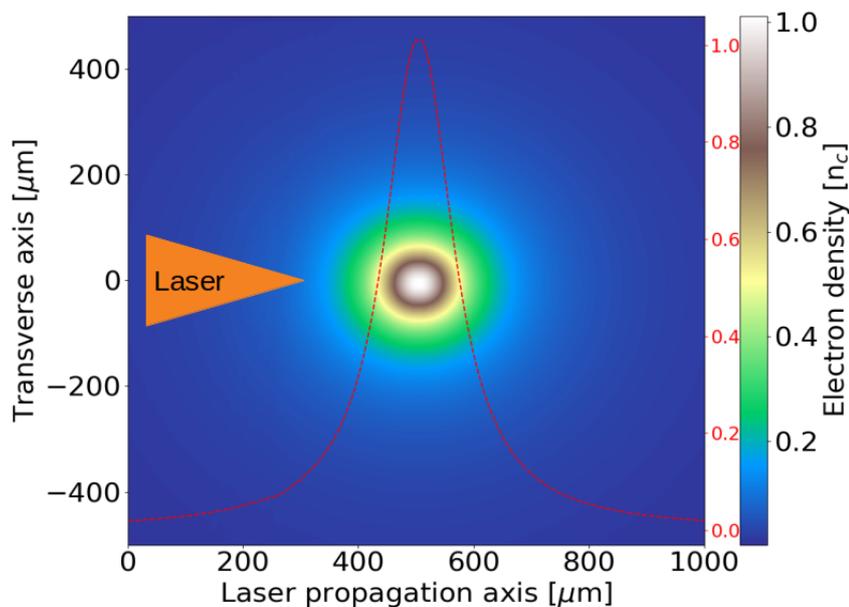


FIGURE 6.2 – Distribution spatiale du profil en densité électronique du jet de gaz dans la direction de propagation de l'impulsion laser. En pointillés rouges : profil en densité électronique dans la direction de propagation du laser. La densité maximale au centre du jet de gaz est de $1.0n_c$.

Le profil en densité du plasma utilisé dans la simulation PIC 2D est présenté sur la figure 6.2. Il correspond à un jet de gaz supersonique de dihydrogène typique, utilisé dans les expériences réalisées par [Puyuelo *et al.*] [8], avec un profil radial Lorentzien $n_{e0}(r) = n_0/(1 + [r/r_0]^2)$, où $r_0 = 70 \mu\text{m}$. La flèche orange représente le sens de propagation de l'impulsion laser picoseconde. L'impulsion laser doit traverser des densités de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ sur plusieurs centaines de microns et peut perdre de l'énergie avant d'atteindre le pic en densité par des phénomènes non-linéaires tels que la filamentation et l'auto-focalisation. Dans les expériences menées par [Puyuelo-Valdes et al.] [8] avec un tel gaz, une accélération isotropique avec un flux de 10^{11} protons/MeV/sr a été mesurée à des énergies basses de 2 à 3 MeV, des structures piquées secondaires ont été observées entre 3 et 5 MeV à des angles de détection de 0, 30, 70 and 90 degrés.

L'excitation de l'instabilité de filamentation détruit le faisceau laser avant que ce dernier ne puisse atteindre le pic de densité du profil. L'accélération d'ions a donc lieu au début de la propagation de l'impulsion laser. Comme illustrée sur la figure 6.3a, l'impulsion laser se scinde en multiple filaments en se propageant dans l'aile entrante du jet de gaz, où la densité varie de $0.01n_c$ à $0.3n_c$. Le champ laser perd son intégrité spatiale durant cette première étape de sa propagation. Les courbes à droite de la figure 6.3a en bleu, orange et vert, représentant respectivement la distribution transverse de l'intensité du faisceau laser en fonction de la profondeur de cible (à $x = 300, 400, 500 \mu\text{m}$) montre que l'intensité laser présente de multiples points chauds. La composante radiale de la force pondéromotrice créée par l'impulsion laser expulse les électrons et les ions de la région centrale, créant ainsi une déplétion de la densité autour de l'axe de propagation de l'impulsion laser avec des filaments entre $x = 200$ and $x = 400 \mu\text{m}$ comme illustré sur la figure 6.3b.

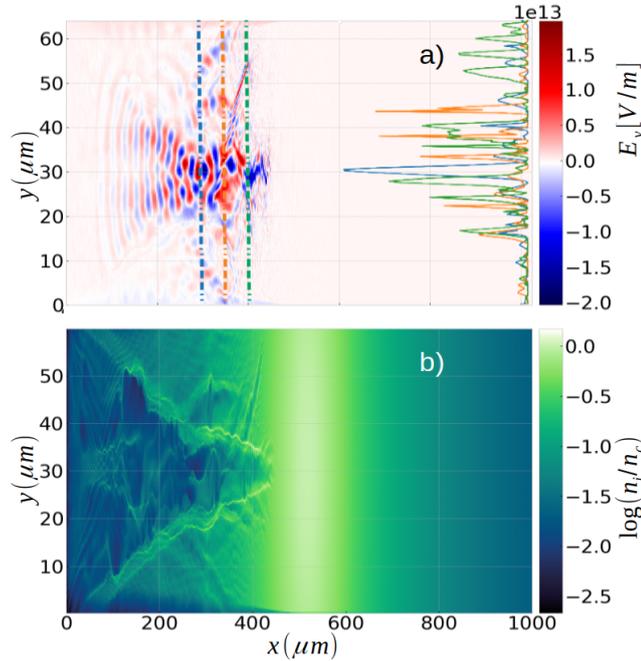


FIGURE 6.3 – (a) Gauche : distribution du champ électrique laser E_y dans le plan (x, y) ; Droite : Lineouts $|E_y|^2$ à différentes profondeurs ($x = 300, 400, 500 \mu\text{m}$, preuve de la perte de l'intégrité du faisceau laser au fur et à mesure de sa propagation dans les ailes du jet de gaz. (b) Distribution spatiale de la densité ionique. Les paramètres laser sont donnés dans le texte et le profil du plasma est présenté sur la figure 6.2, le temps est de 2.4 ps.

L'accélération des protons comporte deux étapes :

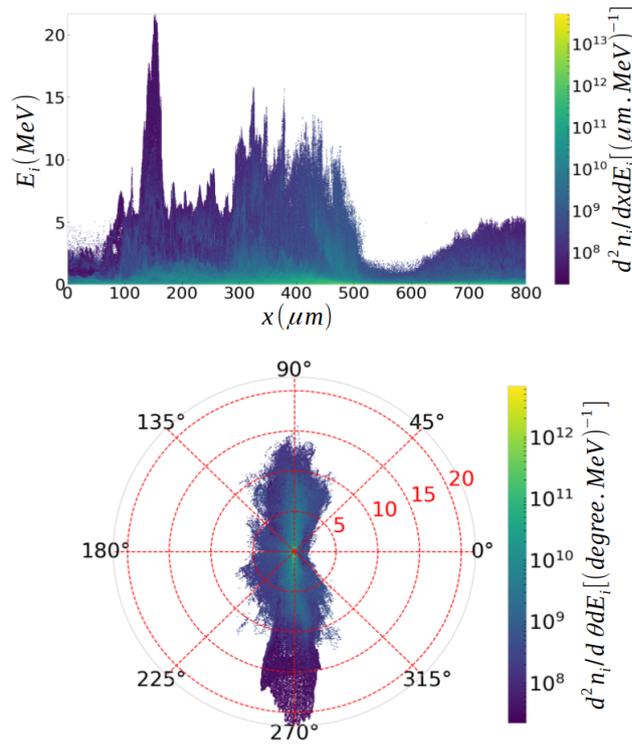


FIGURE 6.4 – (a) Energie des protons E_i en fonction de la position de détection : les protons les plus énergétiques sont produits avant le pic de densité ($x=500 \mu m$) durant la filamentation du faisceau laser ; (b) distribution angulaire des protons accélérés : les protons les plus énergétiques sont émis à 90° durant la filamentation du faisceau laser.

1. La force pondéromotrice, dans le piédestal de faible densité, crée un champ électrique de séparation de charge et conduit à l'accélération des protons jusqu'à des énergies de 20 MeV. La figure 6.4a montre que les protons sont accélérés principalement dans l'intervalle compris entre $x = 0$ and $x = 500 \mu m$ dans l'aile entrante du gaz. Le premier pic présent sur la figure 6.4a à $x = 150 \mu m$, correspond au début de la filamentation après que l'impulsion laser ait subi de l'autofocalisation. La force pondéromotrice au sein des filaments est principalement transverse, ainsi, les protons sont accélérés à des angles proches de 90° (voir Fig. 6.4b) ;
2. Après avoir traversé l'aile entrante du gaz, l'impulsion laser atteint la zone de haute densité située au centre du jet de gaz sous forme de multiple filaments. Un choc électrostatique est alors lancé, réfléchissant les ions dans la direction de propagation de l'impulsion laser. Le choc est créé par une discontinuité de pression due à un raidissement soudain de la densité créé par la pression de radiation de l'impulsion laser. Cependant, l'énergie de ces protons accélérés par le choc ne dépasse pas quelques MeV puisque le laser a perdu une grande partie de son énergie dans l'aile entrante du jet de gaz par filamentation et par défocalisation.

La figure 6.5 présente le diagramme de phase (p_x, x) présentant l'évolution du choc à 6 et 19 ps. Le choc est formé par l'effet de piston de l'impulsion laser. Il se propage entre 12 et 17 ps avec une vitesse de $0.03c$. Il ralentit ensuite dans le temps dans une région de haute densité ($n_e > 0.8n_c$) de température $T_e \approx 50$ keV, après le pic en densité situé en $500 \mu m$. Le nombre de Mach correspondant à ce choc est de $M = 4 > 1.6$, la réflexion des ions est donc possible.

A 6 ps, le front du choc est situé en $x = 500 \mu m$. Les protons localisés dans le jet de gaz après le pic en densité sont ainsi accélérés par un faible champ électrique de séparation

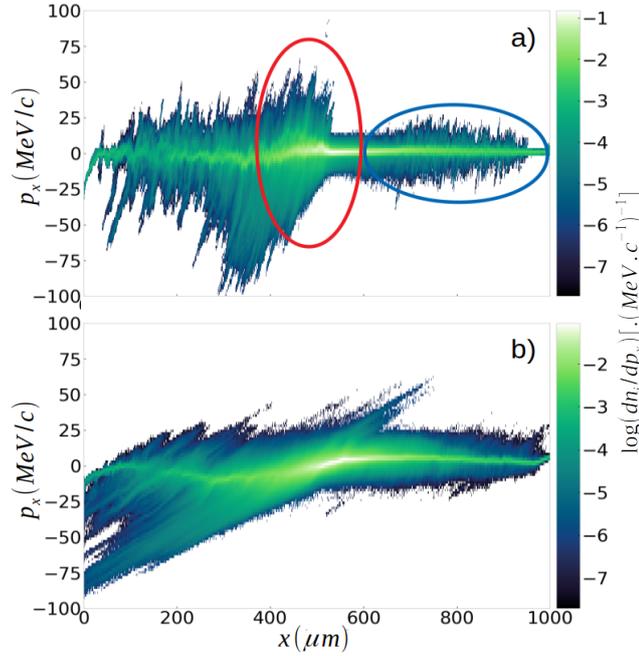


FIGURE 6.5 – Diagramme $p_x - x$ des protons : (a) $t = 6$ ps, juste après la formation du choc ; le cercle rouge correspond aux protons accélérés par CSA et le bleu aux protons accélérés par chauffage ; (b) $t = 19$ ps pendant la propagation du choc. Le laser ($a_0 = 6$, durée de 1 ps FWHM) se propage de la gauche vers la droite irradie un jet de gaz de profil lorentzien de densité maximale égale à la densité critique.

de charge dans les deux directions, comme illustré sur la figure 6.5. A 12 ps, le faible choc se propage dans la direction de propagation de l'impulsion laser, réfléchissant les protons de la région amont à deux fois la vitesse du choc. Après 19 ps, la symétrie entre les moments positifs et négatifs des protons de la région amont est brisée : les protons sont poussés par le choc dans la direction de propagation du laser. On peut observer deux composantes distinctes dans le diagramme $p_x(x)$ des protons : l'accélération par choc ou CSA (cercle rouge) et le chauffage (cercle bleu), comme illustré sur la figure 6.5. Ces deux composantes se retrouvent dans la distribution en énergie finale des protons présentée sur la figure 6.6a. Cette distribution en énergie des protons, intégrée en temps, dans la direction de propagation du laser présente une structure piquée autour de 1.5 MeV, énergie qui correspond à des protons présentant une vitesse égale à deux fois celle du choc. L'accélération par CSA est donc confirmée alors que la partie du spectre correspondant aux faibles énergies correspond à l'accélération peu efficace des protons dans la région amont par un faible champ de séparation de charge. Le nombre de protons accélérés par CSA dans la direction de propagation du laser est de 2.3×10^8 (l'espace des phases des protons est converti dans une géométrie 3D en considérant une symétrie cylindrique autour de l'axe x sur une direction transverse de la taille de la tâche focale de l'impulsion laser) avec des énergies comprises entre 0.8 and 1.8 MeV. Cet élargissement du pic en énergie autour de 1.5 MeV est dû au ralentissement du choc dans la région amont. Ces observations numériques sont en bon accord avec les mesures expérimentales obtenues durant la campagne expérimentale[8].

Le principal problème qui empêche une accélération efficace des ions dans un jet de gaz supersonique est donc la détérioration du faisceau laser en multiples filaments avant qu'il n'atteigne la région de haute densité où le choc peut être formé. Les observations expérimentales de protons accélérés à des énergies faibles dans la direction de propagation du laser s'expliquent par la filamentation de l'impulsion laser dans les ailes du gaz. D'ailleurs, à des énergies lasers plus faibles (au niveau de quelques Joules), l'impulsion laser est complètement

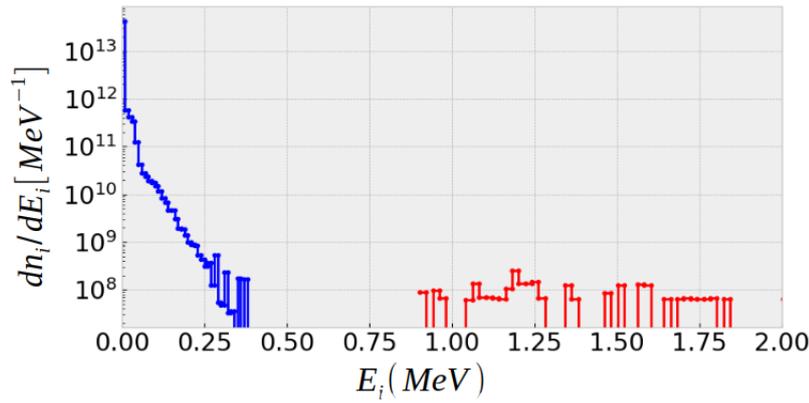


FIGURE 6.6 – Distribution en énergie intégrée en temps des protons accélérés dans la direction de propagation du laser dans un angle de $\pm 0.2^\circ$. La partie bleue correspond au chauffage des protons et la partie rouge à l'accélération par CSA.

absorbée et disparaît dans les ailes du gaz [9].

Auto-focalisation et filamentation de l'impulsion laser UHI

La composante radiale de la force pondéromotrice, issue de la taille transverse finie du faisceau laser, expulse les électrons vers l'extérieur de la région centrale, y créant une déplétion de densité. La diminution de la densité conduit à une augmentation locale de l'indice de réfraction qui entraîne un effet focalisant pour l'impulsion laser : cet effet est appelé "auto-focalisation". La position dans le plasma à laquelle cet effet débute peut être estimée avec la formule proposée par Marburger [10] pour l'effet Kerr en optique non linéaire :

$$x_f = \frac{0.367z_R}{\sqrt{(\sqrt{\frac{P_{las}}{P_{cr}}} - 0.852)^2 - 0.0219}} \quad (6.2)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh, P_{las} est la puissance du faisceau laser et P_{cr} est la puissance critique pour l'auto-focalisation. La puissance critique pour l'auto-focalisation relativiste s'écrit [11] :

$$P_{cr}[GW] \simeq 17 \frac{n_c}{n_e} \quad (6.3)$$

Nous assumons d'utiliser ici la formule de la puissance critique pour l'auto-focalisation relativiste dans la formule de Margurger, pourtant liée à un effet non relativiste. Cela permet tout de même d'évaluer la position à laquelle ce phénomène débute dans le plasma. Cette hypothèse a été validée à l'aide de simulations PIC 2D planes modélisant la propagation de l'impulsion laser considérée dans différents plasmas de densité constante. Pour une puissance laser $P_{las} \simeq 40$ TW et une longueur de Rayleigh $z_R \simeq 1$ mm, le tableau 6.7 résume la distance d'auto-focalisation en fonction de la densité du plasma n_e/n_c . Pour des densités de plasma supérieures à $0.01n_c$, cette distance est plus courte que la taille des ailes du jet de gaz. Ainsi, le faisceau laser est fortement perturbé durant sa propagation avant d'atteindre la partie centrale du jet de gaz où le choc peut se former. Afin d'éviter (autant que possible) aux phénomènes non-linéaires de détruire l'impulsion laser, la densité des ailes du jet de gaz doit être réduite au moins d'un facteur 10 afin d'atteindre une densité de $0.001n_c$.

6.1.3 Accélération de protons dans un jet de gaz sculpté optiquement

Principe du sculptage optique d'un jet de gaz

Le principe de sculpter optiquement un jet de gaz (ou optical shaping/tailoring en anglais) de chaque côté du jet a été proposé par [Marquès *et al.*] [1] et est illustré sur la figure 6.8.

Ratio de densités n_e/n_c	Distance d'auto-focalisation x_f
1	10 μm
0.1	25 μm
0.01	100 μm
0.001	500 μm

FIGURE 6.7 – Distance d'auto-focalisation d'un faisceau laser de puissance 40 TW et de longueur de Rayleigh de l'ordre de 1 mm dans un plasma de densité homogène n_e normalisée à la densité critique n_c .

Une impulsion laser picoseconde se propage le long de l'axe x . L'axe du jet de gaz est localisé en $(x = 0, y = 0)$ avec un flot selon l'axe z . Un ou deux faisceau(x) laser(s) nanoseconde(s) se propage(nt) selon l'axe y , dans le plan (x, y) à une distance b de l'axe du jet de gaz (typiquement $b \simeq 200\text{-}300 \mu m$) dans les ailes du jet de gaz. Chaque impulsion laser nanoseconde entraîne la formation d'une onde de choc hydrodynamique (de type Blast Wave BW) qui pousse le plasma vers le centre du jet de gaz ($x = 0$), augmentant ainsi sa densité et générant une tranche de plasma dense au milieu du jet de gaz, là où les deux BW vont collisionner. Leur collision permet d'augmenter la densité d'un facteur 10 de façon très localisée, donnant ainsi naissance à une fine couche de plasma très dense (de quelques microns) qui présente une durée de vie de quelques centaines de picosecondes. Le profil en densité du plasma peut ainsi être modifié en face avant et en face arrière de façon indépendante en ajustant les paramètres de chacune des impulsions lasers ns (distance de propagation à l'axe du jet de gaz b , taille de la tâche focale, énergie et délais d'arrivée).

Les simulations hydrodynamiques ont été réalisées en utilisant le code hydrodynamique radiatif TROLL [6], de type Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) à maillage 2D et 3D. Puisque de nombreuses simulations ont été nécessaires afin d'explorer les paramètres d'espace (énergie et position des faisceaux lasers, densité du jet de gaz) et en considérant la longueur caractéristique de la densité selon l'axe du jet de gaz (axe z) bien plus longue que son rayon, les simulations ont été réalisées en géométrie 2D. La boîte de simulation est de 1 mm \times 1 mm. La colonne de gaz est au centre de la boîte ($x = 0, y = 0$) et correspond à un jet de gaz supersonique utilisé dans une expérience passée [8] (voir Fig. 6.2). L'hydrogène est décrit comme un gaz idéal complètement ionisé. Cependant, pour éviter une expansion initiale du gaz, la température initiale est fixée à 300 K. Chaque faisceau nanoseconde se propage selon l'axe y à une distance $\pm \Delta b$ du centre du jet de gaz, et est focalisé en $y = 0$ sur une tâche focale de 15 μm (FWHM), et présente une longueur d'onde de 1 μm et un profil temporel gaussien de FWHM = 0.4 ns, avec un maximum à $t = 0.7$ ns.

Les paramètres du plasma obtenus à l'issue de ces simulations hydrodynamiques 2D (n_e, T_e, T_i, V_x, V_y les vitesses des protons acquises après le passage des impulsions lasers ns en fonction de x et y) servent à initialiser le plasma dans les simulations PIC 2D-planes. Les paramètres de l'impulsion laser principale picoseconde sont les mêmes que ceux utilisés dans la section précédente pour le jet de gaz non sculpté. Lorsqu'un électron ou un proton traverse le diagnostic Smilei TrackParticles placé à 10 μm de chaque limite de la boîte de simulation, son espace des phases est enregistré et exporté (position x, y, z , moment p_x, p_y, p_z , temps t , poids).

Sculptage optique du gaz en face avant - 1 faisceau laser ns

Pour éviter l'auto-focalisation et la filamentation de l'impulsion laser picoseconde, la densité doit être réduite dans l'aile avant du gaz. Pour se faire, nous sculptons la face avant du jet de gaz en l'irradiant avec un faisceau laser de 25 J, focalisé sur une tâche focale de 15

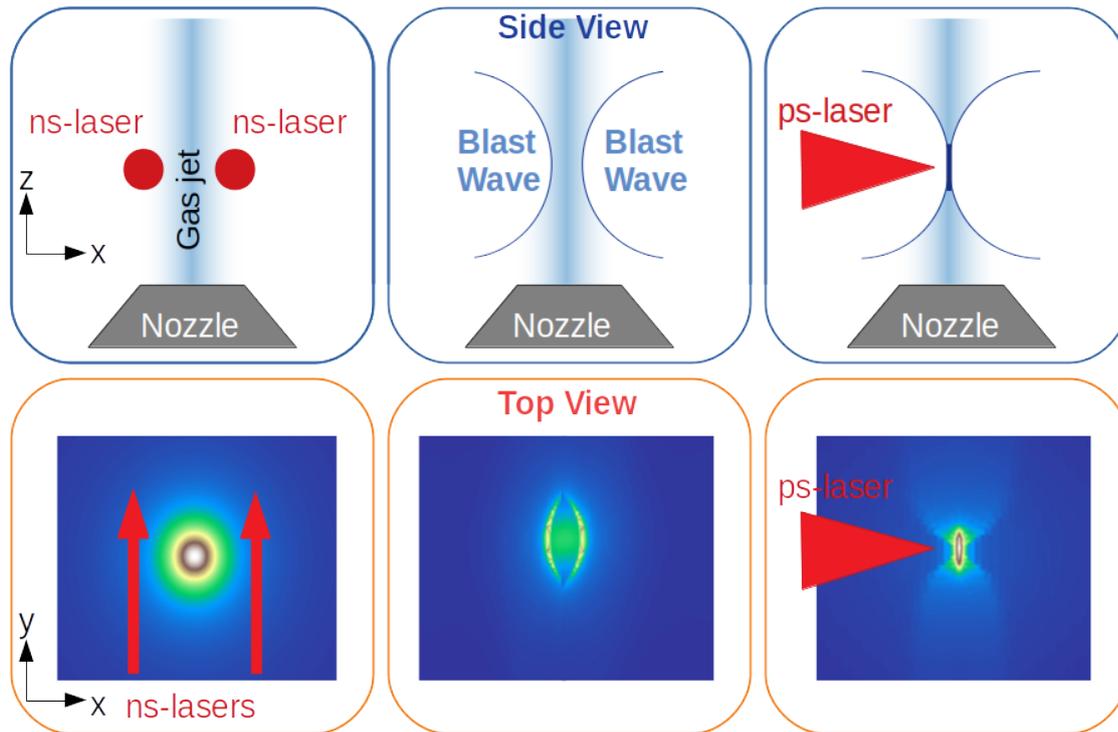


FIGURE 6.8 – Principe du sculptage optique d'un plasma. (ligne du haut) : vue de côté (selon l'axe y) du jet de gaz sortant de la buse selon l'axe z . Les deux faisceaux lasers nanosecondes se propagent parallèlement à l'axe y , de chaque côté du jet de gaz. Leur absorption dans le plasma crée deux Blast Waves qui collisionnent au centre du gaz et produisent ainsi une couche de plasma très dense et fine, de gradient très raide. La ligne du bas correspond aux densités électroniques du jet de gaz obtenue par les simulations hydrodynamiques TROLL [6].

