THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

ASTROPHYSIQUE, PLASMA, NUCLEAIRE

Par **Florent Brun**

Production de photons gamma par des lasers à ultra-haute intensité

Sous la direction de : **Emmanuel d'Humières**
Co-directeur : **Xavier Ribeyre**

Soutenue le 19 décembre 2025

Membres du jury :

Cédric THAURY	Directeur de Recherche, CNRS, LOA	Rapporteur
Henri VINCENTI	Directeur de Recherche, Institut Iramis, LIDYL	Rapporteur
Philippe BALCOU	Directeur de Recherche, CNRS, CELIA	Président
Mickael GRECH	Chargé de Recherche, CNRS, LULI	Examinateur
Emmanuel D'HUMIÈRES,	Professeur des Universités, Univ. de Bordeaux, CELIA	Directeur de thèse
Xavier RIBEYRE	Directeur de Recherche, CEA CESTA	Co-directeur

Titre : Production de photons gamma par des lasers à ultra-haute intensité.

Résumé : Les sources de photons de haute énergie (gamma) sont omniprésentes dans l'univers et fondamentales pour des domaines de la physique tels que l'astrophysique et l'électrodynamique quantique (QED). Les photons gamma permettent notamment d'étudier différents phénomènes liés à la QED tels que la création de matière et d'antimatière, la diffusion photon-photon etc ... La génération de faisceaux de photons brillants est rendue possible par l'utilisation de lasers ultra-intenses grâce à l'invention de la technique d'amplification à dérive de fréquence. Les lasers les plus intenses atteignent des intensités de l'ordre de ($I \sim 10^{23}$ W/cm^2). À ces intensités, les électrons sont accélérés à des énergies relativistes. Ces électrons relativistes vont rayonner des photons énergétiques par le processus bremsstrahlung quand ces électrons traversent une cible épaisse d'un matériau de numéro atomique élevé. Les électrons vont aussi rayonner par le processus de diffusion Compton inverse non linéaire (INLCS) en interagissant dans le champ intense du laser. Ces processus permettent d'émettre des photons de haute énergie allant du keV à la centaine de MeV pour le processus bremsstrahlung et du MeV à la dizaine de GeV pour le processus INLCS. Ces photons vont à leur tour générer d'autres processus comme la production de paires.

L'objectif de cette thèse est l'étude de la génération de photons gamma lors de l'interaction laser-plasma. Pour cela, deux régimes d'interaction sont considérés. Le premier régime est l'interaction entre un laser intense et énergétique avec une cible solide. Nous avons modélisé l'interaction entre le laser PETAL et une cible solide de tungstène avec pour principe d'expliquer et de reproduire les résultats expérimentaux pour les photons générés lors de l'interaction. Pour modéliser l'interaction et caractériser les faisceaux de photons produits, nous avons utilisé une chaîne de codes de simulation (hydrodynamique, Particle In Cell (PIC), Monte Carlo). Cette chaîne de codes nous a permis d'estimer les propriétés du faisceau de photons allant du keV jusqu'à la dizaine de MeV. Nous avons montré que la mesure des photons énergétiques réalisée par le détecteur CRACC-X était fortement bruitée, sur les premiers écrans radioluminescents à mémoire (Imaging Plate), par les électrons s'échappant de la cible. Une estimation du nombre de paires électron/positron générées selon deux processus Bethe-Heitler et Breit-Wheeler a été réalisée.

Le deuxième régime d'interaction concerne une impulsion attoseconde ultra-intense avec une cible multicouche. Ces impulsions attosecondes peuvent être générées lors de la génération d'harmoniques d'ordre élevé, i.e. lors de l'interaction d'un laser intense avec un miroir plasma relativiste. Ces techniques sont notamment étudiées pour produire des impulsions lasers de plus hautes intensités. Notre cible multicouche est composée d'un plasma sous-critique juxtaposé à un plasma sur-critique. Les photons énergétiques sont produits par le processus INLCS dans une configuration avec une seule impulsion laser. Le but de ce travail est aussi d'étudier l'influence de la durée de l'impulsion sur l'interaction laser-plasma, pour une même intensité. Nous avons réalisé des simulations (PIC) en variant le nombre de cycles dans l'impulsion laser jusqu'à la limite d'une impulsion quasi mono-cycle. Il est montré et expliqué les différences sur la dynamique et l'accélération des électrons ainsi que sur la réflexion des champs par le plasma sur-critique. Une description et une analyse des régimes de rayonnement des photons sont données ainsi que les propriétés des faisceaux de photons découlant de l'interaction. Nous avons analysé les paires produites par ces photons. Nous avons aussi considéré l'influence de la phase sous l'enveloppe sur les photons rayonnés. Les résultats de cette étude permettront de dimensionner de futures expériences dans ce régime d'interaction.

Mots-clés : Interaction laser-plasma, Photons gamma, Lasers ultra intense, Positrons, Electrodynamique quantique

Title : Gamma-ray source generation with ultra-high intensity lasers

Abstract : High energy photons (gamma) sources are omnipresent in the Universe and fundamental to fields of physics such as astrophysics and quantum electrodynamics (QED). Gamma photons in particular allow the study of various phenomena related to QED such as matter-antimatter generation, photon-photon scattering etc. The generation of bright photon beams has been made possible by the use of ultra-intense lasers, thanks to the invention of Chirped Pulse Amplification techniques. The highest intensity achieved by lasers is on the order of ($I \sim 10^{23}$ W/cm^2). At such intensities, electrons are accelerated to relativistic energies. Relativistic electrons will radiate high energy photons through the bremsstrahlung process when they cross a thick target made of a high atomic number material. Electrons also radiate photons via the nonlinear inverse Compton scattering (NLCS) process when interacting with the intense laser field. These processes produce high energy photons from keV to hundreds of MeV for bremsstrahlung and from MeV to tens of GeV for NLCS. These high energy photons can in turn trigger secondary mechanisms such as pair production.

The objective of this thesis is to study gamma photons generation during the laser-plasma interaction. Two interactions regimes are considered. The first one involves the interaction between an intense and high energy laser with a solid target. We modeled the interaction between the PETAL laser and a solid tungsten target, aiming to explain and reproduce experimental results for the photons generated during the interaction. To model and characterize photon beams produced we used a chain of simulation codes (Hydrodynamics, Particle In Cell (PIC), Monte Carlo). This simulation chain allowed us to estimate the properties of photon beams from keV to tens of MeV. We showed that the measurement of energetic photons made by the CRACC-X detector were significantly affected, on the first imaging plates, by the electrons that escape the target. An estimate of the number of electron/positron pairs generated by the Bethe-Heitler and Breit-Wheeler processes was also performed.

The second interaction regime concerns ultra-intense attosecond pulses interacting with a multilayer target. These attosecond pulses can be produced with High-order Harmonics Generation, i.e. during the interaction between an intense laser with a relativistic plasma mirror. These techniques are studied for producing laser pulses with higher intensities. Our multilayer target is made of a sub-critical plasma juxtaposed with a sur-critical plasma. High energy photons are produced by the NLCS process in a configuration involving only one laser pulse. The aim of this work is also to study the influence of the pulse duration on the interaction, for the same intensity. We performed PIC simulations for several number of cycles within the laser pulse, down to the limit of a quasi-single-cycle pulse. Differences in electron dynamics and acceleration, as well as field reflection by the super-critical plasma, are described and explained. A description and analysis of the photon radiation regimes are provided, together with the properties of photon beams resulting from the interaction. We analyzed pairs produced by these photons. We also considered the influence of the carrier envelope phase on the radiated photons. The results of this study will help design future experiments on this interaction regime.

Keywords : Laser-plasma interaction, Gamma photons, Ultra intense lasers, Positrons, Quantum electrodynamics

Unité de recherche : Centre lasers intenses et applications (CELIA), UMR5107, Université de Bordeaux, Domaine du Haut Carré, 43 rue Pierre Noailles, 33400 TALENCE FRANCE

Remerciements

Je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse, Xavier Ribeyre et Emmanuel D'Humières, tout d'abord pour m'avoir accepté pour ce sujet de thèse, pour m'avoir fait confiance sur de nombreux sujets et pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée au travers des différentes discussions scientifiques que nous avons eues. Je tiens aussi à les remercier pour le soutien, l'écoute et la compréhension qu'ils m'ont apportées pendant des périodes difficiles de ma thèse. Je tiens à remercier Emmanuel d'Humières pour m'avoir introduit dans des collaborations avec des chercheurs à l'international me permettant de discuter de mon sujet avec des personnes possédant un autre point de vue.

Je tiens aussi à remercier les membres de mon jury : Cédric Thaury, Henri Vincenti, Philippe Balcou et Mickael Grech pour avoir accepté de lire et d'évaluer ce travail de thèse. Merci particulièrement à Cédric Thaury et Henri Vincenti pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail et à Philippe Balcou pour avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai rencontrées durant cette thèse au CELIA. Merci aux doctorants et postDocs pour les bons moments que nous avons passés au laboratoire ou en dehors, ces années de thèse n'auraient pas été les mêmes sans vous. Je tiens à remercier Clément Caizergues, mon collègue de bureau, pour toute l'aide que tu as pu m'apporter concernant les simulations PIC, l'utilisation des serveurs de calcul et pour nos très (trop) nombreuses discussions. Merci aussi à Jean-Luc Dubois pour l'aide que tu m'as apportée sur Geant4, sur la compréhension de l'hydrodynamique, pour m'avoir introduit dans une collaboration avec l'installation Apollon et pour toutes nos discussions.

Je tiens aussi à remercier le service de direction et d'administration du CEA-Cesta et plus particulièrement Geneviève Maze-Merceur et Anne-Pascal Leroux pour la compréhension et l'aide qu'elles m'ont apportées lors d'une période difficile de cette thèse.

Je tiens finalement à remercier ma famille pour leur présence et leur soutien pendant ces années d'études et en particulier mes parents qui m'ont toujours incité à la curiosité et à la compréhension et qui m'ont donné goût à la science.

Table des matières

Introduction 1

I Contexte theorique **7**

1 Interaction laser-plasma **9**
1.1 Notion de physique du laser 10
1.1.1 Principe de base d'un laser 10
1.1.2 Les lasers de haute intensité 11
1.2 Physique des plasmas 15
1.2.1 L'ionisation 16
1.2.2 Grandeurs caractéristiques d'un plasma 19
1.2.3 Description cinétique d'un plasma 23
1.3 Interaction laser-plasma en régime relativiste 25
1.3.1 Interaction avec une particule unique 26
1.3.2 Régimes d'interaction 30
1.3.3 Processus non linéaires 33
1.3.4 Mécanisme d'accélération d'électrons 35
1.3.5 Miroir plasma relativiste 39

2 Génération de particules secondaires **43**
2.1 Émission de photons 44
2.1.1 Force de radiation 45
2.1.2 Processus de diffusion inverse multiphoton Compton 48
2.1.3 Processus bremsstrahlung 54
2.2 Paires électron/positron 59
2.2.1 Processus Breit-Wheeler 60
2.2.2 Processus non linéaire Breit-Wheeler 62
2.2.3 Production de paires Bethe-Heitler 65

II Modélisation numérique **69**

3 Modélisation de l'interaction laser plasma **71**
3.1 Principe de la méthode Particule-In-Cell 72
3.2 Présentation de la boucle PIC du code SMILEI 75
3.3 Description du module de rayonnement dans Smilei 78
3.4 Description du module de création de paires dans Smilei 80

4 Programme Monte-Carlo de transport des particules 83
4.1 Méthode Monte-Carlo . . . 84
4.1.1 Méthode directe . . . 84
4.1.2 Méthode de rejet . . . 85
4.1.3 Méthode de composition . . . 85
4.1.4 Méthode de composition mixte . . . 86
4.2 Algorithme de transport des particules dans Geant4 . . . 86
4.2.1 Description d'un module du rayonnement bremsstrahlung . . . 89
4.2.2 Description du module de création de paires Bethe-Heitler . . . 90
4.3 Description du code gp3m2 . . . 91

III Résultats 95

5 Étude de la production de photons gamma et de paires électron/positron sur l'installation laser PETAL 97
5.1 Description de l'expérience . . . 98
5.1.1 Présentation du laser PETAL . . . 98
5.1.2 Description des détecteurs utilisés . . . 100
5.2 Présentation de la chaîne de simulation . . . 102
5.2.1 Présentation des Simulations hydrodynamiques du préplasma . . . 103
5.2.2 Simulations PIC de la distribution des électrons . . . 105
5.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation . . . 110
5.3.1 Comparaison des simulations numériques du spectre électronique avec les mesures données par SESAME . . . 111
5.3.2 Comparaison du spectre des photons rayonnés par bremsstrahlung et par les raies de transitions atomiques entre les mesures et les simulations . . . 115
5.4 Estimation du nombre de paires électron/positron produites . . . 119
5.4.1 Production de paires par le processus Bethe-Heitler . . . 119
5.4.2 Production de paires électron-positron Breit-Wheeler dans les conditions de l'expérience PETAL . . . 123
5.5 Conclusion de l'étude de l'interaction du laser PETAL . . . 129

6 Interaction entre une impulsion attoseconde intense et une cible multicouche 131
6.1 Principe . . . 133
6.1.1 Description d'une impulsion attoseconde . . . 133
6.1.2 Description de la cible . . . 134
6.1.3 Principe de production des photons . . . 136
6.1.4 Paramètres numériques utilisés lors des simulations . . . 137
6.2 Accélération des électrons . . . 138
6.2.1 Création de la cavité . . . 138
6.2.2 Accélération directe des électrons par l'impulsion . . . 145
6.2.3 Accélération des électrons dans la cavité . . . 148
6.2.4 Comparaison en fonction du nombre de cycles . . . 151
6.3 Réflexion de l'impulsion . . . 156
6.3.1 Caractéristiques des champs réfléchis . . . 156
6.3.2 Comparaison en fonction du nombre de cycles . . . 161

6.4 Génération des photons . . . 166
6.4.1 Production des photons . . . 166
6.4.2 Caractéristiques des faisceaux de photons . . . 172
6.4.3 Estimation de l'émission bremsstrahlung . . . 178
6.4.4 Génération de positrons . . . 181
6.5 Influence de la CEP . . . 186
6.6 Conclusion . . . 188

Conclusions et perspectives **193**

Publications et contributions **199**

Bibliography **201**

Introduction

L'émission de rayonnement électromagnétique, quantifié par la physique quantique en quanta de lumière et appelé photon, est un des mécanismes omniprésents dans l'univers. En effet, la plupart des objets astrophysiques émettent un rayonnement que nous mesurons sur Terre. La mesure de ces rayonnements (par exemple leurs distributions spectrales ou angulaires) nous informe sur la nature physique de ces objets en indiquant par exemple la composition chimique d'étoiles, de l'atmosphère des planètes, de la "présence" de trous noirs etc... Le rayonnement électromagnétique est important dans nos sociétés actuelles car il est utilisé dans de multiples applications que ce soit dans les télécommunications, l'imagerie ou le médical par exemple.

Les applications possibles du rayonnement électromagnétique dépendent fortement de ses caractéristiques, telles que la fréquence ν et le vecteur d'onde $\mathbf{k}$. D'un point de vue particulaire (un photon), ces caractéristiques correspondent à une énergie E et une quantité de mouvement $\mathbf{p}$. Dans un cas monochromatique la relation qui lie ces quantités passe par la constante de Planck $h \approx 6.62 \times 10^{-34}$ J.s ($\hbar = h/2\pi$) et s'écrit $E = h\nu$ et $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$.

Dans le spectre électromagnétique, plusieurs domaines peuvent être distingués. Le premier est le domaine du visible allant d'une longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ comprise entre ≈ 300 à 800 nm, ce qui correspond à des photons d'énergie entre ≈ 4 à 1 eV. Ce domaine correspond au spectre du rayonnement auquel nos yeux sont sensibles. Si l'on diminue la longueur d'onde et par conséquent, on augmente l'énergie du rayonnement, on se déplace dans le domaine ultraviolet allant de ≈ 300 à 1 nm (de l'eV au keV). Ces rayonnements peuvent être nocifs pour l'homme mais sont utilisés pour de l'imagerie médicale, notamment pour irradier des cellules de l'ADN. Leur longueur d'onde est typiquement de l'ordre de grandeur de la taille des cellules. Si l'on continue de diminuer la longueur d'onde, les rayonnements sont d'abord des rayons X allant du nm au pm (avec un énergie allant du keV jusqu'à la centaine de keV) puis des rayons γ pour des $\lambda \leq$ pm (correspondant à des énergies $E \geq$ MeV).

Contrairement aux photons de plus basse énergie, les photons X/γ ont des énergies suffisantes pour exciter ou bien ioniser les électrons des couches atomiques, modifier les états internes des noyaux ou bien décomposer des noyaux en noyaux plus légers par spallation ou photo-dissociation. Ces rayonnements sont donc des rayonnements "ionisants" pouvant être utilisés dans le domaine médical pour la radiothérapie [1]. Ces photons ont aussi l'avantage que la probabilité d'interagir avec un noyau décroît rapidement avec l'augmentation de l'énergie pour des photons au keV. Cette probabilité devient relativement constante à des faibles valeurs pour des énergies de l'ordre du MeV [2]. Cela implique que ces photons peuvent pénétrer sur de plus longues distances dans un matériau. Les photons de haute énergie dans le domaine X ou bien γ ont donc une utilité pour sonder la matière [3], [4] ainsi que la matière à haute densité d'énergie (HDE) [5]. Les photons γ de haute énergie sont aussi utiles pour étudier les processus d'interaction photo-nucléaire et peuvent exciter des résonances nucléaires (*nuclear resonance fluorescence*) [6], [7].

En astrophysique, de nombreux photons γ de haute énergie sont émis dans des conditions extrêmes que ce soit des rayons cosmiques [8], émis par des pulsars [9], des noyaux actifs de galaxies [10] ou bien dans des jets de plasma proches des trous noirs où l'émission du rayonnement le plus brillant a été détecté à ce jour. Ces objets s'appellent *Gamma Ray Bursts* (GRB) [11] et correspondent à une émission de courte durée (de l'ordre de la seconde à la centaine de secondes) et intense de photons γ de basse énergie (majoritairement entre le keV et le MeV). La génération de photons γ de haute énergie nous

permet de nous rapprocher de conditions astrophysiques pour étudier plus "simplement" en laboratoire ces objets.

Ces photons de haute énergie sont utilisés pour tester des prédictions et théories qui découlent de la théorie de l'électrodynamique quantique. En effet, le processus Breit-Wheeler linéaire [12] de création de paires $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ nécessitant la collision de deux photons d'énergie supérieure à $2\,m_e c^2$, où m_e est la masse d'un électron et c la vitesse de la lumière, pour générer une paire électron/positron n'a toujours pas été observé en laboratoire. Cela s'explique par le fait qu'il nécessite des faisceaux brillants de photons de haute énergie. Différents schémas d'interaction entre des faisceaux de photons ont été proposés [13], [14], [15], [16]. Cependant, aucune de ces propositions n'a abouti à la détection de ce phénomène du fait de la faible probabilité du processus. Un autre processus qui nécessite des photons (de plus basse énergie) est la diffusion photon réel-photon réel $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$ [17] qui n'a à ma connaissance toujours pas été détectée en laboratoire. Le processus de diffusion photon-photon a pu être mesuré au CERN avec le détecteur ATLAS, mais concernait deux photons virtuels lors de l'interaction entre deux noyaux de plomb [18], [19]. Une autre application des faisceaux de photons consiste en la production d'un plasma de paires électron/positron, c'est à dire d'un milieu, composé exclusivement d'électron et de son antiparticule, dans lequel le champ moyen électromagnétique est nul. Un des processus envisagés pour produire ces plasmas de paires est le processus Bethe-Heitler basé sur la décomposition d'un photon au voisinage d'un noyau $\gamma + Z \rightarrow Z + e^+ + e^-$. Un tel milieu se retrouve en astrophysique proche des étoiles à neutrons et des trous noirs [20] par exemple. Dans ce type d'objet, de nombreuses instabilités peuvent se développer et conduire à de l'émission énergétique non thermique de photon [20]. La production en laboratoire de ces milieux permettrait de tester les modèles théoriques qui ont été développés.

Les photons de haute énergie peuvent être émis par différents processus. Dans le domaine nucléaire, lors d'une désintégration α ou β, le noyau peut se retrouver dans un état excité et va se désexciter $A^* \rightarrow A + \gamma$ par l'émission d'un photon de haute énergie γ lors d'une désintégration γ [21]. Dans le domaine atomique, la transition de niveau d'énergie entre plusieurs niveaux d'un électron atomique d'une couche élevée vers une couche interne d'un noyau peut, lors de l'ionisation (collisionelle, photoionisation) de cet électron de couche inférieure, entraîner l'émission de photons de haute énergie. Ces transitions d'énergie quantifiées sont nommées transitions K_α, K_β et L_α, etc. [22] en fonction de la couche atomique de départ et d'arrivée de l'électron.

Par ailleurs, deux photons de haute énergie peuvent aussi être produits lors de l'annihilation entre une particule et son antiparticule [23]. Dans le cas d'un électron et d'un positron, l'énergie des photons produits est de l'ordre de 511 keV.

Les processus qui vont nous intéresser dans le cadre de cette thèse correspondent à des processus d'émissions de particules chargées et plus précisément d'électrons, ces derniers étant plus faciles à accélérer en raison de leur faible masse (la plus faible des particules chargées). Les particules chargées lors de leur propagation, vont émettre des photons lorsqu'elles subissent une accélération ou une décélération [24], [25]. Cette accélération peut être provoquée par des champs électromagnétiques grâce à la force de Lorentz. En fonction de l'énergie de la particule, de la nature des champs et des propriétés des photons émis, les processus ont plusieurs appellations. Dans le cas de l'interaction d'une particule chargée avec le champ coulombien des noyaux, lors de leur propagation dans un milieu, les particules vont être ralenties et, par conséquent, vont émettre un rayonnement. Ce processus est appelé processus bremsstrahlung $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$ et est d'autant plus important que les noyaux ont un numéro atomique élevé. De façon assez similaire,

les particules chargées peuvent émettre des photons lors d'interaction avec un champ magnétique qui dévie leurs trajectoires et induit un rayonnement. Ce processus, pour des particules relativistes, est nommé émission synchrotron. Il est à noter que le processus bremsstrahlung est plus efficace pour générer des photons de haute énergie que le processus synchrotron. Un autre processus conduisant à l'émission de photons de haute énergie est la diffusion Compton inverse entre un photon et un électron. L'électron va transférer une partie de son énergie au photon. Dans le cas d'électrons relativistes, ce transfert d'énergie peut être important ce qui va permettre d'émettre des photons de haute énergie. Ces processus d'émission sont utilisés soit directement dans des installations synchrotrons telles que le synchrotron SOLEIL [26] ou *European Synchrotron Radiation facility* [27] soit dans des installations de type laser X à électron libre (*X-ray Free Electron Laser* (XFEL)) comme l'installation European XFEL [28] ou bien l'installation LCLS (*Linac Coherent Light Source*) [29].

Les lasers sont des outils permettant de générer et d'étudier un état particulier de la matière obtenue dans des conditions extrêmes, un plasma. En effet, un plasma est un état de la matière globalement neutre mais composé de particules chargées en interactions électromagnétiques et de particules neutres. Cet état de la matière peut être créé par un laser lors de l'interaction avec des noyaux en ionisant les électrons des couches atomiques. Ce type d'interaction entre un laser et de la matière ou du plasma s'appelle l'interaction laser-matière (laser-plasma). De ces interactions, il est possible de générer des faisceaux ultra-intenses et courts de photons γ de façon "compacte". Lors de l'interaction avec le laser, les particules chargées constituant le plasma vont subir les champs électromagnétiques du laser, être accélérées et vont rayonner des photons de haute énergie par différents processus. Ces techniques ont été rendues possibles par le développement des lasers à impulsions courtes de l'ordre de quelques fs à la dizaine de fs permettant d'atteindre une haute intensité grâce à la technique d'amplification à dérive de fréquence (*Chirped Pulses Amplification* (CPA)) [30]. Cette technique a permis d'atteindre, dans un premier temps, le régime relativiste de l'interaction laser-plasma avec des lasers d'intensité $I \geq 10^{18}$ W.cm^{-2}. Dans ce régime, les électrons peuvent être accélérés à des énergies relativistes sur moins d'un demi-cycle du champ laser. En optimisant l'interaction laser-plasma, il va être possible de générer des électrons possédant des énergies allant du MeV jusqu'au GeV [31]. Dans ces régimes d'interaction, différents processus vont pouvoir être responsables du rayonnement. Dans le cas de l'interaction laser-gaz, les électrons accélérés pendant l'interaction vont rayonner des photons dans le domaine des rayons X ($\approx 1-100$ keV) par le processus bêtatron lors de leurs oscillations transverses pendant leur propagation [32]. Dans le cas de l'interaction laser-solide, les électrons vont être accélérés en surface de la cible à des énergies relativistes en grand nombre et être injectés dans la cible solide. Ces électrons, lors de leur propagation, vont pouvoir rayonner par le processus bremsstrahlung des photons d'énergie comparable à leur énergie cinétique pouvant ainsi atteindre typiquement plusieurs centaines de MeV [33]. L'interaction laser-gaz couplée à des convertisseurs, pour faire du bremsstrahlung ou bien réfléchir l'impulsion pour réaliser de la diffusion Compton inverse, permet d'obtenir des sources parmi les plus brillantes sur Terre de photons X/γ [34], [35], [36].

Si l'on augmente l'intensité des lasers ($I \geq 10^{23}$ W.cm^{-1}) et que le champ laser, dans le référentiel de la particule rayonnante, est comparable à la valeur critique appelée le champ de Schwinger $E_s = m_e^2 c^3/e\hbar \approx 1.3 \times 10^{18}$ V.m^{-1}, où e est la charge élémentaire d'un électron, on entre dans le régime de l'électrodynamique quantique en champ fort (*Strong Field Electrodynamics* SFQED) [17]. L'interaction des particules chargées ainsi que le rayonnement change de régime et passe dans le régime quantique. Dans ces cas là,

l'émission d'un électron va pouvoir avoir lieu dans le champ intense du laser. Ce processus d'émission de type "synchrotron" est la diffusion Compton non linéaire inverse $e^- + n\omega \rightarrow e^- + \gamma$. Ce processus peut être vu comme la diffusion Compton inverse de n photons du champ laser de pulsation ω en un photon de haute énergie γ. Ce processus permet, quand la valeur du paramètre quantique χ est telle que $\chi \geq 1$ (émission quantique), d'émettre des photons avec une fraction importante de l'énergie de l'électron. Dans ce cas, le recul de l'électron est important et ne peut pas être négligé. D'un point de vue expérimental, ce processus a été observé pour la première fois dans une expérience au SLAC [37] dans la collision frontale entre un faisceau d'électrons de 46.6 GeV avec un laser d'intensité proche de 10^{19} W.cm^{-2}. Différents schémas d'interaction ont été proposés [37], [38], [39], [40], [41], [42] utilisant un ou deux lasers interagissant avec un gaz, un solide, une mousse etc... On peut citer, par exemple, deux expériences qui ont été réalisées dans ce cadre et qui ont permis d'obtenir une brillance parmi les plus élevées dans des domaines d'énergie multi-MeV [43], [44]. La génération de photons de haute énergie par ce processus est étudiée notamment pour tester les limites des modèles de QED mais aussi pour l'obtention de sources de photons de très grande brillance prédit théoriquement et numériquement [45].

Dans ce régime de haute intensité, en plus de générer des photons γ de haute énergie, les photons produits dans un champ électromagnétique fort vont pouvoir eux-mêmes interagir avec ce champ pour se décomposer en une paire électron-positron par le processus Breit-Wheeler non linéaire $\gamma + n\omega \rightarrow e^- + e^+$. Dans certaines configurations, ces paires seront produites ou réaccélérées avec suffisamment d'énergie pour rayonner des photons γ qui pourront à leur tour produire des paires etc... Ces processus sont appelés processus de cascade de paires et correspondent à une croissance exponentielle du nombre de particules [46], [47], [48]. En plus de la possibilité qu'offre l'interaction laser-plasma pour produire des sources très brillantes de photons de haute énergie, l'interaction laser-plasma permet de reproduire des conditions astrophysiques en laboratoire [49] permettant l'étude et la validation par changement d'échelle de modèles théoriques.

Le travail effectué dans cette thèse se concentre sur l'interaction laser-plasma avec pour objectif d'étudier de façon théorique et numérique l'évolution du plasma sous des champs intenses, la production de photons γ de haute énergie et la génération de paires électron/positron dans des régimes PétaWatt et multi-PétaWatt qui vont faire intervenir les processus mentionnés plutôt dans l'introduction. Ce travail se décomposera en deux parties avec, d'une part, le rayonnement produit par une installation PétaWatt de haute énergie dans le cadre d'une interaction laser-solide et, d'autre part, une étude du rayonnement produit par une impulsion ultra-courte ultra-intense attoseconde dans le cadre d'une interaction laser-cible multi-couche. Ces travaux ont été réalisés grâce à l'utilisation d'outils de simulation Monte-Carlo et de simulation Particule-In-Cell et sont présentés dans ce manuscrit. Celui-ci se divise en trois parties :

— Dans une première partie, nous allons poser les bases du contexte théorique concernant l'interaction laser-plasma à haute intensité. Cette partie se découpe en deux chapitres. Dans le chapitre 1, nous allons présenter l'interaction laser-plasma en commençant par rappeler quelques bases sur les lasers et quelles sont leurs propriétés importantes 1.1. Nous rappellerons aussi quelques bases sur les plasmas 1.2 avec une discussion sur leur génération, les grandeurs caractéristiques permettant de définir cet état de la matière et la modélisation envisagée pour comprendre et prédire l'évolution. L'interaction laser-plasma en régime relativiste est présentée dans la partie 1.3 en définissant les régimes d'interactions possibles dans ce régime et les mécanismes d'accélération d'électrons associés. Le chapitre 2 de cette partie théorique est consacré aux processus d'émission de rayonnement (photons) 2.1

et de production de paires électron/positron 2.2 intervenant lors de l'interaction entre un électron avec un champ électromagnétique intense (diffusion Compton non linéaire inverse), avec un champ coulombien (processus bremsstrahlung) et parallèlement lors de l'interaction entre un photon avec un champ électromagnétique intense (processus Breit-Wheeler non linéaire) ou avec un champ coulombien (processus Bethe-Heitler). Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes sections efficaces ainsi qu'une partie du formalisme permettant de les dériver.

— Dans une deuxième partie, nous présenterons les outils numériques de modélisation que nous avons utilisés dans le cadre de l'interaction laser-plasma à haute intensité. Pour ce type d'interaction, une description cinétique du plasma est nécessaire. Cette description est réalisée par des méthodes de simulation Particle-In-Cell (PIC). Ces méthodes sont présentées dans le chapitre 3 puis une description plus poussée du programme de simulation PIC Smilei est donnée. Ce programme a été enrichi de différents modules de physique additionnelle permettant de prendre en compte des processus de SFQED de rayonnement de type synchrotron quantique (avec en partie la diffusion Compton non linéaire inverse) et de création de paires Breit-Wheeler non linéaire. Dans le cas de plasmas denses, ces méthodes PIC doivent être accompagnées de programme de transport de particules sur de longue distance. Ces programmes sont réalisés par des méthodes Monte-Carlo qui sont présentées dans le chapitre 4 ainsi qu'un outil de simulation Monte-Carlo nommé Geant4.

— La troisième et dernière partie est consacrée aux résultats que nous avons obtenus dans le cadre de cette thèse et s'articule autour de deux cas d'interaction laser-plasma différents. Le premier cas traité (chapitre 5) est l'étude du rayonnement d'une installation laser du type PétaWatt de haute énergie, en particulier le laser PETAL avec une cible épaisse de tungstène. Le but de cette étude est d'expliquer et de reproduire les données d'une expérience. Sont présentées, dans ce chapitre, les données mesurées lors de l'expérience, la modélisation numérique utilisée et la comparaison simulation/expérience. De plus, dans ce chapitre, est donnée une estimation des paires électron/positron produites pendant l'interaction. Le deuxième cas traité (chapitre 6) concerne une étude prospective d'impulsions attosecondes ultra-intenses interagissant avec une cible multi-couche dans un schéma de production des photons avec une seule impulsion électromagnétique. Pour cela, la cible doit se décomposer en une partie permettant l'accélération de particules et une partie permettant la réflexion de l'impulsion conduisant à la génération de photons par la diffusion Compton inverse non linéaire. Nous étudions les processus d'accélération d'électrons, de réflexion des impulsions ainsi que les photons et positrons produits pendant l'interaction. Dans ces études, différentes impulsions ont été considérées allant d'une impulsion quasi-single-cycle à des impulsions multi-cycle plus longues.

Première partie

Contexte theorique

Chapitre 1

Interaction laser-plasma

Sommaire

1.1 Notion de physique du laser 10
1.1.1 Principe de base d'un laser 10
1.1.2 Les lasers de haute intensité 11
1.2 Physique des plasmas 15
1.2.1 L'ionisation 16
1.2.2 Grandeurs caractéristiques d'un plasma 19
1.2.3 Description cinétique d'un plasma 23
1.3 Interaction laser-plasma en régime relativiste 25
1.3.1 Interaction avec une particule unique 26
1.3.2 Régimes d'interaction 30
1.3.3 Processus non linéaires 33
1.3.4 Mécanisme d'accélération d'électrons 35
1.3.5 Miroir plasma relativiste 39

L'interaction laser-plasma a permis au cours des dernières années, avec le développement des laser courts par la technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulses Amplification (CPA)) [30], d'explorer de nouveaux domaines de la physique en permettant d'accélérer des électrons à des énergies relativistes. Cette propriété augmente les applications possibles de l'interaction laser-plasma notamment pour la production de particules énergétiques de façon "compacte" avec des lasers courts d'énergie modérée [50]. En augmentant progressivement l'intensité (cf. figure 1.1) des lasers, les horizons des domaines étudiables par le laser ont augmenté passant de la physique atomique, la physique nucléaire, à la relativité restreinte et des domaines inexplorés de la physique théorique sont devenus possible avec notamment l'étude des phénomènes d'électrodynamique quantique en champ fort (SFQED *Strong Field Quantum ElectroDynamics*) [17]. À l'avenir, il serait envisageable d'explorer la relativité générale et la cosmologie [51] à l'aide des lasers. Dans ce chapitre nous présenterons la physique derrière l'interaction entre un laser et un plasma permettant de produire des particules énergétiques. La première partie décrira quelques notions de la physique d'un laser. Cette partie sera suivie de rappels de notions de physique des plasmas en présentant les caractéristiques principales d'un plasma et la modélisation d'un plasma. Une fois ces rappels faits, nous discuterons de la physique derrière l'interaction laser-plasma dans le domaine relativiste jouant sur l'accélération et la génération de particules énergétiques.

1.1 Notion de physique du laser

1.1.1 Principe de base d'un laser

Les lasers (*Light Amplification by Stimulated Emissions of Radiation*) ont été inventé en 1960 par Maiman, qui réalisa le premier laser avec un cristal de rubis. Depuis 70 ans, les lasers ont continué d'être développés [52]. Les sources lasers sont un moyen de produire un faisceau de photons cohérent et intense. La création du laser (l'effet laser) a été rendu possible par la découverte de l'émission stimulée par Einstein en 1917 [53]. L'effet laser peut être expliqué par trois processus atomiques. Si l'on considère un milieu atomique constitué de deux niveaux atomiques E_0 et E_1 avec $E_0 > E_1$ et E_0 un niveau d'énergie stable (méta-stable). Il est possible d'exciter les électrons du niveau d'énergie E_0 vers le niveau d'énergie E_1 par absorption d'un photon d'énergie $h\nu = E = E_1 - E_0$. Ces électrons situés sur le niveau d'énergie E_1 vont devoir se désexciter et retourner à leur niveau d'énergie stable (ou méta-stable) de façon spontanée (émission spontanée) en émettant un photon d'énergie E. Cette émission est incohérente car les électrons émetteurs sont indépendants les uns des autres ce qui implique qu'il n'y a aucune relation de phase, polarisation et direction entre les émetteurs. La désexcitation peut cependant être provoquée par un photon interagissant avec l'atome qui induit une désexcitation par l'émission d'un photon, on parle d'émission stimulée. Le photon initial "inducteur" doit posséder l'énergie E correspondant à l'écart entre les deux niveaux. Le photon émis par l'atome possède les mêmes caractéristiques (fréquence, polarisation, direction, etc...) que le photon qui l'a induit. Ce processus permet de doubler les photons et donc d'amplifier un signal lumineux. En effet, si l'on arrive à avoir un grand nombre d'électrons au niveau E_1 alors on peut produire par émission stimulée une grande quantité de photons possédant tous les mêmes propriétés et donc générer un faisceau de photons cohérent spatialement et temporellement [52]. Pour que ce phénomène puisse se produire il faut que le processus d'émission stimulée soit dominant devant le processus d'absorption/excitation. Un moyen de permettre cette condition est de réaliser une inversion de population, c'est à dire d'avoir la majorité des électrons sur l'état d'énergie E_1 au lieu de E_0 [52]. Dans un milieu, pour réaliser une inversion de population, il faut un apport externe (au milieu) d'énergie pour maintenir les électrons sur l'état E_1. Cet apport externe peut être de différentes natures comme lumineuse avec les lampes flash par exemple, électrique (haute tension), chimique, etc...

Dans les faits une source laser se base sur trois composants, (1) un milieu amplificateur (actif), (2) une source de pompage et (3) une cavité résonnante composée de deux miroirs l'un réfléchissant et l'autre semi-réfléchissant [52]. La source de pompage va maintenir le milieu dans un état d'inversion de population et transformer le milieu en un milieu amplificateur. De part cette inversion de population, l'émission spontanée va se produire de façon omnidirectionnelle. Une partie de cette émission, notamment sur l'axe de la cavité, va être piégée dans la cavité et résonner à une fréquence ν. Chaque passage dans le milieu va produire de l'émission stimulée et amplifier le signal ce qui va générer un faisceau laser. Les lasers peuvent être continus avec une bande spectrale fine (monochromatiques) ou bien pulsés avec une durée d'impulsion et avec une bande spectrale large.

Dans cette thèse nous sommes intéressés par l'interaction des lasers de ultra-haute intensité avec un plasma car, comme il sera montré dans la partie 1.3, ces lasers permettent d'accélérer les électrons à des énergies relativistes ($>$ MeV) ce qui peut conduire à la génération de photons γ de haute énergie. L'intensité d'un laser focalisé sur une cible est donnée par l'énergie d'un certain nombre de photons traversant une surface pendant un

temps. Cela correspond à une puissance illuminant une surface. Une estimation simple de l'intensité maximale (pic) d'un laser est $I_0 \approx E_L/\tau \times w_0^2$ avec E_L l'énergie de la source laser, τ la durée temporelle de l'enveloppe et w_0 la taille de la tache focale à l'endroit de focalisation (plus petite taille de l'impulsion). L'intensité est un paramètre qui va imposer le régime physique de l'interaction. Dans la suite, nous ne considérerons que les lasers pulsés car ils permettent d'atteindre des hautes intensités.

En plus de l'intensité, de l'énergie, de la durée et de la taille de la focale d'autres paramètres sont nécessaires pour décrire un laser :

- La longueur d'onde λ du laser, c'est à dire la longueur d'onde centrale du spectre. La plupart des lasers ont une longueur d'onde comprise entre l'IR et l'UV dépendant des techniques d'amplifications utilisées.
- Le taux de répétition R. Il correspond au nombre d'impulsions qui sont générées par secondes. Pour les installations de haute intensité multi-PétaWatt (multi-PW) comme CoRels, le taux de répétition est de l'ordre de 0.1 Hz, donc un tir laser toutes les 10 secondes.
- La polarisation. Elle correspond à la direction d'oscillation des champs électriques. Elle peut être linéaire, circulaire, elliptique etc... Dans le cas d'une polarisation linéaire (dans le cas d'une interaction avec un angle), on parle de polarisation p quand le champ électrique oscille dans le plan parallèle au plan d'incidence et de polarisation s quand le champ électrique oscille dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence.
- La puissance pic (crête) P_c. C'est la puissance maximale du laser $P_c \approx E_L/\tau$.
- Le contraste temporel du laser. Le contraste est un paramètre qui contrôle la qualité temporelle du laser. Il est défini par l'intensité obtenue avant l'arrivée de l'impulsion principale du laser (du pic principal d'intensité) divisé par l'intensité pic I_0. Ce point sera discuté dans la partie suivante n'ayant une importance que pour les lasers possédant une haute intensité.

Nous allons maintenant nous intéresser aux lasers de très haute intensité et aux techniques qui ont permis leur réalisation.

1.1.2 Les lasers de haute intensité

La physique de l'interaction entre une impulsion électromagnétique intense et la matière devient non linéaire à haute intensité ($I_0 > 10^{18}$ W.cm^{-2}) et permet d'accélérer fortement des particules à de très hautes énergies. Cette propriété a poussé le développement des lasers intenses. La génération d'impulsions lasers de ultra-haute intensité se base sur l'amplification d'impulsion ultra-courtes (avec une durée τ faible de l'ordre de quelques dizaines de fs). En effet, pour augmenter l'intensité d'un laser il est possible d'intervenir sur trois paramètres, l'énergie E_0 que possède l'impulsion lumineuse, la durée τ de l'impulsion et la taille focale w_0 de l'impulsion. La taille focale de l'impulsion est limitée par les optiques focalisantes utilisées et par la limite de diffraction dans le cas d'une onde monochromatique dans le vide $w_0 \approx \lambda$. Comme il est difficile de focaliser les impulsions laser proches de cette limite, il est nécessaire d'augmenter la puissance crête du laser pour atteindre des hautes intensités. Pour cela il faut augmenter l'énergie E_L du laser et/ou diminuer la durée τ de l'impulsion. Pour générer des impulsions courtes, trois techniques ont été développées :

- Le laser à mode déclenché (*Q-switching*) [54] produit des impulsions lasers dans le domaine des nanosecondes (10^{-9} s) pouvant atteindre des puissances crêtes de l'ordre du GW. Cette technique consiste à introduire dans la cavité résonante un

atténuateur permettant d'agir sur la qualité de résonance de la cavité en autorisant ou pas la lumière à faire des allers et retours dans la cavité. La cavité oscille sur deux modes de fonctionnement. Un mode où la cavité est réglée pour que l'effet laser ne puisse se développer. Ce mode accumule les électrons sur le niveau d'inversion de population grâce à la pompe. Une fois que le milieu est saturé (le milieu ne peut plus gagner d'énergie à cause des pertes comme l'émission spontanée, les pertes thermiques etc ...), on commute le mode de la cavité en la rendant résonnante (on diminue le paramètre Q de la cavité) en autorisant le retour de la lumière émis de façon spontanée (donc l'effet laser). Cela va induire une très forte production d'émission stimulée brève et donc un laser court.

— La technique de blocage de mode (*mode locking*) [55] produit des impulsions laser picosecondes (10^{-12} s) jusqu'à quelques femtosecondes ($\sim 5 \times 10^{-15}$ s). Dans une cavité, plusieurs modes de résonance de la cavité peuvent se développer. Si rien n'est fait, chaque mode va osciller indépendamment des autres. Ces modes vont interférer les uns avec les autres et diminuer l'intensité moyenne sortant de la cavité. Le principe du mode locking est d'imposer une phase aux différents modes permettant des interférences constructives de façon périodique. Cela produit un faisceau intense de lumière courte.

— La découpe électro-optique produit des impulsions laser picosecondes. De par l'effet électro-optique dans des milieux, la forme temporelle de l'impulsion va être "découpée" à partir d'un faisceau laser continu. Cette technique est notamment utilisée sur des installations laser énergétiques [56], [57].

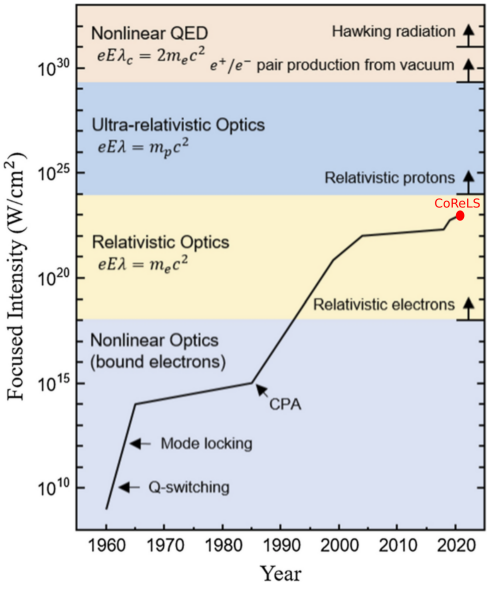


FIGURE 1.1 – Évolution de l'intensité des lasers au cours du temps. La figure provient de la référence [58]. Le point rouge correspond à l'installation détenant le record d'intensité avec l'installation CoRelS [59] $I_0 = 1.4 \times 10^{23}$ W.cm^{-2}

.

Avec des impulsions dans cette gamme de durées ($ns \rightarrow fs$), l'intensité des lasers a augmenté de 10^{10} à 10^{14} W.cm^{-2}, voir figure 1.1. En plus de la diminution de la durée des impulsions lasers, l'énergie comprise dans les impulsions a aussi augmenté par des phénomènes d'amplification. Cette amplification est typiquement de deux natures, par des effets non linéaires (liés à la susceptibilité) dans des cristaux avec un transfert d'énergie d'une pompe au signal voulu (*Optical Parametric Amplification* OPA [60]) ou bien dans

un matériau actif par l'émission stimulée dans un milieu à gain pompé. Les milieux à gain ont l'avantage par rapport aux effets non linéaires de pouvoir amplifier de façon plus importante l'énergie des lasers. Cependant, pour des lasers produits par *mode locking* de courtes durées de l'ordre de la fs, possédant des intensités de l'ordre de $10^{14}\backslash 10^{15}$ W.cm^{-2} l'amplification est difficile. En effet, à ces intensités, l'indice de réfraction n des milieux devient non linéaire $n = n_0 + n_2 I$ [51] avec n_0 l'indice de réfraction normal du milieu et n_2 l'indice non linéaire. Pour un laser Ti :saphir (Ti :Sa), milieu amplificateur très courant dans les systèmes d'amplifications lasers actuels, cet indice vaut $n_2 = 5 \times 10^{-16}$ cm^2.W^{-1}. Quand l'intensité dépasse l'inverse de la valeur de l'indice n_2 les effets non linéaires vont dominer et le faisceau va filamenter par auto-focalisation locale. Cela va endommager les optiques et grandement diminuer la qualité du faisceau. Ce qui a permis de contourner ce problème et d'atteindre de très haute intensité/ultra-haute intensité en augmentant de façon importante l'énergie dans les impulsions courtes est la découverte de l'amplification à dérive de fréquence (*Chirped Pulses Amplification* (CPA)) [30]. La figure 1.2 schéma-

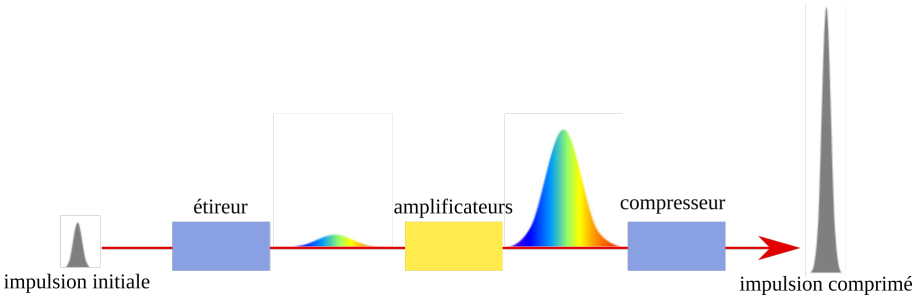


FIGURE 1.2 – Schéma du principe de fonctionnement du CPA, inspiré de l'article [61].

tise le principe de fonctionnement du CPA. Le CPA repose sur des composants optiques appelés étireurs et compresseurs. L'impulsion initiale est étirée temporellement en dispersant les composantes spectrales en fonction du temps (les différentes longueurs d'ondes composant l'impulsion initiale vont être déphasées). Cela va avoir pour effet de diminuer l'intensité de l'impulsion d'un facteur 1000 à 10000 [51] sans modifier l'énergie dans l'impulsion. L'impulsion étirée peut être amplifiée dans des milieux à gain sans craindre d'effet non-linéaire. Une fois l'impulsion amplifiée, elle traverse le compresseur qui disperse les composantes spectrales en compensant l'étirement initial et recomprime donc l'impulsion à une durée proche de l'impulsion initiale mais avec plus d'énergie. L'étireur peut être une fibre optique ou bien une paire de réseaux de diffraction parallèles qui possèdent une dispersion de groupe positive. Le compresseur est une paire de réseaux de diffraction parallèle possédant une dispersion de groupe négative. La technique CPA a permis d'augmenter fortement l'intensité des impulsions lasers en atteignant des puissances crêtes de l'ordre du PW [62]. Une technique qui dérive du CPA est le *optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA)* combinant le CPA et l'amplification par OPA. La partie amplification de la figure 1.2 est réalisée par un cristal non linéaire lors de l'interaction entre l'impulsion étirée et un autre laser de pompe qui va transmettre de l'énergie à ce laser. Cette technique a l'avantage de ne pas souffrir des pertes thermiques dans le cristal, de ne pas créer de nouvelle émission spontanée (*Amplified Spontanues Emission* ASE) et donc de ne pas dégrader le contraste de l'impulsion. Elle bénéficie en plus d'une très large bande spectrale permettant de générer des impulsions ultra-courtes proches de quelques cycles laser ($\sim$ fs). La technique d'OPCPA est une technique prometteuse pour dépasser des puissances PW.