μm , de longueur d'onde $1 \mu\text{m}$ et un profil temporel gaussien de 0.4 ns FWHM. Ce faisceau laser nanoseconde est focalisé à $250 \mu\text{m}$ du centre du jet de gaz. Une série de 4 simulations PIC ont été réalisées pour modéliser l'interaction de l'impulsion laser ps avec le plasma pré-formé par le faisceau laser nanoseconde sculptant. Ces 4 simulations varient par le délai temporel appliqué entre l'impulsion laser "sculptante", et l'impulsion laser génératrice de choc électrostatique. Les profils en densité utilisés, correspondant à des délais compris entre 0.1 et 1.2 ns sont présentés sur la figure 6.9. A 0.1 ns , le profil en densité correspond à celui utilisé dans la section précédente et présenté sur la figure 6.2 avec une densité maximale au centre du jet de gaz de $1.0n_c$.

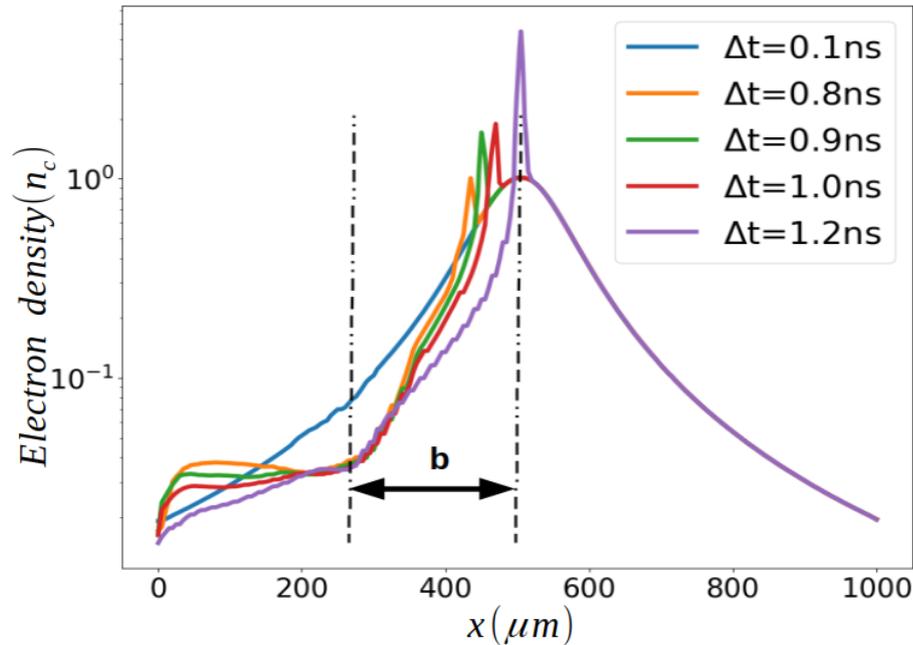


FIGURE 6.9 – Evolution temporelle du profil en densité du plasma selon l'axe de propagation du laser principal picoseconde, se propageant de la gauche vers la droite, entre 0.1 et 1.2 ns après le début de l'absorption du faisceau laser ns sculptant la face avant du jet de gaz. Dans ce cas, la position de focalisation du faisceau ns est fixée à $250 \mu\text{m}$ du centre du jet de gaz. La densité maximale au centre du gaz varie de $1.0n_c$ à 0.1 ns à $5.3n_c$ à 1.2 ns .

Le dépôt d'énergie du faisceau laser nanoseconde induit deux BW se propageant dans des directions opposées et une déplétion locale de la densité, comme illustré sur la figure 6.9, au niveau de la position $x = 250 \mu\text{m}$ où le faisceau laser ns a été absorbé. La BW qui se propage vers le centre du jet de gaz augmente sa densité de $1.0n_c$ à $5.3n_c$ au centre du gaz. Cependant, la déplétion en densité engendrée dans l'aile du gaz n'est pas assez importante pour réduire les phénomènes non-linéaires subis par l'impulsion laser ps. En effet, la densité n'est diminuée que d'un facteur deux (à une distance de $250 \mu\text{m}$ du centre du jet de gaz) et non du facteur 10 comme requis. Ainsi, la densité reste trop élevée pour permettre à l'impulsion laser ps de garder son intégrité. En comparaison avec le cas sans sculptage, la distance d'auto-focalisation est plus longue (la filamentation débute environ $80 \mu\text{m}$ plus loin dans l'aile du jet de gaz) mais l'accélération des protons n'est pas améliorée dans la direction de propagation du laser.

Les distributions en énergie des protons accélérés dans la direction de propagation du laser ps obtenues dans ces simulations sont présentées sur la figure 6.10. L'utilisation d'un jet de gaz de densité initiale critique n_c sculpté par un faisceau laser ns en face avant augmente le nombre de protons accélérés au delà d'un MeV d'un facteur proche de 8 (voir tableau.

6.11) au maximum de compression après un délai de 1.2 ns. Ceci peut s'expliquer par le fait que le choc est créé plus tôt dans la rampe montante de densité et donne un plus grand nombre de protons accélérés par le choc dans la région amont. En effet, en fonction du délai entre l'arrivée du faisceau principal ps et celui du faisceau sculptant ns, le choc traverse des régions de plus forte densité pour les délais plus longs. L'énergie de coupure des protons accélérés est un peu plus faible avec le gaz sculpté car la température dans la région amont (là où le choc se propage et réfléchit les ions) est plus faible ; la densité maximale étant plus élevée, le laser pénètre moins le gaz et les électrons sont moins chauffés, ce qui conduit à un choc plus lent.

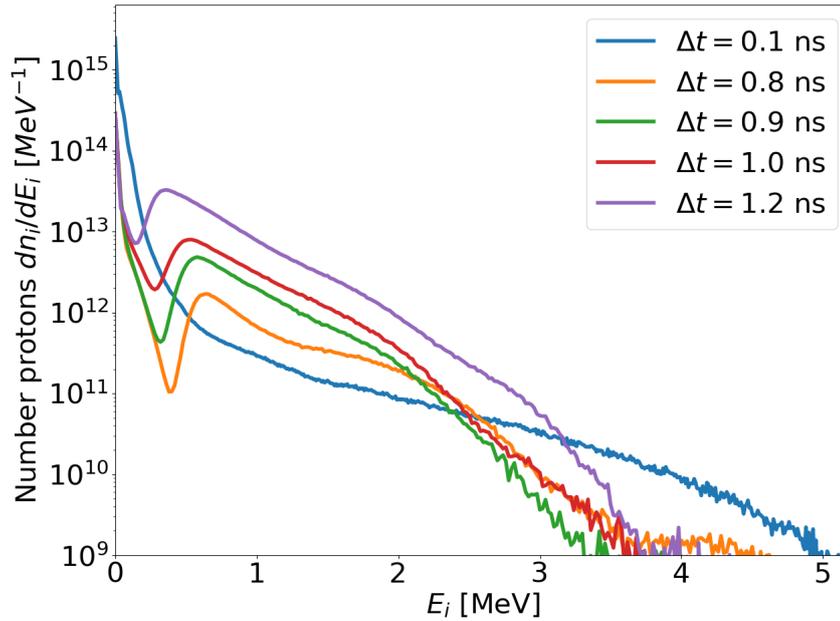


FIGURE 6.10 – Distributions en énergie des protons accélérés dans la direction de propagation de l'impulsion laser ps en fonction du délai entre le déclenchement des faisceaux lasers ns et ps, correspondant à l'obtention des profils en densité présentés sur la figure 6.9.

Délai entre faisceaux [ns]	$n_{e,max}/n_c$	Protons $E_i > 1MeV$	$E_{p_{max}}$
0.1	1.00	2.4×10^{13}	5.0 MeV
0.8	1.02	2.8×10^{13}	4.5 MeV
0.9	1.71	4.5×10^{13}	3.5 MeV
1.0	1.90	7.2×10^{13}	3.8 MeV
1.2	5.30	1.8×10^{14}	3.7 MeV

FIGURE 6.11 – Nombres et énergies de coupure de protons accélérés dans la direction de propagation du laser ps en fonction du délai entre le déclenchement des faisceaux lasers ns et ps.

L'accélération des protons peut donc encore être améliorée : afin de supprimer complètement la filamentation de l'impulsion laser ps et permettre une accélération efficace des protons du gaz, la densité dans les ailes du jet de gaz doit être diminuée à un niveau de $0.001n_c$ comme estimée dans la section précédente. Le sculptage optique du jet de gaz permet d'augmenter localement et au centre du gaz la densité. La pression du jet de gaz initial, avant sculptage est donc réduite d'un facteur 10 afin d'atteindre des densités très faibles dans les ailes du gaz.

Création d'un piédestal de très faible densité

Une autre série de simulations PIC 2D ont été réalisées, en utilisant le même jet de gaz mais avec une densité initiale de $0.10 n_c$, une simulation sans aucun sculptage optique, une avec le profil hydrodynamique obtenu après le sculptage par un faisceau laser ns en face avant et une dernière avec ce même faisceau sculptant mais en partant d'un jet de gaz présentant une densité maximale initiale de $0.20 n_c$. Comme présenté sur la figure 6.12, la densité électronique du pic dans ces simulations sont respectivement, de $0.10 n_c$, et après collision de la BW, $0.41 n_c$ et $1.08 n_c$.

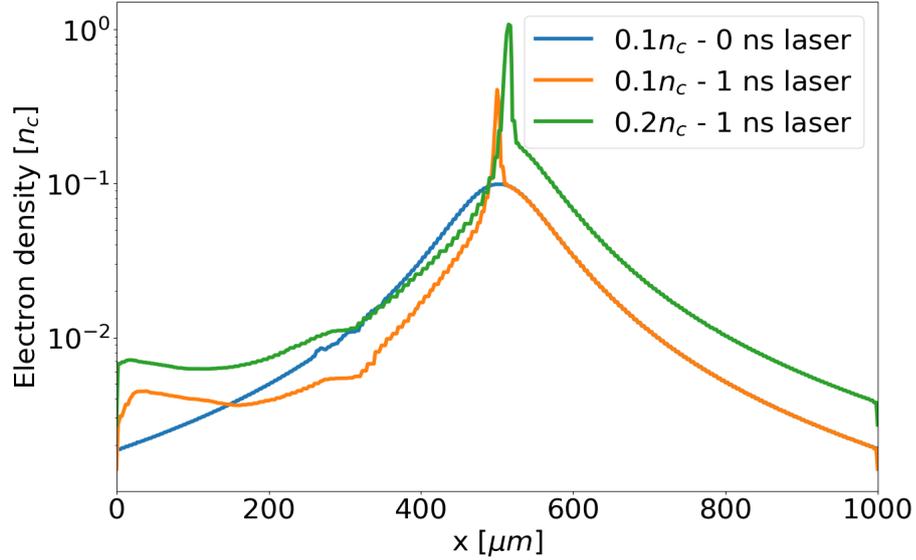


FIGURE 6.12 – Profils en densité du jet de gaz avec une densité initiale de $0.10 n_c$ (courbe orange) et de $0.20 n_c$ (courbe verte) avec sculptage optique en face avant avec un faisceau laser ns et sans sculptage (courbe bleue). L'impulsion laser picoseconde se propage de la gauche vers la droite.

Cas sans sculptage optique - Densité maximale initiale à $0.10 n_c$

La filamentation laser est supprimée et l'intégrité du faisceau laser picoseconde est conservée durant sa propagation dans le long piédestal de faible densité, comme illustré sur la figure 6.13. L'autofocalisation de l'impulsion laser a lieu en $x = 350 \mu\text{m}$, induisant une augmentation de l'intensité laser d'un facteur 2.3 entre $x = 350 \mu\text{m}$ et $x = 400 \mu\text{m}$ comme on peut le voir sur la figure 6.13 du haut.

La densité maximale au centre du jet de gaz est de $0.1 n_c$, ainsi l'impulsion laser ps présentant un potentiel vecteur normalisé $a_0 \approx 6$ peut traverser entièrement la cible gazeuse, produisant ainsi un important chauffage en volume. Les protons sont expulsés par la force pondéromotrice dans la direction transverse sur le passage de l'impulsion laser, comme illustré sur la figure 6.14a où la création d'un canal est nettement visible sur l'axe de propagation du laser. Dans la région de très faible densité après le pic en densité, le laser chauffe les électrons jusqu'à des températures de 800 keV, induisant un déferlement d'onde qui évolue en plusieurs chocs comme illustré sur la figure 6.14b après $x = 650 \mu\text{m}$. Ces chocs, bien que faibles, sont créés dans une région où de nombreux protons sont poussés par la force pondéromotrice du laser jusqu'à des énergies de 2 et 10 MeV. L'efficacité de l'accélération des protons peut donc être encore améliorée.

Un piédestal de très faible densité à l'entrée du jet de gaz réduit les pertes d'énergies de l'impulsion laser ps lorsque ce dernier entre dans le jet de gaz : il peut ainsi atteindre la zone

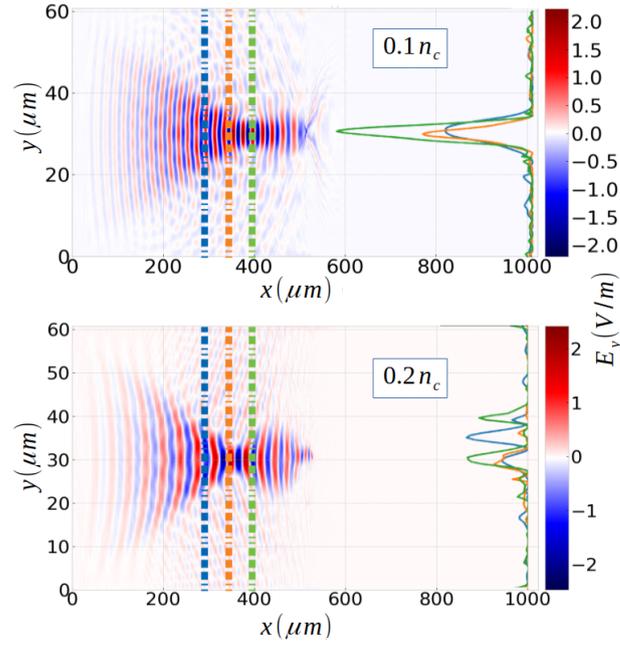


FIGURE 6.13 – Gauche : Distribution du champ électrique laser E_y dans le plan (x, y) ; Droite : Lineouts $|E_y|^2$ à différentes profondeurs ($x = 300, 400, 500 \mu\text{m}$, évaluant la perte de l'intégrité du faisceau laser au fur et à mesure de sa propagation dans les ailes du jet de gaz - Les densités initiales sont de $0.10n_c$ (HAUT) et $0.20n_c$ (BAS). Le temps est de 2.4 ps après l'entrée de l'impulsion laser ps dans la boîte de simulation par son côté gauche.

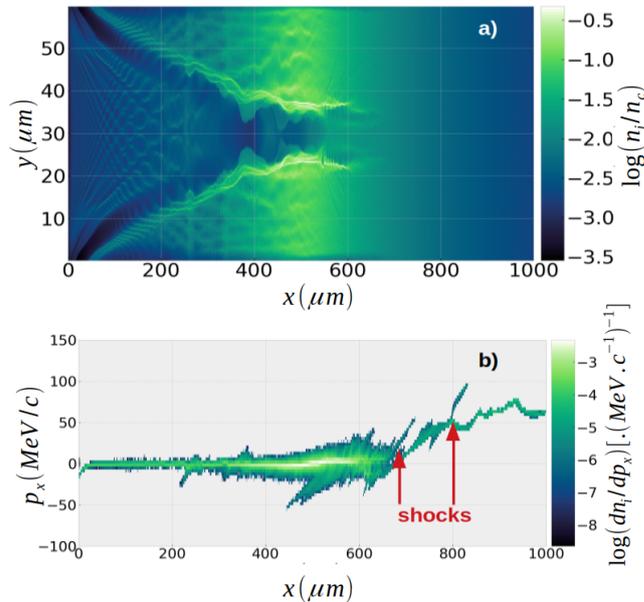


FIGURE 6.14 – (a) Distribution spatiale de la densité ionique à $t=3.5$ ps, juste après que l'impulsion laser picoseconde soit passée à travers la région de plus haute densité; (b) Diagramme de l'espace des phases $x - p_x$ des protons à $t=7$ ps qui présente deux structures de choc. Cas sans sculptage optique - densité initiale de $0.1 n_c$

de densité maximale du plasma sans perte d'énergie notable. L'accélération des protons est alors plus efficace que dans le cas d'un gaz non sculpté présentant une densité initiale de $1.0n_c$: comme illustré sur la figure 6.15a, les protons sont principalement accélérés dans la direction transverse avec des énergies moindres (jusqu'à 12 MeV) alors que dans la direction de propagation de l'impulsion laser ps, l'énergie des protons accélérés atteint 5 MeV. Cependant, l'efficacité de l'accélération des protons reste encore faible : la densité maximale du plasma étant de $0.1n_c$, le plasma demeure transparent à l'impulsion laser ps. Le coefficient de transmission du laser est trop élevé (70%) et l'efficacité de conversion est faible : seulement 11% de l'énergie laser est transférée aux électrons du plasma et 2% aux protons. La région de densité maximale doit être bien plus dense afin de permettre une meilleure conversion de l'énergie laser.

Cas avec sculptage optique en face avant - Densité maximale initiale à $0.10n_c$

Comme présenté sur la figure 6.12, l'utilisation d'un faisceau laser nanoseconde à l'entrée du jet de gaz permet de créer une région de plasma étroite avec un pic en densité de $0.41n_c$ au centre du jet de gaz, souhaitable pour la formation d'un choc électrostatique et une accélération efficace des protons dans la direction de propagation de l'impulsion laser picoseconde. Le long piédestal de faible densité à l'entrée du jet de gaz permet à l'impulsion laser picoseconde de conserver son intégrité, comme illustré sur la figure 6.13 : avec une densité maximale initiale de $0.1n_c$, avec ou sans sculptage du jet de gaz, la filamentation est supprimée. En comparant les figures 6.15a et 6.15b, présentant les distributions énergétiques angulaires des protons accélérés, on peut voir que le processus d'accélération des protons est significativement amélioré lorsque le jet de gaz est sculpté en face avant. Dans la direction de propagation du laser, les protons atteignent des énergies de 70 MeV dans des angles d'émission inférieurs à 30° . A 0° , l'énergie des protons est d'environ 20 MeV avec des structures en paquets de protons qui atteignent 30 et 40 MeV. L'augmentation de la densité au centre du jet de gaz permet une meilleure absorption de l'énergie laser même si le plasma demeure encore transparent pour le laser. La conversion laser atteint 35%, avec 27% de l'énergie laser transférée aux électrons et 8% aux protons.

L'accélération des protons se décompose en deux phases :

1. La première phase d'accélération est gouvernée par un mécanisme de type TNSA qui a lieu au niveau de la descente du profil en densité dans la région du pic de densité. A 2.1 ps, l'impulsion laser pénètre cette région, sa force pondéromotrice pousse une partie des électrons dans la direction de propagation du laser et forme une gaine électrique dans le gradient descendant et raide de cette couche de plasma de haute densité. Les électrons chauds ainsi accélérés atteignent des énergies de 100 MeV. Le courant généré par ces électrons chauds est si important qu'un dipôle magnétique, avec des valeurs de champ d'environ 2×10^4 T, est généré à 3 ps à environ $x = 580 \mu m$, au niveau du profil descendant et raide, juste après le pic de densité maximale. Comme observé dans une expérience passée [12] et expliqué numériquement [13], ce champ magnétique engendre un champ électrique dû à ses variations temporelles associées au courant des électrons chauds, participant ainsi à l'accélération de type TNSA due au champ de séparation de charge. Le champ magnétique quasi-statique participe à augmenter le champ de séparation de charge et à augmenter la durée de vie du champ de type TNSA, tout en focalisant les électrons au centre, générant ainsi un champ électrique radial permettant de collimater les ions accélérés. Comme illustré sur la figure 6.16a, à 2.6 ps, le champ électrique de gaine d'une amplitude de 0.6 TV/m induit une accélération des protons de type TNSA-like. Ensuite, l'impulsion laser détruit le gradient raide du profil de densité à l'arrière du pic de densité. Les électrons chauds se propagent en face arrière du jet de gaz et créent un courant de retour à partir des régions qui présentent les

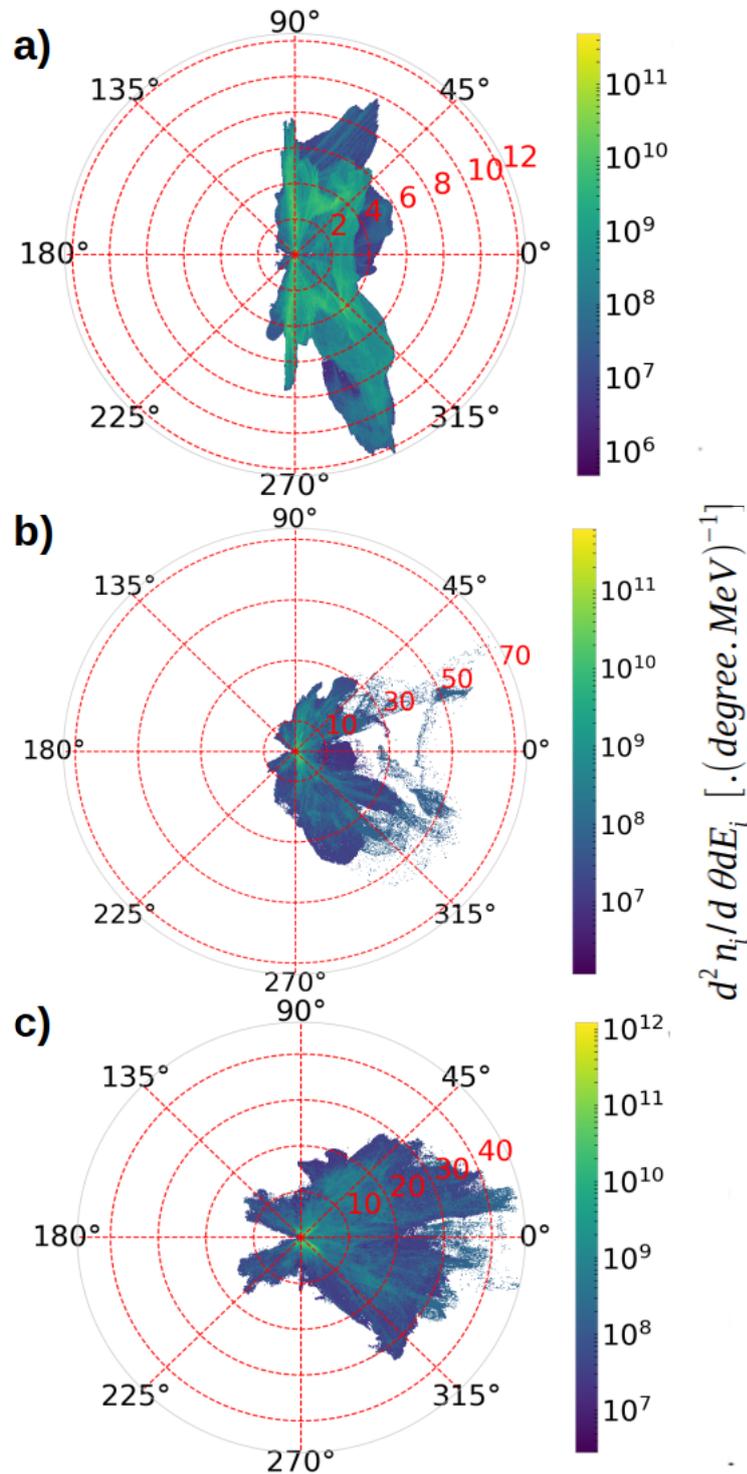


FIGURE 6.15 – Distributions énergétiques angulaires des protons accélérés : (a) cas sans sculpter le profil en densité du jet de gaz - densité initiale maximale de $0.1n_c$; (b) cas avec sculptage de la face avant - densité initiale maximale de $0.1n_c$; (c) cas avec sculptage de la face avant - densité initiale maximale de $0.2n_c$.

gradients en densité les plus raides. La génération rapide de ce courant de retour et la recirculation des électrons chauds tendent à uniformiser la température du plasma. La température électronique atteint 3 MeV dans la région amont du jet de gaz durant la propagation du choc dans cette région. Le champ de type TNSA accélère un paquet de protons jusqu'à 70 MeV. La face arrière du gaz, courbée spatialement (par la BW et la force pondéromotrice du laser ps), ajoutée à la création de deux lobes magnétiques dans la zone de fort gradient descendant de la densité (juste après le pic principal), produit une accélération de protons en dehors de l'axe laser à un angle de 30° (see Fig. 6.15b).