A l'heure actuelle de nombreuses installations dans le monde atteignent des puissances

de l'ordre du PW et certaines sont déjà multi-PW. D'après le Commité International sur les lasers ultra-intenses (ICUIL) [63], 36 installations lasers dans le monde sont construites pour atteindre des puissances de l'ordre du PW et 26 sont déjà en fonctionnement au PW. Quelques unes de ces installations sont développées pour atteindre le multi-PW. C'est le cas de l'installation laser CoReLS de l'institut IBS, en Corée du Sud, à Gwangju [64] qui détient à ma connaissance l'intensité laser mesurée la plus importante $I_0 = 1.4 \times 10^{23}$ W.cm^{-2} [59]. CoReLS est un laser 4 PW de durée à mi hauteur en intensité de 19 fs avec un taux de répétition de 0.1 Hz pour une tache focale de 1.1 μm. Ce laser est basé sur une technique OPCPA puis sur différents étages d'amplifications. Le laser Apollon du LULI, à Palaiseau, en France [65] est un autre exemple d'installation multi-PW avec un faisceau (F2) PW et un faisceau (F1) de 2 PW (en cours de montée en puissance jusqu'au 10 PW). Le *commissioning* du faisceau multi-PW (F2) a été réalisé en 2024 [66] et une intensité de 1.8×10^{22} W.cm^{-2} a été estimée pour une puissance de 2 PW de durée 24 fs et de taille focale 2.3 μm. L'installation laser ELI-NP [67], à Magurele, en Roumanie est l'installation détenant le record de puissance laser avec 10.2 PW [68] mesurée pour une énergie de 251 J dans une impulsion de 21.7 fs (à mi hauteur en intensité), l'intensité est estimée à 6×10^{22} W.cm^{-2}.

Différentes installations sont en cours de construction ou d'amélioration pour atteindre les 10 PW. Le laser L4 Aton de l'installation Eli-Beamlines, Prague, République Tchèque est un laser de 10 PW qui doit atteindre une énergie de 1.5 kJ pour une durée de 150 fs [69]. Le laser EP-OPAL du LLE, Rochester, aux États Unis est une installation devant atteindre les 25 PW pour 500 J et 20 fs [70]. Un laser 100 PW est en cours de développement en Chine, l'installation SEL (*Station of Extreme Light*) à Shanghai, est une installation laser qui doit atteindre 1.5 kJ dans 15 fs [71]. C'est à ma connaissance l'installation de plus haute puissance en cours de construction dans le monde.

Ces installations sont développées pour atteindre des ultra-hautes intensités et pour étudier, entre autres, les processus de SFQED. Ces installation ont souvent un laser PW adjoint pour accélérer des particules comme cela sera décrit en partie 1.3.4. Cependant ces lasers seront aussi utilisés pour étudier une autre physique et notamment celle de l'interaction laser-solide. Le paramètre fondamental lors de l'interaction entre un laser ultra-intense et un solide est le contraste. Lors de la génération du laser par l'émission stimulée, une partie de l'émission spontanée va aussi pouvoir sortir de la cavité. Cette émission spontanée va, comme pour le laser, traverser les différents étages du laser dont notamment les étages d'amplifications et être amplifiée. Ce signal, que l'on appelle ASE (*Amplified Spontaneous Emission*), interagit avec la cible solide avant l'impulsion principale, et va ioniser et générer un plasma au niveau de la cible. Cela implique que l'impulsion principale (le pic d'intensité) ne va pas interagir avec la cible initialement solide mais d'abord avec un plasma (pré-plasma). Cela va totalement modifier l'interaction [72], [73], [74], l'impulsion laser principale peut filamenter dans le pré-plasma [75] par exemple. Le contraste temporel est un paramètre qui est le rapport entre l'intensité de la pré-impulsion à un instant donné sur l'intensité de l'impulsion principale (le pic I_0). Le contraste est surtout important pour les installations de très haute intensité. Le contraste se sépare en plusieurs parties, par exemple la figure 1.3 présente le contraste mesuré lors de la mise en fonctionnement (*commissioning*) du faisceau F2 (1 PW) du laser Apollon. La mesure est réalisée après l'amplificateur Ti :Sapphire de la chaîne laser Apollon PW. Avant l'impulsion principale encadrée en rouge, d'intensité $I_0 = 2 \times 10^{21}$ W.cm^{-2}, un niveau de contraste de 10^{-12} est présent 400 ps avant l'impulsion appelé piédestal. Avec l'intensité du faisceau F1, ce piédestal n'est pas suffisamment intense pour ioniser de l'hydrogène et ne vas pas avoir un effet très important sur la cible. Cependant, si l'on prend le même

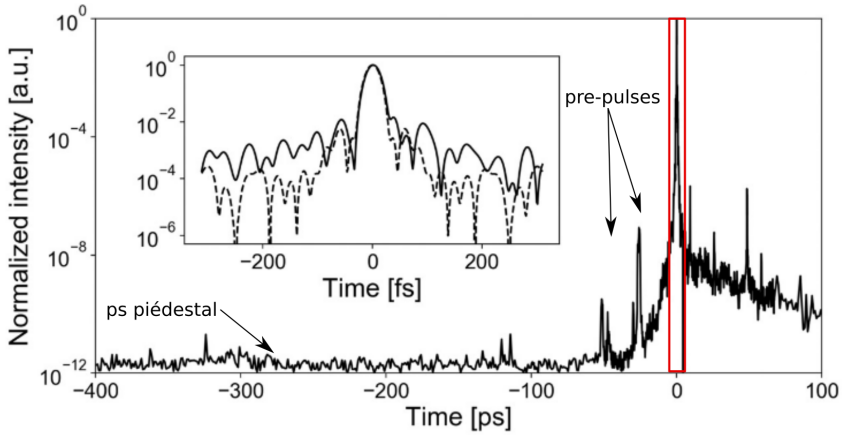


FIGURE 1.3 – Figure du contraste du laser Apollon mesuré après le premier amplificateur Ti :sapphire. L'encart correspond à une mesure de la durée de l'impulsion (trait plein, par un Wizzler) après le compresseur. La courbe en pointillé est l'impulsion donnée à la limite de Fourier. La figure provient de l'article [76].

contraste mais avec le faisceau CoReLs alors le piédestal va pouvoir commencer à générer un plasma. Proches de l'impulsion principale à -52 et -26 ps, des pré-pulses sont visibles montant jusqu'à 10^{-8} de contraste. Ces pré-pulses sont suffisamment intenses pour commencer à générer un plasma devant la cible. Avant le piédestal ps il y a aussi un piédestal sur des durées ns qui possède lui aussi des pré-pulses plus ou moins intenses [76]. L'encart de la figure correspond à une mesure, avec un diagnostic appelé Wizzler, de la durée de l'impulsion après le compresseur qui va interagir dans la chambre expérimentale 200 fs avant l'impulsion principale. Le contraste est de l'ordre de 10^{-4}, donc le piédestal sur le front montant de l'impulsion va clairement pouvoir pré-ioniser la cible.

1.2 Physique des plasmas

Un plasma est un état de la matière dans lequel les atomes composant le plasma sont (totalement ou partiellement) ionisés. Cela implique qu'un plasma est donc composé de particules chargées positivement et négativement (électrons et ions) qui vont interagir par des champs électromagnétiques. Toutefois, même si les plasmas sont composés de particules chargées en mouvement, une quasi-neutralité $\sum_i Z_i n_i \approx n_e$ est maintenue dans un plasma. Comparativement aux autres états de la matière, il n'y a pas de transition de phase dans le passage à l'état plasma. Les plasmas sont l'état de la matière ordinaire la plus courante dans l'univers composant les étoiles, le milieu interstellaire etc... Sur Terre, les éclairs ou les aurores boréales sont aussi un exemple de plasma naturel.

Il est possible de générer un plasma, en ionisant la matière, de différentes façons. On peut utiliser les collisions de particules énergétiques (ionisation collisionnelle) sur des atomes pour ioniser et générer des électrons libres et des ions. En laboratoire, une manière de produire un plasma est d'utiliser les lasers. En effet, les champs électromagnétiques peuvent aussi ioniser la matière (ionisation par champs) par photo-absorption des photons du laser [77], par effet Tunnel [77] et par suppression de la barrière Coulombienne des atomes [78], [79].

Les plasmas sont un milieu complexe auto-consistant où les champs électromagnétiques (externe et induit) dans le plasma vont induire un mouvement des particules par force de Lorentz. Ce mouvement va générer des courants qui vont avoir un effet sur les

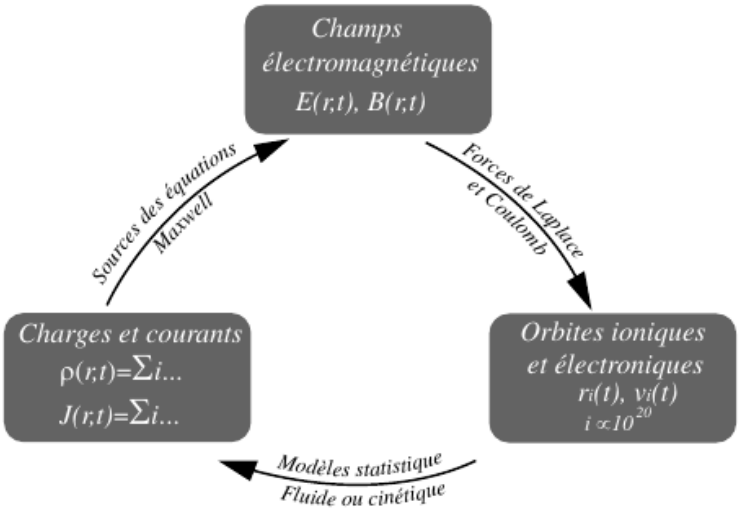


FIGURE 1.4 – Représentation schématique du lien entre les particules et les champs dans un plasma reprise de la référence [80].

champs électromagnétiques dans le plasma. Un schéma du couplage entre les champs et les particules est visible sur la figure 1.4. Un plasma est régi par deux tendances. Une tendance aux désordres liés à l'agitation thermique des particules et une tendance collective liée aux interactions électromagnétiques (longue portée) entre les particules chargées. Ces deux tendances permettent aux plasmas de rester ionisés tout en étant globalement neutre.

Nous allons, dans la suite de ce manuscrit, discuter de l'ionisation et principalement de l'ionisation par champs qui est le processus dominant dans les endroits éclairés (dans la tache focale) par un laser intense.

1.2.1 L'ionisation

Pour qu'un plasma puisse se former, il faut "casser" la structure atomique pour libérer des électrons des cortèges électroniques. Pour cela, il faut transmettre aux électrons du cortège une énergie cinétique supérieure à leur énergie de liaison (barrière du potentiel Coulombien). L'ionisation est donc le premier processus à prendre place dans l'interaction laser-plasma. Cette ionisation peut être réalisée de différentes façons :

- par ionisation collisionnelle lors du transfert d'énergie pendant la collision entre une particule chargée ou neutre avec les électrons du cortège électronique de l'atome,
- par photo-ionisation où un des électrons du cortège absorbe un ou plusieurs photons. L'énergie du photon est transmise à l'électron sous forme cinétique et l'électron se libère du cortège,
- par ionisation par effet Tunnel, où l'électron va traverser la barrière de potentiel par un effet quantique,
- par ionisation par suppression de la barrière Coulombienne, où l'énergie du niveau de l'électron se retrouve au dessus de l'énergie du potentiel Coulombien. L'électron est naturellement ionisé.

Dans le cadre de l'interaction laser/matière et dans le cas d'un laser de haute intensité, le processus dominant qui va intervenir en premier est l'ionisation par champ. Elle peut, en fonction de l'intensité, se séparer en trois processus : l'ionisation multiphoton, l'ionisation

par effet Tunnel et l'ionisation par suppression de la barrière. Une fois que ces processus sont intervenus, les électrons libres qui sont générés vont pouvoir se propager dans le reste du matériau pour ioniser la matière par ionisation collisionnelle. L'ionisation par champ peut aussi intervenir au front d'ionisation et lors du débouché d'électrons énergétiques à l'arrière de cibles fines. Au début de l'interaction du laser avec la matière, l'ionisation est majoritairement dominé par le processus d'ionisation par champ. Cependant, le processus qui va contribuer le plus à l'ionisation de la cible, une fois que la densité d'électrons libres est importante, est l'ionisation collisionnelle. Cette thèse s'intéressant à l'interaction laser-plasma, nous ne considérerons que le cas d'ionisation par champ car, sur les régions (volumique et temporelle) qui nous intéressent, c'est le processus dominant pour l'ionisation.

Ionisation par champ

Un champ laser de longueur d'onde ($\lambda = 800$ nm) est composé de photons d'énergie de $\hbar\omega \approx 1.5$ eV. Pour ioniser un noyau unique, il faut transmettre à un des électrons du cortège électronique une énergie suffisante I_p, nommée énergie d'ionisation ou potentiel d'ionisation. Cette énergie représente l'énergie minimale à transmettre à l'électron pour le faire passer de son niveau d'énergie lié à celui du continuum (état libre). Si l'on considère l'atome d'hydrogène, l'énergie nécessaire pour ioniser le seul électron du noyau est de $I_p \approx 13.6$ eV. Pour atteindre cette énergie cela nécessite ≈ 9 photons laser ($\lambda = 800$ nm). Cela implique que le processus de photoionisation par un seul photon n'est pas suffisant et que le processus d'ionisation par champ est un processus de type non linéaire (multiphoton) de photo-ionisation appelé ionisation multiphoton où n photons sont absorbés "instantanément" pour libérer l'électron. Ce processus est dominant dans l'interaction laser/matière quand l'intensité des lasers dépasse $I \sim 10^{10}$ W.cm^{-2} [81]. Le taux de production, obtenu par une approche perturbative, de ce processus est donné par $\Gamma \propto (I)^n$. Dans un cas multiphoton, tous les électrons ionisés s'échappent avec la même énergie du noyau (I_p). Cependant, des expériences ont mesuré des électrons ionisés avec une énergie supérieure à I_p [82], [83]. Ce processus appelé ionisation multiphotonique au dessus du seuil (*above-threshold ionization* ATI) permet à un électron sur un niveau d'énergie d'absorber plus que n le nombre nécessaire pour atteindre le continuum et d'être donc ionisé avec une plus grande énergie.

Le processus multiphoton est basé sur une approche perturbative dans laquelle on considère que le potentiel de liaison de l'atome n'est pas modifié par le champ laser. Cette propriété est valide tant que l'intensité du laser n'est pas de l'ordre de l'intensité du champ atomique (intensité pour laquelle le champ laser est égal au champ électrique de Coulomb pour un atome d'hydrogène) $I_a \approx 3.51 \times 10^{16}$ W.cm^{-2}. Une fois que le potentiel est déformé, l'ionisation va changer de régime et se faire par le processus quantique Tunnel. Plus l'intensité du laser augmente et plus l'écart entre l'énergie nécessaire pour passer au dessus du potentiel coulombien et l'énergie du niveau de liaison de l'électron diminue. Passé un certain champ seuil E_{BS}, le niveau d'énergie de liaison de l'électron est supérieur à la barrière coulombienne et l'électron est ionisé par suppression de la barrière. Ces mécanismes sont schématisés sur la figure 1.5.

Le problème de l'ionisation dans le régime non linéaire, quand l'intensité du champ laser est de l'ordre des champs coulombien, a été considéré en premier par Keldysh [84] qui l'a traité de façon semi-classique en s'appuyant sur une hypothèse de champ fort (*Strong Field Approximation* SFA) [85]. Dans ce cadre, plusieurs modèles ont été développés : le modèle PPT (Perelomov-Popov-Terent'Ev) ou bien ADK (Ammosov-Delone-Krainov)

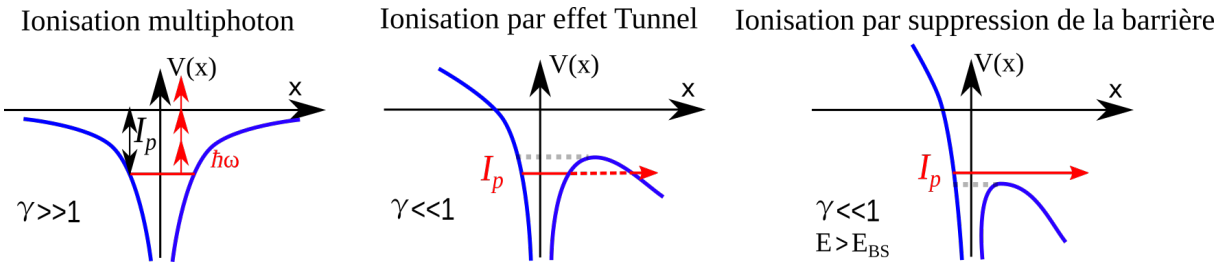


FIGURE 1.5 – Schéma des processus d'ionisation par champ. Le potentiel coulombien est tracé en bleu sur la figure. Les trois processus principaux d'ionisation par champ sont schématisés. Le processus multiphoton où le potentiel coulombien n'est pas perturbé et où l'électron absorbe $n\hbar\omega$ photons pour être ionisé. Le processus d'ionisation par effet Tunnel où le potentiel est perturbé par le champ laser et où l'électron va traverser la barrière par effet Tunnel pour être ionisé. le processus par suppression de la barrière où le potentiel coulombien est tellement perturbé que le niveau de liaison de l'électron se retrouve au dessus du niveau de la barrière et l'électron est donc libre et se propage en dehors de l'atome. Le paramètre γ correspond au paramètre de Keldysh 1.2.1 et E_{BS} au champ critique de suppression de la barrière.

par exemple. De ces modèles sont tirés les formules analytiques du taux d'ionisation PPT [86] et taux d'ionisation ADK [87]. Dans la théorie de Keldysh, le régime d'ionisation est caractérisé par le paramètre de Keldysh γ [84] :

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_t} = \frac{\omega\sqrt{2I_p}}{E_0}, \tag{1.2.1}$$

où ω représente la pulsation du champ, ω_t une fréquence seuil et E_0 l'amplitude du champ électrique. Dans les cas où $\gamma \gg 1$ ($\omega \gg \omega_t$ haute fréquence) l'ionisation est traitée par processus multiphoton et dans les cas où $\gamma \ll 1$ ($\omega \ll \omega_t$ basse fréquence) alors l'ionisation est traitée par le processus de tunnel avec un champ laser considéré comme étant quasi-statique (constant pendant le temps caractéristique de l'ionisation). Dans cette thèse, nous ne décrirons que le taux d'ionisation ADK par l'effet Tunnel et pas le taux d'ionisation PPT qui prend en compte l'ionisation multiphoton et Tunnel. Le taux d'ionisation ADK correspond à la valeur asymptotique du taux d'ionisation PPT dans le régime basse fréquence, donc dans le régime tunnel. Le taux d'ionisation ADK, sous-estime cependant le taux de production pour des grandes valeurs de γ [88].

Dans un cas de champ quasi-statique, i.e. dans le cas $\gamma \ll 1$, le taux d'ionisation statique est donné par la formule ADK (en unité atomique $\hbar = m_e = e = 1$) [87] :

$$\Gamma^{ADK} = C^2_{n^*l^*} \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(|m|)!(l-|m|)!} I_p \left(\frac{2(2I_p)^{3/2}}{|E|}\right) \exp\left(\frac{-2(2I_p)^{3/2}}{3|E|}\right) \tag{1.2.2}$$

où $n^* = Z^*/\sqrt{2I_p}$ est le nombre quantique effectif principal, Z^* le numéro atomique résiduel de l'atome (nombre d'électrons pas encore ionisés), I_p le potentiel d'ionisation du niveau $Z^* - 1$ (en unité atomique donc par rapport au niveau de l'hydrogène), E le champ électrique (en unité atomique), l le moment angulaire, m la projection du moment angulaire sur la direction de polarisation du champ et $l^* = n^* - 1$ est le moment angulaire effectif. Le coefficient $C^2_{n^*l^*}$ peut être calculé numériquement [89], [90] ou bien estimé asymptotiquement par la formule de Hartree [91] :

$$C^2_{n^*l^*} = \frac{2^{2n^*}}{n^*\Gamma(n^*+l^*+1)\Gamma(n^*-l^*)}.$$

Ce taux d'ionisation statique est basé sur de nombreuses hypothèses [92]. Ce taux d'ionisation a été développé pour traiter de l'ionisation dans le régime basse fréquence $\gamma \ll 1$ donc pour le processus d'ionisation par effet Tunnel. Il nécessite donc pour être valide des intensités lasers de l'ordre de 10^{16} W.cm^{-2}. Cette estimation est aussi basée sur une approximation non relativiste valable tant que $2I_p/3m_ec^2 \ll 1$. D'après l'article [93], cette approximation reste valide tant que $I < 10^{25}$ W.cm^{-2} (même si comme nous le verrons la dynamique électronique est relativiste pour des intensités de l'ordre de $I \sim 10^{18}$ W.cm^{-2}). De plus, l'approche semi classique est valide tant que l'énergie d'ionisation I_p est inférieure au maximum du potentiel coulombien déformé par le champ laser donc pour des champs $E \ll E_{BS} \equiv I_p^2/4Z^*$.

Á partir du moment où le champ laser est de l'ordre de $E \sim E_{BS}$, la formule du taux d'ionisation ADK n'est plus valide et surestime le taux d'ionisation [78]. C'est le régime où les effets de suppression de la barrière d'ionisation apparaissent. D'après [92], [94], il n'existe pas de formule analytique pour traiter de l'ionisation dans ce régime. Une des méthodes utilisées pour estimer l'ionisation par suppression de la barrière, proposée par Tong et Lin [78], est une formule empirique où le taux d'ionisation est modifié [92] :

$$\Gamma^{BS} = \Gamma^{ADK} \exp\left(-\frac{\alpha_{TL}}{8}\frac{E}{E_{BS}}n^*\right) \tag{1.2.3}$$

où α_{TL} est une constante d'ajustement qui prend la valeur de 6 pour le cas d'un atome d'hydrogène. Cette correction est valable pour des $E \gtrsim E_{BS}$ [92]. Différentes modélisations ont été développées pour étudier les autres régimes $E \sim E_{BS}$ [95] et $E \gg E_{BS}$ [96].

1.2.2 Grandeurs caractéristiques d'un plasma

Le domaine d'application de la physique des plasmas couvre un très vaste domaine de température T et de densité n. La température T dans un plasma est plus importante que dans les gaz. Cette propriété découle du fait que le plasma est un milieu ionisé où les particules ont intrinsèquement plus d'énergie que dans les autres états. En effet, pour être ionisées les particules ont acquis une certaine énergie (au minimum $\mathrm{I_p}$) et vont donc se propager "librement" dans le plasma. Dans le cas où l'équilibre thermodynamique est atteint ($T_e = T_i = T$) la distribution des vitesses des particules chargées est une distribution Maxwellienne. Dans ce cas, les particules chargées, de par l'agitation thermique, auront en moyenne une vitesse $v_{th} = \sqrt{k_bT/m}$ dite thermique, avec k_b la constante de Boltzmann et m la masse des particules de la population. Comme indiqué dans la partie 1.2, une autre propriété d'un plasma (sans création ni destruction de matière) est la quasi neutralité $\sum_i Z_i n_i \approx n_e$ avec n_i et n_e les densités respectivement des ions et des électrons. Cette quasi neutralité implique que, même si les composants élémentaires d'un plasma sont des particules chargées (donc chaque particule est un point source d'un champ), le plasma va tendre à rester neutre sur de grandes échelles spatiales. Par abus de langage, la valeur T sera appelée température dans la suite du manuscrit mais correspond en réalité au paramètre $\mathrm{k_bT}$ qui est une énergie. T correspondra à $\mathrm{k_bT}$ quand elle sera indiquée en eV. Sur le tableau 1.1 est donnée une liste non exhaustive des densités et températures typiques de plasmas naturels ou produits par lasers. La physique des plasmas couvre des domaines différents par plusieurs ordres de grandeur sur les densités électroniques allant de 1 à 10^{20} cm^{-3}, ainsi que sur les températures allant de 1 à 10^5 eV. En plus de la densité et de la température, d'autres grandeurs fondamentales peuvent être définies dans un plasma.

Table 1.1 Liste des valeurs approximatives des densités électroniques (n_e) et des températures ($T = T_e = T_i$) de plasmas naturels ou bien produits en laboratoire. Les valeurs proviennent de la Ref. [97]

Plasma	n_e (cm^{-3})	T (eV)
gaz interstellaire	1	10^0
vent solaire	1	10^5
Couronne solaire	10^9	10^2
plasma chaud	10^{14}	10^2
plasma thermonucléaire	10^{15}	10^4
Plasma laser	10^{20}	10^2

Comme indiqué plus haut dans la partie 1.2, dans un plasma deux tendances vont être en compétition. Le fait que le plasma soit ionisé et donc possède une agitation thermique (température) va pousser les particules à agir de façon individuelle (si l'on néglige les collisions binaires entre particules chargées) et tendre au désordre. Cependant, les populations de particules chargées positivement et négativement vont avoir tendance à s'attirer par la force coulombienne mutuelle ce qui va induire des mouvements collectifs tendant vers une organisation induite par les champs. Si l'on considère un plasma composé d'électrons libres et d'ions chargés positivement et immobiles (car beaucoup plus lourds que les électrons $m_{proton} \approx 1.8 \times 10^3 m_e$), alors les différents ions vont générer un champ électrique attractif pour les électrons. Les électrons vont donc statistiquement se rapprocher des ions malgré leur énergie interne liée à l'agitation thermique inhérente au plasma. Cependant, les électrons vont aussi générer une charge d'espace qui va repousser les électrons et attirer les ions. Il existe donc une distance moyenne où un "équilibre" va se créer et où les champs superposés des électrons et des ions vont s'annuler en moyenne. Cette distance s'appelle distance de Debye λ_D (et correspond à un rayon). Cela implique, que le champ électrostatique d'un ion va être écranté par les champs des électrons situés dans une sphère de Debye, à un rayon de λ_D de l'ion. Les particules chargées situées plus loin que λ_D ne pourront donc pas subir le champ de l'ion écranté. Seules les particules au sein d'une même sphère de Debye pourront interagir du fait de la force coulombienne. La longueur de Debye λ_D est un compromis entre l'agitation thermique qui tend à la non-neutralité dans un plasma et des effets de densité qui tendent à retourner à cette neutralité. Plus l'agitation thermique est importante et plus la densité nécessaire pour moyenner les effets de chaque particule chargée doit être importante. La longueur de Debye se définit comme [80], [98], [99] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_b T}{n_0 e^2}}, \tag{1.2.4}$$

où ε_0 est la constante de permittivité du vide, k_b la constante de Bolztmann, e la charge électrique d'un électron, T et n_0 respectivement la température et la densité non perturbée de la population considérée du plasma. Dans un plasma, les sphères de Debye qui vont se créer autour des ions ne sont pas statiques mais dynamiques car les électrons vont entrer et sortir de ces sphères au cours du temps. Pour pouvoir traiter un système comme un plasma quasi neutre, il faut donc se placer à des distances caractéristiques $L \gg \lambda_D$. Pour des densités et des températures d'un plasma typique produit par laser (voir le tableau 1.1) la longueur de Debye pour les électrons vaut $\lambda_D \sim 10$ nm.

Comme les sphères de Debye sont liées à un effet de statistique des électrons (de par leur densité), il est important de connaître le nombre de particules N_e comprises dans une

sphère de Debye :

$$N_e = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e. \tag{1.2.5}$$

Plus le nombre d'électrons dans une sphère de Debye est important, plus le nombre d'interactions électromagnétiques entre particules dans une même sphère est important et donc plus les effets collectifs seront dominants. Dans le cas d'un plasma typique créé par laser, $N_e \sim 5 \times 10^2$ électrons par sphère sont présents. Comme $N_e \gg 1$, les effets collectifs seront dominants dans ce type de plasmas. La distance typique entre deux ions est donnée par $\langle r \rangle \sim (1/n_i)^{1/3}$ ce qui dans le cas d'un plasma quasi neutre bi-espèce (électron + ion) donne $\langle r \rangle \sim (n_e/Z)^{-1/3}$. Si $Z = 1$ (plasma d'hydrogène) alors la distance typique entre deux protons est de $\langle r \rangle \sim 1$ nm. La dépendance en $1/Z$ implique que plus les ions possèdent un numéro atomique important et plus cette distance sera faible. Cette distance est inférieure à la distance de Debye typique et donc les électrons participeront à plusieurs sphères de Debye et posséderont leur propre sphère ionique.

Une autre grandeur caractéristique dans un plasma liée à la quasi neutralité est la pulsation plasma ou Langmuir ω_{pe} (qui par abus de langage est souvent appelée fréquence plasma). Cette grandeur correspond au temps nécessaire au plasma pour restaurer une quasi neutralité. Si l'on considère un plasma homogène composé d'électrons et d'ions (supposés immobiles) et que l'on suppose dans le plasma une perturbation locale dans la densité électronique (sur ou sous densité) présente à un endroit, cette perturbation peut provenir par exemple de l'interaction avec un laser intense qui va accélérer les électrons dans son passage et générer une sous densité derrière le laser. Alors des champs électrostatiques vont être générés dans les zones perturbées. Ces champs sont répulsifs dans la zone sur-dense et attractifs dans la zone sous-dense. Les électrons vont subir ces champs et être accélérées pour revenir à une quasi neutralité. Cependant, de par l'effet d'accélération, les électrons vont acquérir une inertie. Cette inertie va empêcher les électrons de rester à la position qui maintient la quasi neutralité (position initiale non perturbée). En effet, une fois les électrons revenus à leurs positions initiales dans la zone sous-dense, les électrons vont poursuivre leurs mouvements dans la direction de propagation. Cela va de nouveau générer une nouvelle sur-densité à une autre position dans le plasma. Ce phénomène va donc se reproduire de façon cyclique dans un plasma. Dans un cas où les collisions sont négligeables le système d'équations décrivant ces interactions correspond à un oscillateur harmonique dont la pulsation propre d'oscillation est ω_{pe} définie par [80], [98], [99] :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}, \tag{1.2.6}$$

avec n_e la densité électronique non perturbée du plasma et m_e la masse de l'électron. Dans le cas d'un plasma de densité typique crée par laser, la période d'oscillation des électrons vaut $2\pi/\omega_{pe} \sim 10$ fs. Les lasers intenses typiques utilisés dans l'interaction laser-plasma ont une durée de l'ordre de ~ 25 fs. Lors de l'interaction entre le laser et le plasma, les électrons ont donc le temps nécessaire pour répondre aux perturbations induites par le laser et les effets d'oscillations plasmas ne peuvent pas être négligés. De façon similaire, les ions possèdent leur propre pulsation d'oscillation :

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i Z_i^2 e^2}{m_i \varepsilon_0}}, \tag{1.2.7}$$

où n_i est la densité ionique non perturbée et Z_i le numéro atomique de l'espèce ionique. La pulsation plasma totale ω_p correspond à la somme des différentes pulsations plasmas

(dans le cas d'espèces ioniques différentes) $\omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \sum_i \omega_{pi}^2$. Cependant, dû au rapport de masse entre les ions et les électrons ($m_i \geq 1800\ m_e$), la fréquence plasma ionique est beaucoup plus petite que la fréquence plasma électronique $\omega_{pi} \sim \sqrt{m_e/m_i}\ \omega_{pe}$ et la dynamique du plasma est dictée par les électrons $\omega_p \approx \omega_{pe}$. Dans le cas d'un plasma d'hydrogène avec des densités et des températures typiques d'un plasma produit par laser (tableau 1.1), la période d'oscillation ionique est de l'ordre de $2\pi/\omega_{pi} \sim 150$ fs. Cette période est assez grande devant la durée typique des lasers ultra-intenses. La dynamique des ions est assez lente par rapport à la durée de l'interaction laser plasma et est donc souvent négligée.

Dans un plasma, lors du mouvement des particules lié aux effets collectifs et thermiques, des interactions coulombiennes à courtes portées (collisions élastiques) dans une sphère de Debye entre particules vont se produire. Ces interactions découlent des champs microscopiques que subissent les particules voisines en plus des champs électromagnétiques à longues portées liés aux champs écrantés des sphères de Debye. En effet la distance typique entre deux particules est bien plus petite que la longueur de Debye. Ces interactions dévient les particules de façon semblable à un processus de diffusion. La fréquence de collision peut s'écrire comme $\nu = n\sigma(v)v$, où n est la densité de la population cible, σ la section efficace du processus considéré (diffusion Rutherford) et v la vitesse du projectile. Dans un plasma totalement ionisé, ces interactions peuvent être de type électron-ion ν_{ei}, ion-électron ν_{ie}, électron-électron ν_{ee} et ion-ion ν_{ii}. Dans le cas d'un plasma totalement ionisé, les collisions les plus probables sont les collisions électrons-ions. En effet, les temps de relaxation (temps moyen entre deux collisions) $t^r = 1/\nu$ peuvent s'écrire en fonction de la fréquence moyenne ν_{ei} électron-ion et on obtient que les temps pour les interactions électron-électron : $t^r_{ee} \propto Z/\nu_{ei}$, ion-ion : $t^r_{ii} \propto \sqrt{m_i/m_e} \times 1/Z^2\nu_{ei}$ et ion-électron : $t^r_{ie} \propto (m_i/m_e) \times 1/Z\nu_{ei}$ [100]. De par le rapport de masse entre les ions et les électrons ($m_i \geq 1800\ m_e$), les temps entre deux collisions sont plus longs dans les cas où l'ion est le projectile et seront donc souvent négligés. Les collisions électrons-électrons en moyenne ne changent rien car le transfert d'énergie se déroule entre deux particules de la même espèce. La fréquence moyenne de collision électrons-ions s'écrit [80], [100] :

$$\nu_{ei} = \frac{n_i Z^2 e^4}{2\pi\varepsilon_0^2\sqrt{m_e}(k_b T_e)^{3/2}} \ln\Lambda, \tag{1.2.8}$$

où $\ln\Lambda$ est le logarithme coulombien pour les transferts d'impulsion électrons-ions. Pour obtenir cette formule, l'hypothèse que les électrons possèdent une distribution des vitesses maxwellienne (donc thermique et à l'équilibre thermodynamique/locale) a été faite. Cela implique que la vitesse moyenne des électrons est $v_{th} = \sqrt{k_b T_e/m_e}$. Le logarithme coulombien mesure l'importance relative entre les collisions lointaines (correspondant à des collisions multiples avec des potentiels écrantés, en dehors des sphères de Debye) par rapport aux collision proches (collisions coulombiennes entre deux particules chargées dans une sphère de Debye) [98], $\ln\Lambda \approx \ln(\lambda_D/b_0)$ avec b_0 le paramètre d'impact dans une collision coulombienne. Dans les faits, le logarithme prend typiquement des valeurs entre 10 et 20. Dans le cas où $\omega_p \gg \nu$ les collisions dans les plasmas peuvent être négligées (plasma quasi idéal).

Dans le cas d'un plasma typique produit par laser, c.f. tableau 1.1, le temps moyen entre deux collisions vaut $1/\nu_{ei} \sim 45$ fs (pour Z=1) et les collisions ne peuvent pas être négligées. Plus les plasmas sont denses et froids et plus les collisions doivent être prises en compte. Nous verrons, dans la partie 1.3, que plus l'intensité d'un laser est importante et plus la température des électrons (leur énergie) augmente, pouvant atteindre le MeV. Dans le cas d'électrons possédant des énergies de l'ordre du keV, le temps moyen entre

deux collisions est $1/\nu_{ei} \sim 1447$ fs ce qui est très grand devant la durée de l'impulsion et la durée typique des effets collectifs ($\omega_p \gg \nu_{ei}$). Dans ce cas, les collisions électrons-ions peuvent être négligées. Cela implique notamment que les électrons ne peuvent atteindre un équilibre thermodynamique (sans collision) pendant l'interaction entre le laser et le plasma. Cependant, sur des temps plus longs ou pour des populations moins énergétiques, les collisions ne sont plus négligeables. Comme $\omega_p \propto \sqrt{n_e}$ et $\nu_{ei} \propto n_e$, plus la densité va augmenter et plus le traitement sans collisions perdra de sa validité. Les collisions jouent un rôle important aux premiers instants lors de l'interaction entre le laser et le solide, lorsque la température électronique n'est pas trop élevée et que l'ionisation est en cours ou bien lors de la thermalisation d'un plasma.

1.2.3 Description cinétique d'un plasma

La modélisation de l'évolution d'un plasma nécessite un système d'équations couplant les effets des champs électromagnétiques et les mouvements des particules, figure 1.4. Sous l'effet des champs électromagnétiques (macroscopiques, microscopiques), les particules chargées vont se mouvoir en suivant les équations du mouvement relativiste et l'équation de conservation de l'énergie (en négligeant les effets radiatifs) :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= q\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B}\right), \\ \frac{d\gamma mc^2}{dt} &= q\frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \cdot \mathbf{E}, \end{aligned} \tag{1.2.9}$$

où $\mathbf{p}$ est l'impulsion de la particule définie par $\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$, γ le facteur de Lorentz $\gamma = \sqrt{1 + (|\mathbf{p}|/mc)^2}$, $\mathbf{v}$ la vitesse de la particule, c la vitesse de la lumière dans le vide et q la charge élémentaire de la particule. Les champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ correspondent respectivement aux champs électriques et magnétiques macroscopiques et microscopiques que vont subir les particules.

Les champs, quant à eux, sont régis par les équations de Maxwell, respectivement Maxwell-Poisson, Maxwell-Thomson, Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \dfrac{\rho}{\varepsilon_0} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial_t \mathbf{B} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2}\partial_t \mathbf{E} \end{cases} \tag{1.2.10}$$

avec ε_0 la permittivité du vide, μ_0 la perméabilité du vide $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$, $\rho = e(\sum_i Z_i n_i - n_e)$ la densité de charge, $\mathbf{J} = \rho\mathbf{v}$ la densité de courant des particules du milieu générant ces champs. Ces deux quantités sont reliées par l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \tag{1.2.11}$$

Le système d'équations précédant décrit de façon exacte, en l'absence de radiation et de processus collisionnel non coulombien, la dynamique des particules dans un plasma. En pratique ce système d'équations est insolvable analytiquement car il est composé d'autant d'équations du mouvement que de particules dans chaque espèce composant le plasma. Par exemple, pour un plasma de densité électronique 10^{21} cm^{-3}, il y a 10^{21} électrons dans

un cube de volume de 1 cm^3 ce qui implique, pour les électrons, 2×10^{21} équations à résoudre.

Dans le cadre de l'interaction laser-plasma relativiste, une partie des modèles n'utilise pas les champs physiques **E** et **B** mais les potentiels **A** et ϕ dont sont tirés ces champs. Le potentiel **A** se nomme le potentiel vecteur et ϕ le potentiel scalaire (ou bien électrique). Ces quantités sont reliées entre elles par les formules :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \Phi, \\ \mathbf{B} &= -\nabla \times \mathbf{A} \end{aligned} \tag{1.2.12}$$

Les potentiels sont définis à une constante près. Les potentiels sont utilisé de par les avantages que fournissent les conditions de jauge permettant, en fonction de la jauge choisie de simplifier un problème physique. Ils sont cependant indépendants de la jauge. Dans le vide ($\Phi = 0$), un champ laser (donc **E** et **B**) peut être seulement décrit par le potentiel vecteur **A**.

Pour décrite l'évolution du plasma, lors de l'interaction avec un champ laser, le système d'équations utilisé est le modèle cinétique [101] relativiste [102]. Ce modèle est approprié pour traiter les situations dans lesquelles la distribution des vitesses des particules s'éloigne d'une distribution thermique (Maxwellienne). Dans le cas de l'interaction d'un laser ultra-intense court avec un plasma, les particules composant le plasma sont accélérées jusqu'à des énergies supérieures à leur énergie de masse, $m_e c^2 \approx 0.511$ MeV pour les électrons, d'où la nécessité de prendre en compte les effets relativistes. Comme la fréquence de collision s'écrit (c.f. 1.2.8) : $\nu_{ei} \propto 1/(\epsilon)^{3/2}$, plus l'énergie ϵ des particules est importante et plus le temps moyen ente deux collisions devient important. Les lasers ultra-intenses ont des durées dans le domaine femtoseconde et les temps de relaxation nécessaires pour atteindre des équilibres thermodynamiques sont supérieurs aux temps typiques d'interaction par plusieurs ordres de grandeur. Cela implique que la fonction de distribution en vitesse des particules n'est plus décrite par une distribution thermique.

Le modèle cinétique relativiste se base sur une perte de la discernabilité des particules. Cela implique qu'on ne va pas chercher à connaître la position et l'impulsion de chaque particule composant le plasma mais on va résoudre l'évolution de la fonction de distribution $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ des espèces α du plasma. La fonction de distribution quantifie la probabilité de trouver une particule de l'espèce α à la position **x** et **p** au temps t dans un élément d'espace des phases (6D) d^3x, d^3p. Le modèle cinétique est un modèle relativiste non quantique macroscopique. En plus des équations de Maxwell et de l'équation de continuité, l'évolution de la fonction de distribution est régie par [101], [102] :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_\alpha \gamma_\alpha} \cdot \nabla f_\alpha + \mathbf{F}_L \cdot \nabla_p f_\alpha = \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll}, \tag{1.2.13}$$

où $\nabla_p = \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}$, $\mathbf{F}_L = q\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B}\right)$ est la force de Lorentz avec **E** et **B** les champs électromagnétiques macroscopiques (à longue portée) créés par un grand nombre de particules. Le terme $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll}$ est un terme comprenant tout les termes de collisions. Les densités de charge et de courant peuvent être définies à partir de la fonction de distribution :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{ext} + \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})\, d^3p \\ \mathbf{J} &= \mathbf{J}_{ext} + \sum_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha \gamma_\alpha} \int f_\alpha(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})\, \mathbf{p}\, d^3p, \end{aligned} \tag{1.2.14}$$

avec ρ_{ext} et $\mathbf{J}_{ext}$ les densités de charge et de courant externes au plasma pouvant générer des champs. Dans le cas où le terme de collision $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll}$ est négligeable, l'équation 1.2.13 devient l'équation de Vlasov [80]. Fondamentalement, l'équation de Vlasov décrit l'évolution de la fonction de distribution des particules sans création ni destruction, c'est à dire $\frac{df}{dt} = 0$ (la probabilité de trouver le même nombre de particules dans le plasma n'évolue pas). Cela implique que le long des trajectoires des particules, le nombre moyen de particules ne change pas (le volume est constant dans l'espace des phases). Cela implique notamment que l'entropie du système n'évolue pas [103] (pas d'équilibre thermodynamique). Dans le cas où les collisions à grands angles dominent par rapport aux autres collisions, l'équation 1.2.13 est appelée équation de Boltzmann. Ce système d'équation est applicable pour, par exemple, les collisions électron-neutre dans les plasmas faiblement ionisés [80]. Dans le cas inverse où les collisions à petits angles dominent, par exemple les collisions coulombiennes, l'équation est appelée équation de Fokker-Planck [80]. Le système d'équations Vlasov-Maxwell est notamment approprié pour traiter les cas de l'interaction entre un laser ultra-intense et un plasma. Cependant, ce système est complexe à résoudre de par le couplage d'équations non-linéaire. La résolution de ce système a notamment permis la découverte de l'amortissement Landau [104]. Le système d'équations qui peut être obtenu à partir des modèles cinétiques, en ne s'intéressant plus qu'à des quantités macroscopiques, et donc en perdant l'aspect particulaire, est celui des équations fluides. Ces modèles s'obtiennent en calculant les différents moments de la fonction de distribution. Les modèles fluides/multi-fluides sont notamment applicables, dans le domaine de l'interaction laser-plasma, lors de la génération d'un préplasma au devant d'une cible par la/les pré-impulsions des impulsions lasers intenses, voir figure 1.3 et discussion dans la section 1.1.2. Ces pré-impulsions sont moins intenses et plus longues que l'impulsion principale. Cela implique que l'énergie et donc la température que peuvent atteindre ces particules est plus faible que dans le cas de l'impulsion principale, les temps de relaxation t^r deviennent donc petits devant la durée de l'interaction. Dans ces cas, où l'équilibre thermodynamique (local) est atteint, les modèles fluides sont adaptés. Dans le cas d'une impulsion laser intense (avec un faible contraste temporel) interagissant avec un solide, la résolution de l'évolution du plasma qui va être généré va nécessiter un couplage multi-échelle entre les différents modèles, cinétiques et fluides.

1.3 Interaction laser-plasma en régime relativiste

L'interaction entre un laser et un plasma est un couplage entre les dynamiques collectives du plasma, les champs macroscopiques et microscopiques à l'intérieur du plasma et aussi les champs électromagnétiques extérieurs provenant du laser qui vont perturber la dynamique intrinsèque du plasma lors de la propagation de l'impulsion laser dans celui-ci. Dans le cas où l'intensité des champs externes est importante, les collisions dans le plasma (Eq. 1.2.8) peuvent être négligées et la modélisation de l'interaction laser-plasma est réalisée par des modèles cinétiques relativistes de Vlasov-Maxwell

Plusieurs régimes de l'interaction laser-plasma existent. Ces régimes dépendent principalement de plusieurs paramètres comme l'intensité du laser I_0, sa durée τ, la densité de la cible ρ et son degré d'ionisation Z^*. Ces différents paramètres vont définir si l'impulsion laser peut se propager dans le plasma, sur quelle distance, si elle peut être déformée, réfléchie, absorbée et quels modes propres et instabilités peuvent se développer...

Dans cette section, nous allons commencer par rappeler le comportement d'un électron interagissant avec un champ électromagnétique et nous en définirons des paramètres im-

portants. Dans une deuxième partie, nous discuterons des différents régimes d'interaction laser-plasma et nous décrirons quelques processus non linéaires qui peuvent s'y dérouler. Enfin, nous présenterons des mécanismes permettant l'accélération directionnelle d'électrons lors de l'interaction et nous finirons par décrire la production d'harmoniques qui peut découler de l'interaction.

1.3.1 Interaction avec une particule unique

Pour comprendre l'interaction entre un laser et un plasma, il est utile de considérer la dynamique individuelle des particules interagissant avec un champ électromagnétique. Pour cela nous considérerons d'abord l'interaction entre un électron au repos dans le vide interagissant avec une onde plane monochromatique polarisée linéairement selon $\mathbf{e_y}$ et se propageant selon $\mathbf{e_x}$. Le potentiel vecteur d'un tel champ s'écrit :

$$\mathbf{A}(x,t) = A_0 \cos(kx - \omega t)\, \mathbf{e_y}, \tag{1.3.1}$$

où A_0 est l'amplitude maximale du potentiel vecteur pouvant être reliée au maximum du champ électrique E_0 par $E_0 = A_0/\omega$, $\omega = 2\pi c/\lambda$ la pulsation de l'onde, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde et la phase $\phi(x,t) = kx - \omega t$. Si l'on néglige les forces radiatives, en résolvant les équations du mouvement 1.2.9, on peut montrer [81], [105], [106] que l'impulsion de l'électron est régie par les équations (dans un système d'unité SI) :

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{m_e\, c\, a_0^2}{4}\left(1 + \cos 2\phi)\right), \\ P_y &= m_e\, c\, a_0 \cos\phi, \\ P_z &= 0, \\ \gamma &= 1 + \frac{P_x}{m_e\, c} = 1 + \frac{a_0^2}{4}\left(1 + \cos 2\phi)\right), \end{aligned} \tag{1.3.2}$$

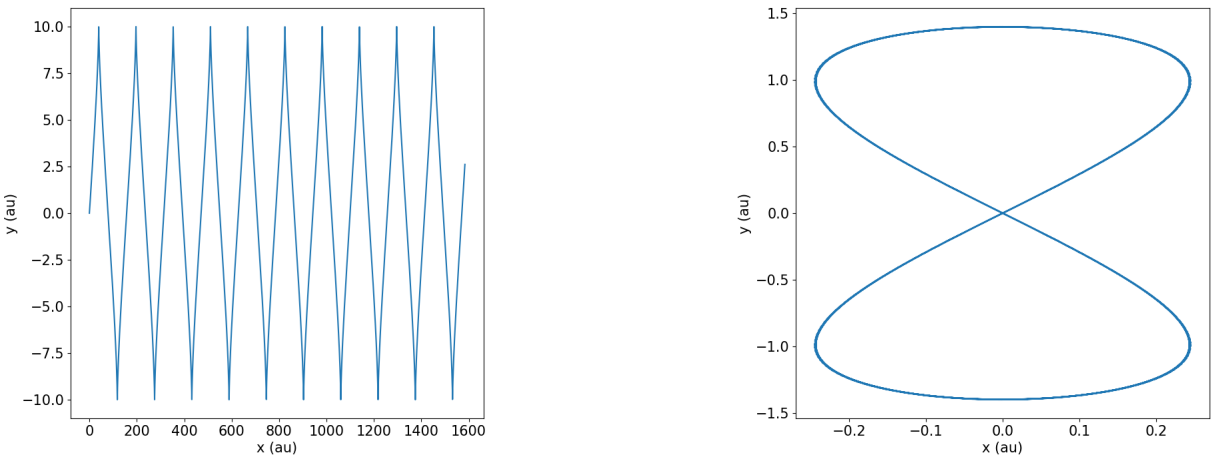
où $a_0 = eA_0/m_e c$ est le potentiel vecteur normalisé. L'hypothèse sous-jacente de ces formules est que l'on considère un électron au repos initialement avant le passage de l'onde ($\mathbf{p_0} = \mathbf{0}$, $\gamma - P_x/m_e c = 1$, $P_y - (e/c)A_y = 0$). Cependant, un champ monochromatique est, par définition, temporellement infini (le spectre est une distribution de Dirac dans le domaine de Fourier) et donc l'électron est forcément en interaction avec le champ et ne peut pas être au repos. L'hypothèse qui a été faite est que le champ possède une enveloppe temporelle $f(t,\tau)$ variant très lentement devant les quantités impliquées ($\tau \gg 1/\omega$) et donc le champ peut être considéré d'amplitude constante. Avec un champ polarisé linéairement, le mouvement de l'électron se fait dans le plan ($\mathbf{e_x}$, $\mathbf{e_y}$), donc dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Selon $\mathbf{e_y}$, dans la direction du champ électrique, le mouvement correspond à une oscillation à la fréquence ω du champ ($P_y \propto a_0 \cos(\omega t)$). Cette oscillation, selon $\mathbf{e_y}$, dépend linéairement de a_0 et aura donc de l'importance, en comparaison du mouvement longitudinal, même si a_0 n'est pas grand ($a_0 \lesssim 1$). En effet, le mouvement longitudinal ($\mathbf{e_x}$) de l'électron peut se décomposer en deux parties, une partie oscillant à deux fois la fréquence ω du champ ($P_x \propto a_0^2 \cos(2\omega t)$) et un terme constant correspondant à une dérive longitudinale ($P_x \propto a_0^2$). Le mouvement longitudinal est associé au champ magnétique par la partie $\mathbf{p} \times \mathbf{B}$ de la force de Lorentz. Comme ces termes dépendent quadratiquement de l'amplitude du champ a_0, ils ne jouent un rôle important que pour des grandes valeurs de a_0. Dans le référentiel du laboratoire, le mouvement de l'électron est présenté sur la figure 1.6a et correspond à un mouvement

en dent de scie où l'électron dérive à une vitesse $v_d = c\frac{a_0^2}{4+a_0^2}$ [106]. Le mouvement de l'électron, dans un référentiel où $\overline{P_x} = 0$ (avec $\overline{P_x}$ l'impulsion longitudinale moyennée sur une période laser), l'impulsion longitudinale change [106] :

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{m_e c a_0^2}{8\gamma_0}, \\ \gamma_0 &\equiv \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}. \end{aligned} \tag{1.3.3}$$

Le mouvement de l'électron est présenté sur la figure 1.6b et correspond à un mouvement en huit fermé. L'électron passe, toutes les demi longueurs d'onde par une phase accélératrice puis une phase décélératrice produisant cette boucle pour le mouvement des électrons dans ce référentiel. Le paramètre γ_0 qui est un paramètre souvent utilisé dans le traitement de l'interaction laser-plasma, correspond au facteur de Lorentz moyen transverse de l'électron ou la dépendance à l'oscillation rapide (terme en $\cos(2\omega t)$) a été perdu par une moyenne sur une période laser. Ce facteur de Lorentz peut être rattaché à la force pondéromotrice que nous décrivons plus tard.

Le paramètre a_0 est un paramètre fondamental dans l'interaction laser-plasma car l'impulsion de l'électron n'a pas la même dépendance transverse et longitudinale au paramètre a_0. En effet, du fait de la dépendance linéaire en a_0, si $a_0 \ll 1$ alors $P_x \ll P_y \ll 1$ et le mouvement est un mouvement oscillatoire dans le plan du champ électrique non relativiste car $\gamma \approx 1$. Le cas qui nous intéresse dans le cadre ce cette thèse est le cas où $a_0 > 1$ et même $a_0 \gg 1$. Dans ce cas, le mouvement est relativiste et l'électron en plus d'un mouvement transverse à l'onde est déplacé dans la direction de propagation de l'onde ($\mathbf{k}$) par le terme magnétique de la force de Lorentz. L'énergie normalisée maximale que peut atteindre l'électron dans ce champ laser vaut $\gamma^{max} = 1 + a_0^2/2$.



(a) (b)

FIGURE 1.6 – Mouvement d'une particule chargée dans une onde plane dans un cas relativiste avec a_0 et $\lambda = 1\,\mu$m. Le cas (a) correspond au mouvement dans le référentiel du laboratoire et le (b) dans le référentiel en mouvement avec la particule.

Le paramètre a_0 est un invariant relativiste relié à l'amplitude du champ du laser $a_0 \equiv eE_0/m_e c\omega$. En raison de la relation $I_0 = c\varepsilon_0 E_0^2/2$ entre l'intensité du champ et le

champ électrique, obtenue par une moyenne du vecteur de Poynting du champ sur une période (dans une polarisation linéaire), on peut relier le paramètre a_0 à l'intensité I_0 par la formule [106] :

$$a_0 = \frac{e\lambda}{\pi m_e}\sqrt{\frac{I_0}{2c^5\varepsilon_0}} = 0.85\,\lambda[\mu m]\sqrt{I_0[10^{18}\mathrm{W.cm^{-2}}]} \tag{1.3.4}$$

En considérant un laser de longueur d'onde $\lambda = 1$ μm, pour obtenir un $a_0 \geq 1$ il faut un laser d'intensité $I_0 > 10^{18}$ W.cm^{-2}. Le domaine des ultra hautes intensités commence donc à partir d'une intensité critique $I_c = 10^{18}$ W.cm^{-2}. Au delà de cette intensité, les électrons sont accélérés à des énergies relativistes sur un demi cycle optique, ($a_0 \geq 1$). Le paramètre a_0 est aussi appelé paramètre non linéaire [107] car à partir d'un $a_0 \geq 1$ les effets non linéaires deviennent importants dans l'interaction car le terme $\mathbf{P}/\gamma \times \mathbf{B}$ n'est plus négligeable et est hautement non linéaire. Cette non-linéarité peut être comprise avec une vision photonique d'un champ laser. En considérant qu'un laser est constitué de N photons d'énergie $\hbar\omega$, il est possible d'estimer le nombre de photons composant une impulsion laser par la relation $E_{laser} = N\hbar\omega$. Un Joule correspond à environ 6×10^{18} photons à l'eV. Cela implique qu'une impulsion laser est composée d'environ $N \approx 6 \times 10^{18}$ photons d'énergie 1 eV par Joule dans l'impulsion laser. L'énergie absorbée par l'électron dans le champ laser sur une longueur d'onde de Compton $\lambda_C = \hbar/mc$ s'estime par $\Delta E = ea_0\lambda_C\hbar\omega$ [107]. Si nous sommes dans le cas où $a_0 \geq 1$ alors l'électron va absorber en moyenne de nombreux photons du champ laser et le processus est multiphotonique i.e. non linéaire. Cela peut aussi être compris par le fait qu'il faille absorber de nombreux photons d'un eV pour atteindre les énergies relativistes 0.511 MeV, ce qui correspond à l'énergie des électrons dans le champ pour des intensités $I_0 \geq 10^{18}$ W.cm^{-2}.

Cependant, même si l'énergie d'une particule à un instant donné pendant l'interaction avec l'onde plane n'est pas nulle, le gain moyen d'énergie que l'électron va obtenir au terme de l'interaction est nulle. En effet, dans un cas non relativiste chaque phase accélératrice du champ, durant une demi période du laser, est suivie lors du changement de signe des champs, d'une phase décélératrice sur une demi période d'amplitude égale. Dans un cas relativiste, en plus de ce mouvement, une dérive de l'électron s'effectue. Cependant, dans un cas où la dérive est établie, la dynamique de l'électron est la même que celle dans un cas non relativiste. De plus, si l'on imagine que le laser s'arrête, l'électron piégé dans le laser se retrouve lui aussi au repos. Cela implique que le gain d'énergie moyenné sur un cycle laser (une période) est nul. Ce dernier point est bien connu et est appelé le théorème de Lawson-Woodward [108]. Ce théorème stipule que lors de l'interaction entre un champ électromagnétique et une particule chargée relativiste dans le vide, le gain net d'énergie est nul. Ce théorème ne s'applique que sous certaines hypothèses : (1) la région de l'interaction est infini, (2) les électrons sont ultra-relativistes le long de la direction de propagation des champs, (3) l'électron est dans le vide, (4) il n'y a pas de champ statique électrique et magnétique, (5) que les effets non linéaires sont négligeables et (6) les pertes d'énergie par rayonnement sont négligeables. Un moyen simple d'invalider ce théorème est de se placer dans un plasma (milieu non vide et fini) ou bien de ne pas considérer une onde plane monochromatique mais une impulsion laser. En effet, une impulsion laser réaliste possède une taille longitudinale de durée (τ) et une taille transverse (w_0) finie. Le champ d'un laser dépend de deux fonctions (profils d'enveloppes) :

$$\mathbf{A}(x, y, t) = A_0\, f(t, \tau)\, g(y, w_0) \cos\phi\ \mathbf{e_y}, \tag{1.3.5}$$

avec f et g deux fonctions correspondant à l'enveloppe respectivement temporelle et transverse de l'impulsion. Ces enveloppes varient plus lentement que la période $T = 2\pi/\omega$ et

la longueur d'onde λ du laser. En effet $\tau \propto N_t T$ et $w_0 \propto N_r \lambda$ avec N_t et N_r le nombre de cycles du laser présents dans le profil longitudinal et transverse. Les profils typiques des impulsions laser sont des profils Gaussiens (mode transverse électromagnétique TEM). Le potentiel A à la position $\mathbf{x}$ et au temps t d'un tel champ s'obtient grâce à la résolution de l'équation d'onde paraxiale et s'écrit :

$$\mathbf{A}(x,y,z,t) = A_0 \frac{w_0}{w(x)} e^{-2\ln 2(t/\tau)^2} e^{-(r/w(x))^2} \cos\left(\phi + k\frac{r^2}{2R(x)} - \arctan\left(\frac{x}{x_R}\right) + \phi_{CEP}\right)\mathbf{e_y}, \tag{1.3.6}$$

où $r = \sqrt{y^2+z^2}$, w_0 est le rayon de la tache focale (définie par la distance nécessaire pour que le champ électrique diminue de $1/e$ de sa valeur sur l'axe au plan focal), τ la durée à mi hauteur (FWHM) en intensité du champ, $w(x) = w_0\sqrt{1+(x/x_R)^2}$ l'endroit selon la propagation x ou l'amplitude diminue de $1/e$, $x_R = kw_0^2/2$ est la distance de Rayleigh, $R(x) = x[1+(x_R/x)^2]$ est le rayon de courbure des fronts d'onde à la position x, w_0 est la taille transverse de l'impulsion au point de focalisation (tache focale) et ϕ_{CEP} est la phase sous enveloppe (*Carrier-Envelope Phase* CEP) et correspond à un déphasage entre les oscillations et l'enveloppe. Ce terme est d'importance dans le cas d'impulsion laser comportant peu de cycles.

Un tel champ va posséder, de par les profils longitudinaux et transverses, des gradients dirigés des zones de forte intensité de champ vers les zones de faible intensité de champ. Si le paramètre a_0 du champ est important, cela va créer des effets non-linéaires avec l'apparition d'une force appelée la force pondéromotrice [109] :

$$\frac{d\overline{\mathbf{P}}}{dt} = \mathbf{F_p} = -\frac{|q^2|}{2m\overline{\gamma}}\nabla|\overline{\mathbf{A}_\perp{}^2}|, \tag{1.3.7}$$

avec $\overline{\mathbf{P}}$, $\overline{\gamma}$ et $\overline{\mathbf{A}_\perp{}^2}$ les termes respectivement de l'impulsion de la particule, du facteur de Lorentz et du potentiel vecteur du champ moyenné sur un cycle de l'impulsion laser. Ces termes dépendent donc de l'enveloppe du laser qui varie lentement devant la période du champ laser. Le terme moyen du facteur de Lorentz est donné par l'expression $\overline{\gamma} = \sqrt{1+(\overline{P}/mc)^2 + (q\overline{A_\perp}/mc)^2}$. Cette force pondéromotice ne dépend pas du signe de la charge des particules (q^2) et va agir de la même façon sur les ions et les électrons. Cependant, cette force dépend de l'inverse de la masse des particules m^{-1} ce qui implique que si les intensités ne sont pas suffisantes les particules massives ne vont quasiment pas se déplacer. La force pondéromotrice, étant une force variant lentement par rapport aux périodes du laser, va s'ajouter au mouvement rapide d'oscillation de l'électron. La dérivation de cette expression de la force pondéromotrice passe par une décomposition d'échelle temporelle, l'impulsion de la particule peut être divisée en deux termes, un terme oscillant rapidement (f) et un terme oscillant lentement. Donc l'impulsion de la particule peut s'écrire $P = P^f + \overline{P}$ [109]. La force pondéromotrice va accumuler, sur les cotés transverses et devant le laser, les particules chargées (électrons). Une représentation schématique de l'effet de la force pondéromotrice est donnée sur la figure 1.7. Cette accumulation va permettre de perturber l'équilibre dans un plasma, ce qui aura comme conséquence de générer des variations de densité et donc des champs de rappel vont se développer dans ce plasma. Á la suite de ces perturbations, des instabilités vont se développer et de nouveaux processus d'accélération de particules chargées vont être possibles. Les particules qui vont s'échapper de l'impulsion laser vont être éjectées de l'impulsion laser avec une énergie non nulle. Cette force non linéaire va donc permettre d'accélérer les particules en ne respectant pas le théorème de Lawson-Woodward.

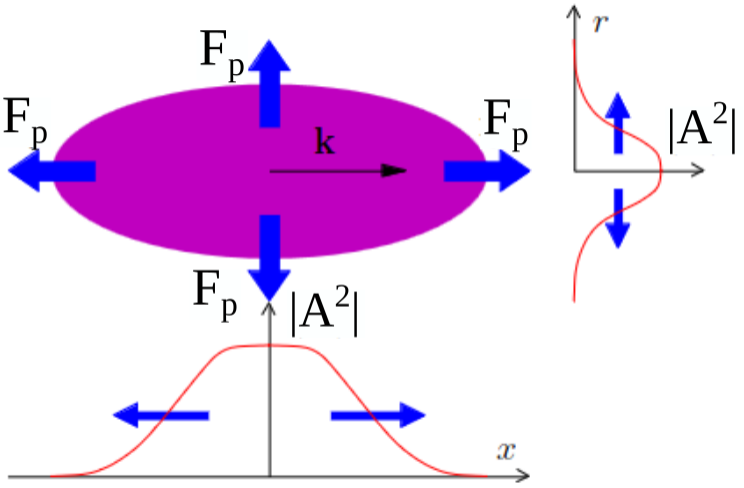


FIGURE 1.7 – Schéma de la diffusion par la force pondéromotrice d'un laser avec une taille finie temporelle et spatiale. La figure est reprise de l'article [110].

1.3.2 Régimes d'interaction

Un plasma est un milieu complexe dans lequel un couplage va être réalisé entre les champs et les particules. Les processus collectifs inhérents au plasma vont intervenir lors de l'interaction et la propagation d'un champ dans un plasma. De ces couplages, différents modes de propagation des ondes vont pouvoir se développer. Dans le cadre de l'interaction laser-plasma, les modes de propagation qui nous intéressent sont les modes transverses des champs qui s'appliquent notamment aux ondes électromagnétiques. La relation de dispersion qui régit les modes transverses des ondes dans les plasmas, obtenue par linéarisation à l'ordre 1 du modèle cinétique 1.2.3 dans des plasmas non magnétisés, non collisionnels avec des ondes d'amplitude $a_0 < 1$ s'écrit [111] :

$$(kc)^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2 \left[1 - W\left(\frac{\omega}{kv_{the}}\right)\right] - \omega_{pi}^2 \left[1 - W\left(\frac{\omega}{kv_{thi}}\right)\right], \tag{1.3.8}$$

avec k et ω le vecteur et la pulsation de l'onde transverse, ω_{pe}, ω_{pi} respectivement la fréquence plasma électronique 1.2.6 et ionique 1.2.7 et W une fonction proportionnelle à la dérivée de la relation de dispersion dans les plasmas $Z(z)$ (introduit par Fried et Conte [112]). Dans le cas d'un plasma froid ($T_e, T_i \to 0$; $v_{the}, v_{thi} \to 0$) alors la fonction W a comme valeur asymptotique $W(\infty) = 0$. La relation de dispersion se simplifie en :

$$k^2c^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \iff k = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{c}. \tag{1.3.9}$$

Cette relation de dispersion permet de définir deux régimes d'interaction en fonction de la valeur relative entre ω et ω_p. En effet, l'onde ne peut se propager dans le plasma qui si k est réel donc pour des $\omega > \omega_p$. Dans les cas où $\omega < \omega_p$, le vecteur d'onde devient imaginaire ce qui correspond à une onde évanescente $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}\exp(-\mathrm{Im}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})$. On définit l'épaisseur de peau $l_{peau} = c/\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}$ comme étant la distance pour laquelle l'amplitude de cette onde évanescente diminue d'un facteur $1/e$. Le cas $\omega < \omega_p$ où l'onde ne peut pas se propager, s'explique par le fait que la dynamique collective du plasma (et notamment électronique car $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$) est plus rapide que la fréquence de l'onde électromagnétique.

Lors de la perturbation par l'onde transverse de la densité du plasma, le plasma étant quasi neutre, des courants vont pouvoir être générés suffisamment rapidement, devant la vitesse de propagation de l'onde. Ceci à pour effet d'écranter les champs et d'empêcher la propagation de l'onde dans le plasma. Les champs seront donc réfléchis plutôt que transmis. La transition entre les deux régimes s'effectue pour $\omega = \omega_p$ et ω_p joue le rôle d'une fréquence de coupure. Comme la fréquence plasma dépend de la densité du plasma, à partir de cette égalité on peut définir une densité critique n_c qui est définie par :

$$n_c(\omega) \equiv \frac{m_e \varepsilon_0 \omega^2}{e^2}. \tag{1.3.10}$$

En injectant les valeurs des différents paramètres dans la formule on obtient pour n_c la valeur numérique $n_c \approx 1.1 \times 10^{21} \lambda(\mu\text{m})^{-2}$ cm^{-3}. Par exemple, si l'on considère du cuivre, la densité électronique a pour valeur $n_e(Cu) \approx 2.5 \times 10^{24}$ cm^{-3} donc $n_e(Cu) \approx 2 \times 10^3\ n_c$. Comme $n_e(Cu) \gg n_c$, un plasma de cuivre dont la densité électronique et ionique correspond à la densité du cuivre solide est un plasma où une onde électromagnétique de longueur d'onde $\lambda = 1\,\mu$m ne peut pas se propager.

En raison de la différence entre la relation de dispersion 1.3.9 et la relation de dispersion des ondes électromagnétiques dans le vide $kc = \omega$, le plasma perturbe et modifie la propagation de l'onde. L'indice de réfraction (aussi appelé indice optique) du plasma $N(\omega) = kc/\omega$ s'écrit :

$$N(\omega) = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}, \tag{1.3.11}$$

Comme N dépend de ω, le plasma agit comme un milieu dispersif. Dans les plasmas où l'onde électromagnétique peut se propager ($\omega > \omega_p$), la valeur de l'indice de réfraction est $N(\omega) < 1$. La vitesse de phase $v_\phi = w/k$ et la vitesse de groupe $v_g = dw/dk$ de l'onde, obtenues à partir de la relation de dispersion 1.3.9, s'écrivent :

$$\begin{aligned} v_\phi &= \frac{c}{N(\omega)} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}}, \\ v_g &= c\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}. \end{aligned} \tag{1.3.12}$$

Comme $N(\omega) < 1$ dans les cas propagatifs ($\omega > \omega_p$), la vitesse de phase de l'onde est supraluminique $v_\phi > c$ et la vitesse de groupe de l'onde reste bien infraluminique $v_g < c$. Cela implique que lors de sa propagation dans le plasma, le plasma a tendance à ralentir légèrement l'onde. Cependant, dans le cas où $\omega \gg \omega_p$ alors $v_g \approx v_\phi \approx c$ et la propagation de l'onde est très peu perturbée par le plasma.

La relation de dispersion utilisée, Eq.1.3.9, est obtenue avec une hypothèse où l'amplitude de l'onde $a_0 < 1$ donc dans un cas où les effets relativistes sont négligeables (linéarisation à l'ordre 1). Les effets relativistes vont introduire des non linéarités dans les équations du mouvement des particules (terme $\mathbf{p}/\gamma \times \mathbf{B}$ notamment non linéaire) et donc modifier l'interaction laser-plasma et la propagation du champ laser. Quand l'amplitude de l'onde devient élevée ($a_0 > 1$), le mouvement des électrons devient relativiste (cf. partie 1.3). Cela va avoir pour conséquence d'augmenter la masse inertielle des électrons $m_e \to \gamma m_e$, et de rajouter des dépendances non linéaires aux champs dans les différentes équations. Cela va notamment modifier la pulsation électronique des électrons (en considérant que le champ n'est pas suffisant pour rendre les ions relativistes) d'un facteur γ. Il faut donc modifier la relation de dispersion (Eq.1.3.9) en remplaçant ω_p par une pulsation

effective [81], [111], [113], [114] :

$$\omega_{pe}^{eff} \approx \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\langle\gamma\rangle}}, \tag{1.3.13}$$

où γ a été remplacé par $\langle\gamma\rangle = \sqrt{1 + Ca_0^2/2}$ qui est le facteur de Lorentz moyenné sur un cycle optique [106] où C est une constante dépendant de la polarisation ($C = 1$ pour une impulsion polarisée linéairement et $C = 2$ pour une impulsion polarisée circulairement). Cette substitution tient au fait que la relation est définie pour une impulsion polarisée circulairement où γ est une constante. Dans le cas d'une impulsion polarisée linéairement, le facteur γ n'est pas une constante mais une fonction lentement variable du champ laser (cf. Eq.1.3.2) et varie à une fréquence de 2ω. Ce facteur de Lorentz variant rapidement va induire des harmoniques du champ [115] laser lors de sa propagation. Cependant, il est possible de montrer que les composantes principales du champ laser sont bien décrites par ce facteur moyenné [106], [115]. La condition sur la densité critique est elle aussi modifiée par :

$$n_c^{eff} \approx n_c\langle\gamma\rangle. \tag{1.3.14}$$

Cette modification de la pulsation plasma et de la densité critique a pour conséquence de modifier le domaine dans lequel une onde électromagnétique transverse peut se propager dans un plasma. En effet, une onde de pulsation ω peut se propager dans un milieu plasma où $\omega_p > \omega > \omega_{pe}^{eff}$. Ce domaine est le domaine de la transparence relativiste induite. Il est à noter que ces valeurs sont bien des estimations des valeurs critiques du régime relativiste de par le remplacement $\gamma \to \langle\gamma\rangle$ avec l'intensité maximale du laser au lieu du γ individuel de chaque électron.

De plus, des effets décrits dans la partie suivante, liés à la taille transverse de l'impulsion vont pouvoir générer de la focalisation dans le plasma par exemple.

A partir des différentes conditions 1.3.9 et 1.3.13 ou de façon équivalente 1.3.10 et 1.3.14 trois régimes d'interaction peuvent être définis :

- le régime sous dense (sous-critique) $\omega \gg \omega_p$ ($n_e \ll n_c$). Dans ce régime, le plasma est transparent pour le laser et le champ se propage à l'intérieur du plasma. Même si la réponse collective du plasma est trop lente pour annuler la propagation du champ, le plasma va perturber la propagation par des modifications des vitesses de phase et de groupe du laser,
- le régime sur dense (sur-critique) $\omega \ll \omega_{pe}^{eff}$ ($n_e \gg n_c^{eff}$). Dans ce régime, le plasma est opaque (k imaginaire) pour le laser en raison de la réponse rapide du plasma. Les effets collectifs vont générer des courants de charge et de densité de façon à annuler le champ laser. Le champ laser va se décomposer en deux parties, une partie réfléchie et une partie évanescente sur une longueur l_{peau} dans le plasma. Cela implique, que les plasmas surdenses peuvent être considérés de façon similaire à des métaux ou des conducteurs parfaits (miroir),
- le régime de transparence relativiste (quasi-critique) $\omega_p > \omega > \omega_{pe}^{eff}$ ($n_c < n_e < n_c^{eff}$). L'onde laser va pouvoir se propager à l'intérieur du plasma alors que classiquement elle n'aurait pas pu. Cet effet est du à une modification de le masse inertielle des électrons. Cette propagation s'accompagne de fortes instabilités, d'effets non linéaires et d'un transfert d'énergie important du laser vers les électrons du milieu.

En fonction des différents régimes, les processus découlant de l'interaction seront différents. Lors de l'interaction, de nombreuses instabilités (couplage $\omega + \omega_p$, $\omega_p + \omega_p$, etc...) vont pouvoir se développer. Dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons à certains processus qui peuvent se développer dans les différents régimes de l'interaction.

1.3.3 Processus non linéaires

Comme indiqué dans la partie précédente, différents effets non linéaires et instabilités vont pouvoir se développer dans le cadre de l'interaction laser-plasma dans les régimes relativistes. Un phénomène lié aux effets relativistes est la transparence relativiste. Cependant, d'autres effets peuvent aussi apparaître dans ce régime. Dans un cas de transparence relativiste induite ($n_c < n_e < n_c^{eff}$) si l'on considère un laser avec une taille transverse finie alors, en plus de la transparence relativiste, le laser va subir un autre effet dépendant de son enveloppe transverse. En effet, le remplacement du γ par sa valeur moyenne dans l'Eq. 1.3.13 dépend aussi de la valeur transverse de l'intensité $\langle\gamma\rangle \approx \sqrt{1 + Ca^2(r)/2}$. De la même façon que les densités et la pulsation sont modifiées, les effets relativistes vont modifier l'indice optique [81] du plasma :

$$N(\omega, r) \approx \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1 + Ca^2(r)/2)^{1/2}}}\,. \tag{1.3.15}$$

Pour une impulsion laser, possédant un gradient transverse gaussien en intensité, cela implique que la valeur de l'indice optique du plasma va varier en fonction de la position transverse par rapport à l'axe de propagation. Plus le laser est intense ($a(r) \to a_0$ pour $r \to 0$) et plus l'indice optique est grand et proche de 1. Donc, plus l'on est proche de l'axe de propagation du laser et plus cet indice va être grand en comparaison des zones plus loin de l'axe de plus faible intensité. Les effets relativistes, favorisent la propagation des zones de champ les plus intenses en comparaison aux zones de champ moins intenses. Selon les lois de l'optique géométrique, le gradient d'indice optique va avoir pour conséquence de focaliser l'impulsion laser allant au contraire de la diffraction naturelle du faisceau une fois passé son point focal. Comme ce phénomène est induit par le laser pendant sa propagation il est nommé autofocalisation relativiste [73], [116], [117].

En plus de cette autofocalisation, deux autres processus peuvent influencer sur la diffraction du laser. Si le plasma n'est pas totalement ionisé, lors de son interaction et de sa focalisation, le laser va ioniser le plasma dans les zones de fort champ de façon plus importante que dans les zones de champ faible. Cette ionisation va modifier localement la valeur de la densité électronique et donc augmenter la pulsation plasma. L'ionisation va avoir pour effet de diminuer l'indice optique et donc de défocaliser le laser. La force pondéromotrice va aussi avoir pour effet de perturber la propagation de l'onde. En effet, la force pondéromotrice a pour effet de chasser les électrons hors de son axe de propagation. La force pondéromotrice va donc diminuer sur la largeur du laser la densité des électrons ($\omega_{pe}(r)$) ce qui va avoir pour effet d'augmenter l'indice optique proche de l'axe et de le diminuer hors de l'axe par accumulation d'électrons. La force pondéromotrive va donc favoriser la focalisation du laser par le plasma. Dans ces conditions, le plasma va agir comme une lentille focalisante et va créer son propre guide d'onde. Au dessus d'une certaine puissance limite $P_{crit} = 16.2\ (\omega/\omega_p)$ GW, la focalisation auto-induite du laser est plus importante que la diffraction naturelle du champ [118] en tenant compte des effets pondéromoteurs. Cette auto-focalisation va avoir pour effet de diminuer la taille de la tache focale de l'impulsion ce qui va augmenter son intensité. Cette augmentation va donc amplifier les processus pondéromoteurs et donc modifier N ce qui va avoir pour effet d'augmenter la focalisation etc... Dans les faits, cette boucle n'est pas infinie et la focalisation ne va pas pouvoir être réalisée en dessous d'une certaine limite. Dans un régime de transparence relativiste, le laser va transmettre une grande partie de son énergie aux électrons ce qui va au bout d'un moment faire diminuer son énergie et donc sa puissance en dessous du seuil d'auto-focalisation. De plus, d'autres effets d'ordre supérieur, comme

des couplages d'ondes, des instabilités, vont intervenir tout au long de la propagation du laser.

- Filamentation

Un autre processus non linéaire (d'instabilité) qui peut se développer lors de la propagation d'un laser dans un plasma est l'éclatement du faisceau lumineux en filaments. Ce processus s'appelle la filamentation [119]. Il existe différents types de filamentation. Dans un cas peu intense, la filamentation peut être vue comme la variante de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée [81] où la fréquence ionique est négligée [120]. Cette filamentation peut aussi provenir de la force pondéromotrice qui va agir de la même façon que l'instabilité Brillouin [120], [121]. La filamentation peut aussi avoir pour base des effets thermiques [111]. Si l'intensité du laser augmente, les effets relativistes vont rentrer en jeu pouvant provoquer de la filamentation relativiste [122], [123]. Pour des cas relativistes, par des processus similaires à l'autofocalisation relativiste, des modulations transverses de l'indice optique (à cause du champ laser ou bien de la densité) qui ne sont pas régulières le long du profil transverse de l'impulsion, vont perturber le champ en créant des sur-intensités locales qui vont en retour augmenter, dans ces zones locales, l'indice optique non linéaire. Cela va avoir pour conséquence de fragmenter, par focalisation locale, le laser en différents sous faisceaux appelés des filaments. La force pondéromotrice joue un effet important dans la filamentation car la force pondéromotrice va amplifier la modulation de la densité électronique et donc la modulation de l'intensité des faisceaux. Sous certaines conditions, ces filaments vont eux-mêmes pouvoir s'autofocaliser localement [124] s'ils sont suffisamment intenses. Comme pour l'autofocalisation relativiste, ce processus de filamentation relativiste se déclenche à partir d'une puissance seuil. Dans l'article [122], il est indiqué que le processus d'instabilité de filamentation se déclenche pour des puissances supérieures à P_c, le critère d'auto-focalisation.

Cette filamentation peut notamment apparaître lors du guidage et de la création d'un canal pondéromoteur par le laser dans un gradient de densité lié à l'expansion d'un préplasma en face avant d'une cible solide (sur-critique). Si l'impulsion est trop puissante ou le plasma trop dense, le guidage auto-induit du laser va pouvoir se terminer par de la filamentation relativiste [122]. Le processus de filamentation peut notamment se développer lors de la propagation d'un laser dont la tache focale n'est pas homogène. Dans ce cas, la tache focale du laser possède plusieurs zones de sur et sous intensités [125] (points chauds d'intensité). Ces zones sont les sources qui vont conduire à de la filamentation dans un plasma quasi-critique. Il est à noter que la filamentation va permettre de transférer une partie importante de l'énergie à des électrons car l'intensité locale dans les filaments augmente ce qui va se coupler au processus d'accélération d'électrons.

La notion d'indice optique non linéaire donnée dans cette section doit être prise avec précaution car ces différents processus vont évoluer temporellement et spatialement en modifiant l'énergie dans le laser, ses profils d'enveloppes, sa fréquence, son front d'onde etc... Une description précise de cette interaction nécessite de considérer les différents couplages intervenant lors de l'interaction qu'ils soient spatio-temporels pour les champs ou spatiaux pour les particules [106]. Les simulations numériques sont souvent utilisées pour comprendre ces couplages. Dans la partie suivante, nous allons décrire des mécanismes permettant l'accélération d'électrons au cours de l'interaction.

1.3.4 Mécanisme d'accélération d'électrons

Lors de l'interaction laser-plasma en régime relativiste, différents processus vont se former dont certains peuvent conduire à la génération de faisceaux d'électrons énergétiques directionnels, avec des énergies supérieures au MeV. En fonction des différents régimes d'interaction (sous-critique, sur-critique, quasi-critique), les processus et les moyens d'utiliser le laser pour accélérer des électrons ne sont pas identiques. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur des processus non collisionels d'accélération d'électrons lors de l'interaction laser-plasma relativiste. Une description plus détaillée et complète de l'accélération d'électrons par laser est donnée dans l'article [31].

- Interaction avec une cible sous-critique

Un des premiers processus que nous allons considérer est l'accélération par onde de sillage laser (*Laser WakeField Acceleration* LWFA) lors de la propagation d'un laser de haute intensité avec un plasma sous-critique ($n_e \ll n_c$). Le principe de l'accélération par sillage est de générer derrière l'impulsion une structure de champ électrique qui permet d'accélérer les électrons. Lors de la propagation du laser dans le plasma, les électrons vont être éjectés de son axe de propagation par la force pondéromotrice, générant une perturbation dans la densité électronique. Cette perturbation de la densité, par séparation de charge, va générer derrière le laser, une onde plasma de sillage. Le champ électrique longitudinal associé à cette onde va se propager derrière le laser avec une vitesse de phase proche de la vitesse de groupe du laser. Ce champ de sillage peut atteindre des valeurs de champ électrique de l'ordre $E_0 \approx c\, m_e\, \omega_p / e$ ce qui donne des champs de l'ordre de 96 GV/m pour une densité de $n_0 = 10^{18}$ cm^{-3} [31], [126]. Ces champs sont biens supérieurs aux champs qui sont produits par les accélérateurs conventionnels ce qui a poussé au développement de ces techniques plasma. Les électrons vont pouvoir interagir avec ce champ électrique et être accélérés fortement le long de la propagation si leur vitesse leur permet de rester en phase avec la partie accélératrice du champ de sillage (comme un surfer sur une vague). Dans le régime non linéaire ($a_0 \gtrsim 4$), la force pondéromotrice du laser va pouvoir éjecter quasiment tous les électrons lors de son passage créant une cavité/bulle quasiment vide d'électrons. Ce régime s'appelle le régime de la bulle (*blow-out* ou *bubble* régime). Les électrons vont être rappelés derrière l'impulsion en circulant le long de la bulle par le défaut de charge. Certains électrons piégés dans la structure de la bulle vont pouvoir être injectés dans le champ longitudinal et y être accélérés jusqu'à des énergies allant du MeV au GeV [127], [128]. Les électrons les plus accélérés sont ceux qui restent le plus longtemps en phase avec le champ accélérateur. Cet accord de phase est réalisé sur une distance $L_d \sim \gamma_p \lambda_p$ [31] appelée la *dephasing length* où γ_p est le facteur de Lorentz associé à la vitesse de phase de l'onde plasma. Les électrons lors de leur accélération dans le champ de la bulle vont osciller transversalement à une fréquence betatron $\omega_\beta \approx \omega_p / \sqrt{2\gamma}$ [31] appelé oscillation betatron (*betatron oscillation*). Cette oscillation va conduire à un rayonnement dans le domaine des rayons X. En plus du rayonnement, d'autres processus vont pouvoir limiter le gain d'énergie des électrons, que ce soit des instabilités se développant pendant l'interaction (surtout dans le régime non linéaire relativiste), le déphasage des électrons et du champ accélérateur de sillage, la diffraction ou la perte d'énergie du laser le long de sa propagation etc.... D'après l'article [127], pour créer efficacement une bulle vide d'électron, le champ laser doit posséder une

durée et une tache focale respectant les conditions :

$$\begin{aligned} w_0 &\approx \frac{\sqrt{a_0}}{k_p}, \\ \tau \leq \frac{w_0}{c} &\approx \frac{\sqrt{a_0}}{\omega_p} \end{aligned} \tag{1.3.16}$$

avec $\omega_p = k_p c$ le vecteur d'onde de l'onde plasma et w_0 et τ respectivement la tache focale et la durée du laser. Si l'on se place dans cette configuration, l'énergie maximale des électrons dans la bulle est de l'ordre de [127] :

$$E^e_{max} \approx 0.65 \frac{m_e c^2 c\,\tau}{\lambda} \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \tag{1.3.17}$$

où $P_{rel} = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 8.5$ GW est la puissance relativiste, P la puissance du laser et λ sa longueur d'onde. Ce qui donne des énergies $E^e_{max} \approx 33$ MeV pour un laser 1 TW, 25 fs et 800 nm et $E^e_{max} \approx 1$ GeV pour le même laser en régime PétaWatt. Une autre estimation de l'énergie atteignable dans le régime de la bulle faisant intervenir la densité n_{e0} est donnée dans l'article [129] et prédit des énergies légèrement supérieures au GeV pour le même laser dans un gaz ($n_{e0} \approx 10^{18}$ cm^{-3}). La charge totale typique du faisceau d'électrons accélérés à laquelle on peut s'attendre avec ce type de processus est de l'ordre du picocoulomb (pC) jusqu'à quelques nanocoulomb (nC) [130], [131]. Avec ce processus, il est possible de produire des faisceaux d'électrons avec une distribution quasi mono-énergétique [132] caractérisés par un écart en énergie (*energy spread*) inférieur à 10 % et une faible divergence du faisceau [133]. Le transfert d'énergie du laser au faisceau d'électrons est typiquement de l'ordre de 1 à 10 %. Différentes techniques ont été développées pour maximiser l'énergie, la charge, la divergence etc... du faisceau. Par exemple, un champ magnétique externe peut être utilisé pour améliorer l'émittance et la stabilité du faisceau [134]. Une rampe de densité facilite le piégeage des électrons dans le sillage en changeant au cours de la propagation la vitesse de phase du champ longitudinal de la bulle [135]. L'ionisation peut être utilisée pour piéger les électrons [136]. Des expériences ont montré qu'il était possible d'atteindre des énergies du GeV avec un laser 40 TW [137], en utilisant une technique de guidage, ce qui implique que la formule 1.3.17 sous estime les valeurs qui peuvent actuellement être atteintes avec l'optimisation de l'accélération.

- Interaction avec une cible quasi-critique

Dans un plasma quasi-critique où l'impulsion peut se propager ($n_e < n_c^{eff}$) par transparence relativiste $a_0 > 1$, si nous sommes dans une condition inverse au cas LWFA (1.3.16) avec une impulsion laser satisfaisant $\tau >\sim 1/\omega_p$ (donc un plasma plus dense que le LWFA ou bien un pulse plus long), un processus d'accélération directe des électrons prend place. Dans ces conditions, le laser va générer par force pondéromotrice un canal sous dense en électrons. Cependant, au contraire du cas LWFA, les électrons seront empêchés, par la force pondéromotrice, de retourner dans les régions déplétées en électrons. Les électrons vont donc rester confinés et être poussés par le laser. Cela va avoir pour conséquence de générer un régime quasi statique dans la cavité, appelé cavité ionique, qui évolue lentement sur l'échelle de temps des ions. Des champs électriques quasi statiques vont être générés dans cette cavité qui vont induire des courants électroniques et donc des champs magnétiques quasi statiques. Les électrons accumulés proches de l'axe de propagation du laser, dans les zones de haute intensité, vont subir les effets de ces

champs quasi statiques. Cela va avoir pour conséquence de permettre aux électrons de rester plus longtemps dans la phase accélératrice du champ laser et donc d'augmenter leur gain en énergie [138]. Ce processus est nommé accélération directe par laser (*Direct Laser Acceleration* DLA). Comme dans le cas du LWFA, les électrons, de par l'effet du champ magnétique, vont aussi osciller de façon betatron. Si les conditions de résonance sont obtenues $\omega_\beta \approx \omega_p/\sqrt{2\gamma}$ [139], l'impulsion transverse des électrons est convertie par la forme $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ en impulsion longitudinale qui augmente l'énergie que peuvent gagner les électrons. Il y a donc un transfert d'énergie plus important du laser au champ par un processus de *B-loop*.

Ce processus comparé au processus de LWFA permet de générer des faisceaux d'électrons qui ont moins d'énergie que dans le cas LWFA avec une énergie typique de l'ordre de $E_{DLA} \sim 1.5 \times 10^{-9}(I(\mathrm{W.cm^{-2}}))^{1/2}$ MeV [139] mais avec un nombre d'électrons dans le faisceau plus important pouvant monter jusqu'à la centaine de nC [133]. Le transfert d'énergie du laser aux électrons est donc plus important que dans le cas LWFA et peut atteindre les 20, 40 % [140], [141]. De plus, la distribution électronique typique de ces faisceaux d'électrons est une exponentielle décroissante $f(E) \propto \exp(-E/E_{DLA})$. Comme ce processus se développe dans des plasmas quasi-critiques ($n_e < n_c^{eff}$), de nombreuses instabilités peuvent s'y développer comme de la filamentation par exemple qui vont modifier la propagation du laser et la dynamique des électrons.

- Interaction avec une cible sur-critique

Pour des plasmas plus denses, dans le régime sur-critique ($n_e \gg n_c^{eff}$), il est aussi possible de générer des particules énergétiques, notamment des électrons appelés électrons chauds/rapides. Ces électrons sont produits lors de l'interaction entre un laser intense et une cible qui est le plus souvent solide pour les expériences. Comme expliqué plus tôt dans ce manuscrit, dans ce type d'interaction, la propagation du laser sur plus d'une épaisseur de peau l_{peau} n'est pas possible et l'interaction se fera donc en surface du matériau conduisant à la réflexion du laser. Même si l'interaction ne prend place que sur la surface de la cible, il est possible de transférer une partie importante de l'énergie à des électrons. La propagation de ces électrons chauds dans la cible génère de très forts courants électriques qui vont être annulés par un courant de retour des particules du plasma. Cela implique que la propagation de ces électrons dans la cible va être fortement sujette aux effets collectifs dans un premier temps puis aux effets collisionels si la cible est suffisamment épaisse [106].

Dans ce type d'interaction, il est souvent compliqué de trouver les processus responsables du transfert d'énergie du laser aux électrons. Ces processus dépendent des caractéristiques du champ laser : durée, longueur d'onde, intensité, polarisation, angle d'incidence, contraste etc... Différents processus peuvent donc intervenir [81], [106]. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur les processus d'absorption non-collisionels car la fréquence de collision 1.2.8 ($\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2} \sim I^{-4/3}$) décroît quand l'intensité du laser augmente et plus spécifiquement pour le processus appelé $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Ce processus étant le processus dominant pour des intensités relativistes ($a_0 > 1$) où le terme dépendant du champ magnétique $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ est important.

Lors de l'interaction entre un laser intense et une cible solide possédant un gradient raide de densité nous avons pu montrer que, dans le cas d'un électron dans le vide intéragissant avec un laser, l'électron pouvait acquérir une vitesse transverse à la propagation de l'onde dû à l'effet du champ électrique. Comme le champ magnétique n'est pas négligeable, le terme oscillant à 2ω fait osciller l'électron longitudinalement (partie 1.3.1). Dans

le cas d'un électron dans le vide, la phase accélératrice est suivie d'une phase décélératrice. Cependant, si l'on considère que l'électron n'est pas dans le vide mais à l'interface entre le vide et le plasma, l'électron va être tout d'abord accéléré par le champ électrique transverse. Cette accélération va avoir pour effet d'arracher du plasma l'électron de l'interface par l'effet de la force magnétique longitudinale. Le champ électrique qui est généré par la séparation de charge va accélérer longitudinalement l'électron qui sera réinjecté dans le plasma. Le ralentissement longitudinal qui devrait s'opérer peut être interrompu au moment où l'électron pénètre dans la partie sur-critique où il ne va plus subir le champ mais une partie évanescente du champ qui n'est plus suffisante pour annuler son impulsion longitudinale. Les électrons vont donc pouvoir se propager en conservant l'énergie qu'il ont acquis pendant leur excursion dans le vide pendant la phase accélératrice [81]. Ce processus est présent pour toutes les polarisations à l'exception de la polarisation circulaire car le terme $-e\mathbf{v}\times\mathbf{B}$ disparaît et ceci pour tous les angles d'incidence. Le nombre d'électrons qui peuvent être injectés dans la cible solide est important, de l'ordre de quelques dizaines de nC, ce qui perturbe la quasi neutralité et crée une séparation de charge à l'interface. Ce champ électrique va être compensé par un courant de retour d'électrons froids. Les électrons chauds vont donc pouvoir se propager dans la cible sans être trop freinés par les champs électriques [106]. Cependant, les électrons énergétiques dans la cible solide vont pouvoir subir des processus collisionnels dans la cible le long de leur parcours et être ralentis. Si la cible solide est fine, les électrons chauds, en arrivant sur la face arrière de cette cible vont pouvoir recirculer (être réinjectés dans la cible par la face arrière en raison des champs de séparation de charge qui se génèrent quand le courant d'électrons chauds traverse l'interface avec le solide) [142]. Il est à noter que cette recirculation touche les électrons de plus basses énergies de la fonction de distribution du paquet d'électrons chauds et pas les électrons les plus énergétiques.

Un autre processus que nous allons évoquer est le chauffage stochastique [143] qui se développe pour des lasers intenses ($a_0 >1$) en interaction avec une cible solide possédant un gradient de densité en face avant (pré-plasma). Dans ce pré-plasma, le champ laser peut interférer avec la partie réfléchie (par la densité sur-critique de la cible) du laser. Cette superposition de champ intense va induire des comportements chaotiques dans la dynamique des électrons, si l'amplitude du laser incident (i) et réfléchi (r) est de l'ordre de $a_0^i a_0^r \sim 1/2$ [144]. Ce mouvement chaotique va permettre des transferts d'énergies importants du laser aux électrons.

Les distributions électroniques produites par ce type d'interaction ont souvent une distribution large en énergie qui peut être approximée par une exponentielle décroissante [145]. Différents modèles ont été développés pour prédire la valeur de la température des électrons chauds accélérés lors de l'interaction laser-plasma sur-critique. Dans le cas d'un laser intense, de nombreuses expériences et simulations ont montré que l'ordre de grandeur de l'énergie typique de ces électrons est donné par l'énergie pondéromotive [140] :

$$E_p \approx m_e c^2 \left(\sqrt{1 + C\frac{a_0^2}{2}} - 1 \right) . \tag{1.3.18}$$

Cette expression est obtenue car la réflexion du champ laser génère une onde stationnaire ($\mathbf{a}(x,t) \approx \mathbf{a}(x)\cos(\omega t)$). Le potentiel généré par cette onde stationnaire est un potentiel pondéromoteur $\Phi_p \approx m_e c^2(1+\mathbf{a}(x)^2/2)^{1/2}$ [106], ce qui donne des températures de l'ordre du MeV à $\sim$ 10 MeV pour les lasers les plus intenses ($a_0 \sim 1, 100$). Cette formule n'est qu'une estimation développée pour les lasers intenses ($\mathbf{J}\times\mathbf{B}$). D'autres processus au cours de l'interaction peuvent donner une énergie qui s'éloigne de cette valeur, surtout si les ions

ont le temps de se déplacer au cours de l'interaction. Il est à noter qu'en plus d'un faisceau d'électrons énergétiques se propageant dans le plasma, sous la condition d'un gradient de densité raide en face d'interaction du plasma, un faisceau d'électrons se propageant avec la réflexion du laser va aussi pouvoir être généré lors de l'interaction.

Nous avons discuté de processus d'accélération d'électrons en fonction de la densité de la cible. Cependant, de nombreux paramètres laser, que nous n'avons pas considéré vont pouvoir modifier ces régimes d'accélération d'électrons. En particulier le contraste temporel d'un laser a une grande importance. Si le contraste du laser est mauvais, en face avant de la cible, un plasma va pouvoir s'étendre. Quand le laser va interagir avec ce pré-plasma, l'impulsion laser se propage d'abord dans une région sous-critique, puis quasi-critique et enfin est réfléchie dans la région sur-critique. De l'accélération par sillage va pouvoir prendre place dans la partie sous dense du pré-plasma, puis une fois que la densité a suffisamment augmenté, les processus d'accélération directe vont prendre le pas sur le processus précédant. Enfin, quand le laser interagit avec la zone de densité sur-critique il est réfléchi et les processus sur-critiques vont intervenir. Dans les faits, comprendre et analyser les résultats d'une expérience dans un tel cadre nécessite souvent l'utilisation d'une modélisation numérique de l'interaction car les processus vont être couplés les uns aux autres et les modèles analytiques sont très difficiles à obtenir. Pour finir ce chapitre, nous allons présenter un autre processus qui va se développer dans l'interaction laser-plasma relativiste avec des cibles sur-critiques, qui cette fois ne modifie pas l'énergie des électrons mais modifie directement les champs laser et notamment la partie réfléchie.

1.3.5 Miroir plasma relativiste

L'interaction laser-plasma peut être le lieu de production d'harmoniques d'ordre élevé de la fréquence principale du laser (*High Harmonic Generation* HHG) [81]. Cette génération d'harmoniques est liée à différents régimes et processus d'interaction. Les harmoniques d'ordre élevé peuvent notamment être produites dans les gaz (donc régime sous dense) par des effets d'ionisation multiphotons et de recombinaison [146], [147], ce qui a valu en 2023 le prix Nobel de physique à Pierre Agostini, Ferenc Krausz et Anne L'Huillier pour la génération de trains d'harmoniques et l'étude de la dynamique des électrons dans la matière. Cette génération d'harmoniques dans les gaz n'est réalisable que pour des lasers d'intensité $I \leq 10^{15}$ W.cm^{-2} car le phénomène disparaît à plus haute intensité. Le processus qui va nous intéresser dans cette thèse est la génération d'harmoniques se déroulant dans les milieux sur denses ($n_e \gg n_c^{eff}$) lors de l'interaction avec un laser court et intense. Lors de l'interaction entre une impulsion laser et un plasma sur dense (plasma miroir PM), l'impulsion laser va comme pour un miroir être réfléchie. Cependant, comme le plasma peut répondre sur des temps courts aux perturbations induites par le laser, de l'émission d'harmoniques va accompagner la partie réfléchie du laser. Dans les régimes d'intensité modérée et forte, deux processus vont pouvoir amener à la génération d'harmoniques, une émission appelé *Coherent Wake Emission* (CWE) et une émission liée à un miroir relativiste oscillant appelé *Relativisitc Oscillating Mirror* (ROM) [148]. Ces deux processus ne vont pas conduire aux mêmes distributions spectrales d'harmoniques et à la même forme des champs réfléchis.

Le processus de *Coherent Wake Emission* est le processus de génération d'harmoniques dominant pour des intensités modérées ($a_0 \lesssim 1$) pour lequel les effets relativistes sont faibles. Ce processus est causé par les électrons accélérés par absorption Brunel [149] dont le processus d'accélération $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ est un équivalent à plus haute intensité, cf. partie 1.3.4. Pour que ce processus soit efficace, il nécessite que le laser soit de polarisation

P et qu'il interagisse avec un angle d'incidence non nul avec un plasma sur dense. Les électrons à la surface du plasma vont être accélérés périodiquement vers le vide par le champ laser. Ces électrons vont ensuite être réinjectés dans le plasma par un champ statique longitudinal. Les électrons de ces faisceaux n'ont pas la même vitesse et les premiers électrons à retourner dans le plasma ont une vitesse plus faible que ceux réinteragissant à un temps ultérieur. Cela va produire des croisements de trajectoires des électrons et donc des pics de densité électronique. Ces pics de densité vont exciter des oscillations plasma dans leur sillage. Ces oscillations plasma vont générer, dans la partie inhomogène du plasma (dans les gradients de densité), un rayonnement cohérent composé d'harmoniques de la longueur d'onde du laser. L'harmonique n provient de la région où la résonance $\omega_p(r) = n\omega_L$ se produit. Ce processus se répète pour chaque période du laser ce qui va permettre la génération d'un train d'impulsions harmoniques. Le processus de CWE émet des harmoniques jusqu'à des ordres n de 15/20 [148]. Les auteurs de l'article [148] ont montré que si le miroir plasma n'a pas de gradient de densité en face avant, la génération d'harmoniques n'est pas possible. La taille du gradient va influencer l'efficacité et l'amplitude des harmoniques. Il est à noter que si le gradient de densité est trop grand ou trop fin, l'émission d'harmoniques ne pourra pas se produire car les électrons seront éjectés de la cible et ne pourront pas être réinjectés par le laser [150] ce qui conduira à la production d'électrons énergétiques se propageant avec une impulsion longitudinale opposée au laser.