- la seconde phase de l'accélération est gouvernée par le mécanisme CSA : une large partie de la population de protons est ainsi accélérée par la couche de séparation de charge due aux électrons chauffés par l'impulsion laser. Ces protons accélérés évoluent en déferlement d'ondes acoustiques dans la région après le pic en densité. Le choc électrostatique, formé à environ 4 ps, après l'expulsion du paquet de protons accélérés par le mécanisme de type TNSA, se propage dans la région amont en y réfléchissant les protons du plasma. Comme illustré sur la figure. 6.16c, à 8 ps, trois structures de choc sont présentes avec leur champ électrique correspondant. Ces trois chocs donnent naissance à trois structures plus ou moins piquées dans la distribution en énergie des protons (voir figure 6.15b). Le premier choc sur la figure 6.16c présente une vitesse de propagation de $0.14c$ entre 4.2 ps et 8 ps puis ralentit jusqu'à $0.12c$ à 20 ps, entraînant un élargissement de la distribution en énergie de 27 à 37 MeV. Ces protons sont réfléchis sur le front du choc puisque ce choc présente un nombre de Mach $M = 2 > 1.6$, capable de réfléchir les protons. Les choc secondaires, créés plus tard, à 5.5 ps et 9.5 ps dans une région de haute température et de faible densité ($x > 650 \mu\text{m}$), ont des vitesses respectives maximales de $0.09c$ et $0.04c$, correspondant respectivement à des protons d'énergies de 16 MeV et 3 MeV. Ces trois chocs contribuent à la distribution angulaire des protons présentée sur la figure 6.15b, dans la direction de propagation du laser, dans un angle d'émission assez étroit de 5° . La formation des chocs successifs est due à la longue durée de l'impulsion laser qui produit plusieurs discontinuités de pression dans le plasma chaud.

Cas avec sculptage optique en face avant - Densité maximale initiale à $0.20n_c$

Dans le cas du sculptage d'un plasma de densité initiale maximale de $0.20 n_c$, l'impulsion laser picoseconde perd de l'énergie durant sa propagation dans l'aile entrante du jet de gaz. La densité dans cette région demeure encore trop élevée pour supprimer totalement les phénomènes non-linéaires subis par l'impulsion laser. Ainsi, quand le laser atteint la région de haute densité, l'intensité laser est 4 fois inférieure à celle obtenue avec un gaz de densité initiale de $0.10n_c$, comme illustré sur la figure 6.13. En comparant les structures de chocs entre les deux cas sur la figure 6.16, ce cas correspond à une vitesse de choc plus faible. La perte d'énergie laser dans l'aile entrante du gaz implique un chauffage moins efficace des électrons de la cible. De plus, la densité de la cible étant deux fois plus élevée, le choc dissipe davantage d'énergie dans la région amont lorsqu'il s'y propage. Par conséquent, comme présenté sur la figure 6.15c, et comparé à la figure 6.15b pour le cas du gaz à $0.10 n_c$, les protons sont toujours principalement accélérés dans la direction de propagation du laser mais la distribution en énergie des protons est plus large et l'énergie de coupure des protons accélérés plus faible (40 MeV). Les structures piquées dans la distribution en énergie se remarquent davantage sur la figure 6.17c mais l'élargissement de ces structures est indéniable, notamment à cause d'un choc moins efficace et du ralentissement de ce dernier dans la région amont, plus froide et plus dense que dans le cas du jet de gaz à $0.10 n_c$.

La figure 6.17 présente les distributions en énergie des protons correspondant aux trois cas étudiés précédemment. Ces distributions sont intégrées en temps aux angles de détection :

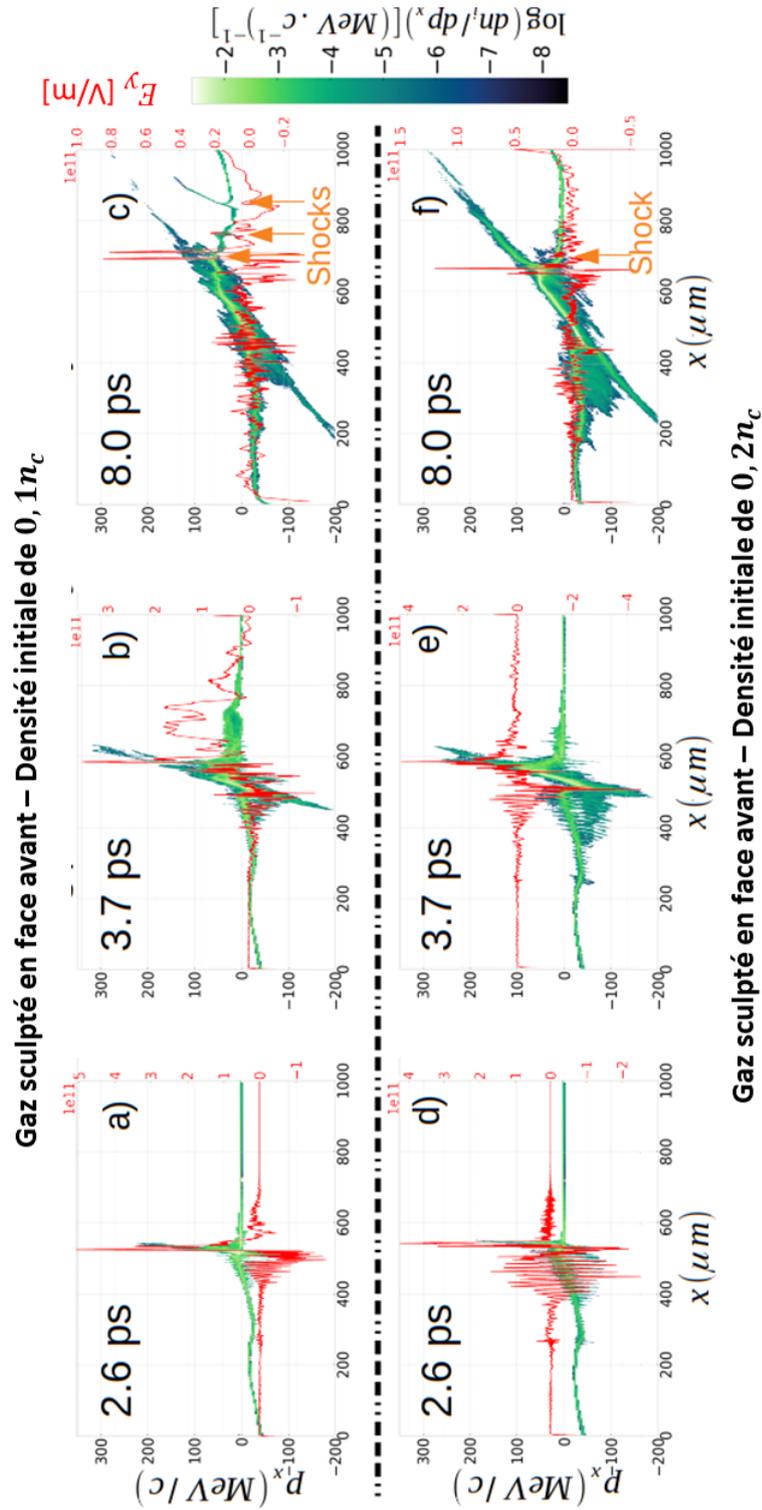


FIGURE 6.16 – Diagramme des phases $p_x(x)$ des protons, superposé au champ électrique longitudinal E_x moyenné sur la totalité de la direction transverse y (en rouge), pour le jet de gaz sculpté optiquement en face avant par un faisceau laser ns à une densité maximale initiale de $0.1 n_c$ (ligne du haut) et pour le jet de gaz sculpté n_c à une densité maximale initiale de $0.2 n_c$ (ligne du bas). Le laser se propage de la gauche vers la droite et les 3 panels correspondent aux temps de 2.6 ps, 3.7 ps et 8.0 ps.

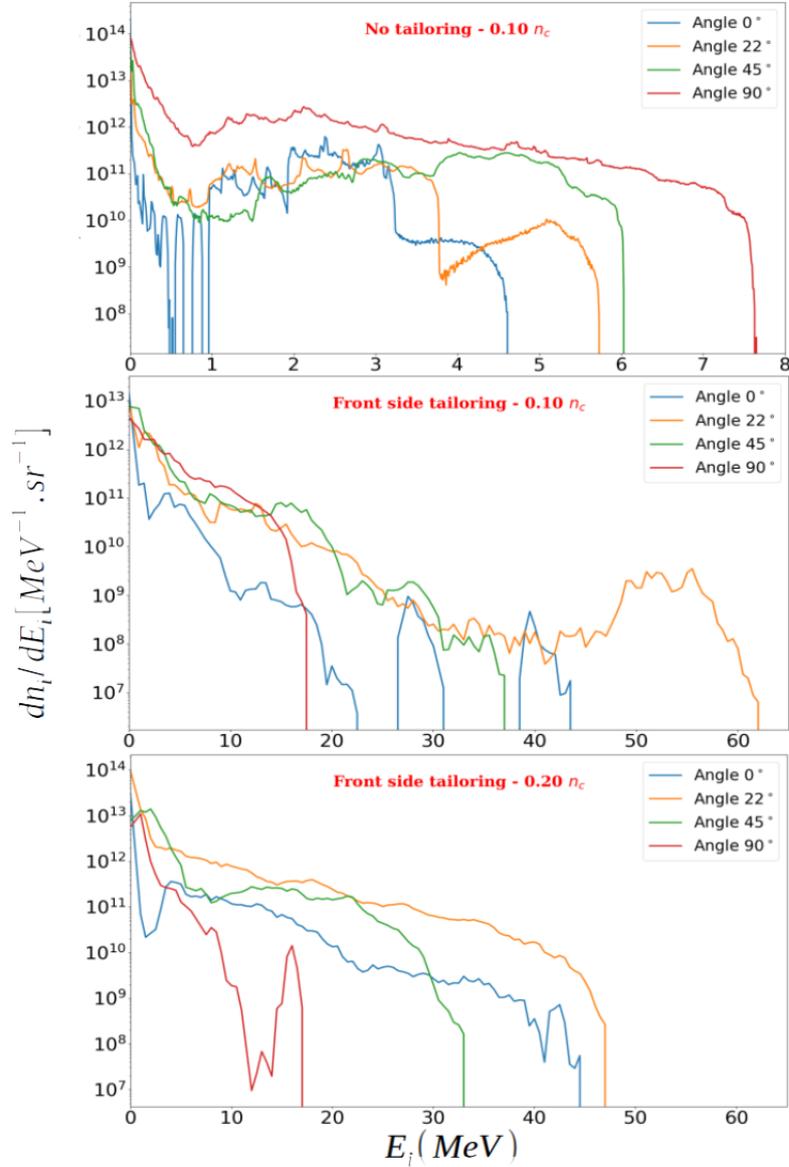


FIGURE 6.17 – Distributions en énergie des protons intégrées en temps aux angles de détection : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$; (a) Cas sans sculptage du jet de gaz b) Cas avec sculptage de la face avant du jet de gaz de densité initiale maximale de $0.10 n_c$; (c) Cas avec sculptage de la face avant du jet de gaz de densité initiale maximale de $0.20 n_c$.

$\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° et sont obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. L'utilisation d'un gaz sculpté optiquement améliore fortement l'accélération des protons en termes de direction, d'énergie et de nombre :

- Dans la direction de propagation du laser, l'énergie maximale des protons augmente de quelques MeV sans sculptage à plusieurs dizaines de MeV, avec des paquets de protons accélérés par CSA jusqu'à des énergies de 40 MeV à 0° . La diminution de l'énergie de coupure des protons accélérés lorsque la densité initiale du plasma est de $0.20n_c$ est due aux pertes d'énergie laser encore présentes dans l'aile entrante du jet de gaz ;
- La distribution angulaire des protons accélérés est davantage alignée dans la direction de propagation du laser dans un plasma sculpté optiquement : le nombre de protons accélérés à 90° est réduit d'un facteur 5 alors que le nombre de protons accélérés dans la direction de propagation du laser à 0° est augmenté d'un facteur 2.
- La distribution angulaire des protons accélérés est plus étroite dans le plasma sculpté. Elle est limitée dans un intervalle angulaire entre 0° et 30° .

Le sculptage optique en face avant du jet de gaz avant le tir laser principal picoseconde améliore l'accélération des protons en terme d'énergie maximale, de nombre et de directionnalité. Une densité initiale de $0.10 n_c$ donne les meilleurs résultats en terme d'énergie maximale puisque le faisceau laser ne perd pas d'énergie dans le long piédestal de faible densité et peut ainsi créer un fort choc dans la couche de plasma compressée qui se propage ensuite dans la partie droite du profil en densité où la densité est faible et la température élevée. Dans le cas du plasma de densité initiale de $0.20 n_c$, le choc créé est moins fort puisque le laser a perdu une partie de son énergie dans l'aile entrante du jet de gaz. Ce choc se propage ensuite à une vitesse moindre puisque le chauffage de la cible est moindre. L'énergie maximale des protons est plus faible mais le nombre de protons accélérés dans la direction de propagation du laser est deux fois plus grand que dans le cas du plasma de densité initiale de $0.10 n_c$. Pour ce dernier, une distribution quasi-mono-énergétique de protons accélérés est obtenue avec des énergies autour de 30 et 40 MeV, présentant une dispersion en énergie d'à peine 16% et un flux proche de 5×10^9 protons/sr.

Le sculptage du jet de gaz en face avant améliore donc fortement l'accélération des protons dans la cible mais l'utilisation d'un seul faisceau laser ns en face avant présente le défaut de ne pas assez compresser le plasma et la couche de plasma de haute densité au centre du jet de gaz ne s'approche pas assez de la condition [4] $n_e \cong \gamma n_c$ pour la formation d'un fort choc. En utilisant un second faisceau laser nanoseconde, la collision des BW créées de part et d'autre du jet de gaz permet la création d'une fine couche de plasma plus dense au centre du jet de gaz.

Création d'une fine couche de plasma dense - 2 faisceaux laser ns

Sculpter l'entrée du jet de gaz permet de travailler avec un jet de gaz de faible densité et de supprimer les phénomènes non-linéaires subis par le faisceau laser dans les ailes du jet de gaz. Cependant, la densité maximale alors atteinte est de $0.41n_c$ sur une longueur de quelques microns et le plasma demeure transparent pour l'impulsion laser ps. L'utilisation d'un second faisceau laser ns, dans l'aile arrière du jet de gaz induit un second choc hydrodynamique se propageant dans l'autre sens. Si les deux faisceaux lasers ns sculptant le jet de gaz sont synchronisés en temps et en espace, les deux BW collisionnent au centre du jet de gaz, y créant une fine couche de plasma compressée. La figure 6.18 présente le profil en densité à un haut taux de compression, 1.4 ns après l'interaction des deux faisceaux lasers nanosecondes et du jet de gaz, permettant d'atteindre un pic de densité plus élevé de $1.4n_c$ dans une fine couche de plasma d'environ $5 \mu m$ (FWHM) pour une densité maximale initiale de $0.1 n_c$.

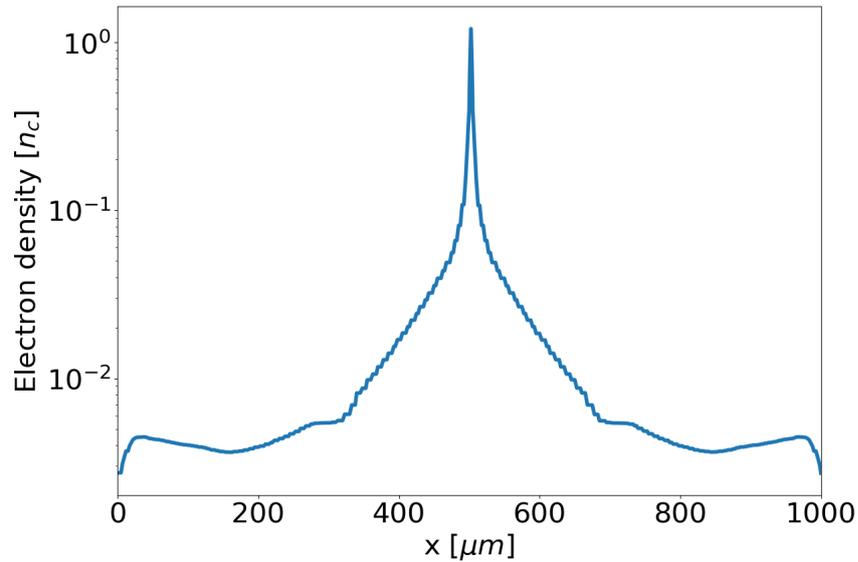


FIGURE 6.18 – Profil en densité du jet de gaz selon l'axe de propagation de l'impulsion laser ps sculpté avec deux faisceaux laser ns. La densité maximale initiale du jet de gaz est de $0.10n_c$. Après sculptage en faces avant et arrière, la densité maximale au centre du jet de gaz est de $1.4n_c$ et la largeur du pic central de densité est d'environ $5 \mu m$.

La préservation de la qualité du faisceau laser picoseconde dans le long piédestal de faible densité et l'augmentation de la densité maximale au centre du plasma ainsi sculpté permet d'accélérer les protons jusqu'à 60 MeV. Comme illustré sur la figure 6.19, le faisceau de protons ainsi obtenu est bien collimaté : les protons sont principalement accélérés entre 0° et 45° . Comparé au cas du sculptage optique à un faisceau laser nanoseconde (voir figure 6.15), des paquets de protons accélérés sont présents dans la direction de propagation du laser à 0° mais avec un étalement plus important de l'énergie. L'énergie maximale des protons accélérés est plus importante puisque ces derniers atteignent 60 MeV à 0° ; l'accélération est plus efficace dans la direction de propagation du laser.

La figure 6.20 montre l'évolution temporelle du processus d'accélération. L'énergie du laser est transférée aux électrons avec une efficacité de conversion de 23% et 9% de cette énergie est transférée aux protons. Le coefficient de transmission laser est d'environ 40 %. Le plasma, bien que présentant une densité maximale plus élevée, reste transparent au faisceau laser ps. La valeur du pic de densité de $1.4n_c$ au centre du jet de gaz reste inférieure à la densité critique relativiste de l'impulsion laser picoseconde ($\gamma n_c \approx \sqrt{1 + a_0^2/2}n_c = 4.4n_c$). Le processus d'accélération des protons a encore lieu en deux phases avec une phase de type TNSA suivie d'une phase de CSA.

A 2.6 ps, le champ électrostatique atteint une valeur de 1 TV/m mais 100 fs après, comme illustré sur la figure 6.20a, un second pic, visible dans la représentation du champ électrique longitudinal, présentant une amplitude de 0.7 TV/m est créé par l'accélération d'électrons chauds. Ces deux champs électriques intenses se combinent alors spatialement et à 3.7 ps, ils créent un fort choc et de multiples chocs plus faibles additionnels. Ce processus peut être considéré comme un déferlement d'ondes acoustiques (voir figure 6.20c). La différence la plus remarquable entre les espaces des phases entre les figures 6.16 et 6.20 est que les protons de la région amont ne sont pas au repos à des temps plus précoces (voir le panel central dans les deux figures), mais présentent un faible moment uniforme. Ceci est la conséquence d'un gradient plus raide dans la descente du profil en densité juste après le pic, qui aboutit au développement d'un champ de type TNSA plus intense. De plus, le choc se propage à travers un plasma dont la température est plus élevée (estimée à 8 MeV) et

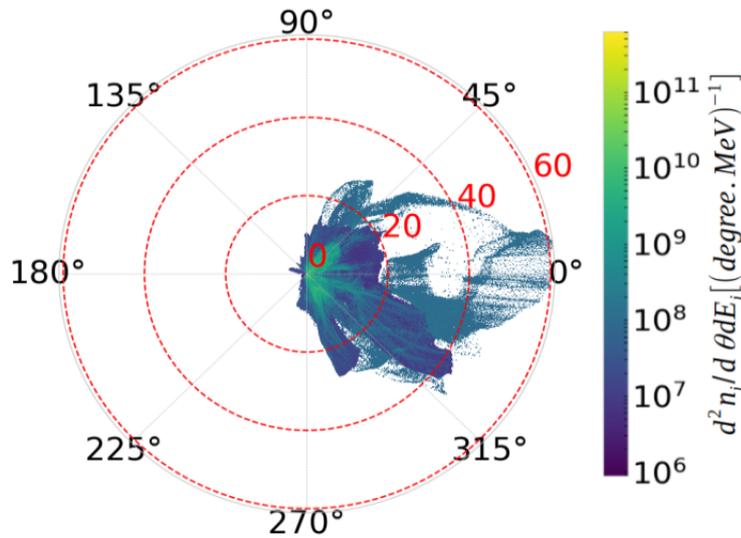


FIGURE 6.19 – Distribution énergétique angulaire des protons accélérés dans le cas d'un sculptage optique à deux faisceaux laser ns et une densité initiale maximale de $n_0 = 0.1n_c$ après 1.4ns.

peut ainsi accélérer les protons à des énergies plus élevées puisque la vitesse du choc est directement liée à la température électronique du plasma.

La figure 6.21 présente les distributions en énergie des protons accélérés intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ and 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$ dans le cas du sculptage optique à deux faisceaux laser ns après un délai de 1.4ns. Comparé au sculptage optique en face avant uniquement, l'utilisation de deux faisceaux laser ns améliore l'accélération des protons dans la direction de propagation du laser. A 0° , une signature claire du CSA est présente dans la distribution en énergie des protons avec un paquet de protons accélérés à des énergies centrées autour de 50 MeV avec une dispersion en énergie de l'ordre de 40% et un flux de 2×10^{10} protons/sr. Une structure similaire mais moins importante en termes d'énergie et de nombre de protons est présente à un angle de 22° .

Optimisation du schéma d'accélération de protons par CSA

Le sculptage du plasma avec deux faisceaux laser ns conduit à une nette amélioration de l'accélération des protons en termes d'énergie maximale, de directivité et de flux. Un autre avantage à l'utilisation de deux faisceaux laser ns est la présence de structures quasi-monoénergétiques dans la distribution en énergie des protons dans la direction de propagation de l'impulsion laser. Le processus d'accélération peut être encore amélioré en optimisant la densité, l'épaisseur ou les gradients en densité des ailes du jet de gaz.