Si l'on augmente l'intensité du laser et que l'on arrive dans le régime relativiste ($a_0 > 1$) le processus dominant de génération d'harmoniques lors de l'interaction de l'impulsion laser devient le *Relativisitc Oscillating Mirror* [151], [152]. Lors de l'interaction, contrairement au processus CWE, les champs vont pouvoir être impactés par l'effet Doppler qui va se caractériser par un décalage des fréquences des champs réfléchis et émis. Quand le laser va interagir avec le miroir plasma, il va pousser les électrons jusqu'à atteindre une certaine densité. Au niveau de la nouvelle interface, un pic de densité va se former. Du fait des effets de changement de signe du champ laser toutes les demi-périodes, les électrons comme pour le CWE vont être périodiquement attirés puis repoussés à l'interface de cette sur-densité. Cela va créer une oscillation de la sur-densité qui peut être considérée comme un miroir (car la réflexion s'effectue à cette densité). Comme le laser est intense ces oscillations non linéaires vont permettre d'atteindre de plus hautes fréquences (ordres harmoniques) que dans le cas CWE. Dans le cas relativiste, en plus de ces oscillations, l'interface électronique et ionique va être poussée par un processus de *radiation pressure*. La surface va donc être accélérée et poussée avec une certaine vitesse caractérisée par un paramètre β. Les champs réfléchis vont donc être décalés par un effet Doppler [148] :

$$\omega'' = \omega \frac{1+\beta}{1-\beta}\,. \tag{1.3.19}$$

En fonction du rapprochement du miroir ou de l'éloignement à la source, la valeur des longueurs d'onde des harmoniques va respectivement être soit décalée vers le bleu (*blueshift*) ou décalée vers le rouge (*redshift*) [153]. Dans le cas d'interaction laser-solide, l'interface se déplace dans la même direction que le champ incident et donc le décalage est vers le rouge. En plus de ce décalage, avec un miroir relativiste, tous les ordres harmoniques ne peuvent pas être produits. Certaines règles de sélection des harmoniques existent. En effet, les auteurs de l'article [154], ont montré qu'en fonction de la polarisation du laser incident, les harmoniques pairs $n' = 2n$ ou bien impairs ($n' = 2n+1$) pouvaient être produits. Ces règles de sélection ne s'appliquent pas dans le cas d'un champ laser polarisé P ou S interagissant avec un miroir plasma relativiste, où les deux types d'harmoniques peuvent être

générés. Dans ces cas-là, la différence se fait sur la polarisation des harmoniques réfléchies. Dans un cas de polarisation S, les harmoniques impairs sont de polarisation S alors que les harmoniques pairs sont de polarisation P. Dans le cas d'une polarisation P, toutes les harmoniques sont de polarisation P. Ces règles de sélection ont une grande importance dans le cas d'un champ laser interagissant de façon normale par rapport au miroir plasma. Dans ce cas, si le champ laser est polarisé circulairement, aucune harmonique ne peut être générée. Dans le cas d'une polarisation linéaire, seules les harmoniques impairs peuvent être produits. La fréquence des harmoniques peut donc être donnée par [148] :

$$\omega_n \approx n'\omega_L(1 - 2\beta(t)\cos(\theta))\,. \tag{1.3.20}$$

Il est à noter que pour des lasers très intenses $a_0 \gg 1$, l'interface où va se positionner l'oscillation ne va pas avoir une vitesse constante mais va être continuellement accélérée pendant l'interaction ($\beta(t)$) et donc le décalage des harmoniques dépend du temps de l'interaction.

Dans ce chapitre, nous avons considéré l'interaction laser-plasma dans le domaine relativiste. Toutes les considérations que nous avons faites ont négligé les effets radiatifs des particules. Or, plus les particules sont énergétiques et plus elles vont rayonner lors de la modification de leurs impulsions. Le rayonnement des particules peut modifier leur dynamique et donc les différents processus que nous avons décrits. Si les particules sont très énergétiques $\gamma \gg 1$ et que le laser est très intense $a_0 \gg 1$, des effets d'électrodynamiques quantiques vont dominer les interactions laser-particules modifiant encore plus la dynamique des particules.

Chapitre 2

Génération de particules secondaires

Sommaire

2.1 Émission de photons 44
2.1.1 Force de radiation 45
2.1.2 Processus de diffusion inverse multiphoton Compton 48
2.1.3 Processus bremsstrahlung 54
2.2 Paires électron/positron 59
2.2.1 Processus Breit-Wheeler 60
2.2.2 Processus non linéaire Breit-Wheeler 62
2.2.3 Production de paires Bethe-Heitler 65

L'interaction laser-plasma est un cadre permettant une production de particules énergétiques et notamment d'électrons (voir partie 1.3.4) ou bien d'ions [155]. Dans un plasma, ces particules sont naturellement présentes provenant de l'ionisation des atomes. Elles sont donc les particules primaires du plasma. Pendant l'interaction laser-plasma, ces particules primaires vont pouvoir générer des particules que nous appellerons particules secondaires car elles émanent de l'interaction entre les particules primaires. Ces particules secondaires peuvent être des photons obtenus par le rayonnement des électrons. Ce rayonnement se produit en présence d'un champ électromagnétique se propageant ou bien statique accélérant l'électron. Ces particules secondaires peuvent aussi être des particules massives comme des radio-isotopes [156], des neutrons [157], des anti-particules comme les positrons (anti-particule de l'électron qui entre autre possède la même masse que l'électron mais est de charge opposée) [158] etc...

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la génération de photons. Les photons peuvent être produits par de nombreux processus. Par exemple, un photon (*light quanta*) peut être diffusé lors de l'interaction avec une particule chargée. Si le recul de la particule est négligeable, le transfert d'énergie du photon à la particule est faible. L'interaction est une collision élastique appelé diffusion Thomson [25]. Si le recul de la particule n'est plus négligeable, la collision est inélastique et le processus est nommé diffusion Compton et nécessite un traitement quantique de l'interaction. Ces deux processus vont prendre place principalement avec des particules chargées au repos. Cependant, si les particules chargées au lieu d'être au repos sont en mouvement, le transfert d'énergie va se faire dans l'autre sens, de la particule chargée vers le photon. Ces processus sont qualifiés de diffusion inverse Thomson ou Compton. Dans le cadre de l'interaction laser-plasma, les photons diffusés peuvent être ceux du laser. En effet, lors de l'oscillation de l'électron dans le champ électrique du laser, l'électron va diffuser des photons du laser pour émettre des

photons de plus hautes énergies comme des rayons X. Dans un cadre un peu plus général, la génération de rayonnement électromagnétique (des quantas de lumière qui d'un point de vue d'électrodynamique quantique sont modélisés par des photons) est un mécanisme découlant de l'accélération et de la diffusion des particules en mouvement [25]. Cette accélération/diffusion apparaît naturellement lors de l'interaction entre une particule chargée et un champ électromagnétique (électrostatique, magnétostatique, électromagnétique) ce qui implique que le laser, par exemple, et l'interaction laser-plasma est un cadre propice à la génération de rayonnement électromagnétique et donc de photons énergétiques.

Cependant, lors de la propagation des photons énergétiques dans des champs électromagnétiques, ces photons peuvent être soumis à différentes interactions que ce soit avec d'autres photons (quanta de lumière), avec des champs coulombiens etc ... Ces interactions vont modifier les propriétés du photon (par exemple la diffusion Compton) ou bien même l'annihiler et ces processus doivent donc être pris en compte. De cette annihilation, de la matière et de l'antimatière peuvent être créées. Pour les gammes d'énergies des photons qui vont nous intéresser, cette matière et antimatière seront des paires électron-positron (le positron étant l'anti-particule de l'électron). La génération de paires électron-positron par collision de deux photons est un des premiers processus obtenu grâce à l'électrodynamique quantique (*Quantum ElectroDynamics* QED). Ce processus a été prédit théoriquement par Breit et Wheeler [12]. De ce fait, le processus porte leurs noms. Il est le processus le plus probable d'interaction entre deux photons réels. Ce processus découvert en 1934 n'a cependant encore jamais été validé expérimentalement car sa section efficace est très faible et nécessite des faisceaux brillants et collimatés de photons γ. De façon assez similaire à la production des photons par les particules chargées, la décomposition de photons en paires se déroule lors de l'interaction entre un photon avec un champ électromagnétique qu'il soit statique ou non.

Ce chapitre se découpera en deux grandes parties. Dans une première partie, nous présenterons des processus permettant la génération de photons de haute énergie et dans une deuxième partie, nous nous intéresserons à la génération de paires électron/positron. Concernant la génération de photons, nous discuterons d'abord la prise en compte de l'effet du rayonnement sur la dynamique des électrons et la force appelée force radiative de façon classique. Cette sous section sera suivie de la présentation et de la modélisation de deux processus de QED menant à la génération de photons de haute énergie, lors de l'interaction avec un champ électromagnétique puis lors de l'interaction dans un matériau avec le champ coulombien des noyaux. Ces deux processus étant des processus dominants dans l'interaction laser-plasma relativiste. Concernant la partie sur la génération de paires électron/positron, nous présenterons d'abord la génération de paires lors de la collision entre deux photons, puis la partie non linéaire (dans une approche de champs forts) de ce processus. Pour finir, la production de paires lors de l'interaction entre un photon et le champ coulombien d'un noyau sera discutée.

2.1 Émission de photons

Dans cette section, nous discuterons de processus d'émission de photons (quanta de lumière) impliquant des particules chargées. Il est bien connu qu'une particule chargée subissant une accélération va émettre un champ électromagnétique [25]. Cette émission va avoir un effet sur la dynamique de l'électron et doit être prise en compte. La résolution de ce système constitue un vieux problème de l'électrodynamique classique qui dans certaines limites aboutit à des solutions non physiques nécessitant le passage à l'électrodynamique

quantique (QED) et à la quantification. Dans le cadre de la QED, les photons peuvent être émis avec une énergie proche de l'énergie de la particule émettrice. Dans ce cas, le traitement du rayonnement ne peut plus être modélisé de façon continue. Des photons de haute énergie peuvent être émis par une particule chargée en interaction avec un champ électromagnétique intense $e^{\pm} + n\omega \rightarrow e^{\pm} + \gamma$. Ce processus de type émission synchrotron correspond à la diffusion Compton inverse non linéaire (multiphoton). Ce processus est d'importance dans le cadre de l'interaction laser-plasma à très haute intensité car les électrons, lors de l'interaction, vont atteindre des énergies ultra-relativistes. Ces électrons vont interagir avec des champs électromagnétiques intenses, que ce soit dans une bulle plasma avec les champs électrostatiques ou bien directement avec le champ électromagnétique du laser. Un autre processus d'émission important pour les électrons libres énergétiques est le processus bremsstrahlung $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$. Ce processus correspond à la diffusion d'un électron dans le champ coulombien d'un noyau. Ce processus est important dans le cas de noyaux de numéro atomique Z élevé. Dans le cadre de l'interaction laser-plasma à haute intensité, ce processus se développe naturellement lors de l'interaction avec un plasma sur-critique où des électrons énergétiques vont être injectés dans la cible. Ce processus peut aussi apparaître dans un préplasma en fonction de la densité, du type d'ions et de la température du plasma.

Dans cette partie, nous traiterons des processus d'émission de photons en commençant par rappeler les modifications qui doivent être apportées à la dynamique de l'électron pour tenir compte du rayonnement d'un point de vue classique. Nous évoquerons les limites de cette modélisation, c'est à dire du rayonnement émit de manière continue, pour l'émission de photons de haute énergie. Dans la suite, nous présenterons deux mécanismes conduisant à l'émission de photons de haute énergie. Dans un premier temps, nous présenterons le processus de diffusion Compton inverse non linéaire dans un champ fort, ainsi que le formalisme dans lequel ce processus est dérivé. Pour finir, nous présenterons le processus d'émission majoritaire des électrons traversant un milieu solide : le processus bremsstrahlung.

2.1.1 Force de radiation

Dans la partie 1.2.3, nous avons présenté les équations du mouvement des particules du plasma. Cependant, les particules du plasma sont des particules chargées qui vont émettre du rayonnement. Cette émission modifie l'impulsion de la particule et le champ externe avec lequel elle interagit. Les équations du mouvement (Eq.1.2.9) que nous avons utilisées doivent être modifiées pour rajouter un terme tenant compte du rayonnement. La particule chargée va subir deux forces : la force de Lorentz $\mathbf{f_L}$ et une force due à son rayonnement $\mathbf{f_{rad}}$ nommée réaction de radiation (*Radiation Reaction* RR ou bien *Radiation Friction*). L'équation du mouvement de l'électron en considérant le rayonnement prend la forme :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B}\right) + \mathbf{f_{rad}}. \tag{2.1.1}$$

La force $\mathbf{f_{rad}}$ est de nature différente par rapport à la force de Lorentz $\mathbf{f_L}$ qui ne prend en compte que les champs électromagnétiques externes à la particule. Cette force est due à la dynamique des particules chargées mais aussi à la puissance rayonnée par la particule qui va modifier le champ électromagnétique externe. Quelque part, ce champ dépend de et interagit avec la particule d'où l'appellation d'auto-force. En suivant cette approche, le champ électromagnétique peut être séparé en deux termes $\mathbf{E} = \mathbf{E_{ext}} + \mathbf{E_{rad}}$ où le terme

E_{rad} prend en compte le champ rayonné et dépend de façon non triviale du champ externe $\mathbf{E_{ext}}$.

Pour des particules chargées ayant des vitesses relativistes, une approche avec des quadri-vecteurs est adaptée (avec la notation d'Einstein). Dans cette partie, nous utiliserons cette approche. Le champ électromagnétique est défini par le tenseur du champ électromagnétique (dans une métrique de Minkoswki (+, -, -, -)) dans le système d'unité SI :

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x/c & -E_y/c & -E_z/c \\ E_x/c & 0 & -B_z & B_y \\ E_y/c & B_z & 0 & -B_x \\ E_z/c & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}, \tag{2.1.2}$$

avec par définition : $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ où A^μ est le quadri-vecteur du potentiel $A^\mu = (\Phi/c, \mathbf{A})$ et $\partial^\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$ et $x^\mu = (ct, \mathbf{x})$. La condition sur le champ devient une condition sur le tenseur F : $F^{\mu\nu} = F^{\mu\nu}_{ext} + F^{\mu\nu}_{rad}$.

Réussir à définir la force f^μ_{rad} est un vieux problème de l'électrodynamique classique (*Classical ElectroDynamics* CED) [25]. De nombreuses équations de la dynamique lors de la radiation des particules chargées ont été proposées [17]. Une des premières solutions qui a été proposée est l'équation de Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) [159] obtenue à partir d'une renormalisation de la masse de l'équation de Abraham-Lorentz. L'équation du mouvement dans une forme contravariante en tenant compte du terme de la force LAD dans un système d'unité SI s'écrit :

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = -\frac{e}{m}F^{\mu\nu}p_\nu + \frac{2}{3}\tau_e\left[\frac{d^2p^\mu}{d\tau^2} - \frac{1}{m^2c^2}\frac{dp^\nu}{d\tau}\frac{dp_\nu}{d\tau}p^\mu\right] \tag{2.1.3}$$

où $\tau_e = r_e/c$ est le temps mis par un électron relativiste pour traverser le rayon classique de l'électron $r_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$ et $\tau = t/\gamma$ le temps propre de la particule. Cette force se découpe en deux termes. Le premier terme dépend de la dérivée du quadri-vecteur accélération et est appelée terme de Schott. Le second terme décrit la modification de l'impulsion et l'énergie perdue sous forme de rayonnement lors de l'accélération de la charge. Cette équation est connue pour amener des solutions non physiques telles que de la pré-accélération en l'absence de champ externe ou une violation de la causalité (l'accélération dépend de l'amplitude que prendra le champ dans le futur) [160]. Ces solutions non physiques sont liées au traitement classique du problème du fait de considérer une particule ponctuelle et montre les limites de la CED. En effet, cette équation considère des tailles et des temps en désaccord avec les limites de la CED qui sont τ_e et r_e. En dessous de ces limites, la CED n'est plus valide. Cependant, la physique quantique grâce au principe d'incertitude d'Heisenberg, nous permet de borner les distances à partir desquelles les effets quantiques ne sont plus négligeables. Cette distance est la longueur de Compton $\lambda_C \equiv h/m_e c$. Un rapport entre ces deux limites nous donne $r_e/\lambda_C = \alpha/2\pi$ avec $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c$ la constante de structure fine. De cette égalité, on peut tirer $r_e = \alpha\lambda_C/2\pi$ donc $r_e \ll \lambda_C$. Donc r_e est plus petit que les distances pour lesquelles les effets quantiques apparaissent. Cela implique que les solutions recherchées en CED doivent être trouvées sur des rayons plus grands que λ_C et pas r_e. Par exemple, on peut considérer une taille finie de particule [160]. Landau et Lifshitz ont proposé une autre approche pour corriger l'équation de LAD en restant dans une approche classique et ponctuelle. Ils ont considéré que le deuxième terme de l'équation de LAD, tenant compte de rayonnement, doit être d'amplitude inférieure à l'amplitude de la force de Lorentz auquelle est soumis l'électron dans son référentiel au repos. Pour cela, il faut que la longueur d'onde et l'amplitude du

champ externe (E) valident les conditions [17] :

$$\begin{aligned} \lambda &\gg r_e, \\ E &\ll E_{cr} \end{aligned} \tag{2.1.4}$$

où E_{cr} est le champ critique de la CED défini par $E_{cr} = 4\pi\varepsilon_0 m_e^2 c^4/e^3$ qui vaut approximativement $E_{cr} \approx 1.8 \times 10^{20}$ V.m^{-1}. Sous ces conditions, en exprimant les termes de dérivée première et seconde de l'équation LAD avec un développement à l'ordre 0 en t_e de la dérivée première de l'impulsion ($dp^\mu/d\tau$), l'équation de LAD devient l'équation de Landau Lifshitz (LL) [24]. Cette équation s'exprime en CGS par :

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = -\frac{e}{mc} F^{\mu\nu} p_\nu + g^\mu \tag{2.1.5}$$

où g^μ est le quadri-vecteur de la force de rayonnement donné par l'expression [161] :

$$g^\mu = -\frac{2}{3}\tau_e \left[\frac{e}{m^2 c} \partial_\eta F^{\mu\nu} p_\nu p^\eta + \frac{e^2}{m^2 c^2} F^{\mu\nu} F_{\eta\nu} p^\eta - \frac{e^2}{m^4 c^4} F^{\nu\eta} p_\eta F_{\nu\alpha} p^\alpha p^\mu \right] \tag{2.1.6}$$

Du fait que cette expression dérive d'une équation possédant des solutions non physiques a longtemps questionné sa validité. Cependant, il a pu être montré dans l'article [162] que la force LL est la force physique "correcte" de la CED. Dans le cas d'une onde plane, une solution exacte du mouvement d'un électron avec la force de LL peut être obtenue. Sur la figure 2.3 de l'article [106] est montré le mouvement d'un électron avec la force LL, pour un $a_0 = 100$.

Dans un cas ultra-relativiste $\gamma \gg 1$, l'effet de cette force sur la dynamique de l'électron est important car le troisième terme de g^μ est proportionel à γ^2. Dans un cas ultra-relativiste avec une notation vectorielle, les équations du mouvement deviennent [161] :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{p}}{dt} &= \mathbf{f_L} - \frac{2m_e c^2}{3\tau_e} \frac{\gamma^2}{E_{cr}^2} \left[(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{E} \right)^2 \right] \frac{\mathbf{v}}{c}, \\ \frac{d\gamma mc^2}{dt} &= -e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} - \frac{2m_e c^2}{3\tau_e} \frac{\gamma^2}{E_{cr}^2} \left[(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{E} \right)^2 \right] \end{aligned} \tag{2.1.7}$$

où la force radiative $\mathbf{f_{rad}}$ (ultra-relativiste) correspond au deuxième terme de l'équation du mouvement. Cette force va agir comme une force de friction parallèle à $-\mathbf{v}$ et elle est proportionelle au carré de l'énergie de l'électron. Il est à noter que cette force dépend de l'angle entre la direction de propagation de l'électron et la direction des champs électromagnétiques. Si l'électron se déplace avec un mouvement parallèle à la direction de propagation d'une impulsion électromagnétique de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ (on a donc $\mathbf{v} \cdot \mathbf{k} = vk$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$ et $v \approx c$ ce qui implique que $\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = 0$ et $\mathbf{v} \times \mathbf{B} \to -\mathbf{E}$), le terme $\mathbf{f_{rad}}$ est quasiment nul alors qu'il est maximal pour une configuration où le champ électromagnétique et la particule se propagent dans des sens contraires. Le terme de la force radiative de LL est souvent nommé comme la puissance classique rayonnée par la particule $P_{cl} = P_0 \eta^2$ où $P_0 = 2m_e c^2/3\tau_e$ et η est un invariant de Lorentz défini par :

$$\eta = \frac{\gamma}{E_{cr}} \sqrt{(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{E} \right)^2} \tag{2.1.8}$$

L'invariant η compare la valeur des champs par rapport à la valeur du champ critique de la CED et prend en compte l'angle d'interaction entre le champ électromagnétique et la direction de la particule.

Les expressions pour les forces de rayonnement données dans cette partie ne sont valables que dans le domaine de la CED. À partir du moment où le paramètre quantique de l'électron $\chi = \eta/\alpha$, qui sera présenté dans la prochaine partie, est de l'ordre de 1, l'approche classique d'une force radiative continue n'est plus valable. En effet, dans ce régime, l'électron peut transmettre une part importante de son énergie pour émettre un photon. Dans une telle configuration, la modélisation de la forces RR change et doit prendre en compte les effets quantiques [161]. Dans la prochaine section, nous présenterons un de ces processus d'émission : la diffusion Compton inverse non linéaire.

2.1.2 Processus de diffusion inverse multiphoton Compton

Quand les effets quantiques ne sont plus négligeables, le rayonnement d'une particule chargée ne peut plus être considéré comme continu. Le traitement du rayonnement change de domaine passant de la CED à l'électrodynamique quantique (*Quantum ElectroDynamics* QED). Lors de l'interaction entre une particule chargée (électron-positron) avec un champ électromagnétique fort, les particules chargées vont rayonner par le processus de diffusion inverse non linéaire Compton (*non linear inverse Compton Scatering* NLCS). Le terme non linaire peut être remplacé par le terme multiphoton et signifie que la particule va diffuser non pas sur un photon comme dans le cas linéaire mais sur n photons $e^{\pm} + n\omega \rightarrow e^{\pm} + \gamma$. À la suite de ce processus, l'électron va transmettre une proportion importante de son énergie à un photon γ. Ce processus pour être modélisé nécessite les effets quantiques relativistes donc la QED.

Quand l'interaction fait intervenir un champ "fort" ce domaine se restreint à la QED en champ fort (*Strong Field Quantum ElectroDynamics* SFQED). Un champ fort pour être défini nécessite une valeur de référence [163]. Dans le cas de la SFQED, cette valeur de référence est le champ de Schwinger E_s [164] :

$$E_s = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} = \alpha E_{cr} \tag{2.1.9}$$

où α est la constante de structure fine et E_{cr} est le champ critique de la CED défini dans la partie précédente 2.1.1. Le champ de Schwinger correspond au champ électrostatique a appliquer sur une distance de Compton pour générer une paire électron-positron à partir du vide et vaut de l'ordre de $E_s \approx 1.3 \times 10^{18}$ V.m^{-1}. Ce champ est aussi le champ critique à partir duquel les effets quantiques non linéaires apparaissent [163], [165]. Comme cette limite dépend de la valeur de l'amplitude du champ, quantité dépendante du référentiel considéré, il est possible avec un champ sous critique d'atteindre dans un référentiel particulier ce champ de Schwinger. Si l'on imagine, par exemple, l'interaction entre un champ laser et une particule relativiste dans une collision frontale, le champ du laser va être augmenté d'un facteur γ dans le référentiel de la particule. À partir de cette constatation, il est possible de définir un paramètre indépendant du référentiel, permettant d'estimer l'importance des effets non linéaires quantiques. Ce paramètre, qui est un invariant de Lorentz, est le paramètre χ appelé paramètre quantique non linéaire [161], [163] :

$$\chi = \frac{|F^{\mu\nu} p_\nu|}{mcE_s} = \frac{\gamma}{E_s}\sqrt{(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{E}\right)^2} = \eta/\alpha, \tag{2.1.10}$$

Lorsque $\chi \sim 1$ les effets quantiques en champ fort deviennent dominants pour l'électron. Dans le cas d'une particule ultra relativiste $\gamma \gg 1$, ce terme peut être simplifié et la contribution des champs longitudinaux peut être négligée $\chi \approx (\gamma/E_s)|\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v} \times \mathbf{B}|$. Dans

le cas d'une collision frontale entre un champ électromagnétique monochromatique plan d'amplitude $E \ll E_s$ avec une particule ultra relativiste $\gamma \gg 1$, ce paramètre vaut $\chi \approx 2\gamma E/E_s$. De façon assez similaire, on peut définir un paramètre quantique pour le photon χ_γ :

$$\chi_\gamma = \frac{\gamma_\gamma}{E_s}\sqrt{(\mathbf{E}+\mathbf{c}\times\mathbf{B})^2 - \left(\frac{\mathbf{c}}{c}\cdot\mathbf{E}\right)^2} = \frac{\gamma_\gamma}{E_s}|\mathbf{E}_\perp + \mathbf{c}\times\mathbf{B}| \tag{2.1.11}$$

où $\gamma_\gamma = \epsilon_\gamma/m_e c^2$ est l'énergie normalisée du photon et ϵ_γ l'énergie du photon. De la même façon que pour l'électron, si $\chi_\gamma \sim 1$ les effets quantiques deviennent dominants.

En plus de ces deux invariants, trois autres quantités sont importantes en SDQED. La première est le paramètre appelé amplitude normalisée du champ a_0 (partie 1.3.1) qui caractérise l'amplitude du champ électromagnétique. Les deux autres paramètres sont les invariants relativistes du champ électromagnétique :

$$\begin{aligned}\mathcal{F} &= \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\left[\frac{E^2}{c^2} - B^2\right],\\ \mathcal{G} &= \frac{1}{4}F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu} = -\frac{\mathbf{E}}{c}\cdot\mathbf{B},\end{aligned} \tag{2.1.12}$$

avec $\tilde{F}_{\mu\nu} = \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}/2$ le champ dual et $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ le tenseur antisymmétrique [25].

Ces paramètres sont importants car la modélisation théorique du processus de radiation des électrons en interaction avec un champ électromagnétique a été réalisée sous certaines hypothèses :

1. Que le champ soit sous-critique par rapport au champ de référence E_s :

$$\mathcal{F},\ \mathcal{G} \ll E_s^2 \tag{2.1.13}$$

2. Que le champ normalisé soit faible par rapport au paramètre quantique χ :

$$\mathcal{F},\ \mathcal{G} \ll \chi^2 \tag{2.1.14}$$

3. Et que le champ soit intense $a_0 \gg 1$.

Sous la condition (1) le vide est stable, il n'y a pas de paires électron-positron qui peuvent se créer spontanément sous l'action du champ électromagnétique. Sous cette condition, une approche basée sur la représentation de Furry (*Furry pictures*) [166] est possible. Dans la représentation de Furry, le champ externe électromagnétique avec lequel les particules chargées interagissent est traité de façon exacte donc non perturbative [167] pour les champs. Cette approche est différente de la QED dans laquelle les champs électromagnétiques sont quantifiés et leur traitement dépend d'une approche perturbative. Dans un diagramme de Feynman [168], une représentation de Furry se caractérise par un vertex habillé (*dressed vertex*) en doubles lignes comme présenté sur la figure 2.1. Cette condition nous permet aussi d'utiliser les états de Volkov et le propagateur de Volkov [169]. Les états de Volkov décrivent l'état quantique d'une particule chargée en interaction avec une onde plane électromagnétique se propageant et sont une solution exacte des équations de Dirac [170]. La particule interagissant sera considérée avant et après son interaction dans un état de Volkov [171].

La condition (2) implique que le champ électromagnétique constant dans le référentiel au repos d'une particule ultrarelativiste est équivalent à un champ électromagnétique constant et croisé [163]. La condition (3) implique que la particule interagit avec un champ variant lentement devant le temps de formation du photon qui est proportionnel à



FIGURE 2.1 – Schéma de la représentation du propagateur de Furry en terme d'une expansion en diagramme de Feynman ordinaire dans le vide. Chaque ligne sinusoïdale verticale commençant par un X correspond à un photon (propagateur d'un photon) modélisant l'interaction avec une onde externe électromagnétique. Cette figure est reprise de l'article [172].

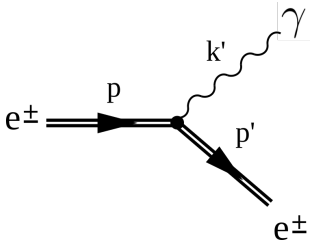


FIGURE 2.2 – Diagramme de Feynman du processus de diffusion non linéaire inverse Compton $e^{\pm} + n\omega \rightarrow e^{\pm} + \gamma$ d'un fermion (électron e^{-} ou positron e^{+}) de quantité de mouvement p interagissant avec un champ électromagnétique externe $n\omega$. De cette interaction un photon γ de quantité de mouvement k' est émis et le fermion est diffusé avec une quantité de mouvement inférieure p' dans le même champ laser. Cette figure est inspirée de l'article [172].

$1/a_0$ [17]. Cette hypothèse est appelée champ localement constant (*Local Constant Field Approximation* LCFA) [172]. Lorsque $a_0 \gg 1$, les variations spatio-temporelles du champ sont négligées sur les régions de formation des différents processus et le champ peut être remplacé localement (à la position de la particule) par sa valeur en amplitude (constant et homogène) en négligeant les termes dépendant de la phase ϕ (limite basse fréqence du champ [173]).

Les trois conditions (1, 2, 3) nous permettent de simplifier les probabilités W des différents processus pouvant se dérouler lors de l'interaction avec une onde électromagnétique constante localement. En effet, les probabilités des processus d'émission dans un champ électromagnétique sont des fonctions dépendant de $W(\chi, a_0, \mathcal{F}, \mathcal{G})$. Sous ces conditions, les probabilités peuvent être approximées par leurs valeurs dans un champ croisé constant $W(\chi, a_0, \mathcal{F}, \mathcal{G}) \approx W(\chi, a_0, 0, 0)$ [163]. Nous appelons champs croisés les champs pour lesquels $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ et $|\mathbf{E}| = c|\mathbf{B}|$. Le processus de diffusion inverse non linéaire Compton est un processus d'ordre un [172] ($\propto \alpha$) dans l'expansion perturbative et ne possède donc qu'un seul vertex lors de l'interaction. Le diagramme de Feynman de ce processus est donné sur la figure 2.2. Sous les hypothèse (1,2,3) le taux de production différentiel des photons, obtenu par une approche perturbative, du processus de diffusion Compton non linéaire s'écrit [161], [163], [174] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dt d\chi_\gamma} = \frac{2\alpha^2}{3\tau_e} \frac{F(\chi, \chi_\gamma)}{\gamma_\gamma \chi_\gamma}, \tag{2.1.15}$$

où χ_γ est le paramètre quantique du photon émis à l'énergie γ_γ et χ celui de la particule

émettrice. La fonction $F(\chi, \chi_\gamma)$ est l'émissivité quantique qui se définie par :

$$\begin{aligned} F(\chi, \chi_\gamma) &= \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\frac{\chi_\gamma}{\chi}\left[\frac{2}{3}\chi_\gamma y K_{2/3}(y) + \int_y^\infty K_{5/3}(x)dx\right], \\ \overline{F}(\chi, \xi) &= \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\xi\left[\frac{\xi^2}{1-\xi}K_{2/3}(y) + \int_y^\infty K_{5/3}(x)dx\right], \end{aligned} \tag{2.1.16}$$

avec $y = \dfrac{2\chi_\gamma}{3\chi(\chi - \chi_\gamma)}$ et $K_n(x)$ les fonctions de Bessel modifiées de deuxième espèce. Il peut être pratique de définir le taux non pas en fonction de χ_γ mais en fonction de l'énergie du photon γ_γ. Pour cela, on définit le paramètre $\xi = \chi_\gamma/\chi = \gamma_\gamma/\gamma$ et le taux s'écrit :

$$\frac{d^2N_\gamma}{dtd\gamma_\gamma} = \frac{2\alpha^2}{3\tau_e}\frac{\overline{F}(\chi, \xi)}{\gamma_\gamma \gamma}. \tag{2.1.17}$$

En raison des lois de conservation lors de l'interaction, $\chi = \chi_\gamma + \chi^{'}$ où $\chi^{'}$ est la valeur du paramètre quantique de l'électron après l'interaction (cela correspond à la particule d'impulsion $p^{'}$ sur la figure 2.2. Le paramètre quantique du photon se retrouve donc avec $\chi_\gamma \leq \chi$. Cela implique que le paramètre ξ prend des valeurs entre 0 et 1. Il est à noter que l'égalité stricte $\chi_\gamma/\chi = \gamma_\gamma/\gamma$ n'est valable que dans des cas ultra-relativistes $\gamma \gg 1$ et que la contribution des champs longitudinaux peut être négligée. À partir de ces taux différentiels en énergie, on peut définir le taux de production des photons par :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \int_0^\chi \frac{d^2N_\gamma}{dtd\chi_\gamma}d\chi_\gamma. \tag{2.1.18}$$

Ce taux peut être calculé numériquement ou être approximé analytiquement par les valeurs suivantes [175] :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &\sim \frac{\alpha^2}{\tau_e}\frac{\chi}{\gamma} \quad \text{pour} \quad \chi \ll 1, \\ \frac{dN}{dt} &\sim \frac{\alpha^2}{\tau_e}\frac{\chi^{2/3}}{\gamma} \quad \text{pour} \quad \chi \gg 1. \end{aligned}$$

Il est à noter que $\alpha^2/\tau_e = \alpha m_e c^2/\hbar$ et que $\chi \propto \gamma$ (dans un cas ultra relativiste). On peut donc écrire la dépendance $\frac{dN}{dt} \sim \alpha\chi^{-1/3}$ pour $\chi \gg 1$. Le taux de production des photons NLCS dépend essentiellement du paramètre χ. Dans des régimes de faible $\chi \ll 1$, le taux de production des photons est constant et ne va pas dépendre du paramètre χ. Quand on atteint les régimes quantiques $\chi \sim 1$ et des valeurs de χ plus importantes, le taux de production des photons va diminuer comme $\chi^{-1/3}$. Cependant, même si la production des photons diminue lorsque χ augmente, la probabilité d'émettre des photons de grande énergie par rapport aux photons de basse énergie augmente fortement avec χ. En effet, le spectre rayonné en puissance par la particule d'énergie γ est obtenu en multipliant le taux de production différentiel des photons 2.1.17 par $\gamma_\gamma mc^2$ et vaut [176], [177], [178] :

$$\frac{dP_{cs}}{d\gamma_\gamma} = \gamma_\gamma m_e c^2 \frac{d^2N_\gamma}{dtd\gamma_\gamma} = \frac{P_0\alpha^2}{\gamma}F(\chi, \chi_\gamma), \tag{2.1.19}$$

avec $P_0 = 2m_e c^2/3\tau_e$.

Le spectre rayonné en puissance de façon instantané pour différentes valeurs de χ est présenté sur la figure 2.3. Chaque spectre a été normalisé par la valeur de son maximum.

Deux tendances ressortent de cette figure. Pour des $\chi \ll 1$, il n'y a quasiment aucun photon produit avec des énergies proches de l'énergie de l'électron (c'est à dire $\xi \approx 1$) et le spectre est fortement atténué avant d'atteindre des valeurs de $\xi \sim 1$. Par exemple, pour le cas $\chi = 10^{-3}$, le spectre est maximal pour une valeur de $\xi \approx 7 \times 10^{-3}$ et est proche de 0 pour des $\xi \approx 10^{-2}$. Cela implique que la majorité des photons sont produits à des énergies $\gamma_\gamma \approx 10^{-3}\gamma$ donc des photons de basse énergie. Plus le χ augmente et plus le spectre se décale vers les valeurs de fort ξ donc vers des photons qui ont des énergies proches de l'énergie de l'électron. Pour des valeurs de $\chi \gtrsim 1$, le maximum du spectre se situe entre $\xi = 0.1$ et 1. La majorité des photons émis vont donc posséder au minimum 10 % de l'énergie de l'électron. Le maximum de chaque spectre augmente aussi avec le χ de la particule [176], [177]. Dans le régime quantique $\chi \sim 1$, on peut estimer la valeur maximale de l'énergie du photon que peuvent rayonner les électrons [177]

$$\begin{aligned} \xi_{max} &\sim \frac{1}{2}\chi \quad \text{pour} \quad \chi < 1, \\ \xi_{max} &\sim 1 \qquad \text{pour} \quad \chi \gtrsim 1 \end{aligned} \tag{2.1.20}$$

Cela implique que dans le domaine quantique, la majorité des photons seront produits avec des énergies importantes, comparables à l'énergie de l'électron. Dans le domaine classique $\chi \ll 1$, le processus s'inverse et les électrons vont majoritairement produirent des photons de basse énergie.

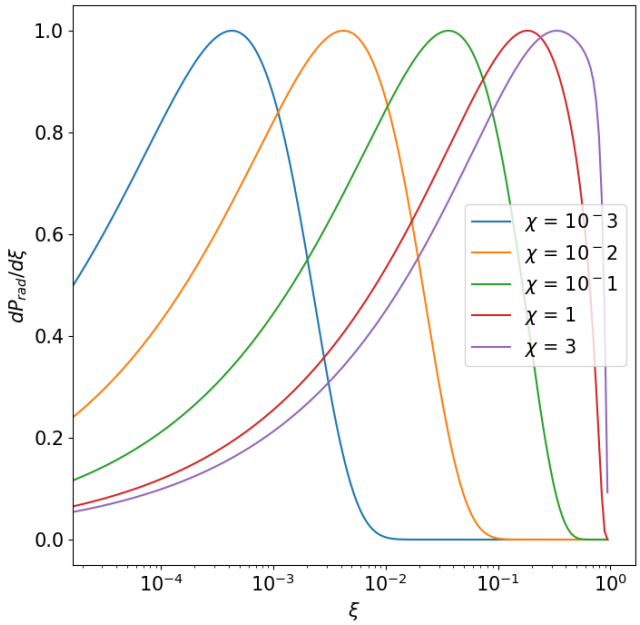


FIGURE 2.3 – Puissance différentielle rayonnée en énergie normalisée pour une particule de respectivement $\chi = 10^{-3}$ (bleu), $\chi = 10^{-2}$ (orange), $\chi = 0.1$ (vert), $\chi = 1$ (rouge) et $\chi = 3$ (violet). Toutes les distributions sont normalisées par rapport à leur maximum.

Il est à noter que, sans un traitement quantique du rayonnement, donc en considérant que $\chi_\gamma \ll \chi$ dans la formule de l'émissivité quantique (en négligeant le terme $\propto \chi_\gamma$), le spectre rayonné est incorrect pour des $\chi \gtrsim 1$. La formule prédit un rayonnement plus important que dans le cas quantique avec des photons rayonnés de plus haute énergie que

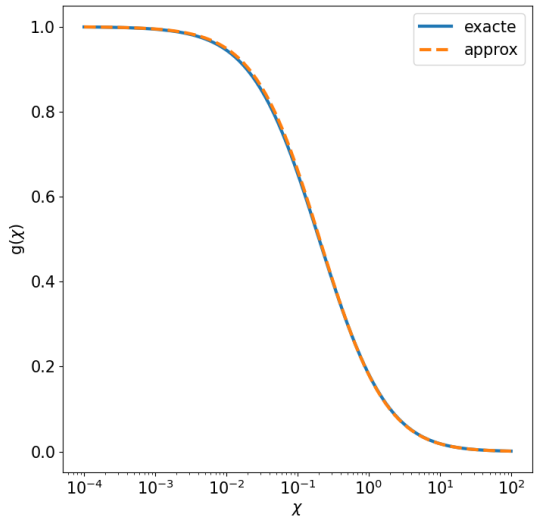


FIGURE 2.4 – Valeur de la fonction $g(\chi)$ en fonction du χ de la particule émettrice obtenue de façon exacte par intégration numérique de la formule 2.1.22 (bleu) et avec sa valeur approximée (orange).

l'énergie de l'électron rayonnant ($\xi > 1$). Le spectre des photons classique n'est pas borné à un $\xi = 1$ (la fonction F ne dépend plus de ξ) [179].

La puissance totale rayonnée correspond à :

$$P_{CS} = \int_0^\infty \frac{dP_{cs}}{d\gamma_\gamma} d\gamma_\gamma = P_0 \alpha^2 \chi^2 g(\chi). \tag{2.1.21}$$

Cette puissance est la formule de Larmor où une correction due aux effets quantiques est obtenue par l'ajout de la fonction $g(\chi)$. La fonction $g(\chi)$ se définie par [180] :

$$g(\chi) = \int_0^\infty \frac{F(\chi, \chi_\gamma)}{\chi^3} d\chi_\gamma \tag{2.1.22}$$

Une valeur approximative de la fonction $g(\chi)$ est donnée par [176] :

$$g(\chi) \approx [1 + 4.8(1+\chi)\log(1+1.7\chi) + 2.44\chi^2]^{2/3}. \tag{2.1.23}$$

Sur la figure 2.4, nous avons tracé la fonction $g(\chi)$ obtenue de façon exacte par intégration numérique ainsi que la fonction approximée par la formule précédente. Quand $\chi \ll 1$ la correction quantique tend vers 1 donc la puissance rayonnée tend vers la puissance de Larmor $P_{Larmor} = P_0 \alpha^2 \chi^2$. La modélisation théorique de l'émission des photons, en plus des hypothèses principales données au début de cette section est aussi basée sur le fait de négliger la perte d'énergie du champ externe électromagnétique (laser). L'énergie du champ externe reste constante tout au long de l'interaction. Dans le cas d'une impulsion longue pour laquelle de nombreuses émissions de photon peuvent se produire, le champ externe peut perdre une partie non négligeable de son énergie. En effet, dans la loi de conservation utilisée $\chi = \chi_\gamma + \chi'$, les photons du champ ne sont pas pris en compte. Les termes d'ordre supérieur faisant intervenir des boucles de vertex par exemple sont négligés [172]. L'hypothèse validant l'utilisation de l'hypothèse de champ localement constant LCFA n'utilisant que le paramètre $a_0 \gg 1$ n'est pas suffisante. En effet, dans le régime

quantique $\chi \gtrsim 1$, la condition de validité du LCFA est $a_0^3/\chi \gg 1$ [181], [182], [183]. Donc pour des valeurs de $\chi \gg 1$, l'approche perturbative de la SFQED par une onde plane peut être incorrecte. De plus, la représentation de Furry et l'approche perturbative échouent si $\alpha\chi^{2/3} \gtrsim 1$ [172], [184]. Dans ces conditions, une approche totalement non perturbative doit être utilisée.

Le processus et l'approche qui sont décrits dans cette partie s'appliquent à la description du rayonnement des électrons dans un champ électromagnétique suffisamment intense pour que les effets quantiques jouent un rôle dans l'émission. Les différentes expressions analytiques sont obtenues dans le cadre d'une expansion de Furry avec une hypothèse de champ localement constant. Ces hypothèses permettent de relier les taux de production différentiels des photons aux seules quantités χ et χ_γ traitant le champ de façon constante (localement) et croisée. Plus le paramètre χ de l'électron émetteur est élevé et plus la probabilité d'émettre un photon de grande énergie augmente. Dans la section suivante, nous décrirons l'émission via le processus bremsstrahlung.

2.1.3 Processus bremsstrahlung

Dans les parties précédentes de ce chapitre, nous avons décrit des processus de rayonnement de particules chargées dans le vide en interaction avec un champ électromagnétique. Cependant, des champs statiques comme le champ coulombien d'un atome peuvent accélérer les particules chargées et conduire à un rayonnement continu tout le long de l'interaction. Le processus de rayonnement de freinage, bremsstrahlung dans ce manuscrit, est un processus d'émission de photons de haute énergie lors de la collision inélastique entre deux particules chargées. Ce processus d'émission est particulièrement efficace lors de collisions entre des électrons libres et les noyaux d'atomes de haut numéro atomique Z $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$. Les électrons sont accélérés et déviés par le champ coulombien du noyau tout le long de leur interaction. Cette accélération de l'électron va induire une émission de photons qui peuvent atteindre des énergies comparables à l'énergie initiale de l'électron.

Ce processus nécessite un traitement quantique pour être modélisé, mais sous certaines conditions, il peut être traité de façon semi-classique [25]. Dans le cadre de la QED, le champ Coulombien est interprété comme un photon virtuel, ne pouvant être mesuré [170]. Ce photon virtuel est responsable de la déviation de l'électron. Un diagramme de Feynman du processus est présenté sur la figure 2.5 où un électron de quantité de mouvement p (p est un quadri-vecteur $p^\mu = (E/c, \vec{p})$) est dévié en émettant un photon de quantité de mouvement k ($k^\mu = (\hbar\omega = k, \hbar\vec{k})$) lors de l'interaction avec un photon virtuel provenant d'un atome de numéro atomique Z. La quantité de mouvement de l'électron après l'interaction est modifiée et à pour valeur p'.

À l'heure actuelle, à ma connaissance, il n'existe pas de section efficace analytique du processus Bremsstrhalung qui couvre toutes les gammes d'énergie. Cette difficulté est liée au fait que la résolution de la section efficace fait intervenir des fonctions d'ondes exactes d'un électron dans un potentiel coulombien écranté par les électrons atomiques de l'atome. La résolution du système la plus exacte fait intervenir l'équation de Dirac car l'électron peut être relativiste. Cependant, la résolution exacte de l'équation de Dirac dans ces conditions n'est pas possible [185], [186] et les calculs doivent être menés sous certaines approximations. De nombreuses sections efficaces ont été dérivées au cours du temps dont une compilation des formules analytiques est donnée dans la revue [186]. Les calculs de sections efficaces sont principalement effectués sur la base de deux approximations :

— L'approximation de Born : Cette approximation consiste à approximer la fonction

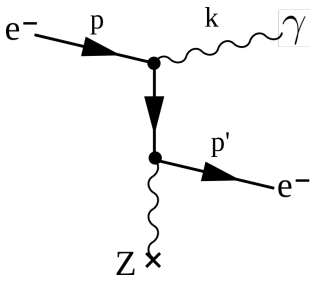


FIGURE 2.5 – Diagramme de Feynman du processus bremsstrahlung $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$ d'un électron de quantité de mouvement p interagissant avec le champ coulombien d'un atome modélisé par un photon virtuel. Un photon de quantité de mouvement k est produit par l'interaction et l'électron est dévié avec une quantité de mouvement p'

d'onde de l'électron dans le champ coulombien par une onde plane [187]. Cette approximation a permis de calculer des sections efficaces dans des cas où le potentiel coulombien est écranté ou non-écranté pour des énergies relativistes ou non relativistes. L'écrantage correspond à la modification du potentiel coulombien liée à la contribution des électrons atomiques. Une façon de prendre en compte cet écrantage est d'utiliser, par exemple, le potentiel atomique de Wentzel-Yukawa $V(r) = (Ze/4\pi\varepsilon_0 r)\exp(-r/l_{TF})$ où $l_{TF} = 4\pi\varepsilon_0 Z^{-1/3}\hbar/m_e e^2$ est la distance de Thomas-Fermi. Ce potentiel étant le potentiel le plus simple pour évaluer l'écrantage. Plus le numéro atomique du noyau augmente ou plus l'énergie de l'électron diminue et plus la validité de l'approximation de Born diminue. Cette condition peut s'écrire [185], [186]

$$\frac{2\pi Z e^2}{\hbar v_i} << 1, \tag{2.1.24}$$

où v_i est la vitesse de la particule avant et après l'interaction. Dans un cas où l'on considère le potentiel comme non écranté ($137\,Z^{-1/3} \gg E_0 E/k$) et des particules relativistes ($E_0, E, k \gg 1$), la section efficace différentielle prend la forme (formule 3BN(b) de [186]) :

$$\frac{d\sigma_B}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{k}\left[1 + \frac{E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0}\right]\left[\ln\left(\frac{2E_0 E}{m_e c^2 k}\right) - \frac{1}{2}\right], \tag{2.1.25}$$

où E_0 et E sont respectivement l'énergie de l'électron avant et après l'interaction et k est l'énergie du photon émis. Ces énergies sont reliées par la relation $E = E_0 - k$.

— La méthode basée sur les fonctions d'onde coulombiennes : Cette méthode utilise les fonctions d'onde de Sommerfeld dans un cas non relativiste [186] et les fonctions d'onde de Sommerfeld-Maue [188] pour des énergies supérieures à 50 MeV (ultra-relativistes). Dans ce cas, la section efficace différentielle prend la forme [185], [188], [189], [190], [191] :

$$\frac{d\sigma_B}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{k}\left(\frac{d\sigma_{Born}^{unscree}}{dk} + \delta_{scree} + \delta_{Coul}\right), \tag{2.1.26}$$

où $d\sigma_{Born}^{unscree}dk$ est la section efficace différentielle obtenue par Bethe-Heitler [187] et correspond à la formule 3BN de l'article de revue [186], δ_{scree} est une correction liée à l'écrantage et δ_{Coul} une correction coulombienne tenant compte de l'écart à l'approximation de Born (utilisant des ondes planes). Dans un cas de particules

relativistes ($E_0, E, k \gg 1$), avec un écrantage intermédiaire ($2 < \gamma < 15$), la section efficace dans un cas coulombien prend la forme (formule 3CS(d) de [186]) :

$$\frac{d\sigma_B}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{k}\left[1 + \frac{E^2}{E_0^2} - \frac{2E}{3E_0}\right]\left[\ln\left(\frac{2E_0 E}{m_e c^2 k}\right) - \frac{1}{2} - c(\gamma) - f(Z)\right] \tag{2.1.27}$$

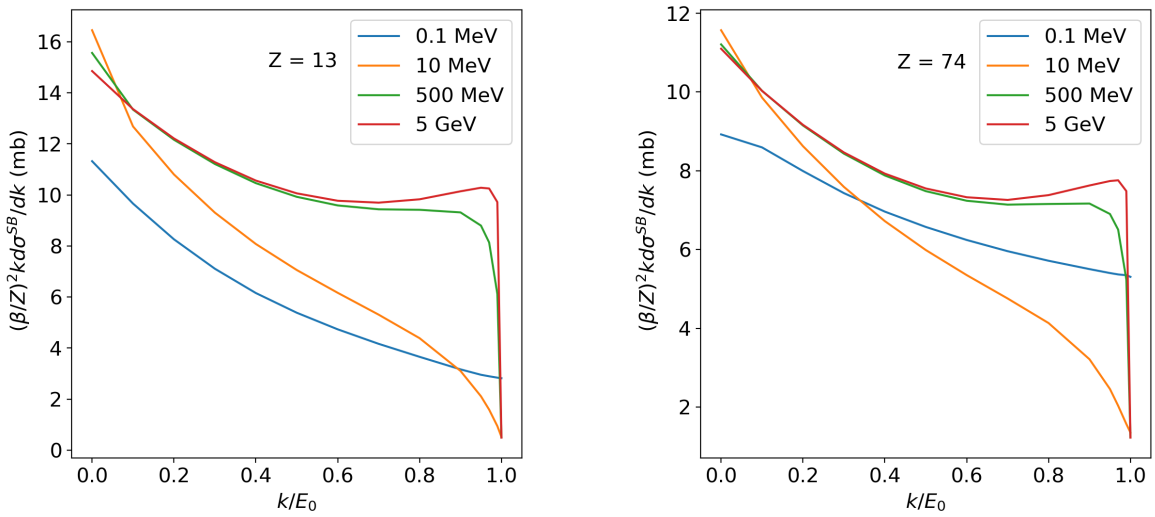
où $\gamma = 100\, m_e c^2 k / E_0 E Z^{1/3}$, $c(\gamma)$ est une fonction tabulée dans l'article [187] liée à l'écrantage du potentiel et $f(Z) = (\alpha Z)^2 \sum_{\nu=1}^{\infty} 1/(\nu(\nu^2 + (\alpha Z)^2))$ [189] est une fonction liée à la correction coulombienne à apporter pour corriger l'approximation de Born. Cette section efficace est de la forme indiquée sur la formule 2.1.26 et correspond bien à une correction de la section efficace non écrantée 2.1.25.

En plus de ces deux approximations, les formules des sections efficaces et notamment les corrections liées à l'écrantage et à la correction coulombienne dépendent fortement des domaines d'énergies des particules considérées et du type d'atome considéré. Dans un cas non relativiste, la résolution passe par l'équation de Schrödinger alors que, dans un cas relativiste, elle passe par la résolution de l'équation de Dirac. Pour obtenir la valeur de la section efficace la plus juste sur un vaste domaine d'énergie et de type d'atome, il faut combiner les différentes sections efficaces entre elles et les comparer avec un ensemble de jeux de données expérimentales. Cette approche a amené à la création de bases de données permettant de reproduire de façon fine les résultats expérimentaux.

Une de ces bases de données a été créée par Seltzer et Berger. Ils ont tabulé, sur un large domaine d'atome ($Z = 1 \rightarrow 100$) et sur une large gamme d'énergie cinétique de l'électron incident (1 keV $\rightarrow$ 10 GeV), la section efficace différentielle [192]. La section efficace est calculée comme la somme de deux termes :

$$\frac{d\sigma^{SB}}{dk} = \frac{d\sigma_B}{dk} + Z\frac{d\sigma_e}{dk}, \tag{2.1.28}$$

où $d\sigma_B/dk$ est la section efficace différentielle d'un électron dans le champ d'un noyau écranté et $d\sigma_e/dk$ est la section efficace du rayonnement bremsstrahlung électron-électron se développant entre les électrons incidents libres et les Z électrons atomiques du cortège. Pour obtenir la section efficace $d\sigma_B/dk$, trois domaines d'énergie sont définis. Pour une énergie $E_0 \geq 50$ MeV, le modèle utilisé est celui basé sur les fonctions d'ondes coulombiennes dont la section efficace est donnée par l'équation 2.1.26. Tous les détails des modèles et évaluations des différents termes (facteur de forme, correction coulombienne etc.) sont indiqués dans l'article [191]. Pour la partie basse énergie $E_0 \leq 2$ MeV, le modèle utilisé est basé sur les méthodes d'ondes partielles (*partial waves*) dont les sections efficaces sont tabulées dans l'article [193], [194], [195]. Les tables couvrent des valeurs du Z entre 2 et 92 et des valeurs d'énergie entre 1 keV et 2 MeV. Pour élargir la base de données à des Z compris entre 1 et 100, Seltzer et Berger ont réalisé une extrapolation linéaire des tables de l'article [195]. Dans la région intermédiaire $2 < E_0 < 50$ MeV, une interpolation de moindres carrés est utilisée. Cette extrapolation est vérifiée par des calculs en ondes partielles [193], [194], [195]. Le terme $d\sigma_e/dk$ est évalué avec une forme similaire à l'équation 2.1.26 sans le terme lié à une correction coulombienne. Les tables de Seltzer et Berger sont, à ma connaissance, les tables de section efficace les plus complètes et précises pour décrire le processus bremsstrahlung avec des noyaux. L'incertitude sur ces valeurs de section efficace est estimée entre 5 à 10 % [191]. Sur la figure 2.6, sont présentées les sections efficaces différentielles tabulées par Seltzer et Berger pour deux matériaux : l'aluminium (Z=13) (figure 2.6a) et le tungstène (Z=74) (figure 2.6b). Les sections efficaces sont normalisées par rapport à la quantité $(\beta/Z)^2 k$ ce qui implique que plus Z est grand et plus la section normalisée en barn est petite.



(a) (b)

FIGURE 2.6 – Section efficace différentielle pour des électrons de 0.1 MeV (bleu), 10 MeV (orange), 500 MeV (vert) et 5 GeV (rouge) interagissant dans (a) des atomes d'aluminium (Z=13) et (b) des atomes de tungstène (Z = 74).

Une forme approchée de la section efficace différentielle tabulée par Seltzer et Berger peut être donnée sous la forme [196] :

$$\frac{d\sigma}{dk} \approx \frac{aZ^2}{k}\left(1 - b\frac{k}{E_0}\right), \tag{2.1.29}$$

où $a = 11$ mbarn et $b = 0.83$ sont deux valeurs constantes de normalisation de la section efficace. Cette formule est une bonne approximation (avec une incertitude de l'ordre de 10 %) des valeurs tabulées dans la zone de 5 à 20 MeV.

Dans le cas d'un électron relativiste, l'angle d'émission moyen des photons peut être estimé par la formule [2] :

$$\langle\theta\rangle \sim \frac{m_e c^2}{E_0 + m_e c^2} \sim \frac{1}{\gamma}. \tag{2.1.30}$$

Ceci montre que plus l'électron est énergétique et plus l'émission est collimatée dans le cas d'une particule relativiste. Cependant, dans le cas d'électrons traversant une cible épaisse d'un matériau de numéro atomique élevé, d'autres processus comme les collisions coulombiennes vont induire une diffusion du faisceau d'électrons dans la cible. Les photons produits auront donc une distribution angulaire plus large que cette estimation notamment pour les photons de plus basses énergies.

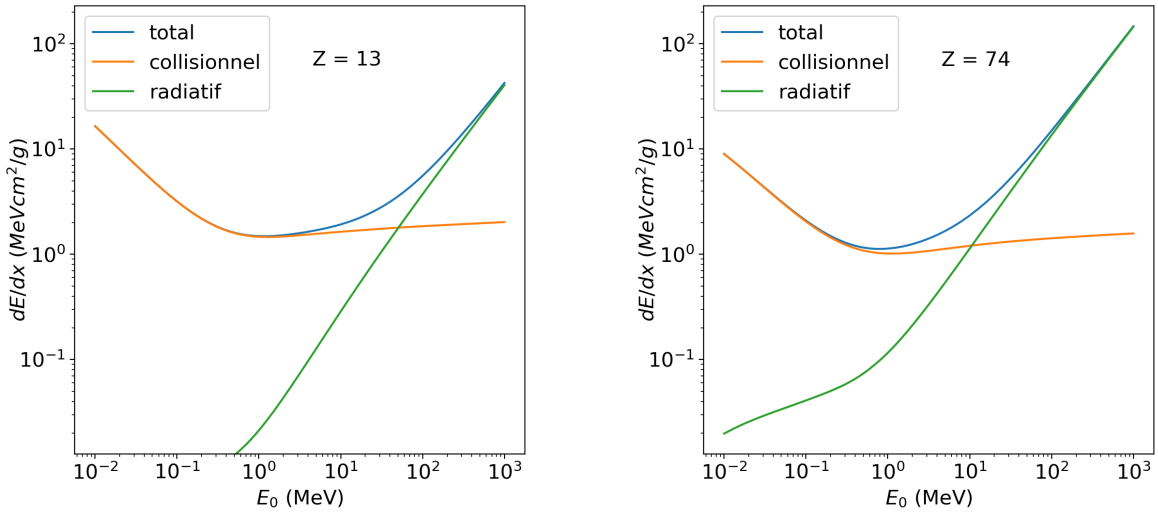
Même s'il existe différents modèles de la section efficace du processus bremsstrahlung, la section efficace est toujours proportionelle à $\sigma_b \propto \alpha r_e^2 Z^2$. Cela implique que le processus est plus efficace quand les noyaux interagissant avec l'électron ont des numéros atomiques importants. À partir d'un $Z = 12$ (Mg), la quantité $\alpha Z^2 \sim 1$. Lors de la traversée d'électrons énergétiques dans un matériau et tout le long de leur propagation, les électrons vont perdre une partie de leur énergie par des collisions (diffusions multiples) conduisant à l'émission de photons.

La perte d'énergie moyenne d'un électron sur une certaine distance de propagation dans un matériau lié au processus bremsstrahlung peut être obtenue par le pouvoir d'arrêt

radiatif d'un matériau [2] :

$$\frac{dE}{dx} = N_g \int_0^{E_0} k \frac{d\sigma^b}{dk} dk, \tag{2.1.31}$$

où N_g est la densité atomique (g^{-1}). Le pouvoir d'arrêt est présenté sur la figure 2.7 pour l'aluminium 2.7a et le tungstène 2.7b. Les deux types de pouvoir d'arrêt, collisionnel (orange) et radiatif (vert) sont présentés. Le pouvoir d'arrêt radiatif est négligeable devant le pouvoir d'arrêt collisionnel pour les basses énergies. L'énergie pour laquelle les processus radiatifs dominent les processus collisionnels est donnée par la formule $E_c \approx 800 MeV/(Z+1.2)$ [197]. Les pertes d'énergies radiatives sont dominantes pour des énergies $E_c \gtrsim 56$ MeV pour l'aluminium et pour des énergies $E_c \gtrsim 10$ MeV pour le tungstène.



(a) (b)

FIGURE 2.7 – Pouvoir d'arrêt de l'aluminium (a) et du tungstène (b) pour des électrons obtenu grâce à la base de donnée ESTAR du NIST [198]. Le pouvoir d'arrêt total est tracé en bleu. La contribution pour les collisions est tracée en orange et la contribution pour le rayonnement est tracée en vert.

Dans cette partie, nous avons discuté du processus bremsstrahlung lié à l'interaction entre une particule chargée (électron) et un atome. Cependant, dans un plasma, des modifications doivent être apportées pour tenir compte de l'ionisation des atomes. Dans un plasma, l'écrantage est lié à la création autour des ions de sphères de Debye. La modélisation de l'écrantage du potentiel coulombien des ions dans un plasma doit être modifiée. Une façon de prendre en compte cette différence dans un plasma, dans les calculs de la section efficace, est de pondérer le potentiel coulombien de Wentzel-Yukawa par un autre potentiel lié à la sphère de Debye dans un plasma. Par exemple, dans une forme simple un tel potentiel peut s'écrire [199], [200] :

$$V(r) = \frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0 r}\left[\left(1 - \frac{Z^*}{Z}\right)\exp\left(-\frac{r}{l_{TF}}\right) + \frac{Z^*}{Z}\exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right)\right], \tag{2.1.32}$$

où λ_D est la longueur de Debye 1.2.4 et Z^* est le degré d'ionisation. Ce potentiel $V(r)$, dans un cas non ionisé $Z^* \to 0$, tend vers le potentiel d'écrantage pour des atomes neutres et, dans l'autre sens quand $Z^* \to Z$, alors le potentiel tend vers un écrantage par les sphères de Debye. Des potentiels plus précis peuvent être utilisés [201].

Dans cette section, nous avons décrit des processus conduisant à l'émission de photons de haute énergie. Ces photons produits par le processus bremsstrahlung ou bien par le processus de diffusion Compton inverse non linéaire sont directement produits dans un champ électromagnétique ou dans un champ coulombien par un électron. Ces photons, sous certaines conditions, vont eux-mêmes pouvoir interagir avec ces champs ambiants. La section suivante présente certaines de ces interactions photons-champs.

2.2 Paires électron/positron

La production de paires électron/positron dans la collision entre deux photons (quanta de lumière) γ fut d'abord prédite par Breit-Wheeler (BW) [12] en 1934. ($\gamma+\gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Ce processus, de création de paires Breit-Wheeler, même s'il a été prédit dans les années 30, n'a toujours pas été réalisé expérimentalement du fait de la section efficace σ très faible du processus $\sigma_{BW} \propto r_e^2$. C'est en partie dû au fait que d'autres processus de création de paires sont plus probables et sont faisables par les photons énergétiques lors de leur production. Le processus Breit-Wheeler nécessite des faisceaux de photons brillants et peu pollués par d'autres processus de création de paires pour être détecté. La création de paires peut aussi être réalisée par la partie non linéaire de ce processus $\gamma + n\omega \rightarrow e^+ + e^-$, c'est à dire lors de l'interaction entre un photon γ avec n photons d'énergie $\hbar\omega$. Ce processus est appelé processus Breit-Wheeler non linéaire (multiphoton) (NLBW). Pour les mêmes raisons que pour le processus NLCS, la décomposition du photon peut se faire dans un champ électromagnétique intense. Les paires peuvent être créées par d'autres processus faisant intervenir des photons réels ou bien "virtuels". Dans le cadre de la QED, la modélisation d'un champ électrostatique émis par une charge (par exemple le champ coulombien d'un noyau) est réalisée par la définition d'une particule fictive dite photon virtuel ne respectant pas les propriétés habituelles d'une particule (mesurées, positionnées, etc...). De ce fait, l'interaction entre un photon et un champ coulombien au voisinage d'un noyau produisant une paire électron-positron peut être vue comme l'interaction entre un photon réel et un photon "virtuel". Ce processus est appelé Bethe-Heitler (BH) $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$ [187] et est abondant dans la matière si le photon possède une énergie supérieure à l'énergie seuil de production des paires. De façon similaire au processus Bethe-Heitler, le photon peut interagir avec le champ électrostatique d'un électron $\gamma + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^-$. Le processus est appelé Triplet [202]. La création de paires peut aussi être réalisée par l'interaction de photons virtuels et correspond à la diffusion entre deux particules chargées. Dans le cadre d'une interaction entre un électron et un noyau $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + e^+ + e^-$ le processus est nommé Trident [20]. De manière plus générale, la création par la diffusion entre deux particules chargées est nommée processus Landau-Lifshtiz [203].

Ces différents processus font tous intervenir des photons. Cependant, lors de l'interaction laser-plasma, ces processus seront plus au moins efficaces en fonction du régime étudié (voir partie 1.3.2). Par exemple, dans le cas d'un régime sur-critique, deux processus seront responsables de la majorité de la production de paires, le processus Bethe-Heitler $\sigma_{BH} \propto \alpha Z^2 r_e^2$ [20] et le processus Trident $\sigma_{Tr} \propto (\alpha Z r_e)^2$ [20]. Dans un régime sous-critique, en fonction de la géométrie choisie pour l'interaction, les processus non linéaires Breit-Wheeler peuvent être majoritaires pour des lasers ultra-intenses. Dans cette partie, nous ne présenterons que les processus de production de paires Breit-Wheeler linéaire, Breit-Wheeler non linéaire et le processus de création de paires Bethe-Heitler se déroulant dans la matière.

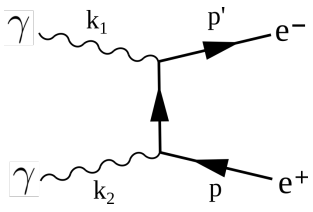


FIGURE 2.8 – Diagramme de Feynman du processus de création de paires Breit-Wheeler $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ lors de l'interaction entre deux photons de quantités de mouvement respectives k_1 et k_2 produisant une paire électron/positron de quantités de mouvement respectives p' et p.

2.2.1 Processus Breit-Wheeler

Le processus de création de paires Breit-Wheeler linéaire (BW ou bien LBW) se réfère à la création d'une paire électron-positron découlant de l'interaction entre deux photons $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ [12]. Le diagramme de Feynman permettant de calculer la section efficace de ce processus est présenté sur la figure 2.8. Les deux photons γ ont respectivement une quantité de mouvement k_1 et k_2 (c'est en réalité un quadri-vecteur énergie impulsion $k^\mu = (\hbar\omega, \hbar\mathbf{k})$). Ils interagissent avec un angle θ pour générer une paire électron-positron d'impulsion respective p' et p (p' et p sont des quadri-vecteurs $p^\mu = (E/c, \mathbf{p})$). Ces deux photons vont interagir par le biais d'un fermion virtuel (ligne verticale dans le diagramme). Ce diagramme n'est cependant pas suffisant pour calculer la section efficace du processus. En effet, du fait de l'indiscernabilité des photons [170] le photon avec une quantité de mouvement k_1 peut interagir avec l'un ou l'autre des deux vertex sans changer le processus. La section efficace se calcule en sommant la contribution de deux diagrammes, le diagramme 2.8 et un second diagramme où les lignes correspondant aux photons sont croisées.

Le processus de création de paires est un processus à seuil du fait de la conservation de la quantité de mouvement pendant l'interaction. Cela implique que le processus de création n'est possible que si dans le centre de masse du système, l'énergie des deux photons est supérieure ou égale à la masse au repos de l'électron et du positron. Si l'on considère que les particules sont produites au repos dans leur centre de masse, la condition s'écrit [14] :

$$\epsilon_{\gamma_1}\epsilon_{\gamma_2}(1 - \cos\theta) = 2(m_e c^2)^2, \tag{2.2.1}$$

où $\epsilon_{\gamma_i} = \hbar\omega_i$ est l'énergie des photons. Cette condition implique que $\epsilon_{\gamma_1}\epsilon_{\gamma_2} \geq 2(m_e c^2)^2/(1-\cos\theta)$ pour générer des paires électron/positron. Deux photons possédant une énergie de l'ordre du MeV dans une collision frontale respectent cette condition ainsi qu'un couple de photons GeV et keV etc...

À partir du formalisme de la QED et du diagramme de Feynman 2.8, on calcule la probabilité différentielle de la création de paire. La section efficace différentielle que représente cette probabilité dans le référentiel inertiel, pour des photons non polarisés, est donnée par l'expression [170], [204] :

$$\frac{d\sigma_{BW}}{d\Omega} = \frac{r_e^2\nu}{4}(1-\nu^2)\left(\frac{1 + 2\nu^2\sin^2\theta - \nu^4(1+\sin^4\theta)}{1-\nu^2\cos^2\theta}\right), \tag{2.2.2}$$

où $\nu = \sqrt{1-1/s}$, $s = \epsilon_{\gamma_1}\epsilon_{\gamma_2}(1-\cos\theta)/2m_e^2c^4$ est l'invariant relativiste représentant la condition critique pour la production et $d\Omega = d\cos\theta d\phi$ est l'angle solide de la collision. Il est possible de montrer que, sous certaines conditions tous les positrons émis lors de

l'interaction entre deux faisceaux de photons seront émis dans la direction de la propagation du centre d'inertie du système de référence [205]. Cela va permettre de générer un faisceau de positrons par collimation des paires (*beaming*).

À partir de cette section efficace différentielle, on peut calculer la section efficace totale du processus Breit-Wheeler [12], [14], [170] :

$$\sigma_{BW} = 2\pi \int_{-1}^{1} \frac{d\sigma_{BW}}{d\cos\theta} d\cos\theta = \frac{\pi r_e^2}{2}\left(1-\nu^2\right)\left[(3-\nu^4)\ln\left(\frac{1+\nu}{1-\nu}\right) - 2\nu(2-\nu^2)\right]. \tag{2.2.3}$$

Cette section efficace est présentée sur la figure 2.9 en fonction de l'énergie des deux photons normalisée par l'énergie au repos de l'électron dans le cas d'une collision frontale entre les deux photons $\phi = \pi$. Au maximum, la section efficace BW vaut $\sigma_{BW} \approx 0.17$ b ($\sigma_{BW} \propto r_e^2$). La section efficace totale dépend uniquement de la variable s (variable de Mandelstam). Les valeurs asymptotiques de la section efficace sont données par les expressions [170] :

$$\begin{aligned} \sigma_{BW} &\approx \frac{\pi r_e^2}{2}\nu \quad \text{pour} \quad \nu \ll 1, \\ \sigma_{BW} &\approx \frac{\pi r_e^2}{2}\frac{(1-\cos\theta)}{s}\left[2\ln\left(\frac{2\sqrt{s}}{1-\cos\theta}\right) - 1\right] \quad \text{pour} \quad \nu \to 1. \end{aligned} \tag{2.2.4}$$

La section efficace va donc croître rapidement comme ν jusqu'à atteindre son maximum. Dans le cas d'une collision entre deux photons de même énergie, la section efficace est maximisée pour $\sqrt{s} \approx 2$. Après cette valeur, la section efficace totale décroît comme $\sigma_{BW} \approx \ln\sqrt{s}/s$. On peut remarquer sur la figure 2.9 que, pour toutes les valeurs ϵ_{γ_i}, la zone dans laquelle la section efficace totale est supérieure à 0.1 b est fine et décroît de plus en plus vite plus l'énergie d'un des deux photons est importante. De plus, le maximum de la section efficace se situe très proche du seuil de création. Pour maximiser la création de paires Breit-Wheeler, il faut donc optimiser de façon très précise l'énergie des photons.

En dessous du seuil de création, les photons peuvent interagir par un autre processus : la diffusion photon-photon ($\gamma + \gamma \to \gamma + \gamma$) [170]. À partir du seuil de création en énergie, ce processus de diffusion photon-photon coexiste avec le processus Breit-Wheeler [15]. Cependant, la section efficace de diffusion photon-photon $\sigma_{\gamma\gamma}$ est proportionnelle à $\alpha^2 r_e^2$, ce qui implique que ce processus est beaucoup moins probable (d'au moins un facteur α^2) que le processus BW.

La section efficace différentielle tenant compte de la polarisation des photons est donnée dans les articles [12], [206]. Pour des valeurs de s telles que $\sqrt{s} \gg 1$, les sections efficaces polarisées tendent vers la section efficace non polarisée [206]. Si l'on considère deux faisceaux sans divergence (divergence négligeable devant la distance d'interaction) de photons interagissant avec un angle θ (comme les faisceaux sont sans divergence, tous les photons d'un même faisceau ont une propagation parallèle), le taux de production des paires s'écrit [207] :

$$\frac{dn_{BW}}{dt} = \iint c(1-\cos\theta)\frac{dn_1}{d\epsilon_{\gamma_1}}\frac{dn_2}{d\epsilon_{\gamma_2}}\sigma_{BW}\, d\epsilon_{\gamma_1} d\epsilon_{\gamma_2}, \tag{2.2.5}$$

où n_i est la densité volumique des photons. Le nombre total de paires produites s'obtient par $N_+ = \iiint \frac{dn_{BW}}{dt} dV\, dt$. Si l'on considère que les faisceaux ont une divergence donnée par l'angle ϕ et qu'ils interagissent à une distance R alors on peut estimer le nombre total

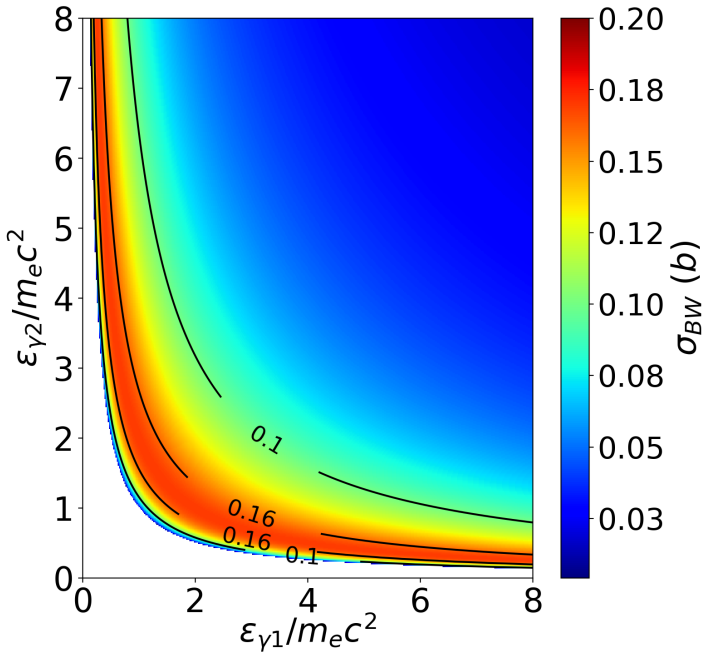


FIGURE 2.9 – Section efficace du processus Breit-Wheeler lors d'une collision frontale $\theta_{\gamma_1\gamma_2} = \pi$ entre deux photons d'énergie ϵ_{γ_1} et ϵ_{γ_2}. Les lignes noires correspondent aux contours de valeurs 0.1 b et 0.16 b.

de paires produites par l'expression [14] :

$$N_{BW} \approx \sigma_{BW}(\tilde{\epsilon_{\gamma_1}}, \tilde{\epsilon_{\gamma_2}}) \frac{N_{\gamma_1} N_{\gamma_2}}{2\pi R^2 (1 - \cos\phi)}, \tag{2.2.6}$$

avec $\tilde{\epsilon_{\gamma_i}}$ l'énergie moyenne des faisceaux de photons et N_{γ_i} le nombre de photons dans les faisceaux.

Le processus inverse du processus de création de paires Breit-Wheeler est l'annihilation d'un électron et d'un positron pour générer deux photons ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) [23]. Par principe de symétrie des diagrammes de Feynman des deux processus (l'un étant le diagramme de Feynman de l'autre avec une rotation de 180°), on peut définir la section efficace d'annihilation par [170] :

$$\sigma_{anni} = \frac{1}{2\nu^2} \sigma_{BW} \tag{2.2.7}$$

2.2.2 Processus non linéaire Breit-Wheeler

Le processus décrit dans la section précédente est la partie linéaire du processus d'interaction entre deux photons ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). La création de paires peut aussi faire intervenir plus que deux photons. Dans ce cas, le processus de création est non linéaire. Comme pour le processus de diffusion inverse non linéaire Compton 2.1.2, un photon peut interagir avec n photons d'un champ électromagnétique intense pour se décomposer en paires électron-positron. Ce processus est appelé Breit-Wheeler non linéaire (multiphoton). Le formalisme théorique utilisé est similaire au formalisme utilisé pour le processus NLCS (SFQED notamment) c.f. partie 2.1.2. Dans ce formalisme, un photon va se décomposer en interagissant avec n photons de fréquence ω appartenant à un champ laser

pour produire une paire électron/positron $\gamma + n\omega \rightarrow e^+ + e^- + (n\omega)$ où la partie $(n\omega)$ à droite de la réaction est due au fait que le formalisme utilisé néglige les pertes d'énergie du champ électromagnétique. Le diagramme de Feynman de ce processus est donné sur la figure 2.10.

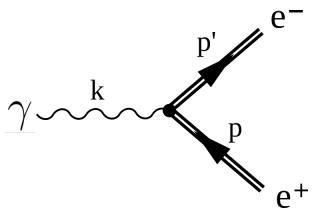


FIGURE 2.10 – Diagramme de Feynman du processus de création de paires non linéaire Breit-Wheeler $\gamma + n\omega \rightarrow e^+ + e^-$ d'un photon gamma (γ) de quantité de mouvement k interagissant avec un champ électromagnétique externe $n\omega$. De cette interaction une paire électron-positron de quantité de mouvement p' et p est produite. Les paires sont produites dans le champ laser. Cette figure est inspirée de l'article [172].

À partir de ce diagramme, la probabilité différentielle de production des paires électron/positron en fonction du temps et du paramètre quantique, de l'électron ou bien du positron, est donnée par la formule (avec les mêmes hypothèses que pour le NLCS) [163], [174] :

$$\frac{d^2 N_{NLBW}}{dt d\chi} = \frac{2\alpha^2}{3\tau_e} \frac{T_{NLBW}(\chi_\gamma \chi)}{\chi_\gamma \gamma_\gamma}, \tag{2.2.8}$$

où χ peut être soit le paramètre quantique de l'électron χ_{e^-} soit celui du positron χ_{e^+}. Ces deux paramètres sont reliés par la relation $\chi_{e^+} + \chi_{e^-} = \chi_\gamma$. La fonction T_{NLBW} est définie par :

$$T_{NLBW} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left[\frac{3}{2} \chi_\gamma y K_{2/3}(y) - \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx \right], \tag{2.2.9}$$

où $K_n(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de deuxième espèce et $y = 2\chi_\gamma / [3\chi(\chi_\gamma - \chi)]$. De par la relation de conservation entre χ_{e^+} et χ_{e^-}, la probabilité 2.2.8 est symétrique en χ. Cette probabilité est présentée sur la figure 2.11 pour plusieurs valeurs de χ_γ (0.1, 1, 10 et 100). La valeur de chaque probabilité différentielle est normalisée par la valeur maximale de la distribution. En fonction de la valeur du χ_γ, la distribution en énergie de l'électron ou du positron de la paire produite varie. Pour des $\chi \lesssim 1$, la distribution en énergie est centrée sur une valeur de $\xi = \chi/\chi_\gamma = 0.5$. Cela implique que les électrons et les positrons ont la même valeur $\chi_{e^-} = \chi_{e^+} = \chi_\gamma/2$ et donc les électrons et les positrons auront globalement la même énergie. Plus le χ_γ augmente et plus la dispersion en énergie entre l'électron et le positron d'une paire augmente. En effet, plus le χ_γ augmente et plus les maxima de la fonction sont situés aux extrêmes du paramètre $\xi \rightarrow 0$ ou 1. Cela va avoir pour conséquence une dissymétrie dans la répartition en χ entre l'électron et le positron. Par exemple, dans le cas où $\chi_\gamma = 10$, l'électron (ou le positron) produit aura soit un $\chi_{e^-} \approx 0.88\chi_\gamma$ soit $\chi_{e^-} \approx 0.12\chi_\gamma$ et l'autre particule de la paire positron (électron) détiendra le reste. Si on augmente encore le χ_γ, on tend de plus en plus vers le cas où une des deux particules récupère tout le χ_γ du photon. Dans un cas ultra-relativiste, où l'on néglige la contribution en énergie des photons du champ électromagnétique, la conservation du χ et χ_γ implique une conservation de l'énergie $E_\gamma \approx E_{e^+} + E_{e^-}$ lors de l'interaction.

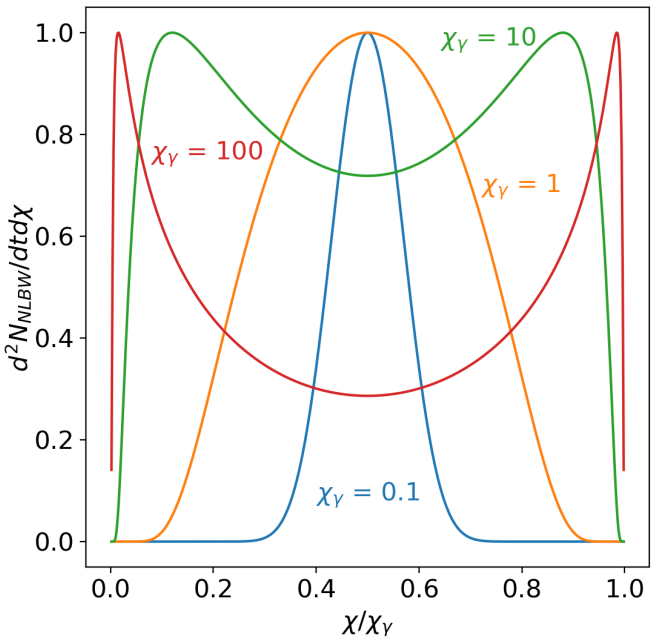


FIGURE 2.11 – Probabilité différentielle de production des paires pour quatre valeurs de χ_γ différentes 0.1 (bleu), 1 (orange), 10 (vert) et 100 (rouge).

Le taux de production des paires s'obtient en intégrant par rapport à χ la formule 2.2.8 :

$$\frac{dN}{dt} = \int_0^{\chi_\gamma} \frac{d^2N_{NLBW}}{dt\, d\chi} d\chi. \tag{2.2.10}$$

Une approximation de ce taux est donnée par la formule [179] :

$$\frac{dN}{dt} \approx 0.16 \frac{\alpha^2}{\gamma_\gamma \tau_e} K_{1/3}^2 \left(\frac{4}{3\chi_\gamma} \right) \tag{2.2.11}$$

De la même façon que pour le taux de production NLCS, on peut calculer les deux valeurs asymptotiques de la fonction [163], [173], [179] :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &\sim \frac{\chi_\gamma}{\gamma_\gamma} \exp\left(-\frac{8}{3\chi_\gamma} \right) \quad \text{pour} \quad \chi \ll 1, \\ \frac{dN}{dt} &\sim \frac{\chi_\gamma^{2/3}}{\gamma_\gamma} \quad \text{pour} \quad \chi \gg 1. \end{aligned} \tag{2.2.12}$$

De la même façon que pour le cas NLCS (voir la partie 2.1.2), $\chi_\gamma \propto \gamma_\gamma$ la valeur asymptotique pour le cas $\chi_\gamma \gg 1$ devient $\frac{dN}{dt} \sim \chi^{-1/3}$. À la différence du cas NLCS, dans un cas $\chi_\gamma \ll 1$, le taux de production est exponentiellement décroissant ($\chi_\gamma \to 0$) et est donc très faible. Ce taux de production augmente avec la valeur du χ_γ jusqu'à des valeurs de $\chi_\gamma \sim 10$. Pour des valeurs plus importantes de χ_γ, le taux de production décroît comme $\sim \chi^{-1/3}$.

Comme pour le cas du NLCS, le processus de NLBW est un processus d'ordre un ($\propto \alpha$) dans l'expansion perturbative. Un terme d'ordre deux ($\propto \alpha^2$) est la production de paires liée à l'interaction entre le champ électrostatique de l'électron et un champ électromagnétique intense. Ce processus est le processus non linéaire trident ($e^- + n\omega \to$

$e^- + e^+ + e^-$ [172], [208]. Cependant, du fait de sa dépendance en α^2 [209], ce processus est beaucoup moins probable que le processus NLBW.

2.2.3 Production de paires Bethe-Heitler

Le processus de création de paire Bethe-Heitler (BH) [187] correspond à l'annihilation d'un photon dans le champ coulombien d'un atome conduisant à la génération d'une paire électron-positron $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$. Un diagramme de Feynman du processus de création de paire Bethe-Heitler est présenté sur la figure 2.12. Le formalisme théorique de ce processus est très proche du formalisme du processus d'émission bremsstrahlung c.f. 2.1.3. En effet, le processus inverse du processus Bethe-Heitler est l'émission d'un photon par un électron dans un champ coulombien transitant d'un état d'énergie E_0 vers un état d'énergie négative [187]. Dans le formalisme de la QED, un positron est un électron avec une énergie négative. La différence entre le processus inverse Bethe-Heitler et le processus bremsstrahlung est le signe de l'énergie de l'électron après l'émission (positif ou bien négatif). Cela implique qu'il est possible de passer du processus bremsstrahlung au processus Bethe-Heitler en remplaçant dans le calcul de la S-matrice du bremsstrahlung k par $-k$, la quantité de mouvement initiale de l'électron (p sur la figure 2.1.3) par $-p_+$ celle du positron et la quantité de mouvement finale de l'électron (p' sur la figure 2.1.3) par celle de l'électron p. Il faut aussi rajouter un signe négatif global à la matrice [170] et changer le spineur de l'électron en celui du positron. Un traitement similaire peut être appliqué directement aux sections efficaces [210]. Cela implique que les sections efficaces qui peuvent être calculées pour le processus Bethe-Heitler sont similaires aux sections efficaces bremsstrahlung.

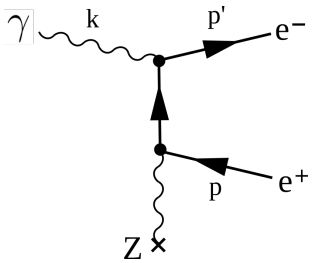


FIGURE 2.12 – Diagramme de Feynman du processus de création de paire Bethe-Heitler dans lequel un photon de quantité de mouvement k interagit avec un noyau de numéro atomique Z. Au cours de cette interaction une paire électron/positron est produite.

La différence par rapport au processus d'émission bremsstrahlung est la présence, comme pour le processus Breit-Wheeler, c.f. 2.2.1, d'une énergie seuil du photon en dessous de laquelle la paire ne peut pas être créée. Dans le cas du champ d'un noyau, l'énergie du photon incident $k = \hbar\omega$ doit être supérieure à $k \geq 2\ m_e c^2$ alors que, dans le cas de la création dans le champ d'un électron, cette relation est de $k \geq 4\ m_e c^2$ [2].

Comme pour le processus bremsstrahlung, les sections efficaces sont définies suivant deux approximations : l'approximation de Born avec la condition 2.1.24 pour la première et dans le cas des fonctions d'ondes coulombiennes pour la seconde. Les sections efficaces vont pouvoir être dérivées dans des régimes relativistes ou non relativistes en tenant compte : de l'écrantage, de la polarisation du photon, de la production avec un des électrons atomiques, de l'ionisation (ou excitation du noyau) d'un électron atomique (processus appelé triplet). De nombreuses expressions analytiques de la section efficace et leurs conditions de validité sont données dans l'article de revue [210]. Dans le cas de l'approximation de Born avec

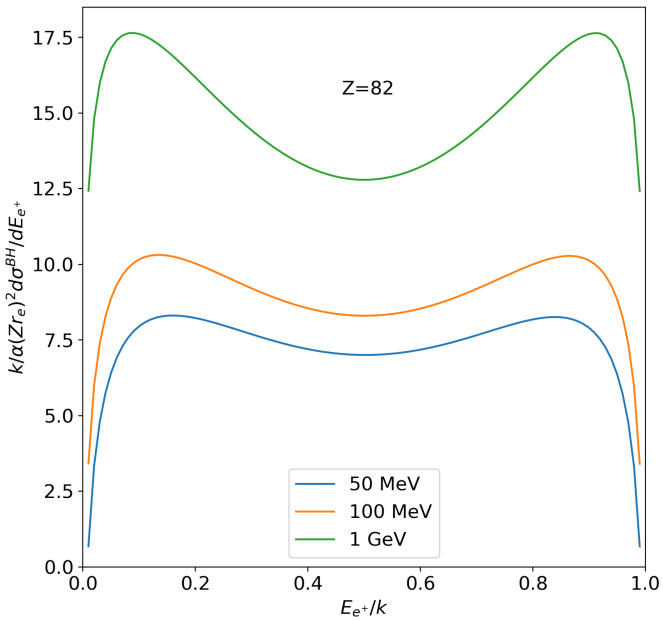


FIGURE 2.13 – Section efficace différentielle pour le processus Bethe-Heitler dans l'approximation de Born et non écrantée du Plomb pour trois photons d'énergie respective 50 meV (bleu), 100 MeV (orange) et 1 GeV (vert).

des particules relativistes ($E_e^+, E_e^-, k \gg 1$) où l'on néglige l'écrantage ($\alpha Z^{1/3} k \ll 1$) mais aussi le recul du noyau, la relation reliant les énergies du photon et des paires devient $k = E_e^+ + E_e^-$) alors la section efficace prend la forme (formule 3D-1001 de l'article [210]) [187] :

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dE_{e^+}} = \frac{4\alpha Z^2 r_e^2}{k^3}\left[E_{e^+}^2 + E_{e^-}^2 + \frac{2}{3}E_{e^+}E_{e^-}\right]\left[\ln\left(\frac{2E_{e^+}E_{e^-}}{m_e c^2 k}\right) - \frac{1}{2}\right]. \tag{2.2.13}$$

Cette section efficace différentielle est analogue à la section efficace 2.1.25 du processus bremsstrahlung. Celle-ci est présentée sur la figure 2.13 pour des photons de respectivement 50 MeV (bleu), 100 MeV (orange) et 1 GeV (vert) interagissant avec un atome de Plomb (Z=82). Il est à noter que l'hypothèse d'un atome non écranté n'est pas respectée pour les énergies de ces photons mais que les autres hypothèses sont validées. Cependant, les effets d'écrantage ont pour effet de diminuer la valeur de la section efficace [211]. Sur cette figure, on remarque que comme pour le processus non linéaire Breit-Wheeler, c.f. figure 2.11, plus l'énergie du photon incident est élevée et plus la distribution est maximale proche des valeurs de $E_{e^+}/k \sim 0$ ou 1. Cela implique que plus l'énergie du photon est importante et plus la paire est produite avec une énergie dissymétrique entre le positron et l'électron (l'un des deux récupérant la majorité de l'énergie k du photon). Comme pour la section efficace différentielle du processus bremsstrahlung, celle du processus Bethe-Heitler peut s'écrire sous la forme 2.1.28. Celle-ci est tabulée pour être utilisée sur le plus large domaine d'énergie et de numéro atomique possible. La section efficace totale du processus de création de paires a notamment été tabulée par Hubbell-Gimm-Overbo dans l'article [212] pour des photons incidents d'énergie entre 1 MeV et 100 GeV et pour des numéros atomiques (Z) entre 1 et 100. Pour la tabulation, le domaine en énergie est découpé en deux parties, de 1 à 5 MeV et de 5 MeV à 100 GeV. Les différentes sections efficaces et

corrections utilisées dans cette tabulation sont données explicitement dans [213]. En plus de tenir compte du processus Bethe-Heitler avec un noyau, ils ont aussi tabulé la création de paires Bethe-Heitler incohérente appelée *triplet* [214]. Ce processus possède une section efficace de l'ordre de Z^2 fois plus petite que le processus Bethe-Heitler. Cependant, dans le cas d'un plasma chaud composé d'ions de faible numéro atomique, il peut être montré que ce processus peut dominer le processus Bethe-Heitler des noyaux [215]. Comme pour la section efficace du processus bremsstrahlung, même si de nombreuses expressions existent, la section efficace du processus Bethe-Heitler des noyaux (cohérent) est toujours de l'ordre de $\sigma_{BH} \propto \alpha(r_e Z)^2$ [2].

Un phénomène de création d'ordre supérieur au processus Bethe-Heitler, donc d'ordre deux, est le processus de création de paires par effet Trident. Ce processus correspond à l'émission d'une paire électron/positron par l'interaction entre un électron et un noyau $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + e^+ + e^-$. Ce processus est un sous cas particulier du processus de création de paire Landau-Lifshitz [203] entre deux particules chargées. Comme pour le processus Bethe-Heitler, ce processus peut être calculé dans différentes approximations. Il est à noter que sa section efficace est de l'ordre de $\sigma_{Tr} \propto (\alpha Z r_e)^2$ [167], [211], [216], [217] et sera donc elle aussi plus petite d'un facteur $1/\alpha$ par rapport au processus BH.

Dans une cible solide, lors du passage d'électrons, les deux phénomènes vont se combiner. D'abord, les électrons vont rayonner des photons par le processus bremsstrahlung dont le taux de production est proportionnel à la section efficace totale donc à la quantité $\alpha(r_e Z)^2$. Cependant, ces photons sont produits proches des noyaux atomiques et vont pouvoir se décomposer par le processus Bethe-Heitler. Le taux de production de paires est lui aussi proportionnel à la quantité $\alpha(r_e Z)^2$. Cela implique que si l'on considère que les paires sont produites par les électrons qui vont d'abord émettre les photons qui eux vont produire les paires dans la cible, le taux de production est proportionnel à $\alpha^2(r_e Z)^4$ [20] ce qui est bien plus efficace que le simple processus Trident. Le processus de production de paires Bethe-Heitler est un des processus les plus étudiés pour générer des plasmas de paires électron/positron [20], [218], [219].

Deuxième partie

Modélisation numérique

Chapitre 3

Modélisation de l'interaction laser plasma

Sommaire

3.1 Principe de la méthode Particule-In-Cell 72
3.2 Présentation de la boucle PIC du code SMILEI 75
3.3 Description du module de rayonnement dans Smilei 78
3.4 Description du module de création de paires dans Smilei . . . 80

Différentes approches existent pour modéliser et simuler l'interaction laser plasma. Ces méthodes permettent de résoudre l'évolution d'un plasma dans différents régimes qui vont dépendre des tailles spatiales et temporelles considérées, de l'intensité du laser, de sa durée et de la physique qui doit être résolue :

- Pour des lasers de durée d'impulsion de l'ordre de la ps à la ns, une intensité modérée entre 10^{13} et 10^{17} W.cm^{-2}, un plasma peut être décrit par les équations fluides. Les codes utilisant les équations fluides suivent l'évolution des quantités macroscopiques du plasma telles que sa densité, température et pression. Ce type de code impose un équilibre thermodynamique (local) pour fonctionner.
- Pour des lasers d'impulsions courtes (fs), et d'intensité I $> 10^{18}$ W.cm^{-2}, une description fluide n'est plus correcte et il faut décrire le plasma de façon cinétique en raison des non linéarités qui apparaissent dans la physique. Le système d'équations à résoudre devient l'équation de Vlasov (Fokker-Planck si les collisions ne sont pas négligeables) couplée aux équations de Maxwell, eq.1.2.10. Pour résoudre ce système d'équations, plusieurs méthodes existent. Il est possible de résoudre de façon directe l'équation de Vlasov/Fokker-Planck ou bien de la résoudre de manière indirecte. Les codes du type "continuum Vlasov method" résolvent directement Vlasov alors que les codes Particle-In-Cell (PIC) résolvent de manière indirecte Vlasov. A ma connaissance, les méthodes Vlasov ont l'avantage d'être sans bruit statistique initial [220], [221] contrairement aux méthodes PIC. Les méthodes Vlasov ont le gros désavantage d'être beaucoup plus coûteuses car elles nécessitent une discrétisation spatiale et impulsionnelle (6D) contrairement aux méthodes PIC qui n'ont besoin que d'une discrétisation spatiale (3D). Cependant, même les méthodes PIC sont coûteuses et elles sont limitées à des durées de l'ordre de la fs à la ps dans le cadre de l'interaction laser-plasma.
- Entre ces deux domaines d'intensité, des méthodes hybrides existent. Elles consistent à utiliser des méthodes différentes pour les différentes espèces du plasma ou bien au

sein d'une même espèce du plasma. Les populations froides sont traitées de façon fluide (à l'équilibre thermodynamique) et les populations énergétiques (chaudes) de façon cinétique. Par exemple, des programmes pour l'astrophysique tel que hybrid-VPIC [222] ou PHARE [223] considèrent les électrons de manière fluide (fluide d'électrons sans masse) et les ions de manière cinétique. La description hybride a l'avantage d'être moins coûteuse qu'un code cinétique, permettant de simuler de longues durées, tout en gardant certains effets cinétiques pour les populations énergétiques.

Dans cette partie, je vais d'abord présenter le principe d'un code Particle-In-Cell (PIC). Je vais ensuite détailler le principe de la boucle PIC d'un code Open Source appelé SMILEI [224] (Simulating Matter Irradiated by Light at Extreme Intensities). Pour finir, je décrirai deux modules additionnels de SMILEI permettant la production de photons par le processus de diffusion Compton non linéaire inverse (c.f. 2.1.2) et la création de paires par le processus Breit-Wheeler non linéaire (c.f. 2.2.2).

Le code SMILEI est un code développé en C++ et construit pour être efficace sur les serveurs de calcul haute performance (HPC). Il est programmé de façon orientée objet (C++) et fait appel à des librairies efficaces telles que MPI/OpenMP, HDF5 permettant la parallélisation et le multi-tâche sur les serveurs de calcul. Les serveurs de calcul de nouvelle génération sont principalement construits avec des architectures GPU. Le code SMILEI est en train d'être porté sur GPU. A l'heure actuelle, la boucle PIC est utilisable sur GPU en géométrie cartésienne 1/2/3D. Il existe de nombreux codes PIC tels que WarpX [225], EPOCH [226], OSIRIS [227], LSP (code propriétaire). Une liste non exhaustive peut être trouvée dans la section PIC de wikipédia. Certains de ces codes PIC intègrent des modules hybrides. Ce chapitre est inspiré de l'article [224] et de la documentation de SMILEI [228]

3.1 Principe de la méthode Particule-In-Cell

La méthode Particle-In-Cell (PIC) est une méthode particulaire. Elle consiste à suivre l'évolution dans le temps et l'espace des particules. Elle peut être appliquée à différents types de problèmes. Elle a initialement été développée pour étudier la dynamique des fluides [229]. Cette méthode est notamment utilisée pour étudier le comportement cinétique d'un plasma. Si l'on néglige les collisions, un plasma évolue selon l'équation de Vlasov couplée aux équations de Maxwell. Pour une espèce α d'un plasma de fonction de distribution f_α, l'équation de Vlasov s'écrit, c.f eq.1.2.13 :

$$\left(\partial_t + \frac{\vec{p}}{m_\alpha \gamma_\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \vec{F}_L \cdot \vec{\nabla}_p\right) f_\alpha(t, \vec{x}, \vec{p}) = 0, \tag{3.1.1}$$

avec $\vec{F}_L$ la force de Lorentz $\vec{F}_L = q_\alpha(\vec{E} + \vec{p} \times \vec{B}/m_\alpha\gamma_\alpha)$ et q_α, m_α, γ_α respectivement la charge, la masse et le facteur de Lorentz de la partie de la distribution f_α de l'espèce α à la position $\vec{x}$, d'inpulsion $\vec{p}$ et au temps t. $\vec{E}$ et $\vec{B}$ correspondent aux champs électromagnétiques que subit cette partie de la distribution.

Les équations de Maxwell sont définies par, c.f. eq.1.2.10 :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}, \ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2}\partial_t \vec{E} \tag{3.1.2}$$

Ce système d'équations permet de décrire de façon auto-consistante le plasma. L'évolution de la fonction de distribution f_α des espèces est liée aux champs électromagnétiques.