Effet de la valeur maximale du pic de densité

La valeur maximale du pic de densité du profil est un paramètre clé pour une accélération par choc efficace [4]. Si l'impulsion laser principale picoseconde est lancée à 1.45 ns, juste 50 ps après le cas étudié dans la partie précédente, la densité maximale du plasma a augmenté jusqu'à une valeur de $2.1n_c$. La seule différence avec le profil présenté sur la figure 6.18 est la hauteur du pic en densité. Les protons du plasma sont accélérés à des énergies plus grandes avec une énergie maximale de 70 MeV (voir figure 6.22a) dans la direction de propagation

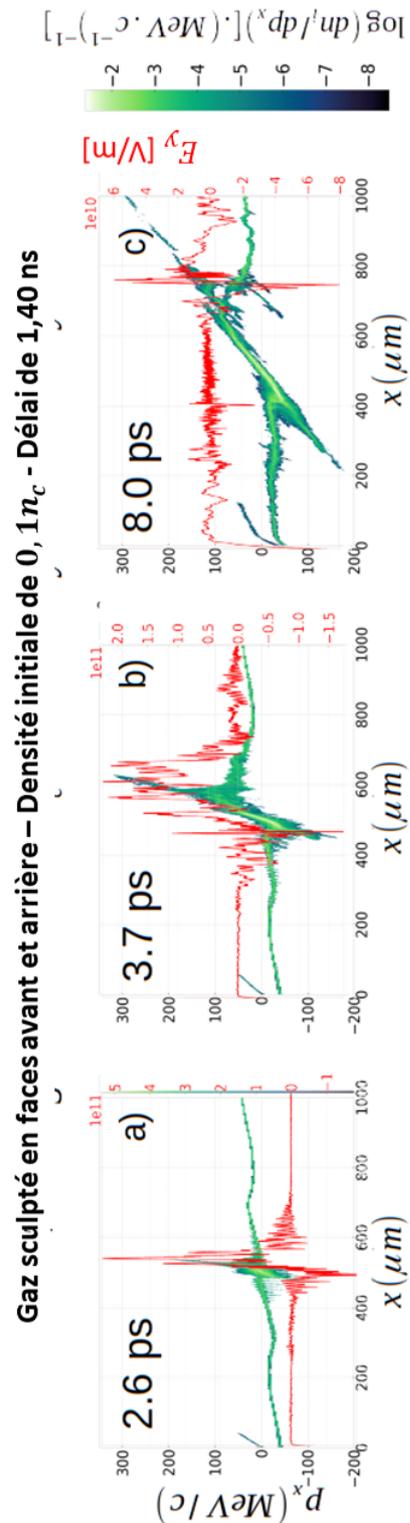


FIGURE 6.20 – Aux temps : 2.6ps, 3.7ps et 8ps, dans le cas d'un sculptage optique à deux lasers ns, et pour une densité maximale initiale de $0,1n_c$ et un délai de 1,4 ns, diagramme de phase $p_x(x)$ des protons superposé au champ électrique longitudinal E_x moyenné sur la totalité de l'axe y (en rouge). Le laser ps se propage de la gauche vers la droite.

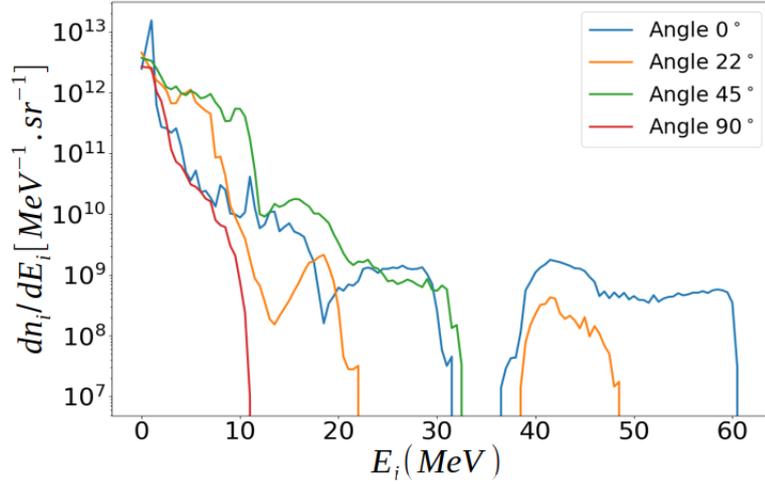


FIGURE 6.21 – Distributions en énergie intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ and 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$ dans le cas du sculptage optique à deux faisceaux laser ns après un délai de 1.4ns.

de l'impulsion laser picoseconde. En conséquence, une valeur de densité plus élevée dans la couche de plasma compressée améliore l'accélération des protons. La figure 6.22b présente la distribution en énergie des protons accélérés avec une signature claire du mécanisme CSA avec un paquet de protons autour d'une énergie de 55 MeV, avec une dispersion en énergie de moins de 14% autour de cette valeur d'énergie et un flux de 10^{10} protons/sr.

Le taux de compression engendré par une onde de choc hydrodynamique n'est pas infini. Le principe de sculptage est donc limité, notamment au niveau de la densité maximale pouvant être atteinte au centre du gaz. Chaque blast wave crée une surdensité. Cette augmentation de densité ne peut dépasser le facteur de compression [1] f_{comp} défini par :

$$f_{comp} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (6.4)$$

où γ est l'indice adiabatique du gaz considéré. Pour du dihydrogène, cet indice adiabatique vaut $\gamma = 1.4$ si l'on considère le gaz comme parfait. Le taux de compression dans un gaz diatomique de dihydrogène ne peut donc excéder une valeur de 6. Les deux blast waves vont collisionner au centre du gaz si les deux faisceaux lasers nanosecondes sont synchronisés. Le taux de compression peut donc être augmenté mais pas de façon infinie.

Afin d'aboutir à la condition [4] $n_e \simeq \gamma n_c$ au niveau du pic de densité, il faudrait utiliser un jet de gaz de densité initiale proche de $0.20n_c$, or avec ces valeurs de densité initiale, nous avons montré que l'impulsion laser picoseconde perd de l'énergie dans l'aile entrante du jet de gaz. Afin de n'évaluer que l'effet de l'augmentation de la valeur du pic en densité, nous avons réalisé une simulation PIC 2D en utilisant le profil en densité obtenu après sculptage optique à deux faisceaux laser nanosecondes d'un jet de gaz de densité initiale maximale de $0.10n_c$ comme présenté sur la figure 6.18 en ne modifiant que la valeur maximale de la densité afin d'arriver à la valeur de la densité critique relativiste : $n_{pic} = 4.4n_c$.

Dans ce régime, le laser ne peut plus traverser la couche compressée au centre du gaz. Le choc est alors créé par un saut de densité dans la région irradiée par l'impulsion laser picoseconde, qui par sa pression de radiation crée un effet de piston mobile et une discontinuité de pression dans la région. Le choc créé est plus fort et plus efficace dans le processus d'accélération des protons. La figure 6.23a présente, au temps $t=3.4$ ps, la distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique des protons : la structure de choc est clairement visible

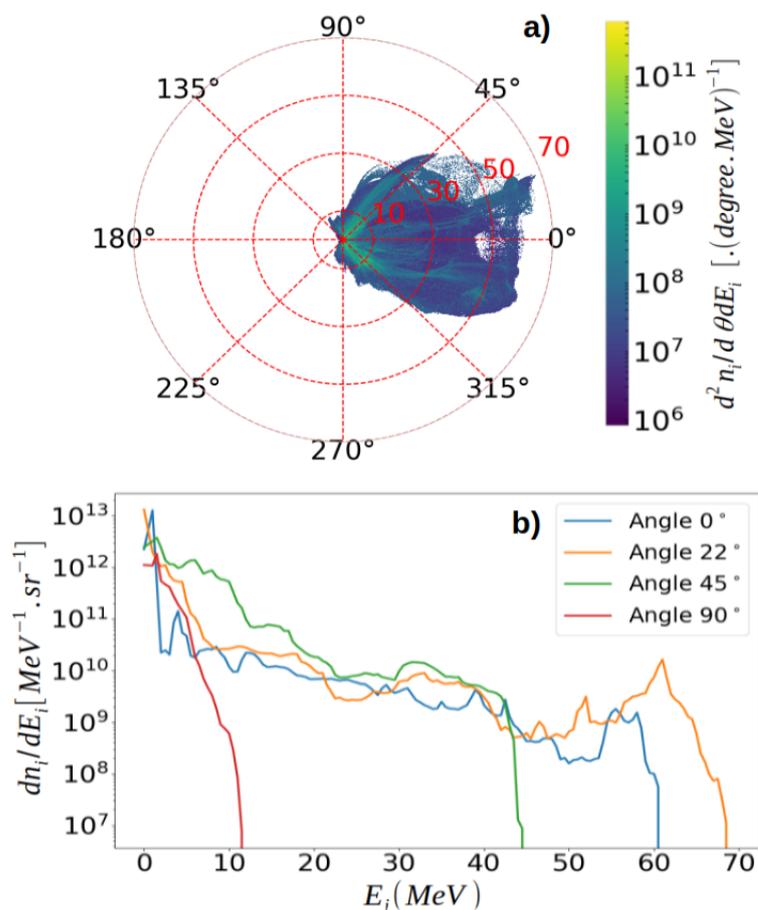


FIGURE 6.22 – (a) Distribution énergétique angulaire des protons accélérés ; (b) Distributions en énergie intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ and 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2 n_i / d \theta d E_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. Cas du sculptage optique à deux faisceaux laser ns après un délai de 1.45 ns.

en $x = 550\mu\text{m}$ de par son front d'onde qui concentre une haute densité d'énergie. Cette structure se retrouve sur la figure 6.23b dans le diagramme de phase $x - p_x$ des protons. La présence d'un premier processus d'accélération de type TNSA est encore présent puisque le gradient raide après le pic de densité est encore plus marqué dans cette configuration. L'accélération des protons est encore améliorée (voir figure 6.24) : l'énergie maximale des protons atteint 70 MeV, la directivité du faisceau est elle aussi meilleure avec des protons accélérés entre 0 et $\pm 15^\circ$ et un flux total de protons 10 fois supérieur au cas où la densité maximale initiale du profil de densité non optimisé est de $2.1n_c$. Le nombre de protons dans l'intervalle d'énergie 5 - 60 MeV atteint un flux proche de 10^{11} protons/sr.

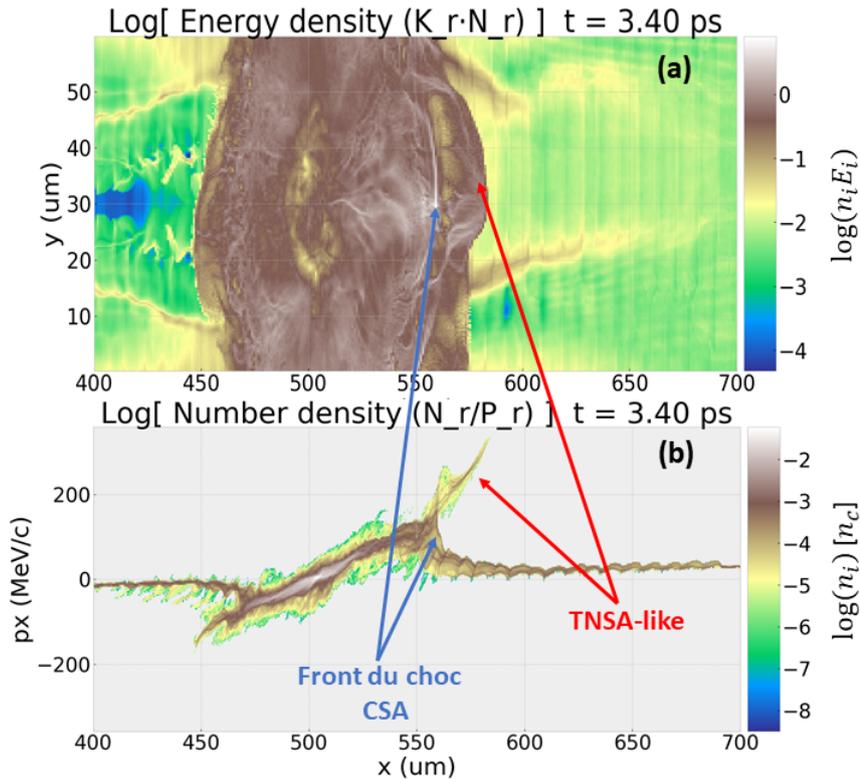


FIGURE 6.23 – (a) Distribution spatiale de la densité d'énergie cinétique des protons dans la boîte de simulation (entre $x = 400\mu\text{m}$ et $x = 700\mu\text{m}$) au temps $t = 3.4$ ps. (b) Diagramme de phase $x - p_x$ des protons au temps $t = 3.4$ ps. La structure de choc est bien visible sur les deux figures, ainsi que les protons réfléchis par ce dernier (flèche bleue). La structure liée à l'accélération de type TNSA est encore présente et indiquée par une flèche rouge.

Effet de l'épaisseur de la couche de plasma comprimé

Dans le but d'augmenter le flux de protons dans le front de choc, l'épaisseur de la couche comprimée est augmentée (voir les profils utilisés sur la figure 6.25), de 5 à $20\mu\text{m}$. De tels profils de couches comprimées peuvent être obtenus à des délais de temps plus longs entre les faisceaux lasers nanoseconde et picoseconde (voir Ref [1]).

Lorsque l'épaisseur de la couche de plasma comprimé augmente, le processus d'accélération est détérioré. Avec un plateau de $5\mu\text{m}$ (courbe orang), comme présenté sur la figure 6.25a, l'énergie maximale des protons accélérés est réduite à 40 MeV et les structures de choc sont lissées dans la distribution énergétique angulaire des protons (voir figure 6.25b). Le choc est formé plus tôt dans le plasma du plateau. La distribution en énergie des protons

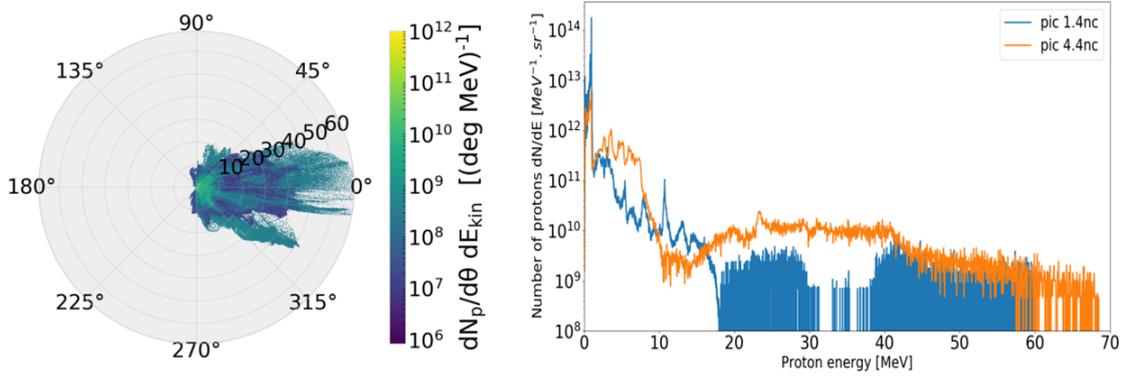


FIGURE 6.24 – (a) Distribution énergétique angulaire des protons accélérés ; (b) Distributions en énergie intégrées en temps à $\theta = 0^\circ$ dans un cône de $\pm 5^\circ$: Cas d'un pic de densité maximale initiale de $1.4n_c$ (en bleu) et de $4.4n_c$ (en orange) pour un sculptage à deux impulsions laser ns.

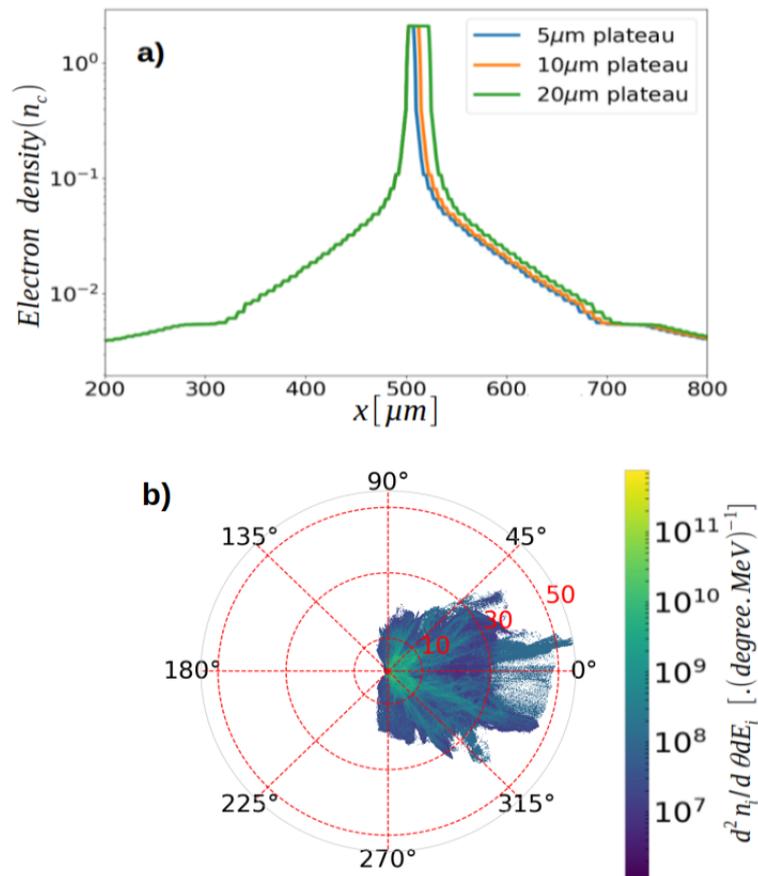


FIGURE 6.25 – (a) Profils de densité dans la direction de propagation de l'impulsion laser ps utilisés dans la simulation PIC 2D. La densité maximale est de $2n_c$. L'épaisseur de la couche compressée au centre du gaz varie de 5 à 20 μm . (b) Distribution énergétique angulaire des protons accélérés obtenue dans le cas d'une couche compressée de 5 μm avec une densité constante pour un sculptage à deux faisceaux lasers ns.

est élargie à tous les angles de détection. Comme le choc se propage dans une couche de plasma dense plus épaisse de température plus faible, le choc a une vitesse moindre et ralentit continuellement. Ainsi, le fait d'augmenter l'épaisseur de la couche n'améliore pas le processus d'accélération des protons, que ce soit en terme d'énergie maximale ou de flux.

Effet de la forme de la couche de plasma compressé

La figure 6.26 présente le zoom sur les pics en densités obtenus grâce aux simulations hydrodynamiques aux temps de compression de 1.4 ns et 1.5 ns dans le cas d'un sculptage optique à deux faisceaux laser ns. La FWHM de ces deux pics en densité est respectivement de $2.1 \mu\text{m}$ à 1.4 ns et $4.5 \mu\text{m}$, soit le double quasiment, à 1.5 ns. Cet élargissement du profil est associé à une diminution du pic en densité d'un facteur 2. Ainsi, le pic de densité est plus large mais moins élevé.

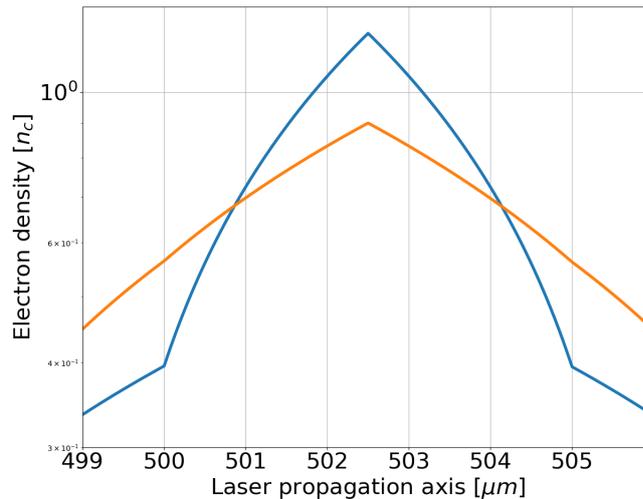


FIGURE 6.26 – Zoom sur le pic de densité au centre du jet de gaz sculpté optiquement par deux faisceaux laser ns, à 1.4 ns (courbe bleue) et 1.5 ns (courbe orange) après le tir des deux faisceaux laser ns.

Le processus d'accélération est encore amélioré en terme d'énergie maximale des protons. Comme illustrée sur la figure 6.27, dans la direction de propagation du laser ps, les protons atteignent des énergies de 80 MeV. La distribution angulaire de ces derniers est aussi rendue plus étroite avec des angles d'accélération inférieurs à 10° de part et d'autre de l'axe de propagation du faisceau laser ps. Le transfert d'énergie aux électrons est de 28% et 11% de cette énergie est transférée aux protons.

Le processus d'accélération des protons est encore une combinaison d'accélération de type TNSA et de CSA. Comme illustré sur la figure 6.28, à 2.6 ps, l'impulsion laser crée un choc au début de la couche de plasma compressé, qui se manifeste par un champ électrique longitudinal de 30 GV/m juste avant $x = 500 \mu\text{m}$. En même temps, un fort champ TNSA est créé en face arrière, au niveau du gradient raide descendant après le pic en densité. Le champ électrique du CSA rattrape celui du TNSA, créant un champ électrique atteignant 0.5TV/m en $x = 600 \mu\text{m}$ au temps $t = 3.7 \text{ ps}$. Ce champ électrique réfléchit alors les ions préaccélérés par le champ TNSA. La distribution en énergie des protons accélérés dans la direction de propagation du faisceau laser ps présente une allure exponentielle typique du TNSA et de l'élargissement du spectre CSA par la présence du TNSA. La figure 6.27b présente les distributions en énergie des protons intégrées en temps aux angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. Comparé au sculptage optique obtenu à 1.4 ns, élargir le pic en densité tout en diminuant sa valeur maximale améliore l'accélération des protons dans la direction de propagation du laser ps :

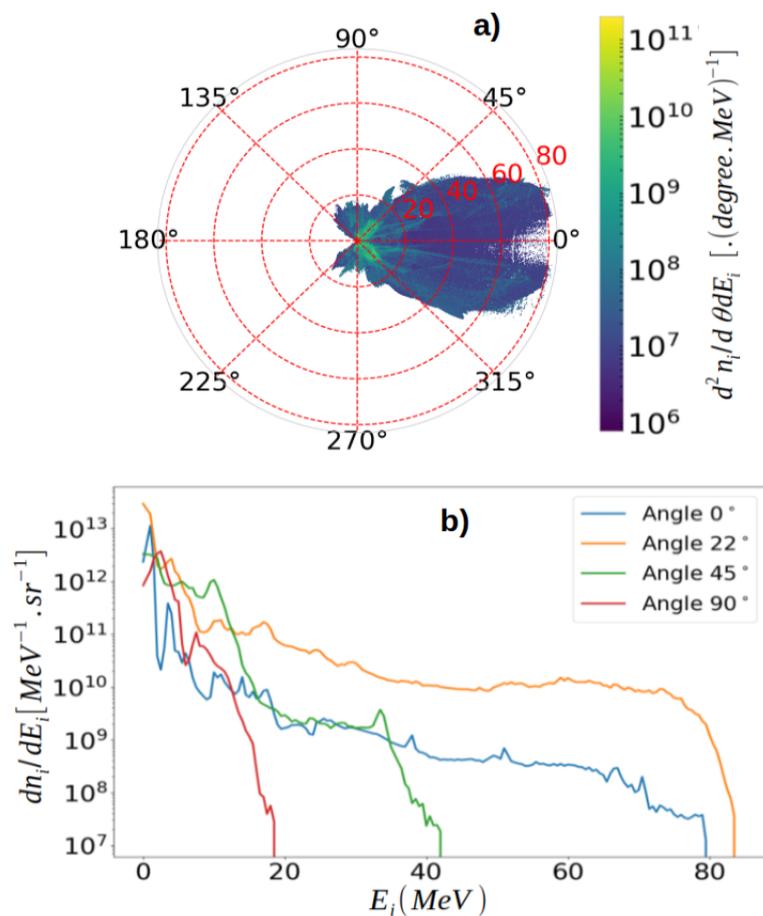


FIGURE 6.27 – (a) Distribution énergétique angulaire des protons accélérés dans le cas d'un sculptage optique à deux faisceaux lasers ns au temps de 1.5 ns après le tir des deux faisceaux laser ns. (b) Distributions en énergie des protons correspondantes intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2 n_i / d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$.

l'énergie maximale des protons atteint 80 MeV et le flux de protons présentant des énergies supérieures à 60 MeV atteint 3×10^9 protons/sr.