Ces champs électromagnétiques sont régis par la densité de charge ρ et de courant $\vec{J}$ dépendant de la fonction de distribution f_α.

$$\begin{aligned}\rho(t,\vec{x}) &= \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha(t,\vec{x},\vec{p})\, d^3p \\ \vec{J}(t,\vec{x}) &= \sum_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha \gamma_\alpha} \int f_\alpha(t,\vec{x},\vec{p})\, \vec{p}\, d^3p\end{aligned} \tag{3.1.3}$$

Résoudre directement le système d'équations Vlasov-Maxwell est très coûteux car la fonction de distribution f_α évolue dans l'espace des phases à 6D ($\vec{x}$, $\vec{p}$). Cela nécessite donc une discrétisation sur deux grilles 3D.

Le principe d'un code PIC est d'échantillonner la fonction de distribution f_α par des particules et de résoudre pour ces particules les équations du mouvement couplées aux équations de Maxwell. Cependant, résoudre ce système pour un très grand nombre de particules est trop coûteux. Ce qui est fait dans un code PIC est de pondérer chaque "particule" pour diminuer le coût numérique nécessaire à la bonne résolution de la physique. Dans les faits, cela correspond à agglomérer les particules proches dans l'espace des phases. Ces "particules" s'appellent macro-particules ou super-particules. Pour garder un lien entre un nombre réel de particules et une macro-particule, un poids statistique w_p est associé à chaque macro-particule. Ce poids va pondérer les densités de charge et de courant déposées sur la grille par cette macro-particule. La fonction de distribution f_α est décomposée sur N_α macro-particules [224] :

$$f_\alpha(t,\vec{x},\vec{p}) = \sum_p^{N_\alpha} \frac{w_p}{V_c}\, S(\vec{x}-\vec{x}_p(t))\, \delta(\vec{p}-\vec{p}_p(t)), \tag{3.1.4}$$

avec V_c l'hypervolume des cellules, $\vec{x}_p$ et $\vec{p}_p$ la position et l'impulsion de la macro-particule, S et δ sont deux fonctions décrivant la forme de la macro-particule dans l'espace des phases. On considère une impulsion précise pour chaque macro-particule (distribution de Dirac δ) et une certaine taille spatiale définie par la fonction S (facteur de forme). Le facteur de forme décrit comment les densités de charge et de courant de la macro-particule sont distribuées aux alentours de la position ($\vec{x}_p$).

L'équation de Vlasov (3.1.1) résout l'évolution temporelle d'une distribution continue. En la discrétisant, en un nombre fini de macro-particules, des discontinuités sont introduites dans les équations 3.1.3 de la densité de courant et de charge. Le facteur de forme (taille spatiale étendue) permet de diminuer l'effet de ces discontinuités lors de la résolution numérique (projection) des densités de charge et de courant. Plusieurs facteurs de forme peuvent être définis et utilisés. Le facteur de forme dépend de l'ordre d'interpolation des champs électromagnétiques et de la résolution spatiale. Dans SMILEI, à l'ordre 0, le facteur de forme est une distribution de Dirac. À l'ordre 2, le facteur de forme s'écrit :

$$S(\vec{x}) = \begin{cases} \left(1-\frac{|x|}{\Delta x}\right)\left(1-\frac{|y|}{\Delta y}\right)\left(1-\frac{|z|}{\Delta z}\right), & \text{si } |x|<\Delta x, |y|<\Delta y \text{ et } |z|<\Delta z, \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

avec $\Delta x/y/z$ la résolution spatiale (en 3D). Le poids statistique des macro-particules est un paramètre numérique qui est initialisé au début de la simulation pour chaque macro-particule et qui, sans création ni destruction, reste constant au cours de la simulation. Il

pondère la contribution relative de chaque macro-particule à la fonction de distribution f_α. Le poids des macro-particules est calculé par :

$$w_p = V_c \frac{n_\alpha(\vec{x_p}, t=0)}{N_\alpha^{cell}}, \tag{3.1.5}$$

avec n_α la densité de l'espèce α dans la cellule et N_α^{cell} le nombre de macro-particules par cellule de l'espèce α demandée. Les simulations peuvent être réalisées en 1D/2D/3D. En fonction de la dimension de la simulation, l'unité du poids va varier. L'hypervolume d'une cellule est un paramètre tenant compte de la dimensionnalité de la simulation. Il a pour dimension L^D avec D le nombre de dimensions et L une longueur. La densité dans la cellule est toujours de dimension L^{-3}. Le poids statistique a donc pour dimension L^{D-3}. En 3D ce poids représente un "nombre", en 2D ou 1D il représente respectivement une densité linéique (L^{-1}) ou surfacique (L^{-2}). Comme indiqué plus tôt, les équations résolues pour chaque macro-particule sont les équations du mouvement relativistes :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{x_p}}{dt} &= \frac{\vec{p_p}}{m_\alpha \gamma_p}, \\ \frac{d\vec{p_p}}{dt} &= q_\alpha \left(\vec{E} + \frac{\vec{p_p}}{m_\alpha \gamma_p} \times \vec{B} \right). \end{aligned} \tag{3.1.6}$$

Il est possible de montrer que résoudre les équations du mouvement pour chaque macro-particule correspond bien à une résolution de l'équation de Vlasov. En partant des équations du mouvement et de la discrétisation de la fonction de distribution 3.1.4, on peut remonter à Vlasov. Cela correspond aux équations de Klimontovich. Une autre démonstration est présentée dans l'article [224] qui part de Vlasov et retombe sur les équations du mouvement.

Les codes PIC utilisent la méthode des différences finies pour résoudre ce système d'équations. Ce schéma impose que les champs et les particules ne peuvent pas se propager sur plus d'une maille en un pas de temps temporel Δt. Cette condition s'appelle condition Courant–Friedrichs–Lewy (CFL). Dans un code PIC en deux dimensions cette condition s'écrit [230] :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} = \frac{\Delta x}{c\sqrt{2}} \text{ si } \Delta x = \Delta y, \tag{3.1.7}$$

avec Δt le pas de temps temporel, Δx le pas spatial (mailles carrées $\Delta x = \Delta y$) et c le nombre sans dimension de Courant (<1). Si cette condition n'est pas respectée, les particules pourront se déplacer plus vite que la vitesse de la lumière et rayonner par effet Cherenkov numérique, des ondes électromagnétiques non physiques.

Dans un code PIC, les équations de Maxwell peuvent être résolues sur une grille discrète de Yee présentée sur la figure 3.1. Les densités de charge sont résolues sur les noeuds de la grille. Les champs électriques et les densités de courant sont définis sur les arêtes de la grille alors que les champs magnétiques sont résolus sur les milieux des mailles de la grille. Au niveau temporel, les densités de charge et les champs électriques sont définis aux pas de temps entiers (n) alors que les densités de courant et les champs magnétiques sont définis aux demi pas de temps ($n + 1/2$).

Un code PIC, permet de simuler des plasmas en 1, 2 ou 3 dimensions spatiales. Cependant, l'espace des moments des macro-particules, les champs électromagnétiques, les densités de courant sont la plupart du temps en trois dimensions. Les simulations sont ainsi souvent appelées ND3V pour N (avec N $\leq$ 3) dimensions spatiales et trois dimensions en impulsion (3V).

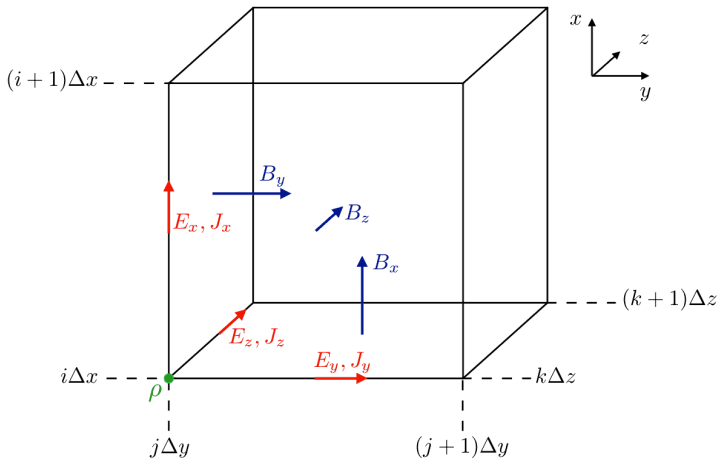


FIGURE 3.1 – Schéma de la grille de Yee dans SMILEI tiré de l'article [224].

3.2 Présentation de la boucle PIC du code SMILEI

Dans un code PIC la résolution du système d'équations mouvement/Maxwell est traitée dans une boucle à quatre étapes répétée pour chaque pas de temps (n). Une phase d'initialisation précède la première itération de la boucle. Cette phase d'initialisation se décompose en trois étapes.

Dans un premier temps, le code initialise les macro-particules en fonction des caractéristiques de l'espèce demandée (n_α (densité), T_α (température), N_α^{cell} (particules par cellule), $\vec{v}_\alpha$ (vitesse moyenne), etc ...). Les particules sont ensuite distribuées dans les cellules de densité non nulle et positionnées $(\vec{x}_p)$ soit aléatoirement, régulièrement espacées ou centrées dans chaque maille en fonction du choix de l'utilisateur. Les impulsions $(\vec{p}_p)$ des macro-particules sont tirées aléatoirement sur la distribution demandée pouvant être nulle, rectangulaire ou une distribution de Maxwell-Juettner $(f(\gamma) = \gamma^2\beta e^{(-\gamma/T)})$ [231]. Un poids statistique w_p, défini dans l'équation 3.1.5, est ensuite associé à chaque macro-particule.

Une fois que les macro-particules sont initialisées dans la simulation, les densités de courant et de charge sont calculées sur la grille. La charge de chaque particule, pondérée par son poids et son facteur de forme, est projetée sur la grille suivant la méthode décrite dans l'annexe de l'article [224] :

$$\rho(\vec{x}, t=0)_{tot} = \sum_\alpha \sum_p \frac{q_\alpha w_p}{V_c} S^{(m+1)}(\vec{x} - \vec{x}_p(t=0)) \tag{3.2.1}$$

Une fois que les densités de charge et de courant sont connues sur la grille, le champ électrique sur la grille est obtenu en résolvant l'équation de Maxwell-Poisson (3.1.2). Il est à noter que l'équation de Maxwell-Poisson n'est résolue que dans la phase d'initialisation et la raison de ce choix est expliquée à la fin de cette section. Dans SMILEI il est possible de spécifier au programme de ne pas résoudre cette équation. Si un champ électromagnétique externe est ajouté dans la simulation, ce champ est additionné au champ électrostatique initial à condition qu'il respecte les équations de Maxwell-Thomson/Poisson (3.1.2).

Une fois cette phase d'initialisation terminée, le coeur du code PIC (la boucle PIC) peut démarrer. Cette boucle est répétée à chaque pas de temps Δt. Cette boucle se décompose en quatre étapes et fait évoluer conjointement les macro-particules et les champs pour garder l'auto-consistance du plasma. Dans un premier temps (1) les champs électromagnétiques sont interpolés à la position des macro-particules. Grâce à ces champs, (2)

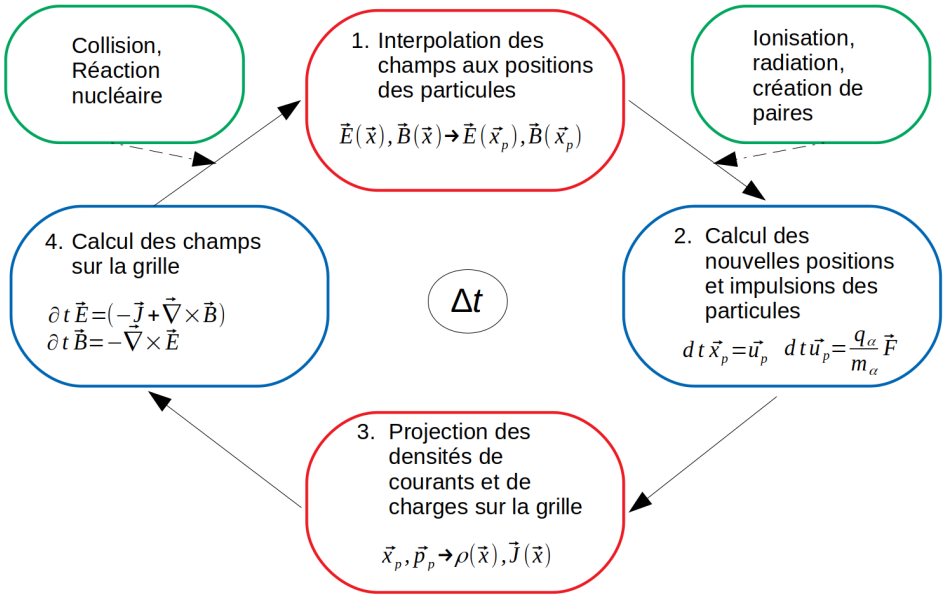


FIGURE 3.2 – Schéma de la boucle PIC avec en rouge les étapes d'interpolation/projection, en bleu les étapes d'actualisation des quantités physiques et en vert des modules additionnels.

les macro-particules vont être déplacées en résolvant les équations du mouvement (3.1.6) modifiant leurs positions et impulsions. Ces mouvements génèrent des densités de courant et modifient les distributions de charge dans les cellules. (3) Les nouvelles densités de charge et de courant (3.1.3) sont projetées sur la grille. À partir de ces nouvelles densités, (4) les champs électromagnétiques $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont calculés en résolvant les équations de Maxwell-Faraday/Ampère (3.1.2). Ces étapes sont schématisées sur la figure 3.2. La simulation opère sur une grille de taille finie (méthode des différences finies dans le domaine temporel). Une fois que les macro-particules ont bougé, étape (2), des macro-particules peuvent être sorties de la grille. Si les macro-particules sont sorties de la grille, des conditions aux bords leurs sont appliquées. Ces conditions permettent de réfléchir, détruire, arrêter (énergie nulle), thermaliser ou bien réinjecter sur le bord opposé de la grille de simulation les macro-particules. Les conditions aux bords pour les macro-particules sont appliquées entre l'étape (2) et (3) de la boucle. Les champs se propageant en dehors de la grille vont eux aussi être soumis à certaines conditions, qui peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Pour les champs, les conditions aux bords sont appliquées entre l'étape (4) et (1).

Pour calculer les champs subis par la particule au moment de l'étape (1), une technique d'interpolation est utilisée projetant les champs sur la grille ($\vec{x}$) à la position de la macro-particule ($\vec{x}_p$). Les champs électromagnétiques à l'itération (n) sont obtenus grâce à la résolution des équations :

$$\begin{aligned}\vec{E}^{(n)}(\vec{x}_p) &= \frac{1}{V_c}\int d^3x S(\vec{x}-\vec{x}_p)\vec{E}^{(n)}(\vec{x}),\\ \vec{B}^{(n)}(\vec{x}_p) &= \frac{1}{V_c}\int d^3x S(\vec{x}-\vec{x}_p)\vec{B}^{(n)}_{tc}(\vec{x})\end{aligned} \tag{3.2.2}$$

avec $\vec{B}^{(n)}_{tc} = \frac{1}{2}(\vec{B}^{(n-1/2)} + \vec{B}^{(n+1/2)})$ le champ magnétique centré temporellement à

l'itération (n).

Une fois que les champs sont connus aux positions des macro-particules, la force de Lorentz peut être appliquée aux macro-particules lors de l'étape (2) pour résoudre les équations du mouvement relativistes (3.1.6). Une méthode numérique classique de résolution de ces équations est le pousseur de Boris [232]. La méthode de Boris est une méthode de second ordre de type "leapfrog" (saute-mouton). Cette méthode, comme la grille de Yee, sépare les temps sur lesquels les impulsions et les positions sont calculées pour les macro-particules. L'impulsion est évaluée sur les demi pas de temps $(n+1/2)$ alors que la position sera calculée sur les pas de temps entiers (n).

$$\begin{aligned}\frac{\vec{p}_p^{(n+1/2)}}{m_\alpha} &= \frac{\vec{p}_p^{(n-1/2)}}{m_\alpha} + \Delta t \frac{q_\alpha}{m_\alpha}\left(\vec{E}^{(n)}(\vec{x}_p) + \frac{\vec{v}_p^{(n+1/2)} + \vec{v}_p^{(n-1/2)}}{2} \times \vec{B}^{(n)}(\vec{x}_p)\right), \\ \vec{x}_p^{(n+1)} &= \vec{x}_p^{(n)} + \Delta t \frac{\vec{p}_p^{(n+1/2)}}{m_\alpha \gamma_p}.\end{aligned} \tag{3.2.3}$$

D'autres méthodes de résolution sont disponibles dans SMILEI comme la méthode de Vay [233] ou bien le pousseur de Higuera et Cary [234]. L'actualisation lors de l'étape (3) des densités de courant et de charge est assurée par l'algorithme de Esirkepov [235]. La méthode proposée par Esirkepov conserve la charge. Pour assurer la conservation de la charge, les densités de courant sont calculées par les flux des charges traversant les bords des cellules de la grille. Par exemple, la contribution d'une macro-particule à la partie selon x du courant à la position i, j de la grille en 2 dimensions s'écrit :

$$(J_x)_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} = (J_x)_{i-1/2,j}^{n+1/2} + \frac{q_\alpha w_p}{V_c}\frac{\Delta x}{\Delta t}(W_x)_{i+1/2,j}^{n+1/2}, \tag{3.2.4}$$

avec W_x le terme développé par Esikerpov [235]. Cette méthode n'est applicable que dans les dimensions où la grille spatiale est définie. En 2 dimensions, les macro-particules ne peuvent pas traverser les bords selon la direction z des cellules. Cependant, pour pouvoir calculer les champs ($\vec{E}$ et $\vec{B}$) la plupart du temps définis selon 3 directions, il manque des dimensions aux densités de courant. Dans cette/ces dernière(s) dimension(s) ($\vec{x}_\perp$), la densité de courant est calculée par une projection (3.2.1) :

$$\vec{J}_\perp^{(n+1/2)} = \sum_\alpha \sum_p \frac{q_\alpha w_p}{V_c}\vec{v}_p S^{(m+1)}(\vec{x}_\perp - \vec{x}_p). \tag{3.2.5}$$

Une fois que les densités de courant sur la grille sont connues au demi pas de temps temporel $(n+1/2)$, les champs électromagnétiques vont pouvoir être actualisés (4) en utilisant les équations de Maxwell. La grille de Yee impose un décalage temporel entre les champs électriques et magnétiques. A l'itération n, les champs actuels sont les champs $\vec{E}^{(n)}$, $\vec{B}^{(n+1/2)}$ et le courant $\vec{J}^{(n+1/2)}$. Le champ électrique à l'itération $n+1$ va dépendre de ces quantités et être actualisé en premier. Le champ électrique s'obtient en résolvant l'équation de Maxwell-Ampère (3.1.2). Sur la grille à l'itération $(n+1)$ le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}^{(n+1)} = \vec{E}^{(n)} + c^2 \Delta t \left[(\vec{\nabla} \times \vec{B})^{(n+1/2)} - \mu_0 \vec{J}^{(n+1/2)}\right]. \tag{3.2.6}$$

Une fois le champ électrique actualisé, nous pouvons calculer le champ magnétique au temps suivant $(n+1/2 \to n+3/2)$ grâce à l'équation de Maxwell-Faraday (3.1.2) :

$$\vec{B}^{(n+3/2)} = \vec{B}^{(n+1/2)} - \Delta t \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right)^{(n+1)}. \tag{3.2.7}$$

Après cette opération la simulation est avancée de l'itération n à l'itération $n+1$ et la boucle peut recommencer tant que $n < n_{fin}$. Il est à noter que résoudre les équations de Maxwell-Ampère/Faraday est suffisant pour décrire de façon complète les champs électromagnétiques. En effet, l'équation de Maxwell-Poisson est vérifiée tant que l'algorithme de déposition de la charge vérifie la conservation de la charge $\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ et que Maxwell-Poisson est vérifiée au temps $t = 0$. Le schéma d'Esikerpov est justement choisi car il conserve la charge. La non divergence du champ magnétique est conservée par ce schéma de résolution et cette propriété est validée tant que le champ initial est non divergent. Plus d'informations sur la boucle PIC dans SMILEI peuvent être trouvées dans l'article [224] ou bien grâce à leur documentation [228].

La boucle PIC permet de résoudre l'évolution non collisionnelle d'un plasma. Dans le cas de l'interaction laser/plasma, ce système d'équations n'est pas forcément suffisant. Des modules peuvent être rajoutés pour traiter d'une physique plus complexe telle que l'ionisation, les collisions, la génération de photons énergétiques, la QED en champ fort etc... Ces différents modules n'interviennent pas aux mêmes instants dans la boucle PIC. Après l'étape d'interpolation des champs (1) et avant de bouger les macro-particules trois modules physiques peuvent être appliqués, d'abord l'ionisation, puis la génération de photons énergétiques et enfin la création de paire. Après le passage dans ces modules (et modification des énergies des macro-particules), la boucle reprend son cours. Les collisions binaires (collisions, ionisation collisionnelle, réactions nucléaires) interviennent entre l'étape (4) et (1) de la boucle.

Dans les parties suivantes, je vais décrire les deux modules de physique que j'ai utilisés lors de mes simulations, le module de génération de photons énergétiques par processus de diffusion Compton non linéaire inverse et la création de paires Breit-Wheeler non linéaire.

3.3 Description du module de rayonnement dans Smilei

Dans le code SMILEI un module de génération de photons énergétiques a été développé. Ce module est basé sur certaines hypothèses pour la rayonnement. Le module considère que le temps de formation des photons est très petit devant la variation des champs électromagnétiques (approximation du champ localement constant LCFA, c.f. partie 2.1.2), que les champs électromagnétiques sont petits devant le champ critique de Schwinger (2.1.9), que l'émission est incohérente (le rayonnement des particules est indépendant des autres particules) et que les particules rayonnantes sont ultra-relativistes $\gamma >> 1$ (émission du photon dans la même direction que la particule émettrice). Avec ces hypothèses, le processus de génération de photons énergétiques à considérer devient la diffusion Compton non linéaire inverse.

Ce processus est décrit par des taux de probabilité d'émission qui sont rappelés dans la partie 2.1.2. L'implémentation dans SMILEI de ce processus suit les travaux présentés dans les références [161], [176], [236], [237]. Le taux d'émission des photons de haute énergie défini dans l'équation 2.1.15 s'écrit :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\tau d\chi} = \frac{2\alpha^2}{3\tau_e} \frac{F(\chi_e, \xi)}{\chi_\gamma}. \tag{3.3.1}$$

où χ_e est le paramètre quantique d'un macroélectron/positron défini dans l'équation 2.1.10. Pour résoudre l'émission une méthode Monte-Carlo 4 est utilisée. Une épaisseur "optique" δ est assignée à chaque macro-particule émettrice. Cette épaisseur initialisée à zéro pour chaque macro-particule varie au cours du temps de la simulation. Quand cette

épaisseur dépasse une valeur maximale δ_f calculée comme $\delta_f = -\log\zeta$ avec ζ une variable aléatoire entre $]0,1]$. L'épaisseur δ varie en fonction du taux d'émission des photons et s'écrit :

$$\frac{d\delta}{dt} = \int_0^{\chi_e} \frac{d^2N_\gamma}{dtd\chi} d\chi = \frac{dN_\gamma(\chi_e,\gamma_e)}{dt}. \tag{3.3.2}$$

Le taux d'émission des photons n'est pas résolu à chaque pas de temps mais a été tabulé pour des raisons d'efficacité numérique. Dans le code SMILEI, il est possible de spécifier notre propre table de taux d'émission pour, par exemple, optimiser finement l'émission sur une bande de (χ_e,γ_e) spécifique. Pour calculer le paramètre quantique du photon χ_γ défini dans l'équation 2.1.11, un nouveau nombre aléatoire ζ_2 est tiré entre $[0,1]$. χ_γ est obtenu en résolvant $\zeta_2 = P^{-1}(\chi_e,\chi_\gamma)$ avec :

$$P(\chi_e,\chi_\gamma) = \frac{\int_0^{\chi_\gamma} d\chi F(\chi_e,\chi/\chi_e)/\chi}{\int_0^{\chi_e} d\chi F(\chi_e,\chi/\chi_e)/\chi}, \tag{3.3.3}$$

avec $F(\chi_e,\chi/\chi_e)$ la fonction définie dans l'équation 2.1.16. L'équation (3.3.3) n'est pas résolue numériquement à chaque génération de photon mais a été tabulée. Obtenir le paramètre quantique du macro-photon est nécessaire pour définir l'énergie des photons émis. Une fois χ_γ connu, le programme va générer un macro-photon d'énergie :

$$\epsilon_\gamma = mc^2\gamma_e\frac{\chi_\gamma}{\chi_e}. \tag{3.3.4}$$

Le macro-photon sera émis à la même position et dans la même direction que la macro-particule émettrice. La dernière étape du module est d'actualiser l'impulsion de la macro-particule émettrice en prenant en compte l'effet de recul lié à l'émission. De par la conservation de l'impulsion, l'impulsion de la macro-particule est diminuée d'un facteur $\Delta\vec{p}$:

$$\Delta\vec{p} = -\frac{\epsilon_\gamma}{c}\frac{\vec{p}}{\|\vec{p}\|}. \tag{3.3.5}$$

Cette procédure de modification de l'impulsion ne permet pas une conservation parfaite de l'énergie. Il est possible de montrer que cette erreur tend vers 0 quand l'énergie de la macro-particule émettrice tend vers l'infini [176]. Le modèle d'émission basé sur une méthode Monte-Carlo est souvent coûteux en temps de calcul. La méthode décrite plus haut est correcte pour des valeurs de $\chi_e \gtrsim 1$. Pour des valeurs inférieures du χ_e, d'autres modèles sont utilisables dans SMILEI. La limite de validité de ces différents modèles n'est pas encore très claire et est toujours discutée [161].

Trois autres modèles de réaction de rayonnement ont été développés dans SMILEI. Ces modèles ne permettent pas l'émission de macro-photon dans la simulation mais prennent en compte l'effet du rayonnement sur les macro-particules émettrices et calculent la puissance rayonnée instantanée. La variation de l'impulsion des électrons au cours du temps peut s'écrire [161] :

$$d\vec{p} = \vec{F}_L dt + \vec{F}_{rad} dt + mc^2\sqrt{R(\chi_e,\gamma)}dW\frac{\vec{u}}{\vec{u}^2 c}, \tag{3.3.6}$$

avec $\vec{F}_L$ la force de Lorentz, $\vec{F}_{rad}$ la force de radiation de Landau-Lifshitz (voir partie 2.1.1) et un troisième terme tenant compte de la nature stochastique de l'émission décrit dans l'article [161] qui s'écrit :

$$\vec{F}_{rad} = -P_\alpha\chi_e^2 g(\chi_e)\frac{\vec{u}}{\vec{u}^2 c}, \tag{3.3.7}$$

avec $P_\alpha = 2\alpha^2 m_e c^3/3r_e$ et $g(\chi)$ la correction quantique [161] définie dans l'équation 2.1.22. Les trois autres modèles de rayonnement dans SMILEI vont résoudre l'équation (3.3.6) sous certaines conditions :

— Un modèle classique de rayonnement correspondant au modèle de rayonnement développé par Landau-Lifshitz (LL) $\chi_e \ll 1$ ne prenant en compte que les deux premiers termes de l'équation (3.3.6) et négligeant la correction quantique $g(\chi_e) = 1$. Ce rayonnement correspond à l'émission synchrotron.

— Un modèle de rayonnement tenant compte d'une correction quantique de Landau-Lifshitz (CLL Corrected Landau-Lifshitz) $\chi_e < 1$. Les deux premiers termes de l'équation (3.3.6) sont résolus. Une approximation de la fonction $g(\chi_e) = (1 + 4.8(1+\chi_e)\log(1+1.7\chi_e) + 2.44\chi_e^2)^{-2/3}$ est utilisée pour limiter le coût numérique de la résolution de l'équation 2.1.22.

— le modèle de Niel $\chi_e \lesssim 1$ qui prend en compte les trois termes de l'équation (3.3.6).

Dans Smilei, pour pouvoir utiliser le module de rayonnement, nous devons spécifier deux paramètres, le $\chi_{continuous}$ et le $\chi_{discontinuous}$. Le paramètre $\chi_{continuous}$ est un seuil sur le χ. Pour des électrons possédant un χ inférieur à ce seuil, les modèles de rayonnement ne sont pas pris en compte. Le paramètre $\chi_{discontinuous}$ correspond au seuil de passage d'un modèle de rayonnement continu à un modèle stochastique. Quand on utilise le modèle Monte-Carlo, pour des particules possédant un χ inférieur au seuil discontinu, le rayonnement est comptabilisé par le modèle CLL en calculant la puissance rayonnée instantanée $P_\alpha \chi_e^2 g(\chi_e)$.

3.4 Description du module de création de paires dans Smilei

L'implémentation dans le code SMILEI du processus de création de paires non linéaire Breit-Wheeler suit la même méthode que pour le module de rayonnement 3.3. Ce processus permet la décomposition d'un macro-photon dans un champ électromagnétique intense en une paire de macro-électron/macro-positron (voir partie 2.2.2). Les mêmes hypothèses sur le champ sont utilisées pour la création de paires que pour le rayonnement (LCFA, $E, B/c \ll E_{Schwinger}$). La distribution en énergie du taux de production des paires électron/positron, définie dans l'équation 2.2.8, s'écrit :

$$\frac{d^2 N_\pm}{dt d\chi_\pm} = \frac{2\alpha^2}{3\tau_e} \frac{T_{NLBW}(\chi_\gamma, \chi_\pm)}{\chi_\gamma \gamma_\gamma}. \tag{3.4.1}$$

Comme pour le module de radiation, une épaisseur "optique" δ_γ est associée à chaque macro-photon et initialisée à zéro. La décomposition du macro-photon ne se produit que quand $\delta_\gamma > \delta_{\gamma max} = -\log\zeta_3$ avec ζ_3 un nombre aléatoire entre $]0, 1]$. Le paramètre δ_γ évolue temporellement en fonction du taux d'émission des paires :

$$\frac{d\delta_\gamma}{dt} = \frac{dN_\pm}{dt}, \tag{3.4.2}$$

Ce taux d'émission des paires est tabulé pour accélérer le calcul du processus dans la simulation. Pour définir les nombres quantiques $\chi_\pm$ des macro-électrons/macro-positrons, une autre variable aléatoire ζ_4 est tirée entre $[0, 1]$. Le nombre quantique du macro-électron

χ_- est trouvé par résolution numérique de $\zeta_4 = P^{-1}(\chi_-, \chi_\gamma)$ avec :

$$P(\chi_-, \chi_\gamma) = \frac{\int_0^{\chi_-} \frac{d^2N_\pm}{dtd\chi}\, d\chi}{\int_0^{\chi_\gamma} \frac{d^2N_\pm}{dtd\chi}\, d\chi} \tag{3.4.3}$$

Le nombre quantique du macro-positron χ_+ est obtenu par conservation $\chi_+ = \chi_\gamma - \chi_-$. L'énergie de la macro-paire produite est calculée à partir des différents χ des macro-particules :

$$\epsilon_\pm = mc^2\gamma_\pm = mc^2\left(1 + \frac{(\gamma_\gamma - 2)\chi_\gamma}{\chi_\pm}\right). \tag{3.4.4}$$

Les macro-électrons/macro-positrons sont produits à la même position et vont dans la même direction que les macro-photons. Le poids de ces macro-particules créées est obtenu par conservation du poids du macro-photon qui s'est décomposé en macro-paire.

Chapitre 4

Programme Monte-Carlo de transport des particules

Sommaire

4.1 Méthode Monte-Carlo 84
4.1.1 Méthode directe 84
4.1.2 Méthode de rejet 85
4.1.3 Méthode de composition 85
4.1.4 Méthode de composition mixte 86
4.2 Algorithme de transport des particules dans Geant4 86
4.2.1 Description d'un module du rayonnement bremsstrahlung . . . 89
4.2.2 Description du module de création de paires Bethe-Heitler . . . 90
4.3 Description du code gp3m2 91

Les codes Monte-Carlo (abrégés MC) ont été initialement développés pour simuler la diffusion des neutrons dans la matière. Ils ont de multiples applications dans de larges domaines et l'une d'entre elles est notamment pour la simulation du transport des particules dans des matériaux. Dans la matière, les particules vont être soumises à différents processus tels que l'ionisation, les diffusions élastiques/inélastiques, le rayonnement (voir [2]) etc ... Un code Monte-Carlo va simuler ces processus par une méthode dite Monte-Carlo (d'où est tiré le nom du programme par abus de langage) en se servant de générateurs de nombres aléatoires. Les programmes Monte-Carlo sont donc statistiques et demandent une répétabilité (statistique) importante pour modéliser de façon correcte les processus.

Il existe un très grand nombre de programmes de simulations se basant sur les méthodes Monte-Carlo. Pour le transport des particules, le programme historique est le code MCNP (Monte-Carlo N-Particle transport code) [238] développé au LANL (Los Alamos National Laboratory). Le programme que j'ai utilisé est basé sur Geant4 [239].

Geant4 (Geometry ANd Tracking) est un ensemble d'outils open source développé en C++, orienté objet, pour l'étude de la propagation de particules dans des milieux/détecteurs. Il est développé par le CERN, mais ouvert gratuitement à la communauté, ce qui implique que tout le monde peut contribuer pour améliorer le programme en rajoutant des modèles physiques. Ses domaines d'applications vont du médical à la physique des hautes énergies, ce qui inclut l'astrophysique, la physique des accélérateurs et la physique nucléaire. Geant4 met à disposition des classes C++ modulaires permettant d'être regroupées pour produire une application complexe. Les modèles physiques dans Geant4 sont aussi très

variés allant d'énergie de quelques eV au TeV pour des particules dans des matériaux à géométrie complexe.

Ce chapitre se découpera comme suit. Dans une première partie, nous allons présenter le fonctionnement de la méthode Monte-Carlo. Cette partie sera suivie de la description de l'algorithme de transport des particules du programme Geant4 en spécifiant le fonctionnement de deux modèles de physique : le module de rayonnement bremsstrahlung et le module de création de paires Bethe-Heitler. Ce chapitre se finira sur une explication du principe de fonctionnement de l'application gp3m2 (Geant4 simulation of Particle Phase-space Propagation in Multi-Layer Material).

Ces sections sont en partie inspirées de la documentation Geant4 [240], du livre Ref. [241] et de la thèse de Léo Esnault [242].

4.1 Méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo est une approche probabiliste. Cette méthode estime des variables aléatoires en utilisant les densités de probabilité et un générateur de nombres aléatoires uniforme entre 0 et 1. Ces méthodes sont utilisables dans le transport des particules dans la matière car les sections efficaces (probabilités d'interaction) des différents processus sont représentés directement par des fonctions de distribution (section efficace différentielle $d\sigma$). Estimer les propriétés à partir de ces distributions revient à simuler les sections efficaces et donc les processus. Les libres parcours moyens, les angles de diffusion, les énergies transmises à des particules produites lors d'une interaction seront donc choisis de manière aléatoire à partir des sections efficaces différentielles.

Si l'on considère une densité de probabilité de fonction $f(x)dx$ définie pour $x \in [a, b]$. Cette densité représente la probabilité que la variable aléatoire continue $\overline{x}$ soit comprise dans l'intervalle [x, x+dx]. La fonction de distribution f(x) est choisie de façon à être normalisée (c'est à dire que la probabilité que x soit dans [a,b] est de 1) $\int_a^b f(x)dx = 1$. La probabilité que la variable $\overline{x}$ soit inférieure à x est donc donnée par l'expression :

$$P_r\{\overline{x} < x\} \equiv F(x) = \int_a^x f(x')dx', \tag{4.1.1}$$

avec F(x) la fonction de répartition.

De nombreuses méthodes Monte Carlo existent [241]. Le choix de la méthode utilisée dépend de la forme de la fonction de distribution à résoudre. Dans cette thèse nous décrirons quatre méthodes Monte-Carlo usuelles.

4.1.1 Méthode directe

Si l'on fait l'hypothèse que la variable aléatoire $\overline{x}$ est reliée à une variable aléatoire uniforme $\epsilon \in [0, 1]$ alors la fonction de distribution f(x) est reliée à une fonction de distribution $g(\epsilon)$ par la formule :

$$f(x)dx = g(\epsilon)d\epsilon$$

Si ϵ est une variable aléatoire uniforme générée par un générateur de nombre aléatoire alors sa fonction de distribution $g(\epsilon)$ est constante et donnée par [241]

$$g(\epsilon) = 1 \text{ pour } \epsilon \text{ dans } [0,1].$$

Si l'on intègre l'équation précédente on se ramène aux fonctions de répartition :

$$\begin{gathered}\int_a^x f(x')dx' = \int_0^\epsilon d\epsilon' g(\epsilon'), \\ F(x) = \epsilon\end{gathered} \tag{4.1.2}$$

Pour obtenir la variable x, on inverse cette équation de telle sorte que :

$$x = F^{-1}(\epsilon).$$

Cette méthode requiert que la fonction de répartition $F(\epsilon)$ soit inversible. Pour des fonctions de distribution f(x) complexes, l'inversion de $F(x)$ peut devenir difficile et couteuse numériquement. Dans les codes de transport de particules, les fonctions $F(x)$ sont souvent tabulées pour améliorer l'efficacité.

4.1.2 Méthode de rejet

Si la fonction de répartition $F(\epsilon)$ n'est pas inversible une méthode de rejet peut être utilisée. Cette méthode comporte les quatre étapes suivantes :

1. On détermine le maximum f_{max} de la fonction de distribution $f(x)$ dans l'intervalle a et b.
2. On génère deux nombres aléatoires ϵ_1 et ϵ_2 uniformément répartis sur [0,1].
3. On estime x de la façon suivante $x = \epsilon_1(b-a) + a$.
4. On accepte x si $f_{max}\epsilon_2 \leq f(x)$, sinon on recommence à partir de l'étape 2.

4.1.3 Méthode de composition

Cette méthode permet de traiter les fonctions de distribution f(x) de la forme :

$$f(x) = \sum_{i=1}^{n} \alpha_i f_i(x),$$

avec les α_i positifs. Les distributions intermédiaires f_i sont normalisées. Cette méthode est utilisable si tous les $f_i(x)$ sont analytiquement inversibles. La méthode est en deux étapes :

1. On génère un premier nombre aléatoire ϵ_1 et on détermine i tel que :

$$\sum_{j=1}^{i-1} \frac{1}{\alpha_j} < \epsilon_1 \leq \sum_{j=1}^{i} \frac{1}{\alpha_j},$$

2. On génère un deuxième nombre aléatoire ϵ_2 et on calcule x tel que :

$$\epsilon_2 = \alpha_i \int_a^x dy f_i(y),$$

On obtient x par inversion de $F_i(\epsilon_2)$.

4.1.4 Méthode de composition mixte

Dans le code Geant4, une autre méthode Monte Carlo peut être utilisée basée sur un mélange entre la méthode de rejet et la méthode de composition[240][243]. Elle permet de tirer x d'une fonction de distribution $f(x)$ de la forme :

$$f(x) = \sum_{i}^{n} \alpha_i f_i(x) g_i(x), \tag{4.1.3}$$

avec α_i >0, $0 \leq g_i(x) \leq 1$ et $f_i(x)$ des fonctions de distribution définies sur le même domaine que la fonction $f(x)$. Cette méthode consiste en les étapes suivantes :

1. On génère un nombre aléatoire ϵ_1 et on détermine i tel que :

$$\frac{\sum_{j=1}^{i-1} \alpha_j}{\sum_{i=1}^{n} \alpha_i} \leq \epsilon_1 < \frac{\sum_{j=1}^{i} \alpha_j}{\sum_{i=1}^{n} \alpha_i}$$

2. On génère un deuxième nombre aléatoire ϵ_2 et on calcule x tel que

$$\epsilon_2 = \int_a^x f_i(y) dy.$$

3. la variable x est acceptée si $\epsilon_3 \leq g_i(x)$ avec ϵ_3 un troisième nombre aléatoire uniforme défini sur l'intervalle $[0, 1]$ sinon on recommence l'étape 1.

Dans Geant4, différentes méthodes sont utilisées. Par exemple, pour estimer l'énergie du photon lors de la diffusion Compton ou bien l'énergie d'une des paires lors de la production de paire Bethe-Heitler (cf 4.2.2), le programme utilise la méthode mixte 4.1.4. La technique de rejet est employée, par exemple, dans la conversion d'un photon γ dans une paire $\mu^+\mu^-$ [240].

4.2 Algorithme de transport des particules dans Geant4

Lors de la propagation des particules dans la matière, les particules vont pouvoir, par différents processus décrits dans [2], interagir avec les noyaux des atomes composant le milieu. Ces interactions vont modifier les propriétés de la particule incidente telles que son impulsion et sa direction de propagation. Ces interactions peuvent aussi désintégrer cette particule pour en produire de nouvelles. La probabilité d'interaction est modélisée par des sections efficaces σ dépendant du processus considéré. Chaque interaction est indépendante et ponctuelle (les particules dans Geant4 ne peuvent pas interagir entre elles, pas de collision entre deux particules véloces lors de leur propagation). Un libre parcours moyen noté λ (longueur d'interaction) est associé à chaque processus (σ) :

$$\lambda(E) = \left(\sum_i n_i \sigma(Z_i, E) \right)^{-1}, \tag{4.2.1}$$

avec n_i et Z_i la densité volumique et le numéro atomique d'un matériau i, σ la section efficace totale du processus et E l'énergie de la particule incidente. À partir du libre parcours moyen, on peut déterminer la probabilité d'interaction du processus σ sur une distance L par :

$$P(L) = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}. \tag{4.2.2}$$

Le code Monte-Carlo peut réaliser un tirage aléatoire en suivant une des méthodes Monte-Carlo, présentées dans la partie 4.1, pour estimer la distance L que parcourt la particule dans le matériau avant d'interagir :

$$L = -\lambda \log(\epsilon), \tag{4.2.3}$$

avec ϵ une variable aléatoire uniforme entre $]0, 1]$. Dans la formule (4.2.3), le paramètre $1 - \epsilon$, qui devrait apparaitre dans le logarithme lors de l'inversion de $\epsilon = 1 - e^{(-L/\lambda)}$, est remplacé par ϵ pour la raison qu'estimer $(1-\epsilon)$ entre [0,1[est équivalent à estimer ϵ entre]0,1].

Dans le code Geant4 chaque particule est déplacée pas à pas (*step by step*). Tous les processus d'interaction dans Geant4 ont trois actions, une action au repos (*atrest*), une action à réaliser pendant un pas (*step*) (*alongstep*) et une action à réaliser une fois arrivé à la nouvelle position (*post step*). Pour passer d'un pas de temps à un nouveau pas de temps, une seule action de *post step* parmi tous les processus est acceptée, alors que les actions *alongstep* sont cumulées le long du trajet pour chaque processus. Cela implique qu'un seul processus est réalisé pour passer au pas de temps suivant alors que toutes les actions à effectuer pendant le trajet sont réalisées. Pour choisir le nouveau pas de temps, une compétition entre les différents processus est réalisée.

Une longueur de parcours L jusqu'au prochain point d'interaction est tirée aléatoirement (Eq. 4.2.3) pour chaque processus. Le processus qui est réalisé est celui possédant la longueur L la plus petite. La particule sera donc déplacée de son ancienne position à sa nouvelle position de cette longueur en mettant à jour ses différentes quantités physiques à l'arrivée au point d'interaction (*post step*) et en prenant en compte les différentes actions à faire sur le chemin (*alongstep* de tout les processus). Une fois cette nouvelle position atteinte (point d'interaction), les distances L des processus qui n'ont pas été réalisés sont mises à jour de la distance ΔL pour tenir compte de la nouvelle position. Une nouvelle distance est tirée aléatoirement pour le processus qui avait été choisi. En plus des distances de parcours pour chaque processus, la distance par rapport à un des bords du matériau (volume logique) est aussi considérée dans le choix du pas de temps.

La méthode décrite est fonctionnelle mais ne permet pas de traiter les milieux hétérogènes de façon efficace. Pour prendre en compte le changement de milieu, le tirage aléatoire n'est pas réalisé sur la distance de parcours L mais sur le nombres n_λ de libres parcours moyens qu'une particule traverse [240], [241] :

$$n_\lambda = \int_0^L \frac{dl}{\lambda}, \tag{4.2.4}$$

n_λ est indépendant des matériaux traversés. Le tirage aléatoire est alors réalisé sur le nombre de libres parcours moyens :

$$n_\lambda = \frac{L}{\lambda} = -\ln(\epsilon).$$

Après une interaction, le nombre de libres parcours moyens est mis à jour :

$$n'_\lambda = n_\lambda - \frac{\Delta L}{\lambda}$$

avec ΔL la distance parcourue dans un step entre les deux interactions. Le temps de la particule dans le référentiel du laboratoire est aussi mis à jour :

$$\Delta t_{lab} = \frac{\Delta L}{2}\left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right)$$

avec v_1 et v_2 les vitesses de la particule au point d'interaction précédent et courant.

Dans une simulation Geant4, les particules présentes au début de la simulation sont appelées particules primaires. Ces particules primaires vont pouvoir produire d'autres particules dites secondaires par différents processus de création. Chaque particule primaire est considérée comme indépendante des autres particules primaires. Les codes Monte-Carlo de transport des particules à travers un milieu peuvent aussi utiliser le principe de pondération par un "poids" (*weight*) pour diminuer le coût numérique nécessaire à la résolution de la physique. Les particules seront donc des macro-particules associées à un poids statistique. Les macro-particules dans Geant4 sont ponctuelles et ne possèdent pas de facteur de forme comme dans un code PIC (Eq.(3.1.4) du chapitre 3). Les particules secondaires suivent le même traitement que celui décrit dans cette partie. Pour améliorer la statistique des processus rares, des techniques de biais statistiques (*importance sampling*, *splitting*, etc...) peuvent être utilisées et sont implémentées dans Geant4.

Dans Geant4 certains processus sont traités de façon discrète et d'autres de façon continue. Les processus continus sont considérés comme une perte d'énergie le long du trajet de la particule. Les processus tels que l'ionisation ou les diffusions multiples des électrons sont considérés de façon continue car, en effet, ils ne modifient pas de façon importante ni l'énergie ni l'angle de déviation des particules lors de chaque interaction. Ces processus interviennent entre chaque pas de temps (*alongstep*). Les autres processus (électromagnétiques), en majorité, sont considérés comme discrets. Cependant, certains processus comme le rayonnement bremsstrahlung (voir partie 2.1.3) peuvent produire en grand nombre des particules secondaires de faible énergie. Pour diminuer le coût numérique, on associe à ces processus une distance limite *range cut*. Les particules secondaires, ne pouvant pas se propager sur une distance supérieure à ce *range cut*, ne sont pas produites et l'effet de ces interactions est considéré comme une perte continue d'énergie. Si la particule secondaire peut se propager sur une distance supérieure à ce *range cut* alors la particule est produite et le processus est considéré de façon discrète. Concernant le rayonnement bremsstrahlung, cette distance doit être obligatoirement définie.

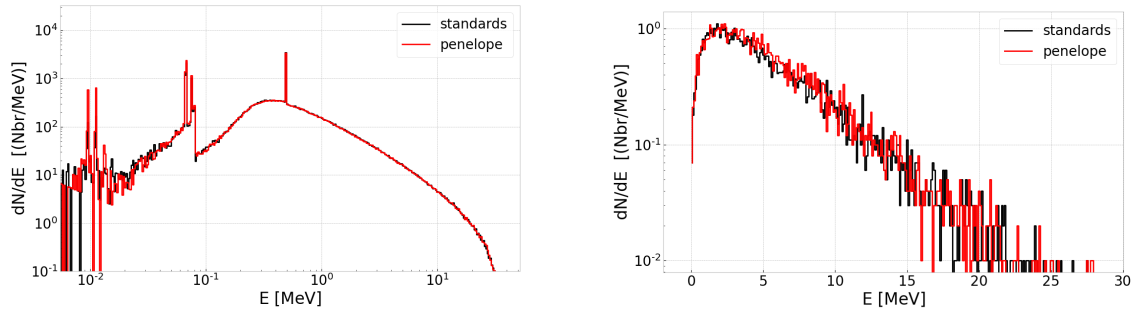
Dans le code Geant4, différents modèles physiques ont été développés se basant sur la théorie et les résultats d'expériences. Chaque personne utilisant Geant4 peut définir sa propre liste de physiques. Cependant, différentes listes de physiques sont déjà pré-construites dans Geant4. Geant4 possède des modèles de physique pour la désintégration des particules (exemple la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$), la physique hadronique, la physique électromagnétique (interaction des particules chargées), la physique des neutrinos (oscillations, interactions neutrino+électron/noyaux), une description optique des photons, des modèles d'interactions photons γ noyaux et des processus nucléaires.

Dans l'application que j'ai utilisée, deux listes de physiques peuvent être utilisées. Ce sont deux listes pré-construites de Geant4 pour traiter de l'interaction électromagnétique. Les listes se nomment *G4EmPenelopePhysics* (Penelope) et *G4EmStandardPhysics_option4* (Standard). Ces deux listes permettent de traiter des électrons, positrons, photons, protons, anti-protons, muons, kaons, pions et α particules. Pour les électrons, positrons et photons, les processus de diffusion Compton, Coulomb et Rayleigh, l'effet photoélectrique, l'émission bremsstrahlung, l'ionisation, la conversion gamma et l'annihilation positron/électron sont modélisés.

La liste Penelope suit l'implémentation des modèles du code Monte-Carlo PENELOPE (PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons) [244]. Les modèles de physique dans Penelope, pour les électrons, positrons et photons, permettent de simuler des énergies dans une large gamme de 100 eV au GeV. Dans Penelope, une attention a été portée à la description des interactions de basses énergies (effets atomiques, fluorescence etc ...).

Pour des énergies supérieures à 1 GeV, les modèles dans Penelope sont les mêmes que les modèles de la liste Standard. Les détails concernant les modèles physiques développés dans Penelope sont décrits dans la documentation de la physique de Geant4 [245] et dans l'article sur PENELOPE [244].

La liste Standard [245] permet de modéliser des interactions jusqu'à des énergies de 100 TeV. La liste physique Standard est normalement la plus précise pour une large gamme d'énergie du keV jusqu'au TeV.



(a) (b)

FIGURE 4.1 – Spectre des photons (a) et des positrons (b) produits par des électrons de 35 MeV traversant une cible solide cylindrique d'or d'épaisseur 1 cm et de 1 mm de rayon. Les courbes noire et rouge correspondent respectivement à des simulations avec la liste Standard et la liste Penelope.