6.1.4 Comparaison des distributions en énergie des protons accélérés avec sculptage optique

Ce nouveau principe de sculptage des jets de gaz supersoniques des deux côtés du jet avec deux faisceaux laser ns permet d'améliorer considérablement l'accélération des protons et d'atteindre des régimes encore jamais atteints avec des profils en densité proche de la densité critique. Pour de futures applications, l'accélération de protons dans la direction de propagation du faisceau laser est la géométrie la plus intéressante. La figure 6.29 résume les meilleures distributions en énergie à 0° obtenues dans ce chapitre, c'est-à-dire avec un sculptage optique à deux faisceaux laser ns à des délais de temps différents entre le déclenchement du faisceau laser picoseconde et celui des deux faisceaux sculptants nanosecondes. L'énergie maximale des protons accélérés varie de 60 à 80 MeV. Des structures de choc sont présentes dans les distributions en énergie obtenues. Leur étalement en énergie varie selon le profil en densité obtenu. Pour un délai de 1.40 ns, un paquet de protons est accéléré avec des énergies centrées à 50 MeV. Pour un délai de 1.45 ns, la distribution en énergie des protons est élargie avec un maximum d'énergie décalé à 55 MeV et un flux de 10^{10} protons/sr. Pour un délai plus long de 1.50 ns, la distribution énergétique des protons prend une allure davantage thermique avec une distribution exponentielle, des énergies de coupures de 80 MeV et un flux de protons de 3×10^9 protons/sr pour des énergies supérieures à 60 MeV.

Améliorations à apporter à ce schéma d'accélération

Les conditions strictes sur le profil en densité du plasma, prévues théoriquement et numériquement [4], nécessaires pour obtenir une accélération efficace ne peuvent être respectées dans un jet de gaz qu'à la condition de sculpter le profil en densité :

1. l'aile entrante du jet de gaz doit présenter une densité assez faible de façon à ce que le laser puisse s'y propager sans perdre son intégrité. La chaîne de simulation montre qu'en utilisant un jet de gaz de densité initiale maximale de $0.10n_c$ avant sculptage optique, le long piédestal de faible densité permet de respecter cette première condition. L'impulsion laser peut ainsi créer un fort choc dans la région de plus haute densité puisqu'il n'aura pas perdu d'énergie par filamentation dans l'aile du gaz ;
2. la fine couche de plasma compressée obtenue au centre du jet de gaz présente une épaisseur de quelques dizaines de microns maximum, ce qui correspond bien à la condition d'une cible assez fine ($L_{ep} < \lambda_0(m_i/m_e)^{1/2}$) pour permettre un chauffage efficace de la cible et obtenir une température la plus uniforme possible. Concernant la densité maximale dans cette région, le pic de densité doit respecter la condition $n_e \simeq \gamma n_c$, soit une densité maximale de $4.4n_c$ avec le faisceau laser considéré. Or la compression d'un gaz étant limitée par le coefficient adiabatique de ce dernier, il est difficile de concilier cette condition avec celle d'une densité très faible dans les ailes. Un compromis doit donc être trouvé entre la densité initiale du jet de gaz et la valeur du pic de densité atteinte ;
3. la région amont, où le choc se propage et réfléchit les ions, doit présenter un profil en densité descendant selon une loi exponentielle de longueur caractéristique $L_g \gg 2\lambda_D$ afin de contrôler la compétition avec l'accélération de type TNSA. Dans notre étude, après sculptage du jet de gaz par deux faisceaux laser ns, la longueur de Debye dans cette région peut être estimée : $\lambda_D \simeq 10\mu m$ donc la condition peut s'écrire $L_g \gg 20\mu m$. La figure 6.30 présente le profil en densité utilisé dans les simulations précédentes et obtenu à partir d'un jet de gaz de densité maximale initiale de $0.10n_c$

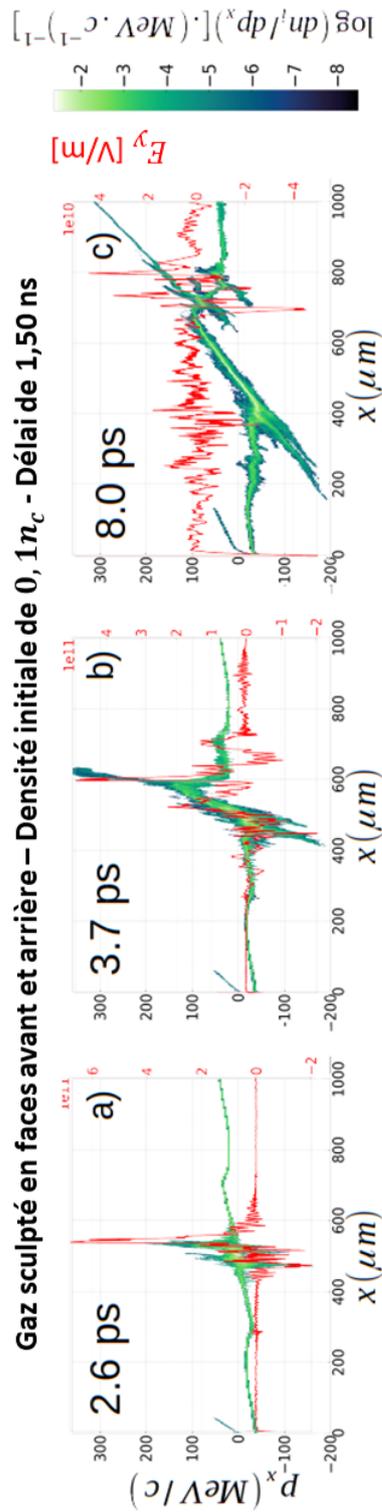


FIGURE 6.28 – Aux temps : 2.6ps, 3.7ps et 8ps, diagramme de phase $p_x(x)$ des protons superposé au champ électrique longitudinal E_x moyenné sur la totalité de l'axe y (en rouge). Cas du sculptage à deux faisceaux lasers ns pour une densité maximale initiale de $0,1n_c$ et un délai de 1,5 ns. Le laser ps se propage de la gauche vers la droite.

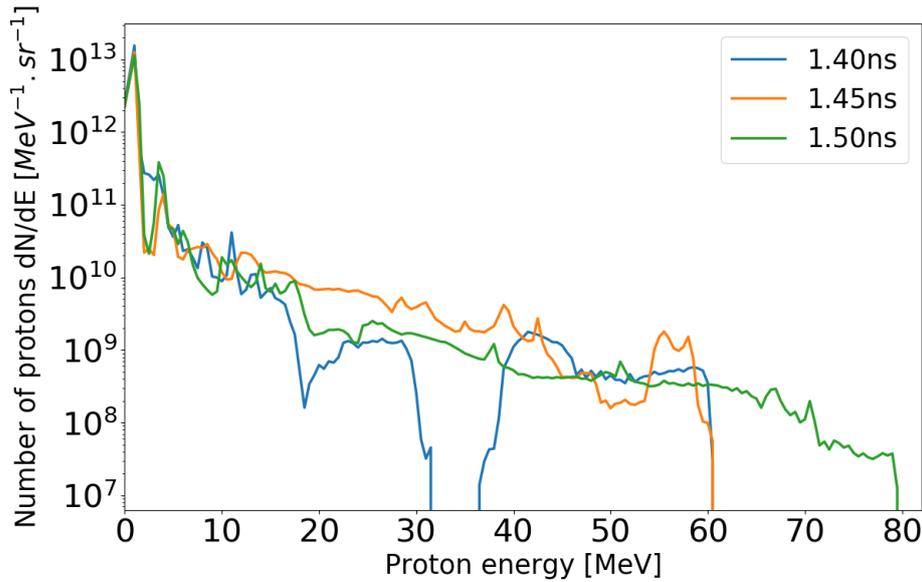


FIGURE 6.29 – Comparaison des distributions en énergie des faisceaux de protons intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ and 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. Ces faisceaux de protons sont obtenus dans un jet de gaz supersonique sculpté optiquement pas deux faisceaux laser ns, à des délais de déclenchement différents entre l'impulsion laser principale ps et les deux faisceaux laser ns.

sculpté par deux faisceaux laser ns, après un délai de 1.4ns. La représentation logarithmique permet de comparer l'allure de la partie arrière du gaz. Le gradient du profil en densité juste après le pic est d'environ $5 \mu\text{m}$ alors que l'aile arrière du gaz, d'une longueur de plusieurs centaines de μm ne présente pas une diminution exponentielle. Cette dernière condition afin de contrôler la compétition entre les mécanismes TNSA et CSA est difficilement contrôlable puisque cette partie du profil présente une allure qui dépend du profil initial du jet de gaz.

Les caractéristiques de l'impulsion laser principale ps sont aussi importantes pour le faisceau de protons créé. Afin d'améliorer les caractéristiques de ce faisceau, à énergie laser fixée, il serait intéressant pour suivre ce travail exploratoire d'évaluer l'influence des paramètres laser sur l'accélération de protons :

1. la taille de la tâche focale joue un rôle essentiel sur le flux de protons obtenu. Plus cette tâche focale est large, plus le front du choc crée est large et stable dans la direction transversale : il permet donc d'accélérer un plus grand nombre de protons puisque le nombre de protons accélérés est au carré de la taille de la tâche focale ;
2. la durée de l'impulsion laser est aussi un paramètre important. Le choix entre une impulsion laser ultra-courte (de quelques dizaines de femtosecondes) d'intensité de l'ordre de $10^{21} \text{W}/\text{cm}^2$ et une impulsion plus longue (de l'ordre de la ps) mais d'intensité moindre a des conséquences sur la création de chocs multiples ou d'un unique choc plus fort. Cette question mériterait une étude plus approfondie concernant les conséquences sur le mécanisme d'accélération.

6.1.5 Comparaison entre l'étude numérique et les campagnes expérimentales

Si l'on compare ces résultats numériques à ceux obtenus lors des deux campagnes expérimentales sur les tirs sur jets de gaz menées sur les installations PHELIX à GSI et PICO2000

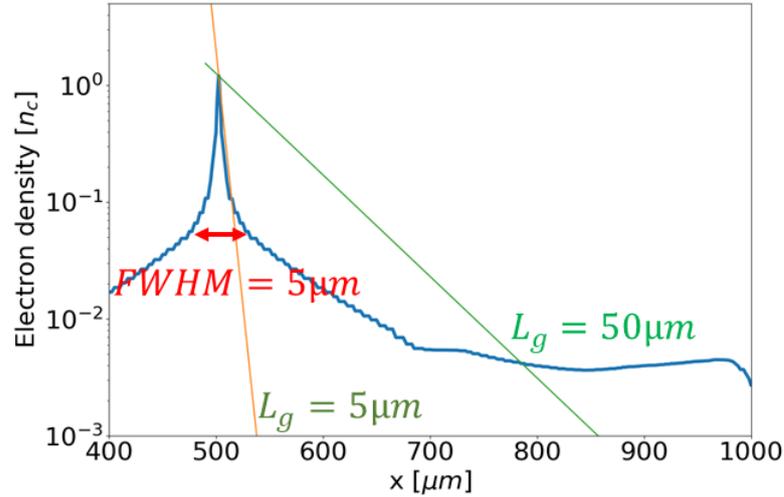


FIGURE 6.30 – Profil en densité utilisé dans les simulations précédentes et obtenu à partir d'un jet de gaz de densité initiale maximale de $0.10n_c$ sculpté par deux faisceaux laser ns, après un délai de 1.4ns. Les droites orange et verte, représentent deux longueurs caractéristiques de gradient L_g afin d'évaluer le contrôle du champ TNSA en face arrière, respectivement de $5\mu m$ et de $50\mu m$.

au LULI, les résultats expérimentaux obtenus en terme d'accélération de protons sont clairement en deçà des prévisions théoriques et numériques. D'après la figure 4.17 présentant les distributions en énergies des protons obtenues expérimentalement à l'aide des paraboles Thomson, le sculptage du jet de gaz améliore bien l'accélération dans la direction de propagation de propagation du laser, avec des énergies de l'ordre de 3.5 MeV à 0° et une accélération transverse réduite par rapport au jet de gaz non sculpté. Le principe du sculptage amène donc bien une amélioration dans l'accélération de protons dans la direction de propagation du laser mais que ce soit en terme d'énergie maximale ou de flux de protons, l'amélioration expérimentale est moins nette.

Numériquement, il est important de souligner que le processus d'accélération est très sensible à de légères variations du profil de densité du plasma. Or, expérimentalement, ce type de sculptage optique met en avant de réels challenges. Le profil en densité du plasma obtenu à l'issue du sculptage optique est un paramètre clé dans l'efficacité de l'accélération des protons. Or les caractéristiques de ce dernier sont liés à de nombreux paramètres qui sont difficiles à contrôler parfaitement expérimentalement :

- nous avons montré que le délai entre le tir des faisceaux lasers ns sculptant le jet de gaz et le tir du faisceau laser ps principal a une forte influence sur le processus d'accélération, en favorisant plus ou moins la formation d'un choc efficace. En effet, le profil en densité n'est pas statique dans le temps. En 100 ps, le pic en densité a le temps de se déballonner. Les paramètres clés du profil en densité (valeur du pic de densité, forme et épaisseur de ce pic) évoluent dans le temps et de façon rapide.
- la couche compressée de plasma est créée par le choc des deux BW qui se contre-propagent vers le centre du gaz. Or leur propagation et leur rencontre est directement liée à la focalisation des deux faisceaux laser ns dans les ailes du jet de gaz. Ces deux faisceaux laser ns doivent donc être parfaitement alignés à une certaine hauteur du jet de gaz, mais aussi symétriquement de part et d'autre du jet de gaz. Concernant la symétrie par rapport au centre du jet de gaz, un mauvais alignement entraîne le fait que les BW ne collisionneront pas au centre du gaz. Si les faisceaux lasers ns ne sont pas alignés en hauteur, la couche compressée de plasma ne sera pas parfaitement

verticale et donc non perpendiculaire au faisceau laser principal ps.

Le sculptage optique du gaz est donc en lui-même un réel challenge expérimental. La précision au niveau des tirs des deux faisceaux laser ns qui viennent sculpter le plasma doit être considérée d'un point de vue spatial mais aussi temporel. Les positions de focalisation de ces deux faisceaux lasers nanosecondes (symétrie exacte des points de focalisation de part et d'autre du centre du jet de gaz et alignement en hauteur) doivent être extrêmement précis. Le délai entre les tirs des deux faisceaux laser nanoseconde et le tir principal du faisceau picoseconde (appelé jitter) doit présenter une résolution temporelle en dessous de 100 ps afin de pouvoir parfaitement contrôler ce paramètre de délai entre les tirs.

De futures campagnes expérimentales dédiées à la formation de la couche de plasma compressée sont déjà programmées afin de pouvoir obtenir un profil de jet de gaz permettant une accélération efficace des ions du gaz. Les deux campagnes expérimentales sur les jets de gaz ont permis de montrer l'amélioration de l'accélération des ions par sculptage optique et d'en valider le principe. Cependant, des progrès doivent encore être réalisés dans le contrôle des faisceaux laser ns.

6.2 Production d'un faisceau d'alphas par CSA

Afin de produire un faisceau de particules α et profiter des lasers à hauts taux de répétition, sans créer trop de débris dans la chambre laser, il est préférable d'utiliser, encore une fois, des jets de gaz plutôt que des cibles solides. L'obtention d'un faisceau de particules α accélérées nécessite l'utilisation d'un jet de gaz d'hélium. Les atomes d'hélium sont quatre fois plus lourds que ceux d'hydrogène et possèdent un coefficient adiabatique $\gamma = 1.66$, ce qui entraîne un taux de compression moins élevé que celui de l'hydrogène.

L'étude d'un faisceau de particules α accélérées à partir de l'interaction entre une impulsion laser UHI et un jet de gaz n'a pas été réalisée expérimentalement durant ce travail de thèse. Seule une étude théorique et numérique est donc développée dans ce paragraphe.

Deux simulations PIC 2D planes Smilei ont donc été réalisées pour l'étude du jet de gaz d'hélium. La première étudie un jet de gaz sans sculptage optique et la seconde un jet de gaz sculpté optiquement par deux impulsions laser nanosecondes de chaque côté du jet. Les paramètres des deux simulations sont identiques, seul le profil hydrodynamique du plasma qui initialise la simulation change :

Les paramètres de l'impulsion laser considérée sont identiques au cas du jet de gaz d'hydrogène étudié dans la partie précédente : un faisceau gaussien 2D de longueur d'onde $\lambda = 1\mu m$ avec une enveloppe temporelle de 1.0 ps FWHM et un spot de $10\mu m$ FWHM, focalisé au centre du jet de gaz (au centre de la boîte). L'intensité laser maximale est de $5.0 \times 10^{19} W/cm^2$, ce qui correspond à un potentiel vecteur normalisé de $a_0 = 6$. La boîte de simulation fait 1 mm de long par $60\mu m$ de large, résolue avec 20000×800 cellules contenant 50 particules par cellule. La durée totale de chaque simulation est de 25 ps, échantillonnée avec un pas de temps $\Delta t = 0.06$ fs. Les conditions adoptées aux limites de la boîte de simulation sont des conditions absorbantes, pour les champs comme pour les particules. L'interpolation est de degré 4.

Cas d'un jet de gaz d'hélium non sculpté

Dans cette simulation PIC, le plasma est initialisé avec un jet de gaz d'hélium dont le profil en densité Lorentzien est présenté sur la figure 6.2. Le profil en densité électronique est identique à celui utilisé dans la section 6.1.2.

Comme lors de l'étude sur les jets de gaz d'hydrogène, l'utilisation d'un tel profil en densité qui présente des ailes assez denses entraîne la filamentation de l'impulsion laser lors de sa propagation dans l'aile entrante du gaz. Comme illustré sur la figure 6.31, l'impulsion laser crée un canal dans l'aile du gaz, accélérant principalement les particules dans la direction transverse.

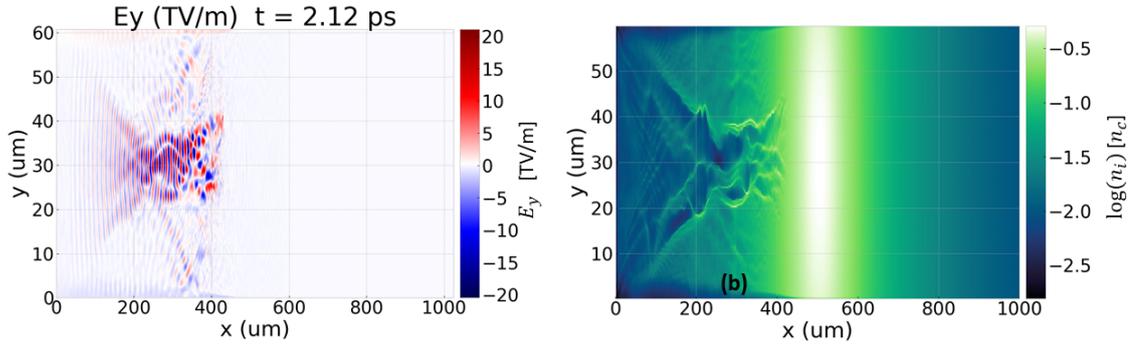


FIGURE 6.31 – (a) Distribution électrique du champ électrique E_y dans le plan (x, y) . L'impulsion laser, qui se propage de la gauche vers la droite, filamente dans l'aile entrante du gaz avant d'atteindre le pic en densité en $x = 500\mu m$. (b) Distribution spatiale de la densité d'hélium. Les paramètres lasers sont donnés dans le texte et le profil du plasma sur la figure 6.2, le temps est de 2.1 ps.

Le laser ayant perdu son intégrité et une grande partie de son énergie avant d'atteindre le pic en densité en $x = 500\mu m$, le choc créé est faible (comme on peut le voir sur la figure 6.32) et ne permet pas une accélération efficace des ions du gaz.

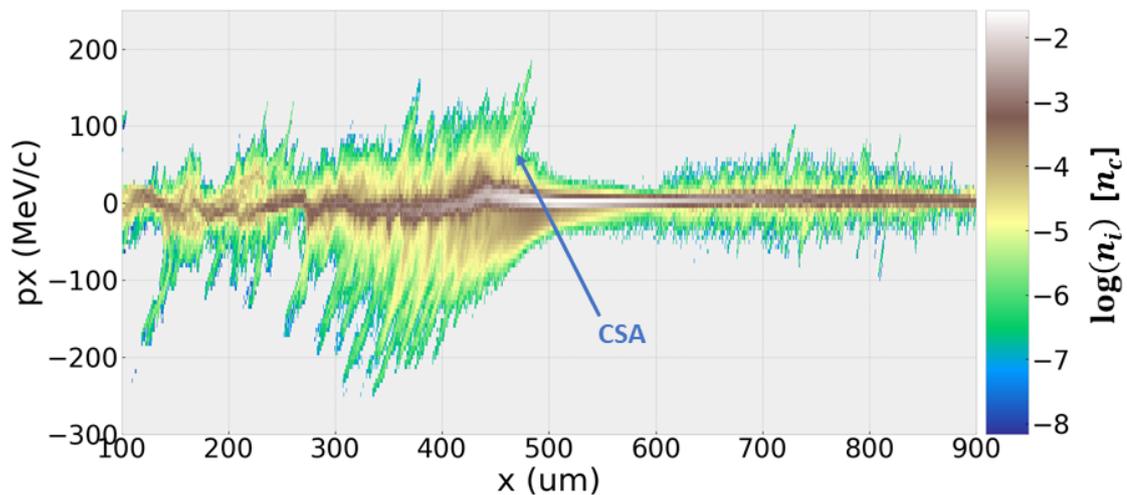


FIGURE 6.32 – Diagramme $p_x(x)$ des particules α à $t=9.6$ ps. Le choc créé est très faible et ne permet pas une accélération efficace des ions par réflexion. Le laser se propage de la gauche vers la droite.

La distribution énergétique angulaire des particules α accélérées présentée sur la figure 6.33 montre bien une accélération privilégiée dans la direction transverse : les particules α accélérées par la force pondéromotrice du laser dans la partie entrante du jet de gaz atteignent des énergies de 8 MeV alors que dans la direction de propagation du laser, les particules α n'atteignent des énergies que de quelques MeV.

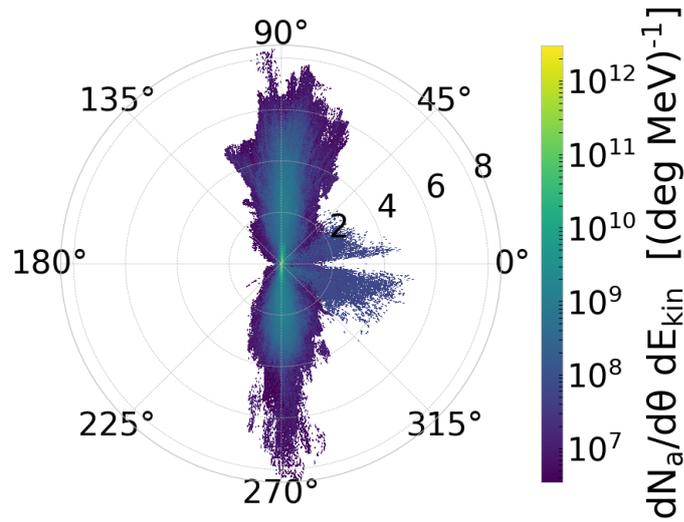


FIGURE 6.33 – Distribution énergétique angulaire des particules α accélérées : les particules les plus énergétiques sont émises à 90° .

Comparativement au jet de gaz d'hydrogène présentant le même profil en densité électronique, les énergies atteintes dans la direction de propagation du laser sont aussi faibles. L'accélération dans la direction transverse par la force pondéromotrice des particules α demeure moins efficace que celle des protons, notamment à cause de la masse plus importante des particules .

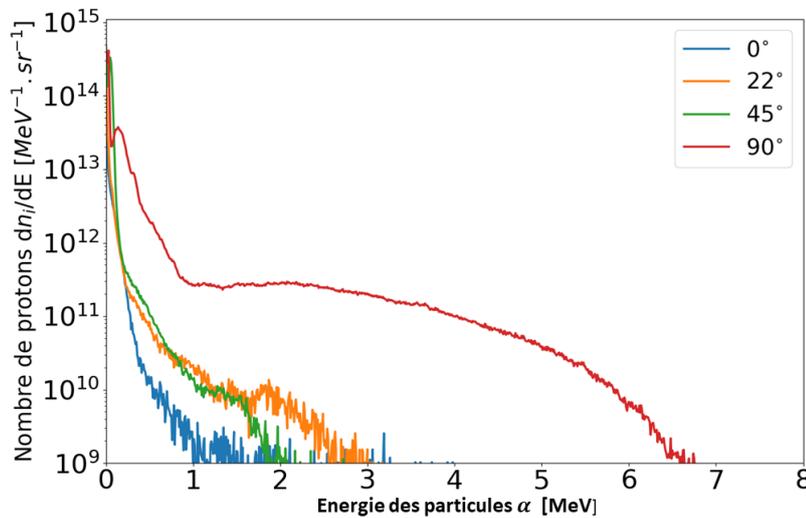


FIGURE 6.34 – Distributions en énergie du faisceau de particules α intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. L'accélération des particules α dans un jet de gaz non sculpté est majoritairement transverse.

L'accélération des ions par CSA dans un jet de gaz d'hélium non sculpté n'est pas efficace, comme pour les protons dans un gaz d'hydrogène non sculpté optiquement. Comme illustré sur la figure 6.34 présentant les distributions en énergie obtenues à différents angles, l'accélération des particules α est majoritairement transverse, que ce soit en terme de flux ou d'énergie maximale. Les restrictions sur le profil en densité du jet de gaz doivent encore

une fois être satisfaites pour améliorer le processus d'accélération. Le sculptage optique peut donc aussi être appliqué à ce jet de gaz d'hélium.

Cas d'un jet de gaz d'hélium sculpté optiquement

Les simulations hydrodynamiques TROLL n'ayant pas été optimisées sur les jets de gaz d'hélium, nous utilisons ici le profil en densité obtenu pour le jet de gaz d'hydrogène avec deux impulsions nanosecondes en entrée et en sortie du gaz, avec une densité maximale initiale de $0.10n_c$, obtenu après un délai de 1.40 ns. Le profil en densité électronique est présenté sur la figure 6.18. La densité maximale atteinte au centre du jet de gaz sculpté est de $1.4n_c$ et la largeur du pic central de densité est de $5 \mu m$.

L'hypothèse sur le profil en densité est forte puisque le coefficient de compression de l'hélium est moins important que celui de l'hydrogène.

Grâce au sculptage optique du jet d'hélium, comme dans le cas du jet d'hydrogène, l'impulsion laser atteint la région centrale du jet de gaz sans perdre son intégrité dans l'aile entrante du gaz. L'impulsion laser, ayant préservé son énergie, peut créer un fort choc dans la région de haute densité. L'accélération par CSA est alors efficace et permet d'accélérer les particules majoritairement dans la direction de propagation du laser, comme le montre la distribution énergétique angulaire présentée sur la figure 6.35a. Les distributions en énergie du faisceau de particules α produit (voir figure 6.35b) montre une nette amélioration de l'accélération en terme d'énergie maximale (160 MeV à 0°), de directivité avec une accélération majoritaire dans la direction de propagation du laser, mais aussi en terme de flux : 2.5×10^{12} particules α /sr dans la direction de propagation du laser à 0° . Le nombre total de particules α accélérés dans la direction du laser atteint 4.1×10^{13} .

Ce type de faisceau est d'un grand intérêt pour diverses applications. L'obtention de faisceaux de particules α présente un grand intérêt dans les applications médicales, notamment dans la production de radioisotopes. Dans le chapitre suivant, la production des radioisotopes du scandium est étudiée, et ces derniers peuvent être produits à partir de faisceaux de particules α .

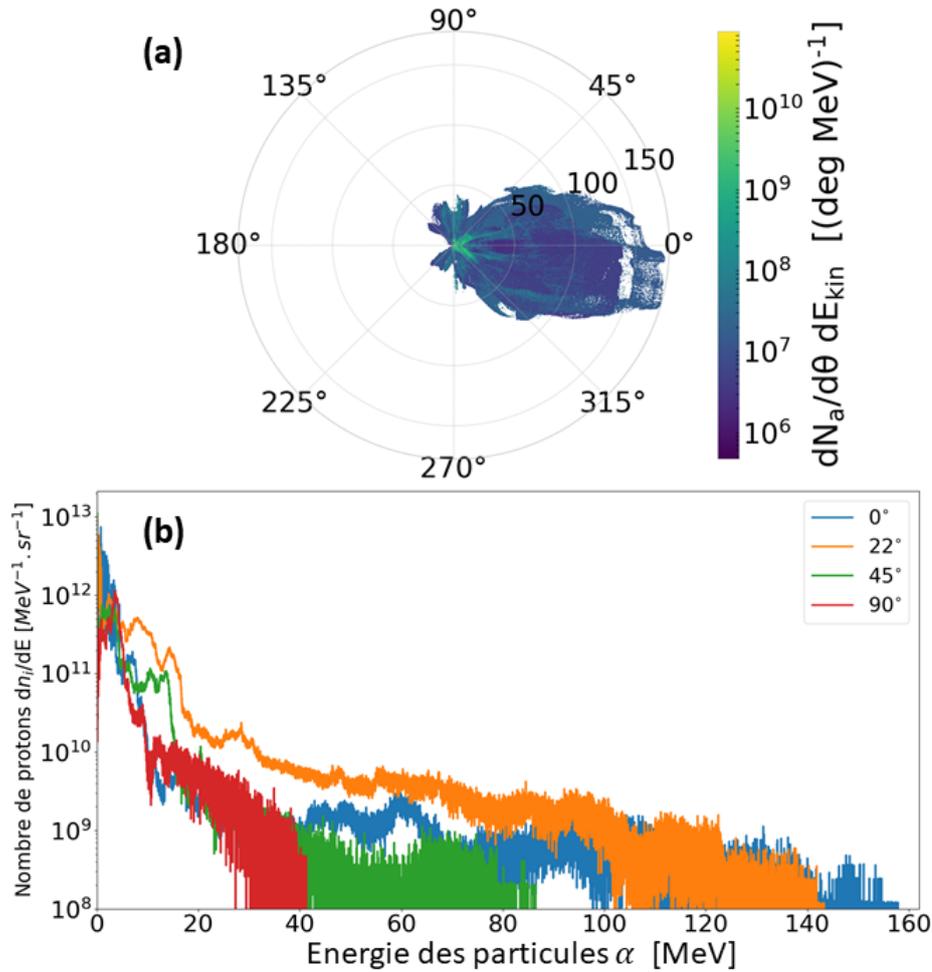


FIGURE 6.35 – (a) Distribution énergétique angulaire des particules α accélérées (b) Distributions en énergie du faisceau de particules α intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$. Une nette amélioration de l'accélération des particules α est observée lorsque le profil en densité du jet de gaz est sculpté optiquement à l'aide de deux faisceaux lasers nanosecondes.

Références

- [1] J.-R. MARQUÈS, P. LOISEAU, J. BONVALET, M. TARISIEN, E. D'HUMIÈRES, J. DOMANGE, F. HANNACHI, L. LANCIA, O. LARROCHE, P. NICOLAÏ, P. PUYUELO-VALDES, L. ROMAGNANI, J. J. SANTOS et V. TIKHONCHUK. "Over-critical sharp-gradient plasma slab produced by the collision of laser-induced blast-waves in a gas jet : Application to high-energy proton acceleration". In : *Physics of Plasmas* 28.2 (2021), p. 023103. DOI : [10.1063/5.0031313](https://doi.org/10.1063/5.0031313). eprint : <https://doi.org/10.1063/5.0031313>. URL : <https://doi.org/10.1063/5.0031313>.
- [2] Julien BONVALET, Pascal LOISEAU, J.-R. MARQUÈS, E. ATUKPOR, Emmanuel D'HUMIÈRES, J. DOMANGE, P. FORESTIER-COLLEONI, Fazia HANNACHI, Livia LANCIA, Didier RAFFESTIN, M. TARISIEN et Ph. NICOLAÏ. "Laser-driven collisionless shock acceleration of protons from gas jets tailored by one or two nanosecond beams". In : *Physics of Plasmas* 28 (nov. 2021), p. 113102. DOI : [10.1063/5.0062503](https://doi.org/10.1063/5.0062503).
- [3] Luis O. SILVA, Michael MARTI, Jonathan R. DAVIES, Ricardo A. FONSECA, Chuang REN, Frank S. TSUNG et Warren B. MORI. "Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions". In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (1 jan. 2004), p. 015002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.92.015002](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.015002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.015002>.
- [4] F. FIUZA, A. STOCKEM, E. BOELLA, R. A. FONSECA, L. O. SILVA, D. HABERBERGER, S. TOCHITSKY, W. B. MORI et C. JOSHI. "Ion acceleration from laser-driven electrostatic shocks". In : *Phys. Plasmas* 20.5 (2013), p. 056304. DOI : [10.1063/1.4801526](https://doi.org/10.1063/1.4801526). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.4801526>.
- [5] R. Z. SAGDEEV. "Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas". In : *Reviews of Plasma Physics* 4 (jan. 1966), p. 23.
- [6] E. LEFEBVRE, S. BERNARD, C. ESNAULT, P. GAUTHIER, A. GRISOLLET, P. HOCH, L. JACQUET, G. KLUTH, S. LAFFITE, S. LIBERATORE, I. MARMAJOU, P. -E. MASSON-LABORDE, O. MORICE et J. -L. WILLIEN. "Development and validation of the TROLL radiation-hydrodynamics code for 3D hohlraum calculations". In : *Nuclear Fusion* 59.3, 032010 (mar. 2019), p. 032010. DOI : [10.1088/1741-4326/aacc9c](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacc9c).
- [7] E. BOELLA, F. FIÚZA, A. STOCKEM NOVO, R. FONSECA et L. O. SILVA. "Ion acceleration in electrostatic collisionless shock : on the optimal density profile for quasi-monoenergetic beams". In : *Plasma Phys. Control. Fusion* 60.3 (fév. 2018), p. 035010. DOI : [10.1088/1361-6587/aaa556](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa556). URL : <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa556>.
- [8] P. PUYUELO-VALDES, J. L. HENARES, F. HANNACHI, T. CECCOTTI, J. DOMANGE, M. EHRET, E. D'HUMIÈRES, L. LANCIA, J.-R. MARQUÈS, X. RIBEYRE, J. J. SANTOS, V. TIKHONCHUK et M. TARISIEN. "Proton acceleration by collisionless shocks using a supersonic H₂ gas-jet target and high-power infrared laser pulses". In : *Phys. Plasmas* 26.12 (2019), p. 123109. DOI : [10.1063/1.5116337](https://doi.org/10.1063/1.5116337). eprint : <https://doi.org/10.1063/1.5116337>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.5116337>.
- [9] F. SYLLA, A. FLACCO, S. KAHALY, M. VELTCHEVA, A. LIFSCHITZ, V. MALKA, E. D'HUMIÈRES, I. ANDRIYASH et V. TIKHONCHUK. "Short Intense Laser Pulse Collapse in Near-Critical Plasma". In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (8 fév. 2013), p. 085001. DOI : [10.1103/PhysRevLett.110.085001](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.085001). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.085001>.
- [10] J.H. MARBURGER. "Self-focusing : Theory". In : *Prog. Quantum Electron.* 4 (1975), p. 35-110. ISSN : 0079-6727. DOI : [https://doi.org/10.1016/0079-6727\(75\)90003-8](https://doi.org/10.1016/0079-6727(75)90003-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0079672775900038>.

- [11] Claire Ellen MAX, Jonathan ARONS et A. Bruce LANGDON. “Self-Modulation and Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas”. In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (4 juil. 1974), p. 209-212. DOI : [10.1103/PhysRevLett.33.209](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.33.209). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.209>.
- [12] L. WILLINGALE, S. P. D. MANGLES, P. M. NILSON, R. J. CLARKE, A. E. DANGOR, M. C. KALUZA, S. KARSCH, K. L. LANCASTER, W. B. MORI, Z. NAJMUDIN, J. SCHREIBER, A. G. R. THOMAS, M. S. WEI et K. KRUSHELNICK. “Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma”. In : *Phys. Rev. Lett.* 96 (24 juin 2006), p. 245002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.96.245002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.245002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.245002>.
- [13] Tatsufumi NAKAMURA, Sergei V. BULANOV, Timur Zh. ESIRKEPOV et Masaki KANDO. “High-Energy Ions from Near-Critical Density Plasmas via Magnetic Vortex Acceleration”. In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (13 sept. 2010), p. 135002. DOI : [10.1103/PhysRevLett.105.135002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.135002). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.135002>.

Quatrième partie

Application à la production de
radioisotopes

Chapitre 7

Production de radioisotopes

Sommaire

7.1	Adaptation des caractéristiques du faisceau d'ions	193
7.2	Production de radioisotopes du cuivre	193
	Propriétés des radioisotopes $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$	193
	Voies de production des radioisotopes $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$	193
	Simulations FLUKA	194
7.3	Production de Scandium	198
	Propriétés des radioisotopes $^{43}\text{Sc}/^{44}\text{Sc}/^{47}\text{Sc}$	198
	Voies de production des radioisotopes $^{43}\text{Sc}/^{44}\text{Sc}/^{47}\text{Sc}$	198
	Simulations FLUKA	199
	7.3.1 Comparaison des activités entre cyclotron et accélérateur laser	199
	Références	201

Contexte :

La production de radioisotopes d'intérêt médical est assurée par des cyclotrons ou des réacteurs nucléaires vieillissants. L'obtention de faisceaux d'ions accélérés par interaction laser-plasma permet d'envisager d'utiliser ces faisceaux pour produire des radioisotopes dans une seconde cible.

Résumé du chapitre :

La production de faisceaux d'ions accélérés par interaction laser-plasma permet d'obtenir des faisceaux brillants et énergétiques. Dans le chapitre 4, nous avons montré que ces faisceaux peuvent être produits de façon expérimentale. Qu'il s'agisse de faisceaux de protons ou de particules α , les énergies atteintes permettent d'envisager de produire des radioisotopes par des réactions nucléaires, dans une seconde cible ou au sein même de la cible, comme dans le cas de l'irradiation directe d'une cible de Bore.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons principalement à la production de radioisotopes d'intérêt médical, et plus particulièrement aux isotopes pressentis et prometteurs dans le cadre de la théranostique, qui couple des isotopes combinant à la fois des propriétés diagnostique et thérapeutique dans le traitement et l'imagerie de cancers : les isotopes du Scandium et ceux du Cuivre. Selon la cible et la stratégie envisagée, le faisceau d'ions peut être constitué de protons ou de particules α , notamment dans la production des couples théranostics du scandium. Les faisceaux de protons et de particules α obtenus dans les parties précédentes, que ce soit à partir de cibles solides ou gazeuses sont donc réinvestis dans ce chapitre pour produire des radioisotopes d'intérêt médical.

Informations complémentaires :

La production de radioisotopes a lieu lorsque les faisceaux d'ions accélérés réagissent avec les noyaux d'une cible. Cette étape est donc modélisée par le dernier code de notre chaîne de simulations : FLUKA [1].

7.1 Adaptation des caractéristiques du faisceau d'ions

La production d'un radioisotope donné nécessite de choisir une cible adaptée au faisceau d'ions qui irradie cette dernière afin de déclencher la réaction nucléaire voulue. L'allure de la section efficace va déterminer la distribution en énergie idéale pour le faisceau d'ions. Des filtres permettent d'adapter la distribution en énergie des ions du faisceau en les ralentissant, afin d'atteindre les énergies souhaitées et ainsi correspondre aux sections efficaces maximales de la réaction nucléaire envisagée.

7.2 Production de radioisotopes du cuivre

Propriétés des radioisotopes $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$

Dans la nouvelle approche de traitement du cancer dite théranostique, consistant à utiliser des couples de radionucléides pour combiner traitement et imagerie, le couple $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$ est l'un des plus prometteurs.

Le cuivre-64 est un radioisotope qui se désintègre à 61 % en nickel-64 par capture électronique et radioactivité β^+ (17.6 %) d'énergie maximale de 0.66 MeV, et à 39 % en zinc-64 par radioactivité β^- (0.58 MeV), selon une demi-vie de 12.70 heures. Par ailleurs, pour 0.475 % des désintégrations, la capture électronique peuple le premier niveau excité du nickel-64 ; le niveau fondamental est atteint après l'émission d'un photon γ de 1.35 MeV. Le cuivre-64 peut donc être utilisé en imagerie par émission de positron, il est déjà utilisé sous le nom de Cuprymina 925 MBq/mL, précurseur radiopharmaceutique.

Le cuivre-67 est un radioisotope du cuivre qui présente une demi-vie de 61.83 h et qui se désintègre en zinc-67 par émission β^- d'énergie maximum comprise entre 350 et 600 keV, ce qui correspond à un parcours des électrons d'environ 3 mm dans l'eau. Cette gamme d'énergie comparable à celle du ^{177}Lu , actuellement utilisé en radiothérapie interne vectorisée, et n'étant pas très élevée, elle permet un traitement localisé et limite la dose reçue par les tissus sains environnants. Le cuivre-67 est encore en phase d'étude et n'est pas, comme le cuivre-64, actuellement utilisé en clinique.

Voies de production des radioisotopes $^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$

En France, ces deux radioisotopes sont fabriqués par le cyclotron de recherche ARRONAX, à Nantes.

Le cuivre-64 y est actuellement produit, en pratique routinière, à l'aide d'un faisceau de deutons irradiant une cible de nickel-64 via la réaction $^{64}\text{Ni}(d, 2n)^{64}\text{Cu}$. La section efficace de cette réaction est présentée sur la figure 7.1a, avec un maximum de 675 mb et des énergies nécessaires de deutons de 16 MeV. Une autre voie de production est possible à l'aide d'un faisceau de protons irradiant une cible de nickel-64 via la réaction $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$. La section efficace de cette réaction est présentée sur la figure 7.1b. Les sections efficaces maximales et les énergies de faisceaux sont comparables entre ces deux réactions qui mènent à la production de cuivre-64. La voie utilisant des deutons a été choisie pour des raisons de pureté du produit final. En effet, cette réaction génère moins de polluants.

Le cuivre-67 peut être produit selon deux voies de production lui aussi, avec un faisceau de protons ou de deutons. Les réactions utiles sont, respectivement, avec les protons une réaction sur le zinc-68 $^{68}\text{Zn}(p, 2p)^{67}\text{Cu}$, et avec les deutons une réaction sur le zinc-70 $^{70}\text{Zn}(d, X)^{67}\text{Cu}$ où X peut être un ensemble de particules ($n + \alpha$, $2n + ^3\text{He}$, $3n + 2p$, $d + t, n + p + t$). La voie utilisant un faisceau de deutons présente l'avantage de créer moins

de polluants mais le zinc-70 est plus compliqué à trouver. Les sections efficaces de ces deux réactions sont présentées sur la figure 7.2.

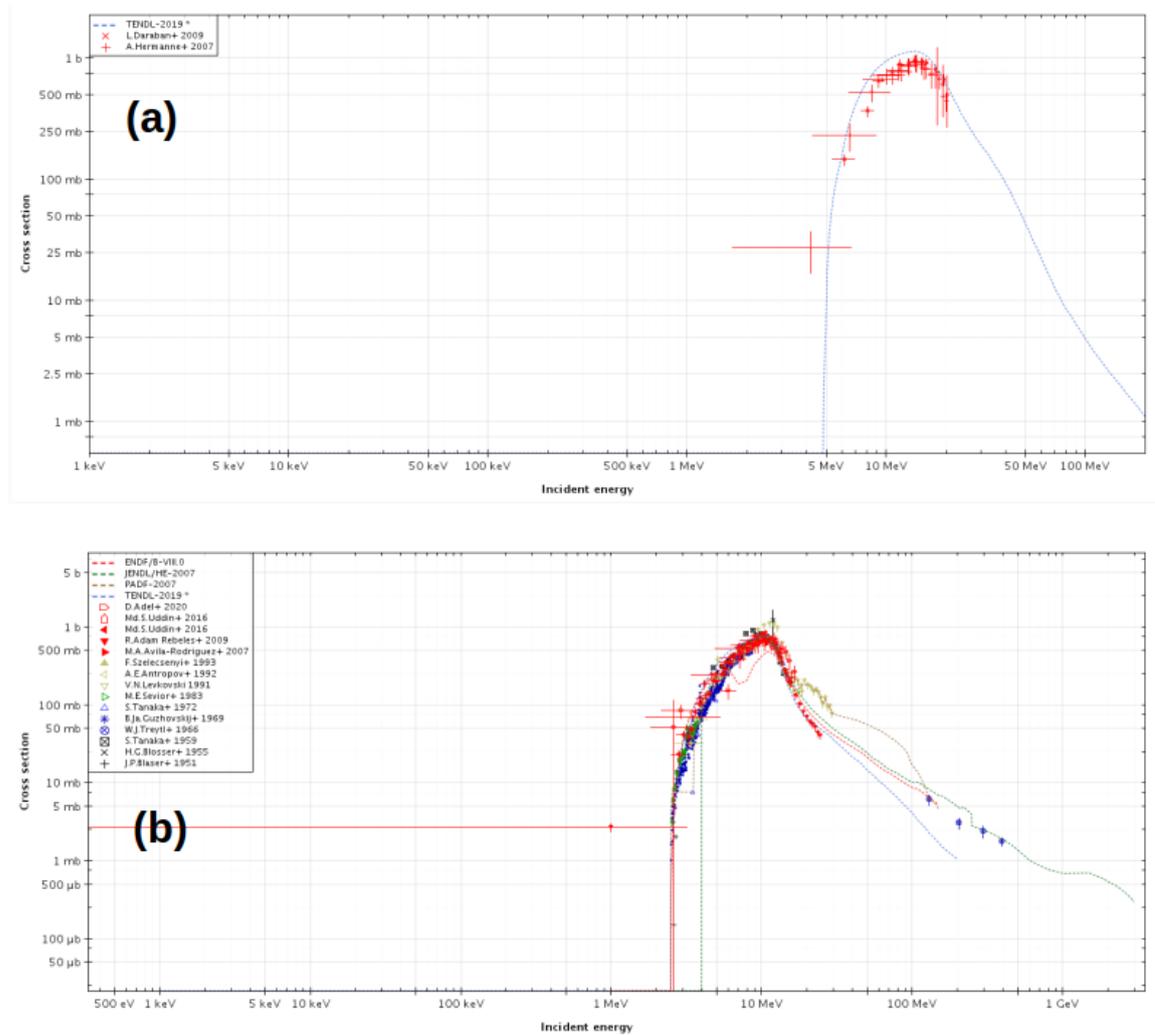


FIGURE 7.1 – Sections efficaces de réactions pour la production de cuivre-64 via : (a) la réaction ${}^{64}\text{Ni}(d, 2n){}^{64}\text{Cu}$; (b) la réaction ${}^{64}\text{Ni}(p, n){}^{64}\text{Cu}$. Sections efficaces tirées de Janis Nuclear [2].

Nous retiendrons que pour produire du cuivre-64, nous avons besoin d'un faisceau de protons présentant des énergies de 5 à 50 MeV, étant donné que la section efficace de la réaction ${}^{64}\text{Ni}(p, n){}^{64}\text{Cu}$ atteint des valeurs maximales de 10 mb à ces énergies. Le faisceau de protons obtenu par accélération laser dans un jet de gaz d'hydrogène de densité maximale initiale de $0.10n_c$ sculpté par deux lasers nanosecondes à un délai de 1.40ns est donc le plus adapté pour la réaction ${}^{64}\text{Ni}(p, n){}^{64}\text{Cu}$.

Pour produire du cuivre-67, les énergies de protons doivent être plus élevées : de 20 à 80 MeV. Dans ce cas, seul le faisceau de protons obtenu par accélération laser dans un jet de gaz d'hydrogène de densité maximale initiale de $0.10n_c$ sculpté par deux lasers nanosecondes à un délai de 1.50 ns est réellement adapté pour maximiser les taux de réactions ${}^{68}\text{Zn}(p, 2p){}^{67}\text{Cu}$.