La figure 4.1 montre la comparaison pour les spectres des photons 4.1a et des positrons 4.1b entre la liste Standard (noire) et la liste Penelope (rouge) produits par des électrons monodirectionnels (initialement) de 35 MeV traversant une cible solide cylindrique d'or de 1 cm d'épaisseur de 1 mm de rayon. Les spectres des photons et des positrons sont très proches. Cependant, il est à noter que la différence est la plus importante pour les photons de basse énergie des raies atomiques. Pous nos études de création de photons et de paires dans un milieu solide, j'ai utilisé la liste Standard de Geant4. Dans la suite, je vais présenter rapidement comment fonctionnent les modules de rayonnement bremsstrahlung et de création de paires Bethe-Heitler de la liste Standard.

4.2.1 Description d'un module du rayonnement bremsstrahlung

Pour le processus bremsstrahlung, dans la liste Standard, le modèle de Seltzer-Berger [191] est utilisé [240]. Ce modèle se base pour la section efficace différentielle sur celle développée et tabulée dans [191][192] :

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{d\sigma_n}{dk} + Z\frac{d\sigma_e}{dk}, \tag{4.2.5}$$

avec $d\sigma_n/dk$ la contribution du noyau écranté et $Zd\sigma_e/dk$ la contribution des Z électrons atomiques (voir partie 2.1.3). Seltzer et Berger [192] ont estimé les incertitudes de leur tabulation de la section efficace différentielle. Pour des électrons d'énergie inférieure à 2 MeV, l'incertitude est de 10 %, entre 2 et 50 MeV de 5 à 10 % et au dessus de 50 MeV de 3 à 5 %.

La section efficace totale est calculée en intégrant la section différentielle entre deux bornes $[E_{cut}, E_{max}]$ qui sont respectivement l'énergie de coupure et l'énergie maximale de

génération du photon. Á partir de la section efficace différentielle, la partie de l'énergie ϵ, de l'électron transmise au photon, est estimée par une méthode Monte-Carlo de rejet (ou des tables d'estimation peuvent aussi être utilisées). Une fois que l'énergie du photon a été tirée, le code détermine l'angle polaire θ du photon. Pour cela, une approximation de la section efficace différentielle angulaire de Tsai [246] est utilisée [240] :

$$f(u) = C(u\,e^{-au} + du\,e^{-3au}), \tag{4.2.6}$$

avec $u = E\theta/(mc^2)$, E et m sont l'énergie de l'électron et sa masse. Les coefficients a, b, c sont des constantes de valeurs $a = 0.625$, $d = 27$ et $c = 0.25a^2$. Le tirage de l'angle est réalisé en trois étapes :

1. Geant4 tire une variable aléatoire ϵ_1 telle que si $\epsilon_1 \geq 0.25$ alors $b = 3a$ sinon $b = a$ (cela revient à choisir entre les deux termes de la somme de la fonction $f(u)$)
2. Puis tire deux nouvelles variables aléatoires ϵ_2 et ϵ_3 pour estimer $u\,e^{-bu}$:

$$u = -\frac{\ln(\epsilon_2\epsilon_3)}{b}$$

3. u est accepté si $u < E\pi/m$

L'angle azimutal ϕ est tiré de façon isotrope.

4.2.2 Description du module de création de paires Bethe-Heitler

Le processus de création de paire peut être décrit par différents modèles dans Geant4. Le modèle de G4BetheHeitlerModel est applicable pour des énergies inférieures à 100 GeV. Dans ce modèle la paire électron/positron est générée en estimant d'abord l'énergie d'une des particules de la paire puis sa direction.

La section efficace différentielle Bethe-Heitler, voir partie 2.2.3, prenant en compte l'effet d'écrantage, des électrons atomiques et dans l'approximation de Born peut se mettre sous la forme [247],[248],[240] :

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{2\alpha r_e^2}{9} Z[Z + \zeta(Z)] \left(\frac{1}{2} - \epsilon_{min}\right) [N_1 f_1(\epsilon) g_1(\epsilon) + N_2 f_2(\epsilon) g_2(\epsilon)], \tag{4.2.7}$$

avec r_e le rayon classique de l'électron, α la constante de structure fine, Z le numéro atomique, $\epsilon = E/E_\gamma$ la proportion de l'énergie transférée à l'une des deux particules (e^+/e^-), $\zeta(Z)$ la contribution du nuage électronique. Les paramètres $N_{1/2}$, ϵ_{min} et les fonctions $f_{1/2}$ et $g_{1/2}$, dépendant des fonctions d'écrantage et de la correction de Coulomb appliquée à la formule de Bethe-Heitler (voir partie 2.2.3), peuvent être trouvés sur la documentation Geant4 [240].

Pour estimer ϵ, Geant4 utilise la méthode de composition mixte pour des énergies de photons incidents supérieures à 2 MeV, sinon ϵ est tiré uniformément entre $[m_e c^2/E_\gamma, 1/2]$. L'angle est tiré de la même façon que dans le cas de l'émission bremsstrahlung. Le tirage de ϵ se déroule en trois étapes nécessitant trois nombres aléatoires (ϵ_1, ϵ_2, ϵ_3) uniformes :

1. Générer le nombre aléatoire ϵ_1, si $\epsilon_1 < N_1/(N_1+N_2)$ définir $f(\epsilon), g(\epsilon) = f_1(\epsilon), g_1(\epsilon)$ sinon $f(\epsilon) = f_2(\epsilon)$ et $g(\epsilon) = g_2(\epsilon)$
2. Générer un deuxième nombre aléatoire ϵ_2 et générer ϵ tel que :

$$\epsilon_2 = \int_{\epsilon_{min}}^{\epsilon} f(\epsilon')d\epsilon'.$$

3. ϵ est accepté si $\epsilon_3 \leq g(\epsilon)$.

Une fois que l'énergie transmise est définie, le code choisit une charge de façon aléatoire et assigne cette énergie à la partie de la charge choisie. L'énergie de l'autre particule de la paire est calculée. Pour générer l'angle polaire $\theta^{\pm}$, la même démarche que pour le processus bremsstrahlung est appliquée en partant de la section différentielle de Tsai. L'angle azimutal $\phi^{\pm}$ est quant à lui tiré de façon isotrope.

Dans la liste physique Standard, le modèle G4BetheHeitlerModel utilisé pour générer les paires a été remplacé par le modèle G4BetheHeitler5DModel [240] depuis la version 10.5. Ce modèle a l'avantage de prendre en compte la polarisation du photon et une distribution correcte de l'impulsion de recul de l'atome. Ce modèle permet de considérer le processus de production de "triplet" de leptons (électron/positron) $\gamma + e^- \rightarrow e^+ + 2e^-$. Quand le photon interagit avec le noyau, il peut produire une paire dans le champ électrique du noyau ou bien dans le champ électrique des électrons atomiques. Quand l'interaction se fait avec le noyau, l'énergie absorbée par le noyau est négligée (masse du noyau élevée comparée à la paire électron/positron). Cependant si l'interaction se fait dans le champ électrique des électrons atomiques, l'absorption de l'énergie par la cible (électron) n'est plus négligeable et l'électron peut être ionisé, processus qui va être appelé triplet : une paire plus un électron libre [249]. Cela se produit lorsque le moment de recul de l'électron devient important (impulsion $\geq m_e c$), et cet électron peut être considéré comme libre [214].

Le modèle Bethe-Heitler, dans la liste physique que nous avons utilisée, n'est pas le modèle G4BetheHeitler5DModel mais G4BetheHeitlerModel. Cela implique que le processus prend en compte l'effet des électrons atomiques (écrantage) mais ne prend pas en compte de façon correcte l'impulsion de recul de la cible (noyau ou électron) et ne permet donc pas de générer trois leptons.

4.3 Description du code gp3m2

J'ai utilisé le programme gp3m2 (Geant4 simulation of Particle Phase-space Propagation in Multi-Layer Material) qui est une application Geant4 développée par Léo Esnault durant sa thèse [242]. La documentation de son application peut se trouver sur le dépôt github [250]. Cette application a été développée dans le but de produire une source de photons γ pour optimiser le processus de production de paires Breit-Wheeler décrit dans la partie 2.2.1. La partie qui suit est en partie inspirée du travail de thèse de Léo Esnault [242].

Ce programme simule la traversée d'électrons, photons, positrons dans un matériau cylindrique solide d'épaisseur D dans le vide. Différentes tranches de matériaux peuvent être empilées à la suite pour, par exemple, simuler un matériau multicouche. Les particules primaires (incidentes) sont définies (position, énergie, direction) à partir d'un espace des phases (données d'entrée). L'espace des phases contient aussi l'information sur le poids statistique w de chaque macro-particule. Dans notre cas, nous avons étudié la propagation d'électrons dans 2 mm de tungstène. Les électrons primaires sont définis à partir de l'espace des phases d'une simulation PIC. Pour générer les électrons dans la simulation Monte-Carlo, un tirage aléatoire est réalisé dans l'espace des phases initial. Les caractéristiques de la particule générée seront celles de la particule tirée aléatoirement. Un traitement supplémentaire doit cependant être appliqué pour le poids statistique. Le poids statistique doit représenter un "nombre réel" de particules. Il faut que l'espace des phases et le total des électrons dans la simulation Monte-Carlo représente le même nombre

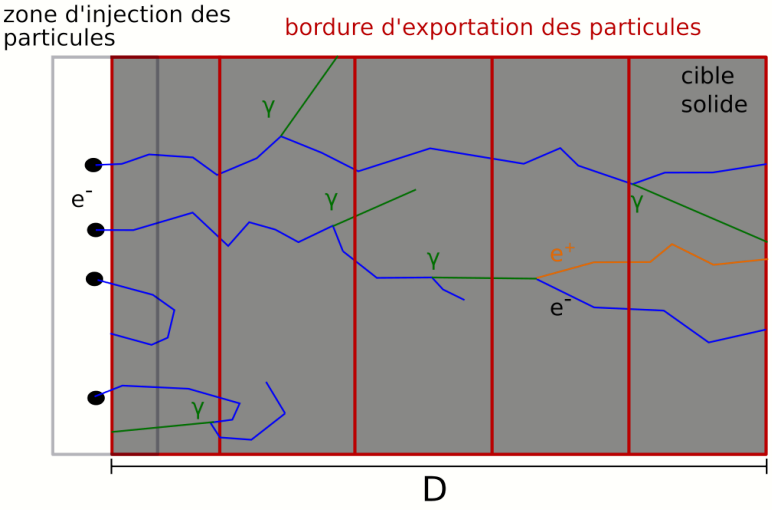


FIGURE 4.2 – Schéma du principe de fonctionnement de gp3m2 où les électrons sont injectés à leurs positions dans l'espace des phases. Les propriétés des particules sont récupérées sur les bords (rouge) de la cible solide et à chaque interface (rouge).

d'électrons. Cependant, en raison du tirage aléatoire et compte tenu du fait que l'on ne prenne pas le même nombre d'électrons à simuler que le nombre de macro-électrons dans le fichier initial, le poids statistique doit être renormalisé. Pour conserver le nombre total d'électrons, le poids statistique de chaque électron dans la simulation Monte-Carlo est divisé par le nombre total d'électrons choisi dans la simulation Monte-Carlo.

Une fois la simulation lancée, les électrons sont initialisés chacun leur tour à leur position (choisie de l'espace des phases initial). Le cylindre de tungstène est lui positionné au milieu du domaine de simulation faisant 1 m $\times$ 1 m $\times$ 1 m (mais pouvant être modifié dans l'application). Le milieu de la face d'entrée du cylindre possède pour coordonnées $[0, 0, 0]$.

Les particules vont traverser le solide. Les propriétés des particules seront récupérées en sortie de la cible solide. A chaque fois qu'une particule traverse une interface (interface d'un volume logique Geant4), ses propriétés sont écrites dans un espace des phases. Cela implique que seules les particules échappant à la cible solide sont sauvegardées. Pour traiter les données, un filtrage sur la position des particules est nécessaire pour éliminer les particules ne sortant pas par le bord considéré. Un schéma du principe de fonctionnement de gp3m2 est présenté sur la figure 4.2. La position de sauvegarde des particules est illustrée par les lignes rouges de la figure 4.2. Les propriétés des particules seront sauvegardées à chaque passage de ces bords. Pour ne pas comptabiliser plusieurs fois la même particule, il faut donc filtrer (position, impulsion, temps, etc ...) le fichier de sortie pour obtenir les populations d'importance (sortie de cible, impulsion positive, etc ...).

Nous avons étudié dans le chapitre 5 l'influence de l'épaisseur de la cible pour la création de photons et de positrons. Pour faire cette étude, je n'ai pas relancé différentes simulations avec différentes épaisseurs. Une seule simulation a été réalisée avec différentes tranches du même matériau mis bout à bout. Les propriétés des particules sont collectées à chaque passage de volume logique (entre chaque tranche de matériaux). Récupérer les informations des particules à différentes épaisseurs de la cible n'est strictement pas équivalent à récupérer les caractéristiques des particules de différentes simulations d'épaisseurs variées. En effet, dans notre cas, les particules après avoir traversé une tranche du ma-

tériau ne sont pas dans le vide, à l'inverse de N simulations d'épaisseurs différentes. En effet, dans le vide les particules vont en ligne droite sans interactions possibles.

Dans notre cas, les particules ne sont pas dans le vide et vont pouvoir interagir dans le matériau. Les particules pourront être rétro-diffusées dans la tranche précédente et être comptabilisées plusieurs fois ou produire des particules secondaires qui seraient comptabilisées en trop. Cependant, pour qu'un électron soit rétro-diffusé, il faut que les différentes diffusions que subit l'électron soient des diffusions à grand angle. Les diffusions à grand angle touchent en majorité les particules les moins énergétiques. Pour que les particules rétro-diffusées contribuent, il faut que les particules primaires+secondaires soient au total rétro-diffusées deux fois. Les processus qui nous intéressent sont directionnels. Le processus bremsstrahlung produit des photons proches du MeV et la production de paires Bethe-Heitler nécessite des photons d'énergie supérieure à $m_e c^2$. Nous négligerons donc les éventuelles contributions de particules rétro-diffusées dans les tranches précédentes.

L'application gp3m2 a été validée en comparant les résultats de simulations avec des expériences pour la génération de photons. De plus amples détails sur la validation et l'implémention sont disponibles dans la thèse de Léo Esnault [242].

Troisième partie

Résultats

Chapitre 5

Étude de la production de photons gamma et de paires électron/positron sur l'installation laser PETAL

Sommaire

5.1 Description de l'expérience 98
5.1.1 Présentation du laser PETAL 98
5.1.2 Description des détecteurs utilisés 100
5.2 Présentation de la chaîne de simulation 102
5.2.1 Présentation des Simulations hydrodynamiques du préplasma . 103
5.2.2 Simulations PIC de la distribution des électrons 105
5.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation 110
5.3.1 Comparaison des simulations numériques du spectre électronique avec les mesures données par SESAME 111
5.3.2 Comparaison du spectre des photons rayonnés par bremsstrahlung et par les raies de transitions atomiques entre les mesures et les simulations 115
5.4 Estimation du nombre de paires électron/positron produites 119
5.4.1 Production de paires par le processus Bethe-Heitler 119
5.4.2 Production de paires électron-positron Breit-Wheeler dans les conditions de l'expérience PETAL 123
5.5 Conclusion de l'étude de l'interaction du laser PETAL 129

Dans ce chapitre, nous discuterons d'une expérience réalisée avec une installation laser PétaWatt de haute énergie et de haute intensité, le laser PETAL (PETawatt Aquitaine Laser). Il existe peu de lasers dans le monde possédant des caractéristiques similaires à PETAL. L'expérience a permis de produire des photons de haute énergie par processus radiatif bremsstrahlung (voir partie 2.1.3). Dans un premier temps, je vais donner une description de l'expérience réalisée, puis une description de la modélisation numérique que nous avons développée. Ensuite, une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats issus de simulations est présentée. Pour finir, une estimation de la création des paires électron-positron par différents processus est décrite.

Je n'ai pas participé à la conception de l'expérience ni au dépouillement des mesures effectuées avec les détecteurs. Je me suis principalement occupé de la partie simulation numérique et de la comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux.

Ce chapitre s'inspire largement de l'article que j'ai publié [251].

5.1 Description de l'expérience

Pour tester les capacités de l'installation PETAL ("commissioning"), une série de campagnes expérimentales (QPETAL) du laser a été réalisée. Ce commissioning consistait en deux campagnes expérimentales qui ont eu lieu en 2017 et 2018. Au total 14 tirs ont été effectués sur différents types de cibles solides :

— cible fine de plastic ou de parylène.
— cible fine d'or
— cible multi-couches : zinc/argent/tungstène/or (Zn/Ag/W/Au)
— des cibles épaisses de tungstène.

Les différents tirs ont pour but de produire des particules énergétiques telles que des électrons, protons et photons. Nous allons nous intéresser en détail aux tirs qui ont été réalisés sur les cibles de tungstène (W) avec l'objectif de produire des photons X/gamma. Ces cibles étaient des cylindres de 2 mm d'épaisseur. La cible était située au centre de la chambre d'expérience. Le laser interagissait avec la cible selon un angle de 13.5° par rapport à la normale de la cible. La Fig. 5.1 présente la chambre d'expérience avec la position des différents détecteurs qui seront détaillés par la suite dans la partie 5.1.2. Au total, deux tirs sur des cibles de tungstène ont été réalisés.

5.1.1 Présentation du laser PETAL

Le laser PETAL est un laser PétaWatt de haute énergie construit dans l'infrastructure du Laser MégaJoule au CEA CESTA. Il est basé sur la technique dite Chirped Pulse Amplification [30] (CPA) et basé sur la méthode dite Optical Parametric Amplification [60], [252] (OPA) pour la partie pilote du laser. Le laser pilote de PETAL est construit pour délivrer 80 mJ pour une durée d'impulsion étirée de 4.5 ns. La phase amplificatrice est composée d'un amplificateur à quatre passages de 16 plaques amplificatrices et de plusieurs miroirs de transport [253]. Cette section amplificatrice peut théoriquement amplifier l'impulsion du pilote jusqu'à des énergies de 6 kJ. L'impulsion laser est ensuite comprimée. Pour la compression, le faisceau laser est divisé en quatre sous faisceaux qui seront chacun indépendamment comprimés et synchronisés par un miroir segmenté. L'impulsion est ensuite focalisée dans la chambre d'expérience par une parabole hors axe de distance focale de 7.8 m.

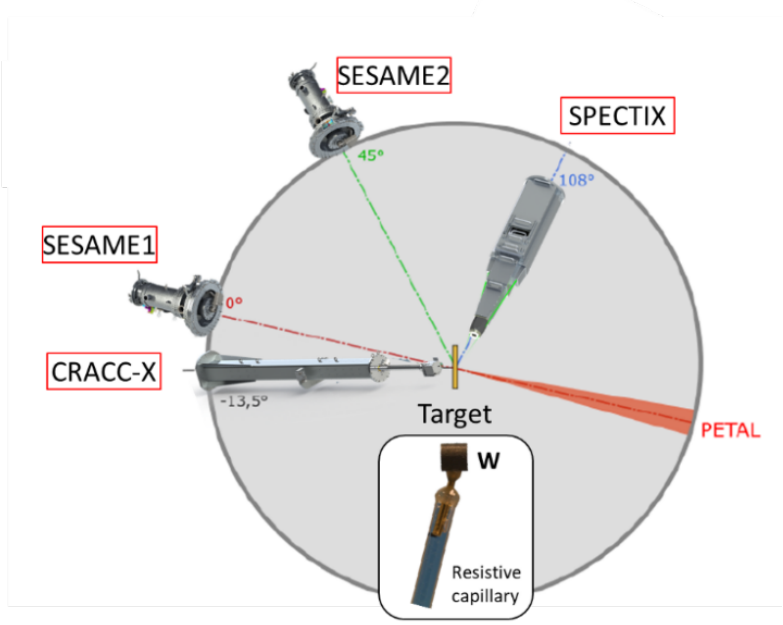


FIGURE 5.1 – Schéma de la chambre d'expérience avec la position de PETAL et des différents détecteurs. Cette figure provient de l'article [251].

La chaîne laser permet de délivrer des impulsions courtes de l'ordre de $\approx$ 500 fs jusqu'à des impulsions longues de l'ordre de $\approx$ 10 ps et allant jusqu'à des énergies de l'ordre du $\approx$ kJ. La longueur d'onde du laser est de 1053 nm. La FWHM de la tache focale sur cible mesurée est d'environ 30 à 50 μm [125], [254] et contient 10 à 20 % de l'énergie laser. Ce pic principal de la tache focale correspond à des intensités de l'ordre $10^{18}/10^{19}$ W.cm^{-2}. Le reste de l'énergie est distribuée dans des ailes autour du pic principal de largeur à mi hauteur (FWHM) de 400 à 600 μm qui proviennent de l'interaction entre les quatre sous faisceaux. À cause de l'émission spontanée amplifiée (ASE), une pré-impulsion est présente devant l'impulsion laser principale. Cette pré-impulsion peut être divisée en deux parties, un contraste long d'environ 10^{-7} d'une durée d'environ 5 ns avant l'impulsion principale et un contraste court de $10^{-5/-4}$ situé 250 ps avant l'impulsion principale. La fig. 5.2 présente un profil temporel de l'impulsion laser permettant d'évaluer le contraste en intensité de l'impulsion PETAL et mesuré lors d'un des tirs de la campagne QPETAL (pour ce tir, l'énergie laser était de 450 J pour une durée d'impulsion de 610 fs).

En 2015, un tir PETAL a été réalisé avec une énergie laser de 850 J pour une durée d'impulsion de 700 fs [253] qui correspond à une puissance de 1.15 PW. Pour des raisons d'endommagement des optiques sur les miroirs de transport, les tirs ont été limités à des énergies de l'ordre $\approx$ 400 J sur cible. Les caractéristiques laser pour les deux tirs sur le tungstène sont décrites dans le tableau 5.1

TABLE 5.1 Paramètres lasers pour les deux tirs sur les cibles de tungstène.

numéro du tir	I_{cible} (W.cm^{-2})	τ_{pulse} (fs)	E_{laser} (J)
SR174	7.5×10^{18}	660	426
SR182	5.5×10^{18}	885	406

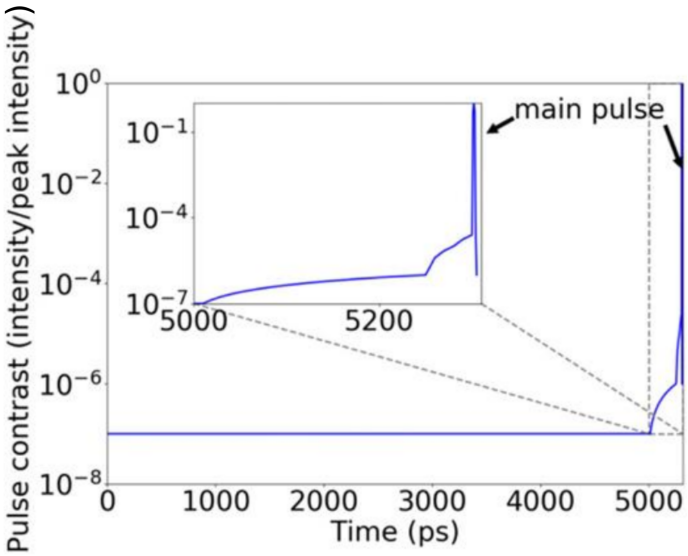


FIGURE 5.2 – Contraste du laser PETAL mesuré lors de la campagne QPETAL. La figure provient de la référence [125].

5.1.2 Description des détecteurs utilisés

La figure 5.1 présente la configuration utilisée lors de ces tirs avec le laser PETAL. Le laser interagissait avec un angle de 13.5° avec la normale à la cible. Pour mesurer les différentes particules produites lors de l'interaction, quatre détecteurs ont été placés dans la chambre d'expérience.

Pour mesurer les photons X/gamma, un détecteur de type canon bremsstrahlung [255], nommé CRACC-X, a été positionné à 30 cm de la cible de tungstène. Le détecteur est placé face à la normale à la cible. Le détecteur consiste en un empilement d'Images Plates (IP), de filtres d'épaisseur variable et de numéro atomique croissant. Ce diagnostic permet de détecter le signal bremsstrahlung émis par les électrons énergétiques traversant la cible solide. La liste des filtres et de leurs épaisseurs est indiquée dans le tableau 5.2. Les premiers filtres sont composés d'aluminium et les derniers sont composés de plomb. La limite de détection est estimée à 9 keV et ce diagnostic peut mesurer l'énergie des photons jusqu'à la dizaine de MeV. L'atténuation en énergie des filtres est calculée par des simulations Monte-Carlo Geant4.

Pour remonter du signal mesuré sur les IP à une distribution de photons, des simulations Geant4 du détecteur sont nécessaires, et une hypothèse sur la distribution des photons interagissant avec le détecteur doit être faite. Les premières analyses réalisées pour les mesures de CRACC-X ont utilisé 3 types de distributions différentes, une distribution Planckienne $f(x) \propto \frac{x}{\exp x - 1}$, une distribution Maxwellienne $f(E) \propto \sqrt{E} T^{-\frac{3}{2}} \exp \frac{-E}{T}$ et une distribution exponentielle $f(E) \propto \exp -E/T$. De ces trois hypothèses sur la forme des distributions initiales celle qui approchait le mieux les mesures expérimentales était la distribution Planckienne.

Le détecteur est blindé en face arrière et sur les cotés par du plomb pour bloquer les photons X en sortie du détecteur. Un blindage de 25 mm de PEHD (PolyÉthylène Haute Densité) est placé en face avant des filtres et des IP. Ce blindage permet d'atténuer une petite partie du spectre des photons mais surtout d'empêcher les particules non photoniques d'interagir avec le spectromètre. Des calculs effectués avec les logiciels du NIST ESTAR et PSTAR ont démontré, en faisant une hypothèse de perte continue d'énergie,

Table 5.2 Composition des filtres composant le diagnostic CRACC-X. Une IP est placée derrière chacun des filtres.

Numéro du filtre	Matériau	Densité (g.cm^{-3})	épaisseur (mm)
1	Al	2.70	0.09
2	Ti	4.54	0.125
3	Fe	7.87	0.125
4	Cu	8.96	0.1
5	Mo	10.22	0.1
6	Ag	10.50	0.15
7	Sn	7.31	0.5
8	Ta	16.65	0.5
9	Au	19.30	1.5
10	Pb	11.35	1
11	Pb	11.35	2
12	Pb	11.35	3
13	Pb	11.35	4
14	Pb	11.35	6
15	Pb	11.35	6

que des électrons de plus de 5.5 MeV peuvent traverser les 2.5 mm d'épaisseur de PEHD et interagir avec les détecteurs. Concernant les ions, il faut des ions de plus de 55 MeV. Ces électrons vont pouvoir interagir avec les différentes IP en déposant une partie de leur énergie. Ils peuvent aussi interagir avec les filtres qui sont des matériaux de numéro atomique élevé et peuvent entrer en collision avec les noyaux créant des photons, électrons etc... Cette population d'électrons va venir perturber la détection et doivent donc être pris en considération pour remonter au spectre des photons. La distribution seule des photons incidents ne suffirait pas pour remonter au spectre des photons mesurés.

Pour mesurer les photons X durs, un spectromètre nommé SPECTIX [256] basé sur la géométrie de Cauchois [257], [258], [259] a été développé. Il a été placé à un angle de 72° du laser PETAL et mesure les photons émis en face avant. Ce détecteur fonctionne grâce à la diffraction du rayonnent X à travers des cristaux de Bragg. Les deux cristaux sont mis en parallèle et permettent d'atteindre des domaines d'énergie différents. SPECTIX permet de détecter des photons dans une gamme d'énergie allant de 7 à 150 keV. La figure 5.3 présente un schéma du détecteur. Un des deux cristaux est un cristal de Quartz (10-10) (indice de Miller) avec un rayon de courbure de 125 mm. Il détecte un rayonnement X dans une bande spectrale allant 6.3 à 31 keV. Le deuxième cristal est un cristal de LiF (200) (indice de Miller) de rayon de courbure de 250 mm. Il mesure un rayonnement X de plus haute énergie, dans la bande spectrale : 23.5-150 keV. Les photons X diffractés vont ensuite passer à travers une cassette de filtres fonctionnant par absorption K-edge (K-absorption edge) et à travers une fente dans du tungstène (filtrant les photons X non diffractés). La mesure du rayonnement X est effectuée grâce à des IPs positionnées à différentes distances de la fente.

Concernant la mesure des particules chargées, deux spectromètres sont placés dans la chambre d'expérience à deux angles différents. Un dans l'axe de PETAL : SESAME 1 et l'autre à 45° : SESAME 2. SESAME est un spectromètre mesurant des spectres d'électrons dans une plage d'énergie allant de 3 à 150 MeV et de protons d'énergie de 0.7 à 14 MeV. Grâce à un champ magnétique de l'ordre de 0.5 T, les trajectoires des particules chargées sont déviées vers des IP. Un petit canon bremssthralhung peut être placé en face arrière

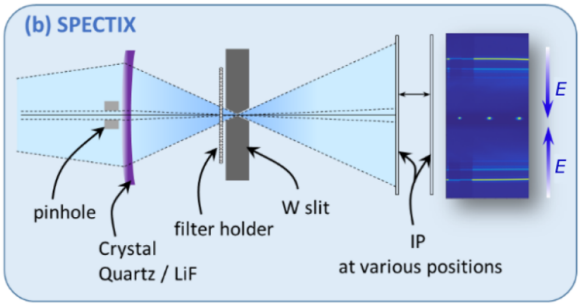


FIGURE 5.3 – Schéma de principe du détecteur SPECTIX. Cette figure provient de l'article [251].

du détecteur. Un schéma de principe du détecteur est représenté sur la figure 5.4.

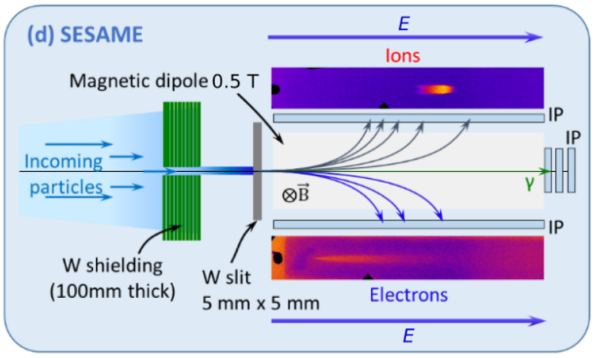


FIGURE 5.4 – Schéma de principe du détecteur SESAME. Cette figure provient de l'article [251].

5.2 Présentation de la chaîne de simulation

Le laser PETAL est un laser qui possède une pré-impulsion sur des durées de l'ordre de la centaine de ps, voir la fig. 5.2. Le contraste associé à cette pré-impulsion est de l'ordre de 10^{-7} à $10^{-5/-4}$, correspondant à des intensités $\approx 10^{11} \rightarrow 10^{13/14}$ W.cm^{-2}. Ces intensités sont suffisantes pour ioniser et générer un plasma devant la cible solide. Ce préplasma est sous dense et chaud. Dans ce plasma sous dense différents phénomènes physiques vont pouvoir se produire favorisant l'absorption et l'accélération d'électrons relativistes. Comme décrit dans la partie 1.3 des processus d'accélération par la force pondéromotrice (partie 1.3.1), de filamentation (partie 1.3.3) et de chauffage stochastique (partie 1.3.4) vont apparaître [260]. Ce préplasma peut favoriser l'absorption de l'énergie laser [261], [262], [263]. Les électrons énergétiques vont être accélérés par ces processus lors du passage de l'impulsion principale du laser et se propager vers la cible solide. En intéragissant avec la cible solide, ils vont générer des photons par rayonnement bremsstrahlung. Plus la cible est de numéro atomique élevé, plus l'effet du rayonnement bremsstrahlung est important car sa section efficace est proportionnelle à Z^2, voir partie 2.1.3. Pour modéliser ce type d'interaction, de grandes échelles temporelles et spatiales sont nécessaires allant du μm au cm et de la fs à la ns. Nous avons construit une chaîne de simulation, schématisée sur la figure 5.5. Cette chaîne de simulation est composée de simulations hydrodynamiques

réalisées avec le code TROLL [264], de simulations Particle In Cell (PIC) (chapitre 3) réalisées avec le code CALDER [265] et de simulations Monte Carlo (chapitre 4) se basant sur l'outil de simulation Geant4 [239].

La génération et l'expansion du préplasma sur la face avant de la cible est réalisée avec des simulations d'hydrodynamique radiative (TROLL). En sortie des simulations TROLL, nous récupérons la densité électronique du préplasma que nous injectons en entrée dans une simulation PIC. Cette simulation montre que des électrons peuvent être accélérés jusqu'à des énergies relativistes lors de leur interaction avec le pic principal de l'impulsion laser. En sortie de simulation PIC, la distribution des électrons représentée par l'espace des phases en 6D $(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{p})$ est injectée en entrée d'une simulation Monte Carlo basée sur Geant4 appelé Gp3m2. Dans cette simulation, il est possible de modéliser individuellement les interactions (collisions, radiation etc ...) de chaque électron. Le rayonnement des électrons va générer des photons γ énergétiques qui pourront aussi se décomposer en paires électron/positron par le processus Bethe Heitler. Les caractéristiques des faisceaux de photons, positrons et d'électrons produits lors de la simulation Gp3m2 sont collectées à la face arrière de la cible après les 2 mm de tungstène.

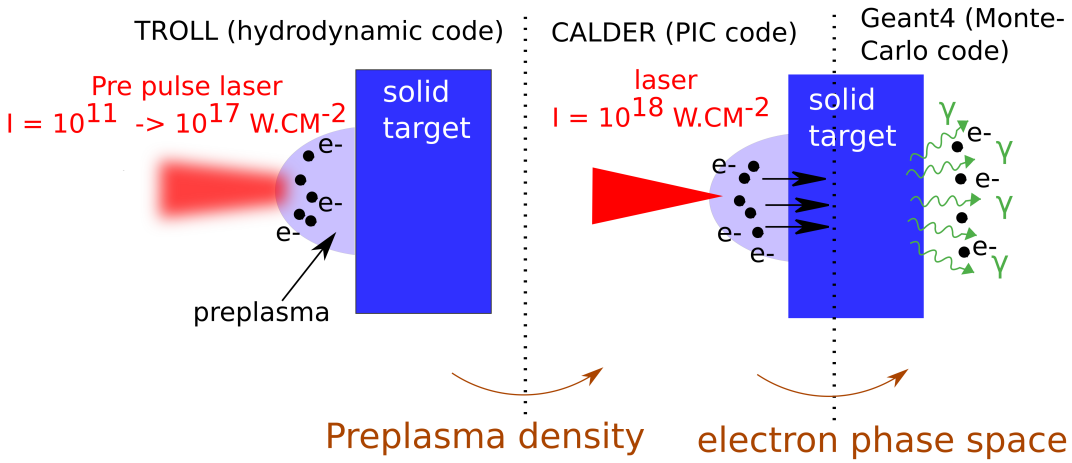
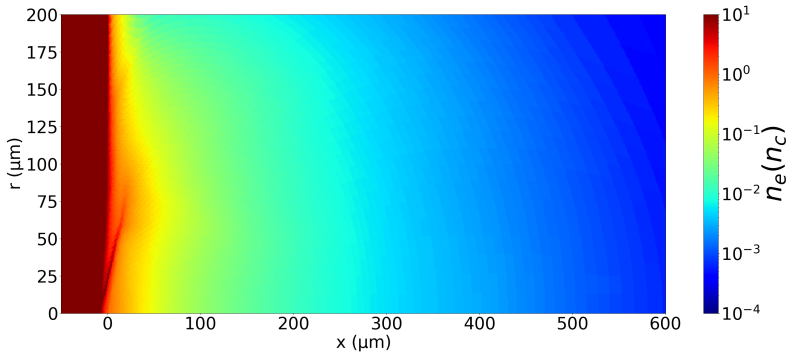


FIGURE 5.5 – Schéma de la chaîne de simulation. Cette figure provient de l'article [251]

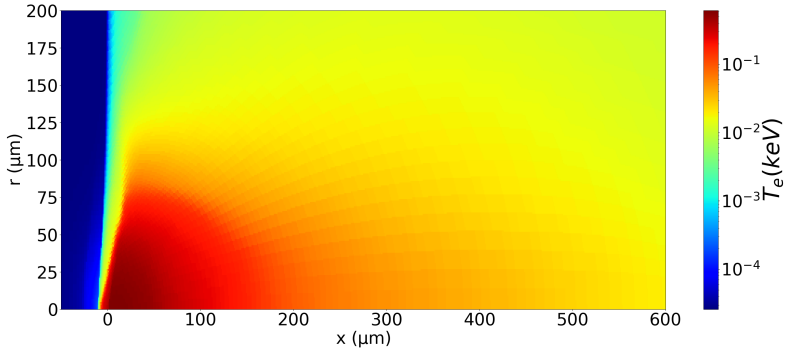
5.2.1 Présentation des Simulations hydrodynamiques du préplasma

Nous allons initialiser nos simulations Geant4 avec en entrée des données issues des simulations hydrodynamiques et PIC réalisées précédemment pour la même campagne mais pour les expériences sur des cibles fines [125]. Dans cet article, des simulations ont été réalisées pour les tirs PETAL sur des cibles fines lors des campagnes QPETAL décrites précédemment. Les cibles étaient composées de 1 μm d'aluminium (Al) et de 50 μm de plastique (CH). Le laser PETAL, lors de cette campagne, a déposé sur cible une énergie de 450 J pour une durée de 610 fs. Dans les simulations, on fait l'hypothèse que le faisceau laser interagit avec une incidence normale à la cible. Des simulations PIC effectuées pour du tungstène sont extrêmement coûteuses en temps de calcul et en espace mémoire à cause de la taille millimétrique de la cible et de sa densité ($n_e \sim 4000 n_c$) (densité solide) nécessitant un maillage fin. De ce fait, dans les simulations PIC sur les cibles fines de Al+CH, les modules physiques de collision, d'ionisation et de radiation n'avaient pas été activés. Les électrons, dans la simulation PIC, ne peuvent perdre de l'énergie et ne

peuvent être déviés que par l'effet des champs électromagnétiques générés dans le plasma. Cela implique que, dans la simulation, l'impact de la cible fine de CH sur les électrons accélérés en face avant dans le préplasma, lors de leurs propagations, va être faible et se limitera principalement à des effets de champ de rappel impactant les électrons de plus faible énergie. Les électrons de haute énergie pourront donc traverser cette cible sans subir d'effet significatif et donc la non utilisation de ces modules physiques permet de diminuer fortement l'effet du matériau de la cible (CH au lieu de W) ce qui justifie partiellement le choix de réutiliser ces simulations de cibles fines.



(a)



(b)

FIGURE 5.6 – (a) Densité électronique et (b) température électronique pour une cible CH+Al (t = 5.3 ns) issues d'une simulation TROLL axi-symétrique (r,x).

La figure 5.6 présente la densité (Fig. 5.6a) et la température (Fig. 5.6b) électronique issues d'une simulation axi-symétrique TROLL réalisée par Paul-Edouard Masson-Laborde dans le cas de la cible CH+Al. Sur ces figures, on peut voir l'état du plasma produit lors de l'interaction du laser avec la cible. La partie très dense et froide correspond à la cible solide. Devant cette cible, un plasma de détente est généré par l'interaction de la pré-impulsion du laser. La pré-impulsion laser est absorbée dans le plasma par bremsstrahlung inverse. Ce plasma chaud va se détendre dans le vide à cause de la pression thermique.

Pour utiliser les résultats provenant du code PIC qui utilise en entrée ces profils hydrodynamiques, nous devons nous assurer qu'il n'y a pas une différence très importante entre un préplasma de tungstène et un preplasma d'aluminium. Pour cela, nous avons effectué de nouveaux calculs 2D axi-symétrique TROLL avec une cible de tungstène, d'aluminium et de CH. La figure 5.7 présente une comparaison entre les profils de densité du tungstène (bleu) et d'aluminium/plastique (orange) calculés avec le code TROLL. Ces profils sont

des coupes faites à 1 μm de l'axe laser. Pour l'initialisation de la simulation PIC Calder, le profil hydrodynamique du préplasma est modélisé en réalisant un ajustement exponentiel sur une distance de 150 μm, correspondant à des densités de 10 n_c jusqu'à $\sim 0.01 n_c$. Cette zone est délimitée par les lignes rouges en pointillée sur la figure 5.7.

Il existe une séparation de 10 μm entre les couches solides de tungstène et d'aluminium /plastique. Cette séparation est liée à un choc induit par la pré-impulsion du laser. Initialement les deux fronts étaient à x = 0 μm, les différences de densité et d'opacité entre les deux matériaux induisent des différences de vitesse d'ionisation et de mise en mouvement de l'interface. La courbe verte de la figure 5.7 est une translation de la courbe orange (Al+CH) pour superposer et comparer les deux profils à partir de la densité critique. Nous avons choisi de les comparer à partir de n_c car la région qui correspond à des densités inférieures à n_c est la région où la majorité de l'interaction laser-plasma se déroule. L'absorption va principalement avoir lieu dans la zone sous critique ($n_e < n_c$). Dans cette zone, les deux pré-plasmas sont relativement similaires. Au voisinage de n_c, une onde électromagnétique va être réfléchie et une partie va pouvoir pénétrer dans le plasma sur l'épaisseur de peau, sauf dans le cas où le phénomène de transparence relativiste [114], [266] entre en jeu (γn_c). Le γ est lié au a_0 (potentiel vecteur normalisé) par $\gamma \approx \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ voir partie 1.3.1, dans le cas d'un faisceau de profil gaussien. Plus la valeur de a_0 est grande et plus la densité critique est élevée. Dans notre cas, $a_0 = 2.4$ ce qui implique un $\gamma \approx 2$. La transparence relativiste ne va pas jouer un grand rôle dans cette interaction. Nous faisons donc l'hypothèse qu'un préplasma d'aluminium et un préplasma de tungstène sont relativement similaires dans la zone considérée. Dans l'étude Ref. [267], les auteurs ont étudié expérimentalement la génération d'électrons chauds avec différents contrastes. Ils ont étudié en particulier différents matériaux et simulé le préplasma généré lors de l'interaction. Ils ont montré que pour une impulsion laser fixée, les profils de préplasma concernant le Cu, Al, Si et CH étaient similaires dans la zone sous-critique ce qui vient conforter notre hypothèse.

Nous avons réalisé d'autres profils du pré-plasma à différentes positions radiales. Pour le tungstène, les distributions longitudinales de densité sont très similaires entre 0 et 25 μm de distance radiale. Après une distance de 25 μm, la densité du pré-plasma de tungstène dans la zone d'intérêt va diminuer petit à petit plus on s'éloigne du centre du laser (situé à 0 μm). Pour le cas de l'aluminium, les résultats hors axe sont étranges car un front radiatif très fin se décolle progressivement de la cible. Cela pourrait être de l'aluminium qui se décolle du plastique encore bien solide. Si l'on s'intéresse à l'avant de ce front radiatif étrange, la densité, dans la zone d'intérêt, tend petit à petit vers celle du tungstène et est très proche pour une distance supérieure à 60 μm.

5.2.2 Simulations PIC de la distribution des électrons

Les simulations PIC (chapitre 3) ont été réalisées avec le code Calder [265] par Xavier Davoine. Ces simulations 2D [125] avaient pour but d'étudier les mécanismes d'accélération des électrons et des protons lors de l'interaction de PETAL avec une cible fine de 51 μm de Al+CH (1 μm de Al devant 50 μm de CH). Pour réaliser ces simulations, un profil sur l'axe de la densité des électrons du préplasma provenant des simulations hydrodynamiques précédentes a été utilisé pour initialiser le profil de densité en face avant de la cible sur une distance de 150 μm dans la simulation PIC. Cela implique que pour la simulation, devant la cible, le plasma est homogène transversalement et il a le profil orange de la figure 5.7 longitudinalement.

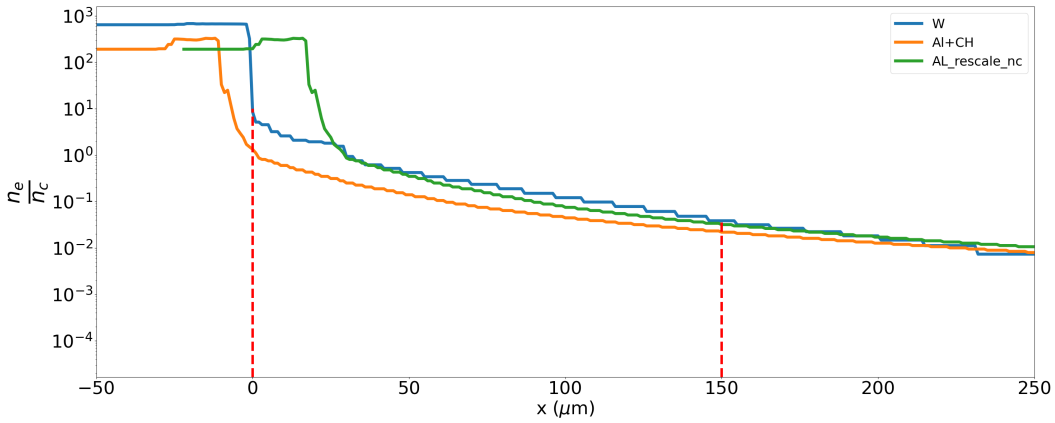


FIGURE 5.7 – Tranche à une distance de 1 μm de l'axe du profil de densité électronique du pré-plasma pour les cibles aluminium + plastique (orange), tungstène (bleu) simulées avec le code TROLL. La courbe verte correspond à une translation du profil d'aluminium pour superposer le tungstène et l'aluminium à 1 n_c. Les lignes pointillées rouges correspondent à la tranche du préplasma utilisée en entrée des simulations PIC, pour des densités de 10 n_c à 0.1 n_c.

Pour des raisons de coûts numériques dans la simulation PIC, l'épaisseur de CH ne fait pas 50 μm de CH mais 10 μm de CH. Il a été vérifié que diminuer la taille de la cible n'affectait pas de façon importante les résultats. La cible de CH a été initialisée avec une densité de 10 n_c au lieu d'une densité de $\sim$ 322 n_c. Cette densité permet de diminuer le coût numérique tout en gardant une description correcte de l'interaction. De plus, l'ionisation et les collisions n'ont pas été activées car l'intérêt de cette simulation portait sur les électrons et ions énergétiques pour lesquels ces processus sont négligeables. Dans le plastique, les électrons et les ions ne peuvent interagir que par des effets collectifs. Ces effets sont moins efficaces pour dévier et ralentir les électrons que les processus collisionnels dans un solide. Ne pas activer les collisions et l'ionisation diminue grandement l'effet de la zone solide de plastique sur la propagation des électrons.

En sortie du code PIC, nous avons récupéré l'espace des phases $(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{p})$ des macro-électrons. Cette étape prend en compte toutes les corrélations entre la position, l'angle, l'énergie etc ... des macroparticules. Cet espace des phases permet d'initialiser le code Monte Carlo Geant4. Pour pouvoir nous servir de ces simulations comme données d'entrée Geant4, nous devons diminuer l'impact sur la distribution d'électrons du Target Normal Sheath Acceleration (TNSA).

En effet, dans la simulation PIC, une distance de 150 μm a été laissée en face arrière permettant l'accélération des ions par TNSA. Si la cible était une cible épaisse de tungstène, les électrons ne seraient pas dans le vide mais dans du solide et aucune perte d'énergie par TNSA n'aurait pu arriver. Les espaces des phases des électrons ont été sauvegardés à trois instants 1.3, 1.5 et 2 ps après l'injection du laser. Pour limiter l'impact de la recirculation et du TNSA sur les électrons (dans le vide) nous avons choisi l'espace des phases à 1.5 ps comme temps d'export des électrons pour une injection dans Geant4. Pour un temps de 2 ps, une grande partie des électrons énergétiques s'étaient échappés de la boite de simulation alors qu'à un instant de 1.3 ps tous les électrons n'étaient pas encore accélérés. Pour traiter notre problème, le mieux aurait été d'avoir un écran qui comptabilise les électrons traversant la face arrière de la cible et de filtrer par Id (numéro

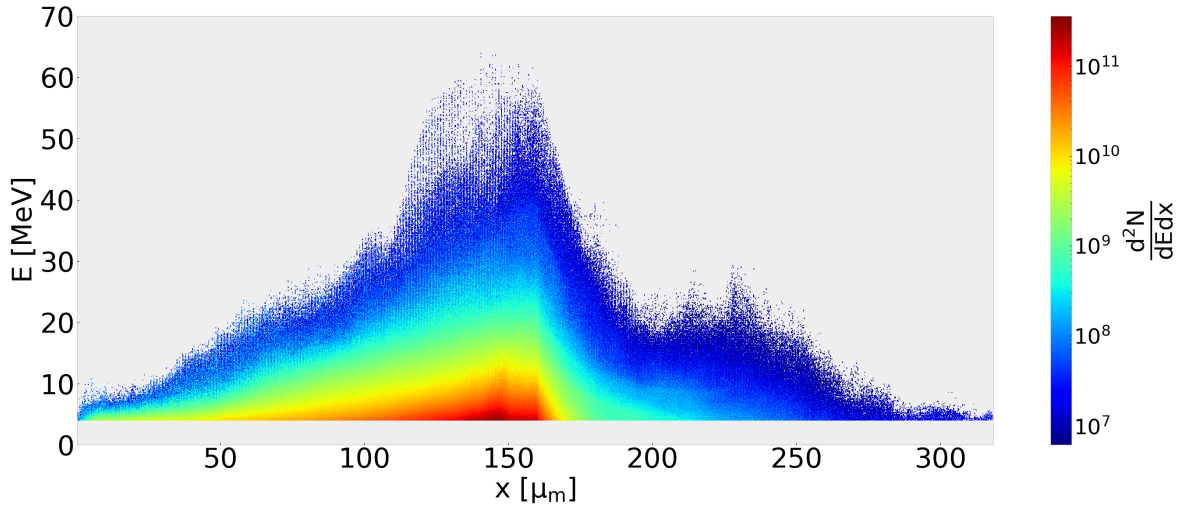


FIGURE 5.8 – Densité des électrons provenant de la simulation PIC en fonction de leur énergie et de leur position.

d'identification) et impulsion les électrons le traversant.