Simulations FLUKA

Les simulations FLUKA diffèrent de par la composition de la cible (zinc-68 ou zinc-70). Les simulations sont lancées avec un échantillonnage de 10^9 particules primaires réalisé sur

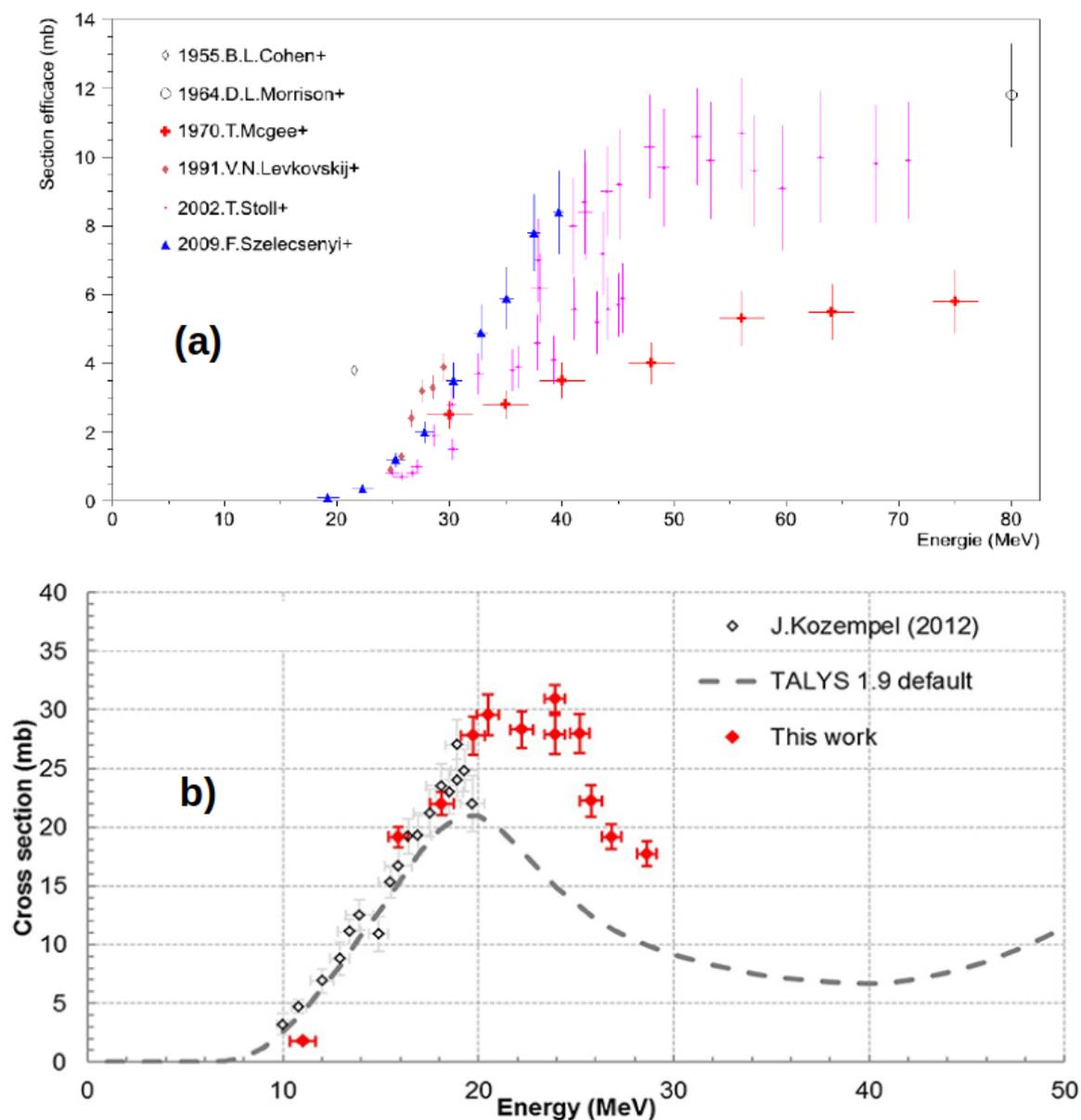


FIGURE 7.2 – Sections efficaces de réactions pour la production de cuivre-67 via : (a) la réaction $^{68}\text{Zn}(p, 2p)^{67}\text{Cu}$; (b) la réaction $^{70}\text{Zn}(d, X)^{67}\text{Cu}$. Sections efficaces tirées de Janis Nuclear [2].

l'espace des phases des protons obtenu à l'aide des simulations PIC. La routine FLUKA source.f est utilisée pour lire l'espace des phases des protons en entrée de la simulation, et la routine usrrsnc.f est utilisée afin de répertorier tous les radioisotopes créés au sein de la cible et d'en déterminer les caractéristiques (position de création, demi-vie, numéro atomique, nombre de masse, activité volumique).

En utilisant les résultats de cette routine usrrsnc.f et le module p2sat, nous pouvons reconstruire la distribution spatiale et les proportions des radioisotopes produits durant l'irradiation, comme illustré sur la figure 7.3.

Les cibles utilisées présentent des dimensions transverses de 0.5 mm par 0.5 mm et une épaisseur de 1.5 mm, soit un volume de 0.375 mm^3 . Les cibles de nickel-64 et de zinc-68 modélisées sont pures. La carte IRRPROFI du fichier d'entrée FLUKA permet de définir le flux de protons présent pour chaque tir laser. Les activités volumiques calculées correspondent donc à la production de radioisotopes obtenue pour un tir laser.

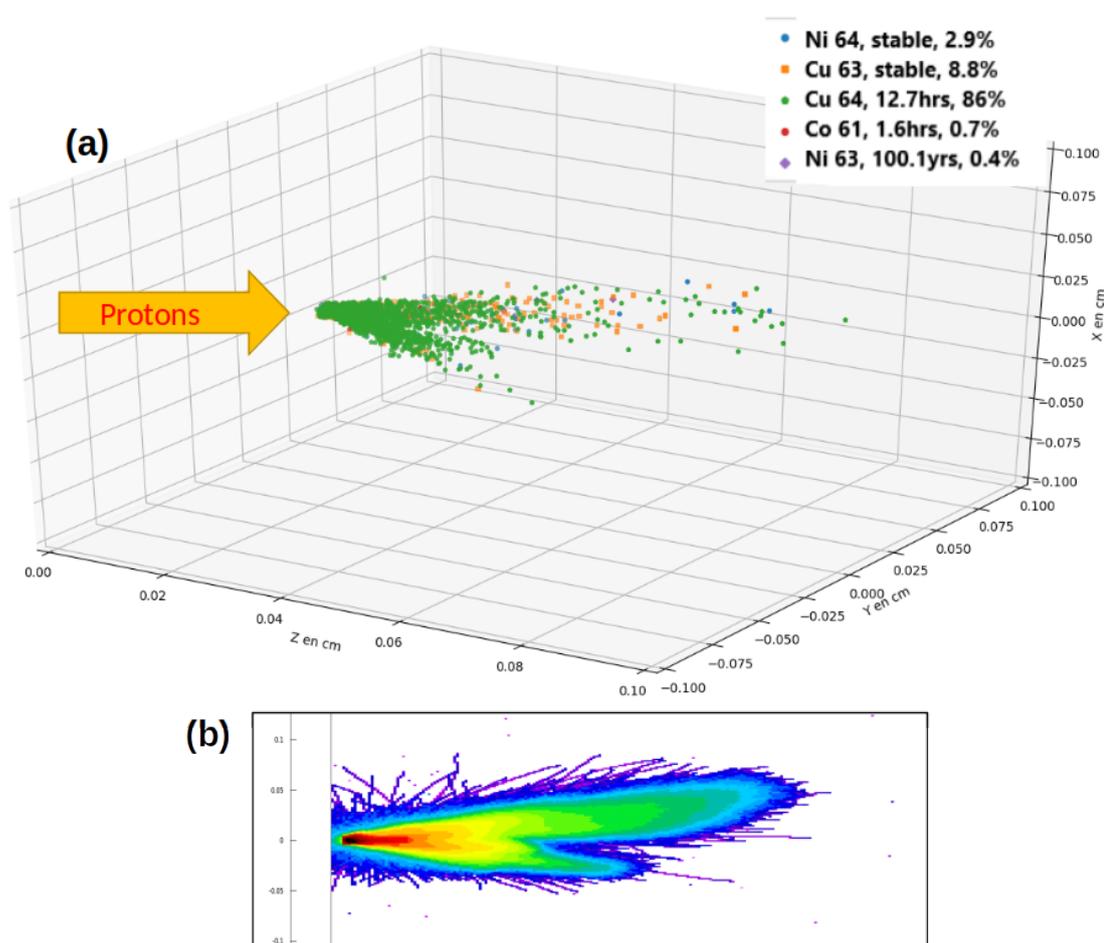


FIGURE 7.3 – (a) Distribution spatiale en 3 dimensions des radioisotopes produits lors de l'irradiation d'une cible de ^{64}Ni par le faisceau de protons obtenu par accélération laser dans un jet de gaz sculpté optiquement. (b) Distribution spatiale en 2 dimensions du dépôt d'énergie des protons. La région où l'énergie déposée est la plus importante (en noir/rouge) présente la plus forte concentration spatiale en radioisotopes.

Les tableaux ci-dessous résument les activités volumiques (en Bq/cm^3) calculées par les simulations FLUKA pour chaque radionucléide produit au sein de la cible irradiée par le faisceau de protons.

Le tableau 7.5 concerne l'irradiation de la cible de nickel-64 par le faisceau de protons obtenu par accélération laser-plasma dans le jet d'hydrogène de densité maximale initiale $0.10n_c$ sculpté par deux faisceaux lasers nanosecondes à un délai de 1.40 ns. La distribution en énergie de ce faisceau de protons, dans la direction de propagation du laser, est rappelée sur la figure 7.4, en bleu. Le flux de ce faisceau est de 1.3×10^{13} protons/sr. Les paramètres laser sont ceux du laser PICO2000.

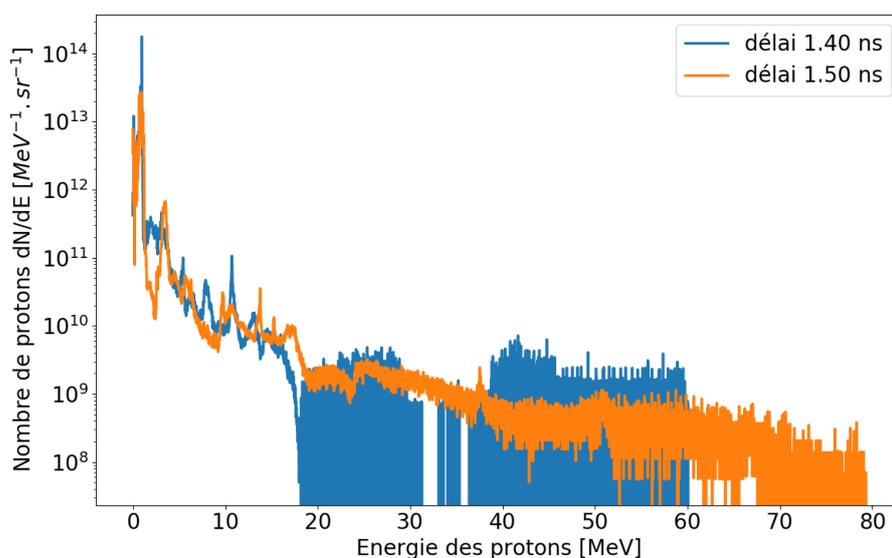


FIGURE 7.4 – Distributions en énergie des protons accélérés intégrées en temps à différents angles : $\theta = 0^\circ, 22^\circ, 45^\circ$ et 90° obtenues en intégrant la distribution $d^2n_i/d\theta dE_i$ dans un cône de $\pm 5^\circ$, dans un jet de gaz de densité maximale initiale $0.10n_c$, sculpté par deux faisceaux laser ns, après des délais de 1.40 ns (courbe bleue) et de 1.50 ns (courbe orange). La distribution à 1.40 ns (bleue) présente un flux de 1.3×10^{13} protons/sr et celle à 1.50 ns (orange) un flux de 1.1×10^{13} protons/sr.

Pour un tir laser, le cuivre-64 présente une activité volumique de 185 kBq/cm^3 . Des polluants sont produits, comme présenté dans le tableau 7.5, dont certains à longue durée de vie, comme le nickel-63.

Radionucléide créé	Durée de vie	Proportion
^{64}Ni	stable	2.9 %
^{63}Cu	stable	8.8 %
^{64}Cu	12.7 h	86 %
^{61}Co	1.6 h	0.7 %
^{63}Ni	100.1 ans	0.4 %

FIGURE 7.5 – Radioisotopes produits lors de l'irradiation d'une cible de nickel-64 par un faisceau de protons accélérés obtenu par interaction laser-plasma dans un jet de gaz de densité maximale initiale $0.10n_c$, sculpté par deux faisceaux lasers ns, après un délai de 1.40 ns. Les paramètres du laser ps sont ceux du laser PICO2000 (LULI).

En comparant avec la production assurée par le cyclotron ARRONAX, qui parvient à produire 890 MBq/cm^3 grâce à l'irradiation d'une cible de nickel-64 par un faisceau de

deutons de 16 MeV durant 3 h avec un courant de $90 \mu A$, le laser utilisé pour l'accélération des protons devrait présenter un taux de répétition de 0.45 Hz afin d'atteindre la même activité volumique.

L'irradiation de la cible de zinc-68 par le faisceau de protons obtenu par accélération laser-plasma dans le jet d'hydrogène de densité initiale $0.10n_c$ sculpté par deux faisceaux lasers nanosecondes, après un délai de 1.50 ns permet la production de cuivre-67. La distribution en énergie de ce faisceau de protons est rappelée sur la figure 7.4, en orange. Le flux de ce faisceau est de 1.1×10^{13} protons/sr.

Pour un tir laser, le cuivre-67 présente une activité volumique de $32 kBq/cm^3$. Aucune donnée n'est disponible en terme de comparaison pour ce radioisotope.

7.3 Production de Scandium

Propriétés des radioisotopes $^{43}Sc/^{44}Sc/^{47}Sc$

Trois radioisotopes du scandium sont pressentis pour en faire des couples théranostiques : le ^{44}Sc , avec une demi-vie ($T_{1/2}$) de 3.97 h et une énergie moyenne β^+ de 0.6 MeV, idéal pour les caméras PET. Le ^{43}Sc présente des propriétés proches de celles du ^{44}Sc : $T_{1/2} = 3.89$ h et une énergie moyenne β^+ de 0.5 MeV. D'énergie plus faible que le positron émis par le fluor-18, ces radioisotopes permettent d'obtenir une meilleure résolution d'image. Leur demi-vie, inférieure au fluor-18, est un autre avantage à leur utilisation. Son isomère de longue durée, le ^{44m}Sc ($T_{1/2} = 58.6h$) permettra une imagerie plus tardive pour une évaluation plus précise de la distribution et des doses absorbées. De plus, le ^{47}Sc ($T_{1/2} = 3.35j$) peut être utile pour la radiothérapie interne vectorisée et pourrait également être utilisé pour l'imagerie SPECT.

Ainsi, le $^{44}Sc/^{44m}Sc$ couplé au ^{47}Sc est très attrayant pour le développement d'agents théranostiques.

Voies de production des radioisotopes $^{43}Sc/^{44}Sc/^{47}Sc$

Les réactions envisagées pour produire ces trois isotopes sont les suivantes : $^{43}Ca(p, n)^{43}Sc$ et $^{nat}Ca(\alpha, n)^{43}Sc$ pour le scandium-43, $^{44}Ca(p, n)^{44}Sc$ pour le scandium-44, $^{44}Ca(\alpha, p)^{47}Sc$ pour le scandium-47.

L'irradiation de cibles de calcium enrichies en calcium-44 ou naturelles par un faisceau de protons permet de produire simultanément les radioisotopes du scandium pour l'imagerie (scandium 43 et 44). Pour produire le scandium-47 à partir d'un faisceau de protons, il faut utiliser une cible de calcium enrichie en calcium-48. L'enrichissement des cibles présentant un coût non négligeable, l'utilisation de faisceaux de particules α est aussi envisagée afin de produire du scandium-43 en irradiant une cible naturelle de calcium. La production de scandium-47 peut aussi être envisagée avec un faisceau de particules α irradiant une cible de calcium enrichie en calcium-44.

Les sections efficaces de production des radioisotopes du scandium pour l'imagerie (^{43}Sc et ^{44}Sc) des différentes réactions envisagées sont présentées sur la figure 7.6. Les énergies maximales des protons nécessaires à ces réactions sont de 20 MeV. Le faisceau de protons le plus intéressant en terme de distribution énergétique obtenu par sculptage optique est le faisceau de protons obtenu par accélération laser-plasma dans le jet d'hydrogène de densité maximale initiale $0.10n_c$ sculpté par deux faisceaux lasers nanosecondes à un délai de 1.40 ns. La distribution en énergie de ce faisceau de protons, dans la direction de propagation du laser, est rappelée sur la figure 7.4, en bleu. Le flux de ce faisceau d'ions est de 1.3×10^{13}

protons/sr.

Afin de se comparer aux activités obtenues par des cyclotrons présentées au chapitre 1, les cibles utilisées pour la production des isotopes du scandium sont :

- pour le scandium-43, avec un faisceau de protons, des cibles de $CaCO_3$ enrichies en calcium-43,
- pour le scandium-43, avec un faisceau de particules α , des cibles de $CaCO_3$ avec du calcium naturel, ce qui baisse fortement les coûts de production et motive l'utilisation de faisceaux de particules α ,
- pour le scandium-44, avec un faisceau de protons, des cibles de $CaCO_3$ enrichies en calcium-44,
- pour le scandium-47, avec un faisceau de particules α , des cibles de $CaCO_3$ enrichies en calcium-44.

Les cibles de calcium doivent être enrichies en certains isotopes afin de permettre à certaines réactions de pouvoir être déclenchées. Le tableau 7.7 présente la composition du calcium contenue dans les différentes cibles de $CaCO_3$ utilisées. Dans une telle cible, la proportion de calcium est de 40%. La composition isotopique du calcium contenu dans la cible change en fonction de son enrichissement en tel ou tel isotope.

Simulations FLUKA

Comme dans le chapitre précédent, les simulations FLUKA ont été réalisées avec un échantillonnage de 10^9 particules primaires réalisé sur l'espace des phases des protons obtenu à l'aide des simulations PIC. Les mêmes routines sont utilisées afin de répertorier tous les radioisotopes créés au sein de la cible et d'en déterminer les caractéristiques (position de création, demi-vie, numéro atomique, nombre de masse, activité volumique). Les cibles utilisées présentent des dimensions transverses de 0.5 mm par 0.5 mm et une épaisseur de 1.5 mm, soit un volume de 0.375 mm^3 . Selon la réaction envisagée et le radioisotope produit, les cibles modélisées sont des cibles de carbonate de calcium $CaCO_3$, enrichies en certains isotopes du calcium, dont la composition en calcium est donnée dans le tableau 7.7.

7.3.1 Comparaison des activités entre cyclotron et accélérateur laser

Pour la production de cuivre-64, à partir des caractéristiques du laser PICO2000 utilisé pour obtenir un faisceau de protons accélérés par irradiation d'un jet de gaz de densité maximale initiale de $0.10n_c$ sculpté optiquement par deux faisceaux laser ns, nous concluons qu'il faudrait que ce laser atteigne un taux de répétition de 0.45 Hz pour concurrencer le cyclotron ARRONAX. Sachant qu'à l'heure actuelle, ce laser est limité à 1 tir toutes les 90 min, des progrès restent à faire au niveau de la technologie laser en ce qui concerne les taux de répétition.

Pour les radioisotopes du scandium, si l'on compare les activités obtenues avec des cyclotrons décrites dans le chapitre 1, le laser PICO2000, afin de produire les mêmes radioisotopes en un temps équivalent (souvent quelques heures maximum), devrait atteindre un taux de répétition de 0.1 Hz.

Des progrès doivent donc être réalisés au niveau des taux de répétition des systèmes laser afin de pouvoir concurrencer les cyclotrons. Le temps d'irradiation de la cible peut aussi être augmentée dans le même temps afin de trouver un compromis entre l'augmentation du taux de répétition du laser et le temps d'exposition de la cible irradiée.

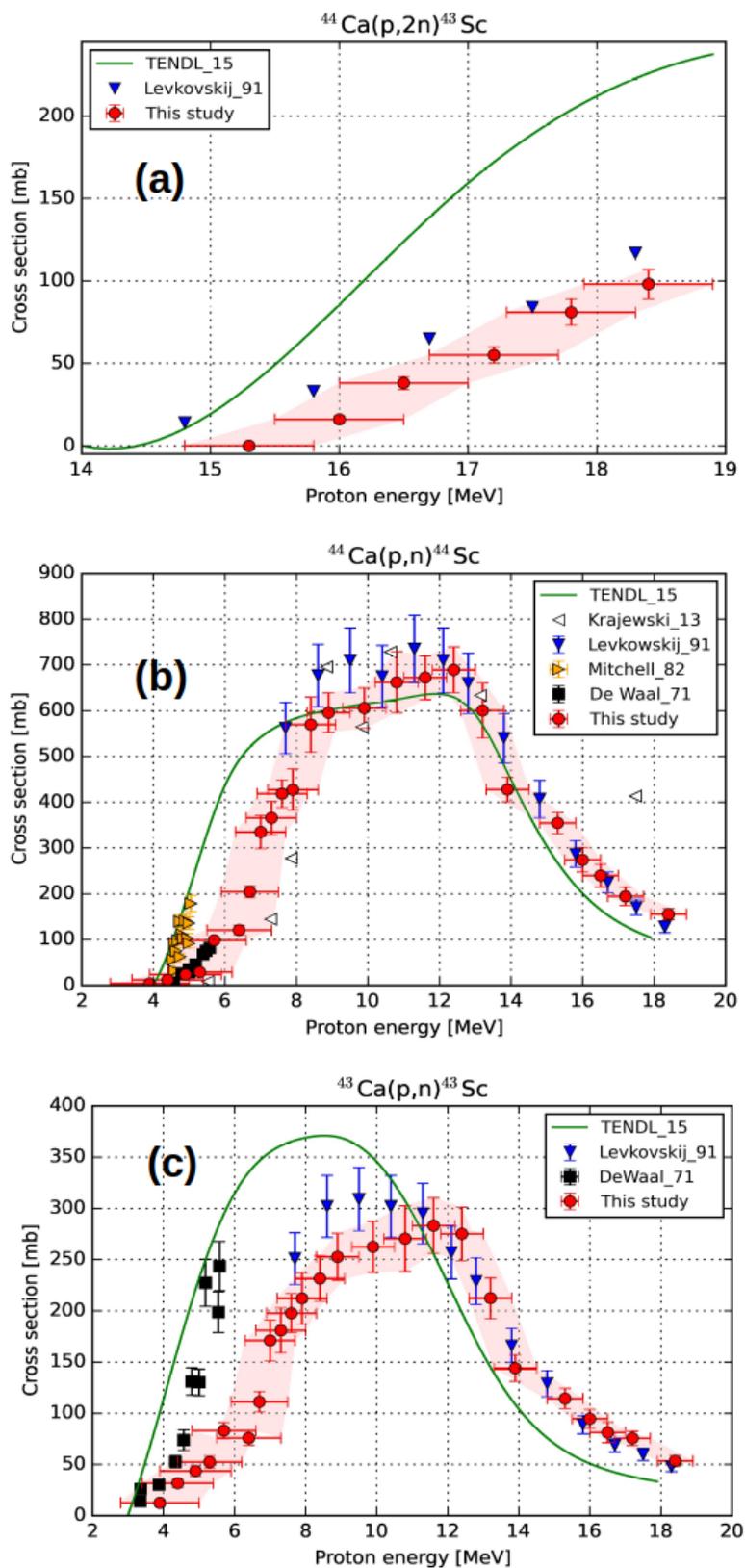


FIGURE 7.6 – Sections efficaces de réactions pour la production de scandium-43 via : (a) la réaction $^{44}\text{Ca}(p, 2n)^{43}\text{Sc}$; (c) la réaction $^{43}\text{Ca}(p, n)^{43}\text{Sc}$. (c) Sections efficaces de réactions pour la production de scandium-44 via la réaction $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$. Sections efficaces tirées de Janis Nuclear [2].

	^{40}Ca	^{42}Ca	^{43}Ca	^{44}Ca	^{46}Ca	^{48}Ca
Naturel (%)	96.941	0.647	0.135	2.086	0.004	0.187
Enrichi ^{43}Ca (%)	27.80	1.52	57.9	12.36	0.01	0.24
Enrichi ^{44}Ca (%)	2.89	0.06	0.03	97.0	0.002	0.02

FIGURE 7.7 – Composition isotopique du calcium en fonction de son enrichissement.

Cible / faisceau	^{43}Sc	^{44}Sc	^{47}Sc
$^{43}\text{CaCO}_3$	342 kBq/cm^3	/	/
$^{44}\text{CaCO}_3$	/	720 kBq/cm^3	/
$^{nat}\text{CaCO}_3$	56 kBq/cm^3	/	/
$^{44}\text{CaCO}_3$	/	/	3.2 kBq/cm^3

FIGURE 7.8 – Activités volumiques des radioisotopes du scandium créés selon la cible et le faisceau d'ions utilisés.

Références

- [1] T.T. BÖHLEN, F. CERUTTI, M.P.W. CHIN, A. FASSÒ, A. FERRARI, P.G. ORTEGA, A. MAIRANI, P.R. SALA, G. SMIRNOV et V. VLACHOUDIS. “The FLUKA Code : Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. In : *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), p. 211-214. ISSN : 0090-3752. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214005018>.
- [2] *OECD-NEA web site - JANIS software*. URL : <https://www.oecd-nea.org/janisweb/>.

Cinquième partie

Conclusion et annexes

Conclusion et perspectives

7.4 Résumé et conclusion de ces travaux

L'accélération d'ions par interaction laser-plasma est un domaine de recherche à part entière aujourd'hui. Les applications envisagées sont nombreuses mais la production de radioisotopes suscite un intérêt réel et croissant. La mise au point d'un accélérateur laser permettrait de concurrencer les cyclotrons qui aujourd'hui assurent la production de la majeure partie des radioisotopes, que ce soit en production routinière ou pour la recherche médicale. un tel système serait moins encombrant, plus versatile et pourrait produire des faisceaux d'ions intéressants en termes d'énergie et de flux, de durée, d'émittance et de courants.

Depuis deux décennies, l'accélération d'ions par interaction d'un laser et d'une cible solide commence à être comprise et bien reproduite, que ce soit numériquement ou théoriquement. L'utilisation de cibles gazeuses, avantageuses pour les systèmes lasers à haut taux de répétition, présente davantage de problèmes. Les prévisions numériques/théoriques n'ont encore jamais été atteintes dans l'expérience. Ce travail de thèse a permis d'explorer ces deux types de cibles pour produire des faisceaux de protons et de particules α .

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse se sont concentrés sur 4 axes majeurs :

1. Tout d'abord, un effort important de contextualisation a été fourni. Des échanges avec des professeurs et des chercheurs des hopitaux de Bordeaux ont permis de cibler les radioisotopes les plus prometteurs à leurs yeux. Les radioisotopes du cuivre ($^{67}\text{Cu}/^{64}\text{Cu}$) ainsi que ceux du scandium ($^{43}\text{Sc}/^{44}\text{Sc}/^{47}\text{Sc}$) ont été identifiés comme sujets d'application dans ce travail. La nécessité d'obtenir des faisceaux de protons et de particules α a donc clairement été identifiée dès le début de la thèse.
2. Afin d'étudier l'obtention de tels faisceaux par interaction laser-plasma et l'utilisation de ces derniers dans la production de radioisotopes, nous avons mis en place une chaîne de simulations permettant de traiter l'aspect multi-physique du problème. Le code Particle-In-Cell Smilei [1] est utilisé pour simuler l'interaction de l'impulsion laser principale avec la cible. Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec une cible solide, la présence d'une ASE génère un préplasma qui modifie complètement le régime d'interaction du laser avec la cible. L'utilisation de faisceaux lasers nanosecondes pour sculpter optiquement un jet de gaz génère un plasma dont les caractéristiques vont déterminer l'interaction avec l'impulsion laser principale picoseconde. Afin de simuler parfaitement l'interaction de cette impulsion avec le plasma, nous avons mis en place un premier chaînage permettant d'initialiser le plasma modélisé dans le code PIC avec les données issues de simulations hydrodynamiques (code CHIC [2] et TROLL [3]). Les faisceaux d'ions accélérés par laser sont ensuite injectés dans le code Monte Carlo FLUKA [4] pour simuler leur propagation dans la matière et la production de radioisotopes par réactions nucléaires. Une réflexion a aussi été menée pour minimiser la perte d'informations à l'interface entre ces codes, et plusieurs méthodes permettant de manipuler et visualiser l'espace des phases des particules ont été implémentées dans

un module Python nommé `p2sat`, code en grande partie développé par Léo Esnault dans lequel j'ai implémenté de nouvelles méthodes Python. Ce dernier est disponible en open-source [5].

3. Trois campagnes expérimentales ont été menées durant ce travail de thèse. Sur l'installation LFEX à Osaka, où nous avons pu valider notre chaîne de simulation pour étudier la production de faisceaux de particules α par réaction de fusion p-B. Les deux autres campagnes, sur les installations PHELIX, à GSI en Allemagne, et sur PICO2000 au LULI, ont permis d'étudier l'accélération de protons dans des jets de gaz (sculptés optiquement ou non). La chaîne de codes mise au point durant ce travail de thèse nous a permis de dimensionner, d'exploiter et de comprendre ces trois campagnes expérimentales.
4. Les réactions de fusion proton-Bore ont été largement étudiées durant ce travail de thèse. La théorie et les simulations Monte Carlo ont permis d'éclaircir de nombreux points sur ces réactions. Une comparaison des codes MC GEANT4 [6] et FLUKA [4] a aussi été réalisée autour de cette réaction. Les sections efficaces utilisées dans les codes MC nécessitent encore d'être précisées et nous avons mis en lumière de nombreuses interrogations/incertitudes sur cette réaction qui génère de plus en plus d'intérêt dans la communauté scientifique, notamment pour son aspect énergétique dans un but de fusion nucléaire pour l'énergie.

Les travaux entrepris dans le cadre de cette thèse ont permis de dégager plusieurs stratégies pour la production de radioisotopes par accélérateur laser. L'obtention de faisceaux d'ions accélérés est une étape cruciale puisque les caractéristiques de ces faisceaux vont déterminer l'efficacité de production du radioisotope souhaité. Deux types de cibles peuvent être envisagés pour la production d'un faisceau d'ions accélérés par laser : les cibles solides ou gazeuses.

L'utilisation d'une cible de plastique de $25\mu\text{m}$ nous a permis d'obtenir un faisceau de protons accélérés jusqu'à des énergies de 35 MeV et un flux de 10^{14} protons/sr. Ce faisceau peut être utilisé tel quel mais lors de la campagne expérimentale sur le laser LFEX, ce faisceau a été mis à profit afin de produire une source secondaire de particules α dans un schéma de pitcher-catcher, avec une seconde cible de bore. La réaction principale, entre le proton et le bore-11 produit trois particules α , ce qui en fait une réaction intéressante dans le but de produire un faisceau de particules α . Le faisceau de particules α ainsi obtenu présente des énergies maximales de 20 MeV et un flux de 10^9 α /sr. La chaîne de codes nous a permis de mieux comprendre les processus d'accélération mis en jeu lors de l'interaction de l'impulsion laser UHI avec une cible solide présentant un préplasma assez long ; mais aussi de mieux comprendre la réaction de fusion p- ^{11}B dans le processus de création des particules α . De plus, l'irradiation directe d'une cible de bore contenant une certaine concentration en hydrogène a ouvert la voie à de nombreuses propositions d'expériences à venir. En effet, cette configuration permet d'obtenir des flux de particules α bien plus importants 10^{10} α /sr mais à des énergies plus modérées (énergies maximales de 10 MeV). Cette expérience a aussi permis de montrer les limites de notre chaîne de simulation lorsque les réactions nucléaires ont lieu dans la cible irradiée par l'impulsion laser.

L'utilisation de jets de gaz est préférable si l'on veut travailler avec des systèmes lasers à hauts taux de répétition puisque le jet de gaz produit moins de débris qu'une cible solide. Nous avons montré que l'utilisation d'un jet de gaz, comme cela a toujours été fait jusqu'à aujourd'hui, ne permet pas une accélération efficace des ions du gaz. Le profil en densité d'un gaz à la sortie de la buse présente une extension spatiale bien trop grande et des densités dans les ailes trop élevées. Lorsque l'impulsion laser se propage dans les ailes du jet de gaz, elle y perd son intégrité par des phénomènes non linéaires de filamentation et d'autofocalisation. Nous avons donc proposé de sculpter optiquement le gaz à l'aide de

deux faisceaux lasers nanosecondes, ce qui permet de diminuer drastiquement la densité des ailes du gaz tout en créant une fine couche de plasma compressé et dense au centre du jet de gaz. L'étude numérique prévoit alors des faisceaux d'ions énergétiques présentant des flux importants, notamment avec des structures "quasi-monoénergétiques" dans leur distribution énergétique avec des dispersions en énergie faibles. Nous avons réussi à obtenir des faisceaux de protons présentant des flux de quelques 10^{10} protons/sr pour des énergies comprises entre 60 et 80 MeV. En jouant sur le délai entre les faisceaux lasers nanosecondes et le faisceau laser principal picoseconde, les profils en densité obtenus varient et permettent d'obtenir des distributions en énergie variées et plus ou moins quasi-monoénergétiques. Nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des paquets de protons accélérés à des énergies de 50 voire 60 MeV présentant des dispersions en énergies $\Delta E/E$ inférieures à 16%. Cette étude ouvre donc la voie à la mise au point d'un accélérateur laser dont les caractéristiques du faisceau obtenu peuvent varier selon des paramètres de délais, donc de profils en densité de la cible. Les deux campagnes expérimentales n'ont cependant pas permis d'atteindre ces énergies prometteuses. Mais elles ont mis en lumière les challenges expérimentaux à relever dans le processus de sculptage optique des jets de gaz, notamment sur le contrôle et le déclenchement des faisceaux lasers nanosecondes.

La production de radioisotopes à l'aide de faisceaux d'ions produits par interaction laser-plasma est demeurée une étude théorique/numérique uniquement. En effet, lors de la campagne expérimentale au Japon sur l'installation LFEX, aucun diagnostic nucléaire n'a pu être mis en place, malgré la création de radioisotopes dans la cible de bore (carbone-11 par exemple). Ce type de diagnostic aurait permis d'obtenir des informations quantitatives sur le nombre de réactions nucléaires ayant lieu dans la cible de bore. Les activités obtenues pour les isotopes du cuivre et du scandium montrent que pour concurrencer les cyclotrons qui produisent ces derniers, les taux de répétition des systèmes laser doivent être augmentés. En effet, les lasers de puissance sont capables à l'heure actuelle de tirer à une cadence de l'ordre d'un tir par heure. Or, les taux de répétition doivent descendre sous la cadence du Hertz pour pouvoir produire des activités aussi importantes que dans les cyclotrons. Le temps d'exposition des cibles irradiées peut aussi être augmenté afin de se rapprocher de la production des cyclotrons.

La question de la séparation des radioisotopes d'intérêt et des polluants n'a pas été abordée dans cette thèse, puisque cet aspect relève davantage de procédés chimiques. Mais le choix du faisceau d'ions est aussi important pour ne pas provoquer trop de réactions nucléaires qui mènent à la production de polluants dans la cible.

7.5 Perspectives

La possibilité de produire des faisceaux d'ions accélérés par laser n'est plus à démontrer. Mais des études sont encore nécessaires afin d'améliorer ces processus d'accélération.

En ce qui concerne la production de faisceaux d'ions accélérés dans une cible gazeuse, afin de terminer l'étude amorcée dans ce travail de thèse, l'aspect expérimental doit pouvoir aboutir. Le délai de déclenchement entre les lasers nanosecondes qui sculptent le jet de gaz et l'impulsion laser principale doit être mieux contrôlé. Des efforts sur l'alignement et la symétrie des faisceaux nanosecondes doivent aussi être réalisés. Concernant l'impulsion laser principale, il serait intéressant de compléter cette étude par des variations d'intensité et de durée laser : l'irradiation du jet de gaz par un laser plus intense mais aussi plus court (de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes) peut aussi donner naissance à des chocs forts et un mécanisme CSA efficace. L'influence de la taille de la tâche focale est aussi un paramètre important pour ce type de mécanisme d'accélération, surtout au niveau du flux de particules accélérées. Cette étude doit donc être complétée d'un point de vue numérique

mais aussi expérimental. Le travail sur les buses doit aussi être approfondi car le profil en densité peut aussi être travaillé directement avec la buse en sortie du jet de gaz.

La production de particules α par réaction de fusion p- ^{11}B mérite aussi des études complémentaires. Un séminaire HB11 a été créé au sein du CELIA où des chercheurs du monde entier se rencontrent et discutent de cette problématique chaque semaine. Cette réaction de fusion p-B présente non seulement un intérêt pour produire des faisceaux de particules α mais aussi sur le plan de la fusion énergétique. Les phénomènes d'avalanche, la détermination précise des sections efficaces au-delà de 10 MeV, le rôle des champs électriques sont autant de phénomènes à étudier par la suite. Une proposition de campagne expérimentale sur LFEX est déposée pour des tirs sur des cibles de bore dopées en hydrogène, de formes sphériques et creuses afin de piéger les ions accélérés dans la direction inverse à celle de la propagation du laser.

La configuration pitcher-catcher est très bien modélisée par notre chaîne de codes mais la configuration de l'attaque directe demeure plus problématique. L'implémentation de la réaction de fusion p-B11 est en train d'être réalisée dans le code PIC Smilei afin de mieux traiter cette réaction numériquement.

L'utilisation de systèmes laser à haut taux de répétition permettrait d'effectuer des campagnes expérimentales plus précises avec une meilleure résolution des fluctuations expérimentales entre chaque tir laser. En effet, les systèmes laser de haute énergie, comme LFEX, ne permettent que très peu de tirs par jour, ce qui rend l'analyse des expériences plus compliquée en terme de fluctuations expérimentales. La mise en place de diagnostics expérimentaux redondants permet tout de même de pallier à ce faible taux de répétition.

Références

- [1] J. DEROUILLAT, A. BECK, F. PÉREZ, T. VINCI, M. CHIARAMELLO, A. GRASSI, M. FLÉ, G. BOUCHARD, I. PLOTNIKOV, N. AUNAI, J. DARGENT, C. RICONDA et M. GRECH. “Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation”. In : *Computer Physics Communications* 222 (2018), p. 351-373. ISSN : 00104655. DOI : [10.1016/j.cpc.2017.09.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.09.024). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0010465517303314>.
- [2] Jérôme BREIL, Stéphane GALERA et Pierre-Henri MAIRE. “Multi-material ALE computation in inertial confinement fusion CHIC”. In : *Computers Fluids* 46 (juil. 2011), p. 161-167. DOI : [10.1016/j.compfluid.2010.06.017](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2010.06.017).
- [3] E. LEFEBVRE, S. BERNARD, C. ESNAULT, P. GAUTHIER, A. GRISOLLET, P. HOCH, L. JACQUET, G. KLUTH, S. LAFFITE, S. LIBERATORE, I. MARMAJOU, P. -E. MASSON-LABORDE, O. MORICE et J. -L. WILLIEN. “Development and validation of the TROLL radiation-hydrodynamics code for 3D hohlraum calculations”. In : *Nuclear Fusion* 59.3, 032010 (mar. 2019), p. 032010. DOI : [10.1088/1741-4326/aacc9c](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacc9c).
- [4] T.T. BÖHLEN, F. CERUTTI, M.P.W. CHIN, A. FASSÒ, A. FERRARI, P.G. ORTEGA, A. MAIRANI, P.R. SALA, G. SMIRNOV et V. VLACHOUDIS. “The FLUKA Code : Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. In : *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), p. 211-214. ISSN : 0090-3752. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375214005018>.
- [5] L. ESNAULT. *lesnat/p2sat*. URL : <https://github.com/lesnat/p2sat>.
- [6] S. AGOSTINELLI et al. “Geant4—a simulation toolkit”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.

Glossaire

Abréviations et terminologie

Les abréviations utilisées dans le cadre de cette thèse sont :

- *UHI* : Ultra Haute Intensité
- *TEP* : Tomographie par Emission de Positrons
- *TDM* : Tomo-Densito-Métrie
- *PIC* : Particle-In-Cell
- *EM* : Electromagnétique
- *MC* : Monte Carlo
- *TNSA* : Target Normal Sheath Acceleration
- *RPA* : Radiation Pressure Acceleration
- *HB* : Hole Boring
- *CSA* : Collisionless Shock Acceleration
- *BW* : Blast Wave

Dans cette thèse, nous utilisons le terme "température" pour désigner la quantité $k_B T$, où k_b est la constante de Boltzman et T la température physique mesurée en Kelvin. L'appellation "densité" fait référence à un nombre par unité de volume et est notée n_α pour l'espèce α .

Constantes physiques

Les constantes physiques utilisées sont :

- c : la vitesse de la lumière dans le vide
- α : la constante de structure fine
- m_e : la masse de l'électron
- ϵ_0 : la permittivité diélectrique du vide, ou constante électrique
- μ_0 : la perméabilité magnétique du vide, ou constante magnétique

Publications et contributions

Publications

J. Bonvalet, P. Loiseau, J.-R. Marquès, E. Atukpor, E. d'Humières, J. Domange, P. Forestier-Colleoni, F. Hannachi, L. Lancia, D. Raffestin, M. Tarisien, V. Tikhonchuk, and Ph. Nicolai

Laser-driven Collisionless Shock Acceleration of protons from gas jets tailored by one or two nanosecond beams, Phys. of Plasmas (Vol.28, Issue 11), 11/2021.

J. Bonvalet, Ph. Nicolai, D. Raffestin, E. D'humieres, D. Batani, V. Tikhonchuk, V. Kantarelou, L. Giuffrida, M. Tosca, G. Korn, A. Picciotto, A. Morace, Y. Abe, Y. Arikawa, S. Fujioka, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, and D. Margarone

Energetic α -particle sources produced through proton-boron reactions by high-energy high-intensity laser beams, Phys. Rev. E 103, 053202, 05/2021.

J.-R. Marquès, P. Loiseau, **J. Bonvalet**, M. Tarisien, E. d'Humières, J. Domange, F. Hannachi, L. Lancia, O. Larroche, P. Nicolai, P. Puyuelo-Valdes, L. Romagnani, J. Santos, V. Tikhonchuk

Over-critical sharp-gradient plasma slab produced by the collision of laser-induced blast-waves in a gas jet; Application to high-energy proton acceleration, Phys. of Plasmas 28, 023103, 2021

D. Margarone, A. Morace, **J. Bonvalet**, Y. Abe, V. Kantarelou, D. Raffestin, L. Giuffrida, Ph. Nicolai, M. Tosca, A. Picciotto, G. Petringa, G. A. P. Cirrone, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, Y. Arikawa, S. Fujioka, E. D'Humieres, G. Korn and D. Batani

Generation of α -Particle Beams With a Multi-kJ, Peta-Watt Class Laser System, Frontiers in Physics 8 (2020),p. 343.

Daniele Margarone , **Julien Bonvalet**, Lorenzo Giuffrida, Alessio Morace, Vasiliki Kantarelou, Marco Tosca, Didier Raffestin, Philippe Nicolai, Antonino Picciotto, Yuki Abe, Yasunobu Arikawa, Shinsuke Fujioka, Yuji Fukuda , Yasuhiro Kuramitsu, Hideaki Habara, Dimitri Batani

In-Target Proton-Boron Nuclear Fusion using a PW-class laser, Applied Sciences, volume 12 (2022)

Posters

EPS 2019 - MILAN

EAAC 2019 - Ile d'Elbe

Journée ED SPI - Bordeaux

Présentations orales

Workshop CENBG Bordeaux - laser-driven ion acceleration in gas jet targets

Workshop DDFIW 2021 - proton-boron fusion

Workshop CELIA - gas tailoring

Interventions de vulgarisation

Cordées de la réussite, Lycée ALAIN FOURNIER Bourges, Mai 2019 - "Le laser contre le cancer" .

Titre : Optimisation de l'accélération d'ions par laser et application à la production de radioisotopes

Résumé : La production de radioisotopes, notamment d'intérêt médical, est aujourd'hui principalement assurée par des accélérateurs conventionnels circulaires : les cyclotrons. Ces isotopes radioactifs, une fois produits, sont injectés dans le corps du patient à des fins diagnostique ou curative. Les radioisotopes utilisés en médecine nucléaire doivent présenter une courte durée de vie afin de ne pas engendrer de dommages collatéraux à leur utilisation chez le patient. Cette courte durée de vie impose une production directement dans les services de médecine nucléaire pour les plus courants (Fluor-18 en diagnostic) grâce à des cyclotrons conséquents en termes d'encombrement et d'investissement. D'autres radioisotopes nécessitent des moyens de production encore plus importants (cyclotron de type ARRONAX à Nantes, réacteurs nucléaires pour le Technicium 99) et doivent être livrés dans les hopitaux de façon régulière. Les délais d'acheminement, les coûts de production et de maintenance des cyclotrons, le vieillissement des réacteurs nucléaires, parallèlement au développement continu des systèmes laser de haute puissance et de haute intensité, ont amené à envisager la production de radioisotopes par laser. En effet, l'accélération d'ions par laser permettrait d'abaisser les coûts de production mais aussi d'obtenir un système beaucoup plus flexible qu'un accélérateur conventionnel : en choisissant les cibles irradiées selon la gamme d'énergie du faisceau d'ions obtenu par accélération laser, la création de nombreux radioisotopes deviendrait possible avec un unique et même système : l'accélérateur laser.

L'objectif de cette thèse est, dans un premier temps, d'optimiser l'accélération d'ions par laser ultra haute intensité, notamment par choc électrostatique dans les jets de gaz. L'accélération d'ions par interaction laser - cible solide est aussi étudiée dans ce manuscrit. Une fois ce travail sur l'optimisation de l'accélération des ions par laser réalisé, la production de radioisotopes à l'aide de ce faisceau d'ions dit primaire est étudiée dans la seconde partie de ce manuscrit. L'obtention d'un faisceau d'ions accélérés avec un nombre important d'ions dans une certaine gamme d'énergie est une étape cruciale dans le but de produire une quantité importante d'un radioisotope afin de faire correspondre le spectre énergétique du faisceau d'ions avec les maxima des sections efficaces de production du radioisotope considéré. La première partie de cette thèse s'inscrit donc dans la production de ce type de faisceau d'ions et son optimisation en termes de nombre et d'énergie (avec un maximum d'ions accélérés dans des structures de type quasi mono-énergétiques). L'utilisation de cibles gazeuses est privilégiée dans ce travail puisque ces dernières permettent de profiter des lasers à hauts taux de répétition (afin de minimiser la production de débris) qui, eux seuls, permettront de concurrencer les cyclotrons en terme de courant pour le faisceau d'ions primaire.

Cette étude s'appuie sur des simulations numériques permettant de modéliser l'accélération d'ions lors de l'interaction du laser avec des cibles solides ou gazeuses (via un code Particle-In-Cell) et la génération des radioisotopes lors de la propagation de ces ions dans une cible secondaire (via un code Monte Carlo). La production in situ de radioisotopes par éclairage direct d'une cible est aussi étudiée à l'aide de ces deux types de codes. Cette chaîne de codes numériques a pu être validée par des mesures expérimentales réalisées durant cette thèse. Ces développements numériques ont permis de dimensionner et d'analyser des expériences sur des installations laser actuelles mais aussi de servir de base pour de futures expériences.

Mots clés : Radioisotopes, Interaction Laser-Plasma, Physique des Particules, Choc électrostatique sans collisions, Accélération d'ions, Jets de gaz

Laboratoire d'accueil : Centre Lasers Intenses et Applications (C.E.L.I.A.), 43 rue Pierre Noailles, domaine du Haut Carré, 33400 TALENCE.