A partir de la simulation 2D PIC, on ne peut pas récupérer instantanément le vrai nombre de particules. En effet, les macro-particules sont associées à un poids (weight w) défini par l'équation (3.1.5) qui comptabilise le nombre de particules réelles que la macro-particule est censée représenter. Le poids w est en unité de NL^D avec N la densité, L une longueur et D le nombre de dimensions de la simulation. En une dimension, le poids est une densité surfacique (nombre par unité de surface) et doit être multiplié par une surface pour obtenir un nombre sans dimension. En 2D, le poids est une densité linéique (nombre par unité de longueur) et pour obtenir le vrai nombre de particules il faut alors multiplier par une longueur le poids w. Ce qui est généralement fait est de compléter la dimension manquante par une longueur correspondant à la largeur de la tache focale du faisceau laser. En effet, la physique de l'interaction est dictée par le laser et se déroule principalement dans sa tache focale.

La figure 5.8 présente la densité des électrons en fonction de leur position selon l'axe x et de leur énergie correspondant au temps 1.5 ps. À ce temps, dans la simulation PIC, la majorité des électrons accélérés sont encore dans la boîte de simulation et proche de la cible. Les électrons n'ont pas encore eu le temps d'être ralentis efficacement par le champ auto-induit. Pour des raisons de coût mémoire, les électrons d'énergie inférieure à 4 MeV n'ont pas été sauvegardés car le diagnostic SESAME ne permettait pas de les détecter. Ces simulations ont permis d'obtenir [125] une distribution des électrons en bon accord avec les mesures sur SESAME 1 et 2 pour les tirs sur cibles fines de CH+Al.

Pour obtenir une distribution spectrale électronique complète, nous avons complété par un modèle la partie de basse énergie (< 4MeV) du spectre des électrons. Pour cela, nous avons fait l'hypothèse que la distribution en énergie des électrons pouvait être décomposée en deux distributions Maxwelliennes [268], [269] définies par deux populations électroniques aux températures différentes, l'une de haute température ($\sim$ MeV) et l'autre de plus basse température ($\sim$ keV). La distribution de basse température aura une distribution de la forme donnée par l'expression (5.2.1) avec T_e^c (k_BT) la température électronique en MeV et K une constante de normalisation en MeV$^{-1/2}$:

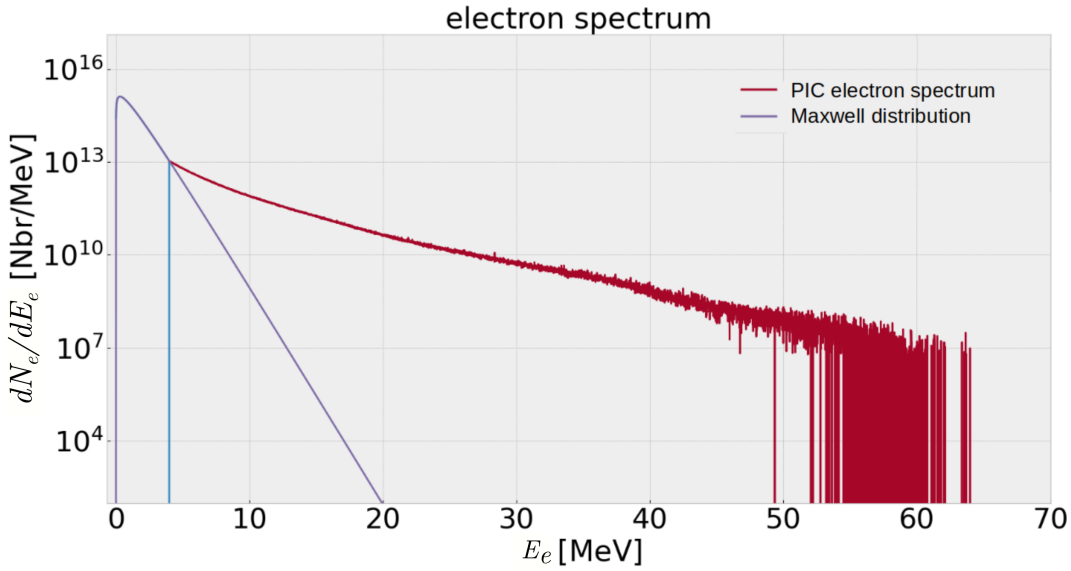


FIGURE 5.9 – Spectre des électrons qui vont être initialisés en entrée de la simulation Geant4. Les électrons provenant du code PIC sont en rouge. La distribution électronique issue d'un modèle rajouté pour des énergies inférieures à 4 MeV est en violet. Cette distribution correspond au cas à 253 J avec une température $T_e^c = 0.6$ MeV.

$$f_e(E) = K\frac{\sqrt{E}}{T_e^c}\exp\left(-\frac{E}{T_e^c}\right) \tag{5.2.1}$$

Le spectre électronique, qui sera initialisé dans la simulation GEANT4, est présenté sur la figure 5.9. Le spectre des électrons provenant de la simulation PIC est en rouge. Ce spectre s'étend de 4 à 60 MeV avec une distribution Maxwellienne de température T $\approx 4.01 \pm 0.01$ MeV. Au total, la distribution contient 2×10^{13} électrons. Pour définir les valeurs du couple (K,T), différentes valeurs de l'absorption laser par les électrons vont être considérées. L'interaction laser/matière peut en effet induire différentes valeurs d'absorption laser. Celle-ci varie en fonction des régimes atteints décrits dans la partie 1.3.2. L'intensité, la polarisation du champ électromagnétique, l'angle d'incidence et le contraste de l'impulsion laser sont des paramètres laser qui vont avoir un impact sur l'absorption. Un mauvais contraste, dans le cas d'une interaction avec une cible solide, va permettre la génération d'un préplasma devant la cible. Les gradients de densité et de température vont permettre de favoriser l'absorption du laser. L'intensité a de l'importance dans les régimes pouvant être atteints. Pour des intensités en régime relativiste ($a_0 > 1$), définies dans l'équation 1.3.4, les processus d'absorption non collisionnels, tels que le chauffage par $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ (décrit dans la partie 1.3.4) ou bien le mécanisme Brunel par exemple, sont majorants. De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer l'absorption laser en fonction de ces différents paramètres et certaines lois ont été trouvées comme la loi de Wilks [140] ($T_e^W \approx m_e c^2(\sqrt{1 + 0.73 I_{18}\lambda_\mu^2} - 1)$) qui prédit la température des électrons chauds dans le cas d'une impulsion courte (fs) et intense ($I > 10^{18}$W.cm^{-2}). L'interaction entre un laser de haute intensité et une cible solide peut conduire à de nombreuses valeurs d'énergies absorbées [270], [271], [81]. Dans le cas de l'expérience PETAL, une prédiction théorique sur l'énergie absorbée est compliquée. La loi de Wilks prédit pour le laser PETAL une température des électrons chauds de 0.73 MeV qui ne correspond pas à l'ajustement maxwellien effectué de l'ordre de 4 MeV. À ma connaissance, le régime

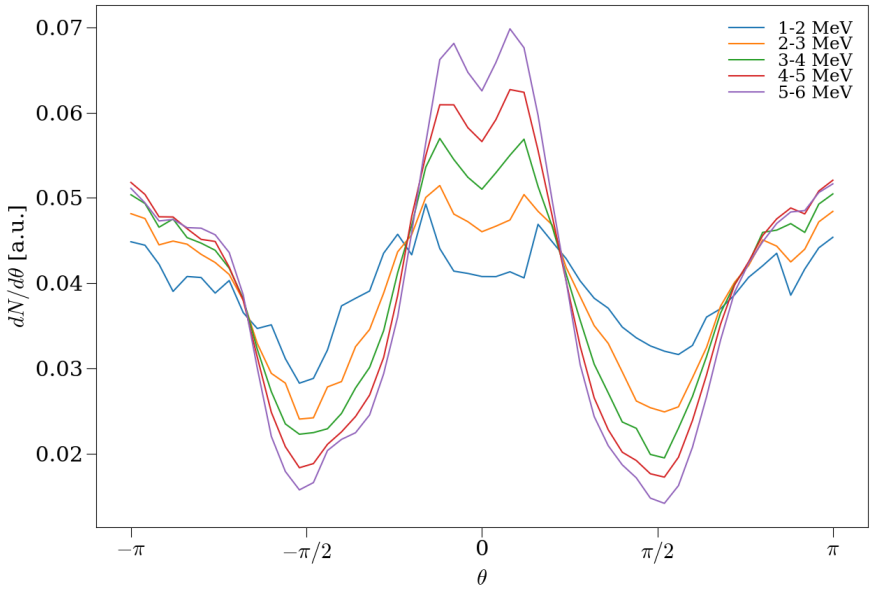


FIGURE 5.10 – Distribution angulaire des électrons obtenue par la simulation PIC.

d'interaction haute énergie et haute intensité, avec une durée moyenne d'impulsion n'est pas encore bien connu et aucune loi ne permet de prédire de façon efficace les températures électroniques obtenues. Dans l'article [272], des limites théoriques inférieures et supérieures sont dérivées pour les valeurs de l'absorption de laser de classe Petawatt. Pour une intensité de $\sim 10^{19}$W.cm^{-2}, les auteurs de l'article [272] limitent l'absorption entre $\sim 5\%$ et $\sim 80\%$.

Nous avons fait varier l'énergie absorbée dans la population électronique :

— 216 J, qui correspond à un coefficient d'absorption de l'énergie laser de $\eta = 50\ \%(T_e^c = 0.63$ MeV)
— 253 J, $\eta = 59\ \%$ ($T_e^c = 0.6$ MeV)
— 300 J, $\eta = 70\ \%$ ($T_e^c = 0.58$ MeV)
— 371 J, $\eta = 86\ \%$ ($T_e^c = 0.55$ MeV)

Pour définir, totalement l'espace des phases, nous devons faire des hypothèses supplémentaires, sur la position et les distribution angulaires des électrons de basse énergie. Nous faisons l'hypothèse que les électrons d'énergie (< 4 MeV) ont la même distribution angulaire (θ, ϕ) et spatiale ($\overrightarrow{r}$) que les électrons d'énergie entre 4 et 5 MeV.

Pour vérifier notre hypothèse, nous avons tracé la distribution angulaire fournie par la simulation PIC pour des énergies électroniques inférieures à 6 MeV. La distribution des électrons regroupés par tranche de 1 MeV entre 1 et 6 MeV est présentée sur la figure 5.10. Une normalisation a été effectuée permettant la comparaison entre les différentes tranches angulaires. La variation des distributions entre chaque tranche est assez faible. Notre hypothèse angulaire pour compléter l'espace des phases est raisonnable jusqu'à 2-3 MeV.

Nous avons ensuite initialisé la distribution des électrons de la simulation Geant4 avec l'espace des phases total des électrons (basse et haute énergie).

5.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation

Dans cette section, nous discuterons des comparaisons entre les données expérimentales et les données provenant de simulations numériques. Les simulations vont utiliser les profils et hypothèses définis dans la partie 5.2. L'espace des phases des électrons est injecté dans le code Monte-Carlo, décrit dans la partie 4.3, en entrée du code Geant4. La position des électrons dans la simulation Geant4 est la même que dans la simulation PIC. Le "programme" Geant4 traite chaque particule (évènement) indépendamment. Cela implique que la répulsion coulombienne des particules chargées ne peut pas être traitée par la simulation Geant4. Dans notre cas, nous allons injecter dans une cible solide un faisceau d'électrons. La densité du faisceau d'électrons dépend de l'intensité du laser. Si la densité est trop importante, les effets collectifs, notamment de charges, ne devront plus être négligés et une simulation simple Geant4 ne suffit plus. Dans l'article [273], un modèle est développé qui compare la modification de l'impulsion des électrons dans le solide devant le champ électrique généré par ces électrons. Si l'on considère une résistivité du matériau constante et une distribution des électrons pénétrant dans la cible de façon perpendiculaire, le courant d'électrons rapides à l'entrée de la cible peut être estimé par l'expression suivante :

$$j_f(r,t) = e f_{abs} \frac{I(r,t)}{k_B T_f(r,t)}, \tag{5.3.1}$$

avec f_{abs} le taux d'absorption de l'énergie laser, $k_B T_f$ l'énergie cinétique des électrons accélérés par le laser, e la charge électrique d'un électron et $I(r,t)$ l'intensité laser irradiant la cible. En considérant une absorption uniforme et une résistivité constante, on peut utiliser la loi d'Ohm suivante : $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j_r}$ pour estimer le champ électrique avec $\mathbf{j_r}$ le courant de retour et η la résistivité du matériau. En considérant une neutralisation parfaite du courant entrant par un courant de retour $j_r \approx j_f$, on peut estimer la valeur du champ électrique à l'entrée de la cible par l'expression suivante :

$$E_z(r,t) \approx \eta e f_{abs} \frac{I(r,t)}{k_B T_f(r,t)} \tag{5.3.2}$$

Le modèle simple de Davies [273] consiste à comparer la force de ce champ électrique avec le changement moyen par seconde de l'impulsion des électrons $\langle \Delta \mathbf{p} \rangle$. Ce terme peut être exprimé comme $\langle \Delta \mathbf{p} \rangle = \langle \Delta \mathbf{p} \rangle_e + \langle \Delta \mathbf{p} \rangle_i$ avec $\langle \Delta \mathbf{p} \rangle_e$ la variation de la quantité de mouvement liée au ralentissement collisionnel et $\langle \Delta \mathbf{p} \rangle_i$ la modification de la quantité de mouvement liée à la diffusion angulaire. Le ralentissement collisionnel peut être estimé par [274] (CGS) :

$$\langle \Delta \mathbf{p} \rangle_e \approx -\frac{2\pi Z n_i e^4}{m v^2} \ln \left(\frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_{ex}/mc^2)^2} \right) \frac{\mathbf{p}}{p}, \tag{5.3.3}$$

avec n_i la densité du solide, v la vitesse de la particule incidente et I_{ex} le potentiel moyen d'ionisation. La formule empirique de Sternheimer [275] peut être utilisée pour évaluer la valeur du potentiel moyen d'ionisation $I_{ex} = 9.76\ Z + 58.8\ Z^{-0.19}$eV ($Z > 13$). Dans le cas du tungstène, cette formule prédit un potentiel moyen de 748.2 eV, la valeur de référence du NIST est de 727 eV. La modification angulaire s'exprime comme [273] :

$$\langle \Delta \mathbf{p} \rangle_i \approx -\frac{p}{2} \langle \Delta \theta^2 \rangle \frac{\mathbf{p}}{p}, \tag{5.3.4}$$

où $\langle \Delta\theta^2 \rangle$ est la variation de l'angle de déflexion par unité de temps donnée par [274] (CGS) :

$$\langle \Delta\theta^2 \rangle \approx \frac{8\pi Z(Z+1)n_i e^4 m\gamma}{p^3} \ln\left(\frac{137\beta\gamma}{Z^{1/3}}\right). \tag{5.3.5}$$

Cette expression est basée sur la première approximation de Born de la diffusion. Cette approximation nécessite que : $(2Z)/(137\beta\gamma)(1/kr) \ll 1$. Cette condition est typiquement valide pour un faible numéro atomique. Pour des numéros atomiques élevés, cette condition reste valide si les particules possèdent une valeur de $\beta\gamma$ importante.

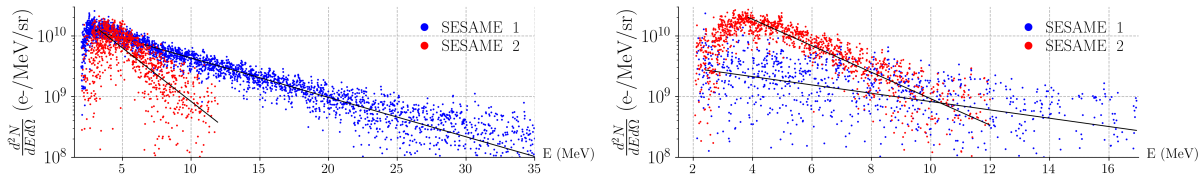
En égalisant le terme de force de Lorentz $F_e = -eE$ avec $\langle \Delta\mathbf{p} \rangle$, nous pouvons donner une intensité limite à partir de laquelle les effets collectifs dominent les collisions [274] (CGS) :

$$I \approx \frac{4\pi e^2 Z n_i}{\eta f_{abs}} \frac{\gamma^2}{\gamma+1} \left[\ln\left(\frac{(\gamma-1)\sqrt{\gamma+1}}{\sqrt{2}(I_{ex}/mc^2)}\right) + \frac{Z+1}{\gamma} \ln\left(\frac{137\beta\gamma}{Z^{1/3}}\right) \right]. \tag{5.3.6}$$

Dans le cas d'une absorption laser de 60 %, pour des électrons avec des énergies de l'ordre du MeV et dans le cas d'une cible solide de tungstène froide : $\eta = 52.8$ nΩ.m, l'intensité limite vaut 9.7×10^{19} W.cm^{-2}. L'intensité PETAL est inférieure à cette intensité limite. Nous pouvons donc négliger les effets collectifs sur les effets collisionnels.

5.3.1 Comparaison des simulations numériques du spectre électronique avec les mesures données par SESAME

Nous avons injecté l'espace des phases précédemment calculé en entrée de simulations 3D Geant4 comprenant une cible de tungstène de 2 mm d'épaisseur. Les propriétés des électrons, photons et positrons sont sauvegardées en sortie du matériau dans l'application gp3m2. Deux types d'électrons, peuvent arriver en face arrière de la cible. Des électrons primaires ayant réussi à traverser la totalité de la cible solide et des électrons secondaires produits dans la cible. Ces électrons secondaires peuvent avoir été créés dans la cible par ionisation, production de paires, ou diffusion Compton. Les électrons primaires ont été accélérés par le laser dans le préplasma, par différents mécanismes décrits dans la partie 1.3.4. En utilisant les outils ESTAR du NIST [198] pour calculer les pouvoirs d'arrêt (stopping power) des électrons dans un matériau, on obtient que des électrons ayant une énergie supérieure à 5.5 Mev ont assez d'énergie pour se propager dans le tungstène sur une distance moyenne de 2.06 mm. Cette estimation est réalisée avec une hypothèse de ralentissement continu (Continuous slowing down approximation CDSA).



(a) (b)

FIGURE 5.11 – Spectre en énergie des électrons mesurés avec le diagnostic SESAME à 0° (rouge) et 45° (bleu) pour deux paramètres laser (a) 426 J, 660 fs et (b) 406 J, 885 fs. Les courbes noires correspondent à un ajustement exponentiel des distributions.

Pour les expériences menées sur du tungstène, deux tirs ont été réalisés avec des paramètres laser légèrement différents (tableau 5.1). Les spectres expérimentaux, figure 5.11,

pour les deux tirs démontrent la présence d'électrons énergétiques en face arrière de la cible. Les électrons les plus énergétiques (> 20 MeV) sont mesurés dans l'axe du laser (angle de 0°). Le spectre mesuré pour SESAME 1 (figure 5.11b) semble anormal car il y a plus d'électrons mesurés à basse énergie (< 8 MeV) hors axe (SESAME 2) que sur l'axe laser (SESAME 1). L'accélération de la très grande partie des électrons est effectuée par le laser et pour des énergies relativistes dans l'axe laser. Il semble étonnant d'obtenir, après une traversée de 2 mm de tungstène, plus d'électrons hors axe que dans l'axe du laser. L'intensité du laser est comparable entre les deux tirs (l'intensité est légèrement inférieure entre le premier et le deuxième tir, c.f tableau 5.1) et ne permet pas d'expliquer cette différence. Il est probable que les taches focales étaient probablement très différentes entre les deux tirs et que la tache focale lors du deuxième tir soit plus "mauvaise". Pour la suite, du fait de cette mesure des spectres électroniques, nous ne nous baserons pas sur les résultats du deuxième tir pour comparer avec nos simulations. Les différentes distributions spectrales mesurées peuvent être approchées par des exponentielles de la forme $e^{-E/T}$. Les ajustements réalisés pour les différentes distributions donnent des températures de l'ordre de ≈ 6 MeV en incidence normale (0°) (6.69/6.3 MeV) et de ≈ 2 MeV à 45° (2.46/1.99 MeV).

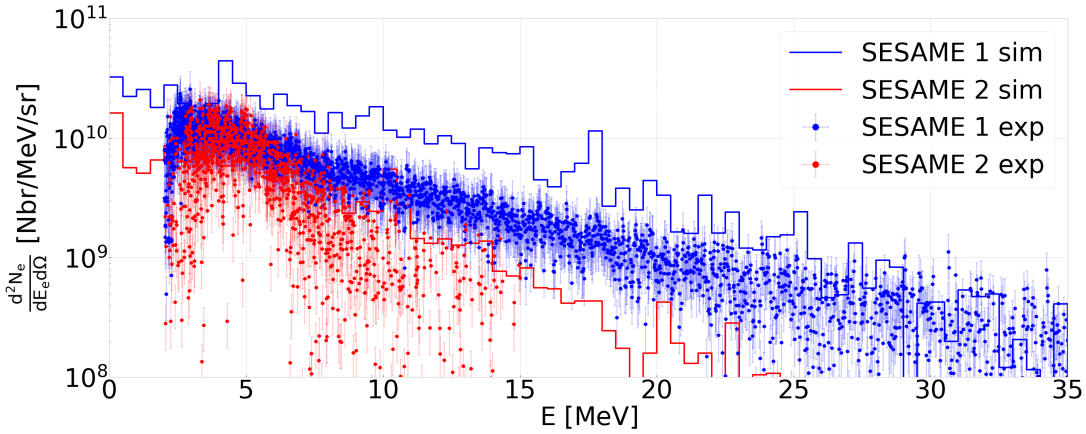


FIGURE 5.12 – Comparaison entre les distributions électroniques mesurées (points) et les données de simulation (histogramme) pour une énergie totale initiale des électrons de 253 J pour SESAME 1 (rouge) et SESAME 2 (bleue).

La figure 5.12 présente la comparaison entre les données expérimentales pour le tir à 426 J-660 fs et les données de simulation. Pour la simulation, nous récupérons l'espace des phases des particules qui ont franchi la face arrière de la cible et nous sélectionnons celles qui peuvent rentrer dans le détecteur. Comme attendu, les quatre distributions peuvent être approchées par une forme exponentielle, dont la température est extraite. La température électronique obtenue dans les simulations pour SESAME 1 est de 6.39 MeV ce qui est en relatif bon accord avec les mesures expérimentales de la température. Cependant, concernant SESAME 2, une température de 4.06 MeV est obtenue. De plus, comme le montre cette figure, nos simulations surestiment la contribution des électrons de haute énergie à 45°. Ce désaccord pourrait venir du fait que l'on ne prend pas en compte les champs auto-générés et la recirculation des électrons en face arrière de la cible, sachant que le détecteur est proche de la paroi de la chambre d'expérience à 5 m de distance.

Au total, en face arrière de la cible, les simulations estiment le nombre d'électrons à 6.34×10^{11}. Le spectre de ces électrons est présenté sur la figure 5.13. La partie à haute énergie de ce spectre peut être approchée par une distribution exponentielle de la forme

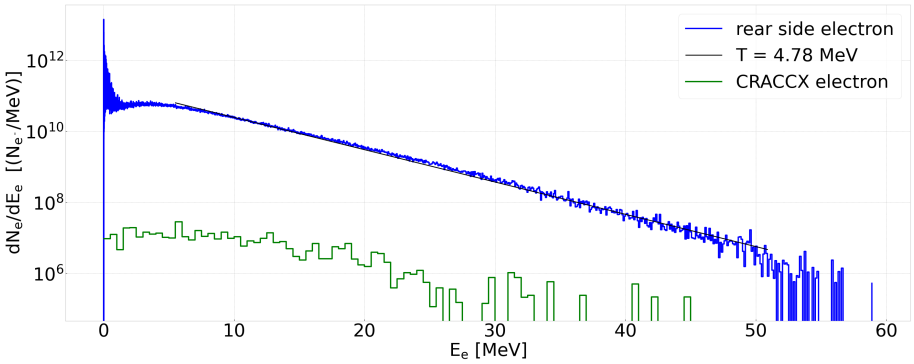


FIGURE 5.13 – Spectre en face arrière calculé avec le code Géant4 pour une énergie totale initiale des électrons de 253 J. L'histogramme en bleu correspond au nombre total d'électrons en face arrière et l'histogramme vert aux électrons pouvant interagir avec CRACCX. La courbe bleue correspond à un ajustement exponentiel des données.

$e^{-E/T}$. La température caractéristique obtenue dans ce cas est de 4.78 MeV. Comme le montrent les données, les électrons les plus énergétiques sont ceux produits dans la même direction que l'axe laser.

Pour détecter les photons, le détecteur CRACCX est placé proche de l'axe laser et de la cible solide 5.1. Ce détecteur, de par sa position, risque d'être irradié par une partie des électrons émis en face arrière de la cible. Nous avons donc calculé le spectre des électrons qui irradiaient le détecteur CRACC-X dans nos simulations. Ce spectre correspond à la courbe verte tracée sur la figure 5.13. Des électrons jusqu'à 20 MeV peuvent interagir avec CRACC-X. La courbe verte correspond à 2×10^8 électrons. Comme indiqué précédemment, pour franchir les 2.5 mm de PEHD disposé comme bouclier sur le diagnostic CRACC-X, les électrons ont besoin d'avoir en moyenne plus de 5.5 MeV d'énergie. Nos estimations numériques prévoient que 1.3×10^8 électrons avec une énergie de plus de 5.5 MeV sont susceptibles d'interagir avec CRACC-X. Cette estimation est bien sûr réalisée en ne tenant pas compte des champs auto-générés des électrons (recirculation et explosion coulombienne du faisceau d'électrons). Ces champs vont jouer sur l'énergie, le nombre et la dispersion des électrons se propageant hors de la cible.

Pour essayer d'estimer l'effet de la recirculation des électrons sur les électrons et les photons en face arrière de la cible, nous allons nous baser sur le modèle d'expansion dans le vide d'un plasma [276]. Ce modèle donne une forme simple au champ électrique en face arrière d'un plasma froid. Le champ de gaine en surface d'un plasma peut être exprimé par $E_g = \sqrt{2/\exp(1)}\sqrt{(n_h k_B T/\epsilon_0)}$ avec n_h la densité des électrons chauds et $k_B T$ l'énergie moyenne des électrons chauds. En appliquant une hypothèse électrostatique, l'énergie des électrons pouvant s'échapper de ce champ est supérieure à $\epsilon_{max} = eEL$ avec L la distance sur laquelle ce champ est appliqué. Nous ferons l'hypothèse que le champ électrique ne s'applique pas sur une distance supérieure à une longueur de Debye $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_h e^2}}$. L'énergie maximale que les électrons doivent avoir pour échapper à ce champ d'écrantage est donc de $\epsilon_{max} = \sqrt{\frac{2}{\exp(1)}} k_B T$. Comme indiqué sur la fig. 5.14, les électrons en face arrière de la cible possède une température de 4.78 MeV. Pour s'échapper les électrons devront avoir une énergie supérieure à 4.1 MeV. Cette estimation est très rudimentaire et se base sur des hypothèses d'un plasma froid. Ces hypothèses (notamment

de noyaux ionisés avec une forte disponibilité d'électrons libres) ne s'appliquent pas dans un solide. En effet, la cible de tungstène en face arrière pourra être ionisée faiblement par impact et par le rayonnement X. Ce qui implique que la densité disponible pour neutraliser ce champ est plus faible et différente de n_h notamment pour la longueur de Debye. Notre calcul rudimentaire maximise donc l'énergie d'échappement des électrons.

Pour traverser une épaisseur de 2 mm de tungstène, les électrons relativistes se déplaçant proches de la vitesse de la lumière, ont besoin d'un temps d'environ 6.7 ps. Le laser PETAL a une durée de 660 fs pour l'impulsion principale. Cela implique que des électrons qui auraient été accélérés par le laser, n'ont pas le temps de recirculer en face arrière de la cible et être réaccélérés par le laser. Pour traverser 2 mm de tungstène, une énergie de plus de 5 MeV est nécessaire en moyenne pour les électrons (CDSA range). Le radiation yield (pourcentage de l'énergie de l'électron transmise au rayonnement lors de son voyage à travers un solide sur une distance de CDSA range) des électrons de 5 MeV dans du tungstène est de 19 % ce qui correspond à une énergie de 0.95 MeV transmise au rayonnement. Cela implique que si l'on fait l'hypothèse que l'électron rayonne d'un coup cette énergie (ce qui est improbable) au maximum un photon avec une énergie de 0.95 MeV pourrait être produit. Ce photon peut de nouveau se décomposer dans la cible et produire un nouvel électron d'énergie maximale 0.95 MeV. Cet électron, même s'il est produit proche de la face avant de la cible, ne possède pas une énergie suffisante pour pouvoir traverser la cible. De plus, plus son énergie est faible et plus la proportion d'énergie rayonnée diminue. En dessous de 1 MeV, le pouvoir d'arrêt collisionnel est bien plus fort que le pouvoir d'arrêt radiatif. Le pouvoir d'arrêt du tungstène est présenté sur la figure 2.7b. La recirculation ne permet donc pas d'induire un phénomène de cascade important pour la génération d'électrons et de photons. L'énergie nécessaire pour que les électrons s'échappent que nous estimons est inférieure à l'énergie nécessaire pour se propager en moyenne sur toute la longueur du tungstène. Cela implique que l'effet de la recirculation sur les électrons est faible. Plus l'électron est énergétique et moins la recirculation a un effet sur l'énergie et la direction de l'électron.

Dans la Ref. [277], une étude a été réalisée sur l'influence de la recirculation des électrons sur l'émission K_α dans le cuivre. Des simulations hybrides (LEDA [278]) et des expériences sont notamment comparées. Le laser PHELIX a été utilisé pour ces expériences. L'intensité du laser est de l'ordre de 10^{19} W.cm^{-2}. Les cibles sont des doubles feuilles de Cu et CH. L'épaisseur de la cible de CH varie entre 0 et 300 μm et l'épaisseur du cuivre est constante et est égale à 20 μm. Les auteurs ont mesuré dans cette expérience l'émission des photons K_α issus du cuivre et le spectre des protons accélérés par TNSA. Leurs simulations effectuées pour les cibles de 300 μm de CH, avec ou sans recirculation, prédisent une énergie maximale de coupure des protons TNSA très proche des données expérimentales. Dans leur étude, le rayonnement des K_α n'est émis que dans les 20 μm de cuivre et pas dans le CH où les effets collisionnels/radiatifs sont bien moins importants. Dans notre cas, la cible émettrice est plus épaisse, plus dense et possède un numéro atomique plus important. Les effets de la recirculation des électrons seront moins importants. Nous allons donc négliger les effets de recirculation des électrons.

5.3.2 Comparaison du spectre des photons rayonnés par bremsstrahlung et par les raies de transitions atomiques entre les mesures et les simulations

Lors du passage des électrons dans la cible solide, les électrons vont pouvoir interagir avec les noyaux. De cette interaction élastique ou inélastique, différents processus vont pouvoir se produire. La production de photons va pouvoir se faire par différents processus. Nous nous sommes intéressés à deux processus d'émission : le rayonnement des transitions atomiques et le rayonnement continu bremsstrahlung décrit dans la partie 2.1.3. Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus avec les diagnostics SPECTIX et CRACC-X et les comparer à nos estimations numériques.

Le détecteur SPECTIX, est placé à un angle de 121.5° par rapport à la normale en face arrière de la cible (c.f. figure 5.1). Le détecteur SPECTIX mesurait l'émission de la face avant de la cible de tungstène. Ce détecteur a pu mesurer des raies K_α, K_β, L_α et L_β. Le tableau 5.3 récapitule les mesures obtenues avec le détecteur SPECTIX pour les différentes raies d'émission. Les raies L n'ont pas pu être mesurées lors du tir SR174 (426 J et 660 fs) (tableau 5.1) car le bruit provenant de l'émission bremsstrahlung était trop fort et couvrait le signal des lignes L_α et L_β. Le comparatif en face avant des lignes d'émission K_α et K_β peut être trouvé sur le tableau 5.4. Nous n'avons pas pu comparer les raies supérieures aux séries K car les mesures expérimentales n'ont pas pu les déterminer. Nos simulations numériques sont étonnamment en très bon accord avec les mesures expérimentales pour les raies d'émission K_α et K_β. En effet, nos simulations modélisent incorrectement l'émission en face avant, car l'émission du pré-plasma n'est pas pris en compte. Le fait que nos estimations soient aussi proches des mesures expérimentales tendrait à indiquer que l'émission des raies atomiques se fait principalement dans le tungstène solide et peu chauffé car, en effet, nos simulations ne prennent pas en compte le chauffage de la cible par les électrons chauds.

Le rayonnement des différentes transitions en face arrière de la cible provenant de nos simulations est récapitulé dans le tableau 5.5. Dans ce tableau, la raie d'annihilation qui apparaît à 511 keV ne correspond pas à une raie atomique mais au processus d'annihilation électron/positron $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$. Nous discuterons de la production des positrons dans la partie 5.4. Cette raie nous donne une indication du nombre de positrons ayant interagi avec des électrons atomiques. Dans cette simulation 9.36×10^9 paires (e^+,e^-) se sont annihilées (photons obtenus en face arrière, donc le nombre total d'annihilation doit être plus important dans toute la cible).

Table 5.3 Rayonnement atomique détecté avec le détecteur SPECTIX pour les tirs SR174 (426 J, 660 fs) et SR182 (406 J, 885 fs).

Shot	Atomic line	E (keV)	$dN/d\Omega$ (γ/sr)
SR174	K_β	67.2	8.34×10^{11}
SR174	K_{α_1}	59.3	1.06×10^{12}
SR174	K_{α_2}	57.9	4.42×10^{11}
SR182	L_α $\begin{cases} L_{\alpha_1} \\ L_{\alpha_2} \end{cases}$	8.33 8.40	2.16×10^{12}
SR182	L_β	9.7	1.65×10^{12}
SR182	K_β	67.2	4.09×10^{11}
SR182	K_{α_1}	59.3	8.37×10^{12}
SR182	K_{α_2}	57.9	6.09×10^{11}

Table 5.4 Comparaison de l'émission face avant des raies atomiques K obtenues par simulation (sim) et mesurées expérimentalement par SPECTIX (exp) pour le tir SR174 (426 J, 660 fs).

Type	Atomic Line	E (keV)	$dN/d\Omega$ (γ/sr)
Sim	K_{β_1}	67	6.82×10^{11}
Sim	K_{α_1}	59	1.48×10^{12}
Sim	K_{α_2}	58	7.67×10^{11}
Exp	K_{β}	67.2	8.34×10^{11}
Exp	K_{α_1}	59.3	1.06×10^{12}
Exp	K_{α_2}	57.9	4.42×10^{11}

Table 5.5 Rayonnement atomique simulé pour un solide froid de tungstène obtenu avec des simulations Géant4 dans le cas d'une énergie totale initiale des électrons de 253 J.

Atomic Line	E (keV)	dN/dE (γ/MeV)
annihilation	511	6.41×10^{13}
K_{β_2}	69	2.6×10^{13}
K_{β_1}	67	8.4×10^{13}
K_{α_1}	59	2.1×10^{14}
K_{α_2}	58	1.1×10^{14}
L_{γ_1}	11	1.25×10^{12}
L_{β_2}	9.9	8.3×10^{12}
L_{β_1}	9.6	1.18×10^{13}
L_{α}	8.3	1.1×10^{13}

Le spectre des photons simulé est présenté sur la figure 5.14. Ce spectre comptabilise les photons en face arrière. Il se décompose en deux parties, une partie à haute énergie, avec une queue de distribution Maxwellienne pour des énergies supérieures à ≈ 10 MeV et une partie à plus basse énergie visible dans l'encart de la figure. Ce spectre de basse énergie est composé des émissions de transition K_α, K_β, L_α, etc ... La ligne d'émission liée à l'annihilation des paires est clairement visible sur ce spectre. En face arrière de la cible, 1.01×10^{12} photons ont plus de 2.5 MeV. Nos simulations prévoient que le laser PETAL peut produire des photons de grande énergie jusqu'à 40/50 MeV.

Nous avons estimé une dose déposée lors de cette expérience par le laser PETAL à partir de nos spectres numériques. Cette dose déposée sera comparée avec des expériences menées sur une installation laser similaire. Pour évaluer la dose, nous nous sommes basés sur la méthode proposée dans la Réf. [279]. La dose déposée s'exprime par :

$$D = \int f_\gamma(E_\gamma) \frac{E_\gamma}{\Delta\Omega\ d^2} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}(E_\gamma)\right) dE_\gamma,$$

avec f_γ la distribution des photons, $\Delta\Omega$ l'angle solide, d la distance du matériau absorbant et μ_{en}/ρ le coefficient d'absorption massique des rayons-X (X-ray mass energy absorption coefficient) du matériau absorbant. Pour des photons d'énergie supérieure à 0.5 MeV, le coefficient d'absorption dans l'air peut être approché par [279] :

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E_\gamma}^{air} = 0.01 \left(1 + \frac{1.5}{\sqrt{E_\gamma}}\right). \tag{5.3.7}$$

Dans un article récent (voir la Ref. [280]), des expériences réalisées à l'installation NIF et en particulier avec le laser NIF-ARC (National Ignition Facility Advanced Radiographic Capability) sont présentées. Le laser NIF-ARC possède des caractéristiques similaires à l'installation PETAL avec, cependant, une durée plus longue mais une énergie plus importante que le laser PETAL. Ces expériences visaient à produire un faisceau brillant de photons à des énergies de l'ordre du MeV. Ces expériences consistaient dans l'utilisation de cibles planes avec une épaisseur de 0.5 et 2 mm d'or. En face avant de ces cibles des cônes : compound parabolic concentrator (CPC) peuvent être rajoutés. Ces CPC permettent d'améliorer le dépôt d'énergie du laser. Pour ces expériences, l'énergie du laser NIF-ARC était entre 1191 et 2602 J pour une durée de 10ps. Ils ont estimé une dose déposée en utilisant la même méthode que celle décrite plus haut. Nous allons comparer les résultats obtenus avec le laser PETAL et ceux obtenus avec le laser NIF-ARC.

Dans le cas de l'expérience PETAL, avec une distance de 1 m dans l'air ($E_\gamma > 0.5$ MeV), nous obtenons en face arrière de la cible ($\Delta\Omega = 2\pi$ sr), une dose totale de 0.26 rad. Proche de l'axe laser, avec un angle d'ouverture de 1°, nous obtenons une dose de 0.37 rad. Lors des expériences NIF-ARC (2602 J, 10 ps), pour une cible plane de 0.5 mm d'or, une dose déposée de 0.6 rad est obtenue. Leur CPC leur permet d'augmenter, pour la même cible, la dose déposée jusqu'à 14.3 rad. Et pour une cible de 2 mm d'or toujours avec un CPC et 1191 J laser, ils obtiennent 2.7 rad. Pour comparer les résultats obtenus avec les lasers NIF-ARC et PETAL sachant que le laser NIF-ARC a plus d'énergie que le laser PETAL, nous allons calculer un rendement de production de dose par rapport au laser en (rad/J). Pour le laser PETAL, les rendements sont respectivement de 6.1×10^{-4} ($\Delta\Omega = 2\pi$ sr) et 8.6×10^{-4} (angle d'ouverture de 1°) rad/J. Ils ont obtenu des rendements entre 2.3×10^{-4} et 6.6×10^{-3} rad/J. Nous obtenons des doses et des rendements proches de ceux obtenues avec le laser NIF-ARC dans le cas d'une cible plane de 0.5 mm. Dans leur étude, les CPC permettent d'augmenter de façon importante le nombre des photons d'énergie supérieure au MeV et leur énergie maximale. La dose déposée augmente de 0.6 rad à 14.3 rad pour une cible de 0.5 mm avec ou sans CPC.

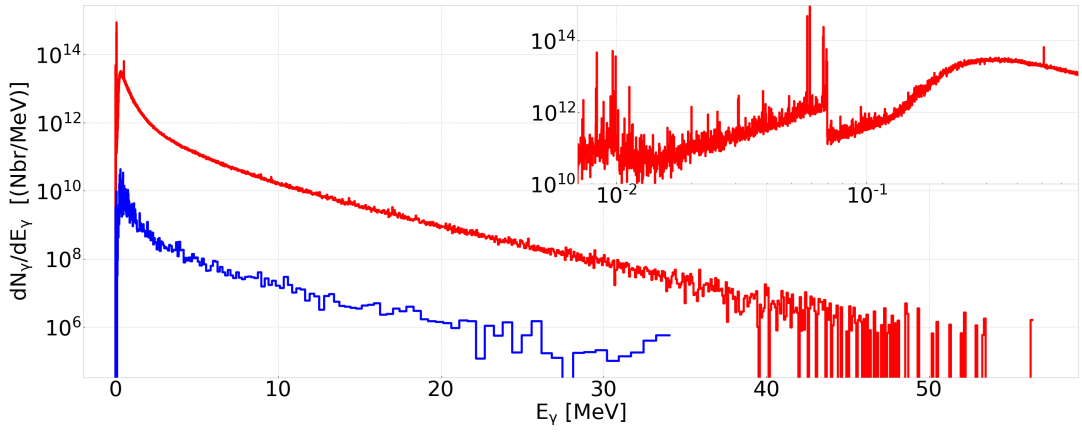


FIGURE 5.14 – Spectre des photons en face arrière (rouge) de la cible de tungstène et pouvant interagir avec le détecteur CRACC-X (bleu) produits par notre faisceau d'électrons de 253 J d'énergie totale initiale. L'encart en haut à droite correspond à un zoom sur la partie basse énergie du spectre.

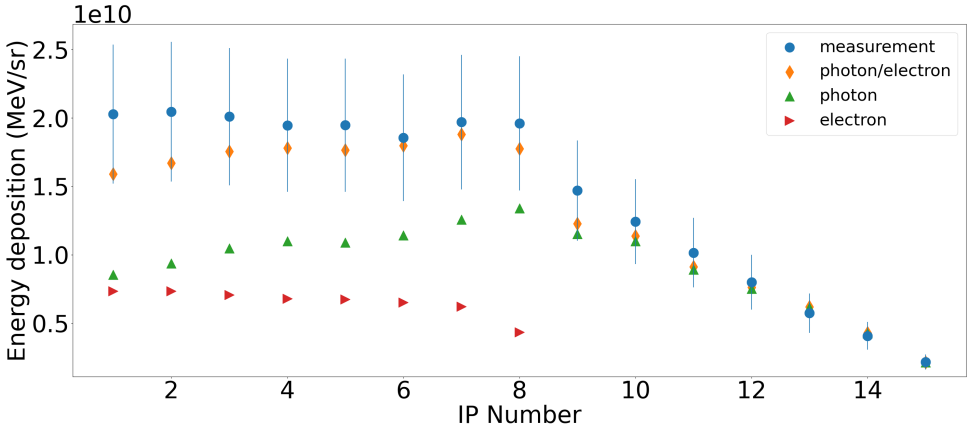
Nous ne pouvons pas comparer directement (sans hypothèse) le spectre des photons de haute énergie simulé avec les mesures expérimentales. Ce qui est obtenu sur les IP du détecteur CRACC-X est l'énergie totale déposée dans chaque IP par les particules.

Cependant, un photon va déposer son énergie dans plusieurs IP différentes et la réponse de chaque IP pour une même énergie de photon va se chevaucher. Une hypothèse sur la distribution spectrale des photons doit être faite pour remonter aux spectres des photons. Pour comparer nos données avec les mesures expérimentales, il aurait été possible de faire cette hypothèse sur la distribution des photons, d'ajuster la distribution aux points expérimentaux et de comparer la distribution ajustée ("expérimentale") avec nos distributions issues des simulations. Nous avons choisi, pour éviter une hypothèse supplémentaire, de simuler la réponse du détecteur avec en entrée notre distribution de photons. Pour cela, nous avons effectué une simulation Geant4 du détecteur CRACXX pour récupérer sur chaque IP l'énergie déposée par chaque particule.

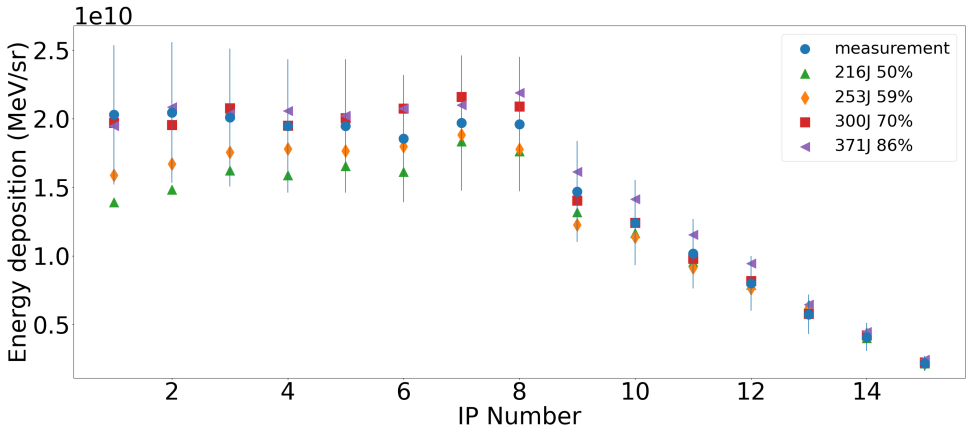
Comme indiqué précédemment, des électrons de plus de 5 MeV pourront traverser le blindage en PEHD et interagir avec les filtres et IP. Cela implique que le signal mesuré pour le spectre des photons est bruité par un signal électronique. En effet, ces électrons peuvent rayonner par bremsstrahlung dans les filtres, matériaux de haut numéro atomique (c.f. table 5.2), ou interagir directement avec les IP. Dans cette thèse [281], une calibration de ce type d'IP a été réalisée pour différentes particules et notamment les photons et électrons. Ils ont trouvé que la contribution des électrons et photons à la luminescence était la même pour les deux types de particules. Nous allons donc considérer que nous pouvons additionner de façon linéaire la contribution des deux types de particules : électrons et photons.

La contribution des deux types de particules peut être trouvée sur la figure 5.15a. Cette figure montre, pour une énergie totale initiale des électrons dans la simulation de 253 J, la différence entre l'énergie déposée dans chaque IP pour les électrons (rouge) et les photons (vert). Les points bleus correspondent aux mesures expérimentales. La contribution seule des photons est inférieure aux mesures expérimentales pour les premières IP. Pour les premières IP ($1 \rightarrow 8$), la contribution des électrons et des photons est proche. En effet, dans les premières IP, les électrons déposent 8×10^9 MeV/sr et les photons 9×10^9 MeV/sr. La contribution des électrons va chuter quand on arrive sur les filtres de très haut numéro atomique et épais. L'IP numéro 9 correspond à un filtre d'une épaisseur de 1.5 mm d'or (tableau 5.2). Des électrons arrivant dans ce filtre ont déjà traversé les autres filtres d'épaisseur inférieure à 0.5 mm et perdu progressivement leur énergie. Arrivés à l'IP numéro 9, une grande partie des électrons énergétiques n'auront plus assez d'énergie pour continuer à traverser les différents filtres. Nous ne pouvons pas négliger la contribution des électrons, dans les premières IP, si les filtres sont composés de matériaux fin. Les points oranges de la figure, correspondent à la contribution cumulée des électrons et photons. Ces points sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Nous avons aussi comparé la différence entre nos différents niveaux d'énergie absorbée (section 5.2.2) et les mesures expérimentales. Cette comparaison est présentée sur la figure 5.15b. Les cas les plus extrêmes sont aux limites des barres d'erreur des données expérimentales. Les deux autres cas sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

Nos simulations nous ont permis d'obtenir un bon accord, dans l'axe laser, pour les électrons et les photons (raie et émission bremsstrahlung). Nous avons aussi mis en évidence dans le cas de cette expérience avec le laser PETAL, que nous ne pouvions pas négliger la contribution des électrons dans la mesure réalisée avec le diagnostic CRACC-X.



(a)



(b)

FIGURE 5.15 – (a) Énergie déposée dans chaque IP pour les données expérimentales (bleu) et nos spectres simulés photons (vert) et électrons (rouge) et le cumul des deux (orange) pour une énergie totale initiale des électrons de 253 J. (b) Comparaison de l'énergie déposée dans chaque IP en fonction de l'énergie totale initiale dans les électrons issus de la simulation.

5.4 Estimation du nombre de paires électron/positron produites

Dans cette partie, nous présentons la description de l'étude concernant la production de paires électron/positron avec le laser PETAL. Les deux processus considérés sont le processus Bethe-Heitler (BH) (c.f partie 2.2.3) et le processus Breit-Wheeler (BW) (c.f partie 2.2.1). Les paires seront donc générées par l'interaction entre un photon γ (haute énergie) avec un champ coulombien (BH) ou avec un autre photon (BW).

5.4.1 Production de paires par le processus Bethe-Heitler

Le processus BH est un processus permettant la création de paires lors de l'interaction entre un photon de haute énergie et un champ coulombien. Plus le champ coulombien est élevé (plus le numéro atomique Z est élevé) et plus la probabilité de création de paires est importante. Dans le cas de cibles avec un numéro atomique élevé, le processus devient très

probable car la génération de photons par le processus bremsstrahlung peut directement avoir lieu proche des noyaux atomiques. Les photons générés vont donc directement pouvoir interagir avec le champ du noyau. Les paires, dans un solide, sont majoritairement produites par l'interaction des photons avec les noyaux et les photons eux sont produits par les électrons énergétiques traversant le solide. On peut considérer les électrons comme point source du rayonnement et donc de la production de paires dans le solide. Pour produire des paires dans un solide, deux voies sont possibles (plus probables) :

— L'électron va d'abord rayonner une partie de son énergie en produisant un photon par processus bremsstrahlung $e^- + Z \rightarrow e^- + Z + \gamma$, c.f partie 2.1.3. Ce photon γ va ensuite interagir avec un noyau et produire des paires $\gamma + Z \rightarrow e^- + e^+$, c.f partie 2.2.3. La probabilité d'émettre une paire électron/positron par un électron traversant une cible solide d'épaisseur d, en tenant compte du processus de génération de photon par bremsstrahlung, est proportionnelle à $Y = Z^4 d(d-x)\rho^2/A^2 \approx (Z^2 d\ \rho/A)^2$ voir [282] avec Z le numéro atomique, $d - x$ la distance qu'il reste au photon à parcourir pour sortir de la cible, ρ la densité de la cible et A le nombre de masse. (bremsstrahlung + Bethe-Heitler),

— L'électron va directement produire une paire électron/positron avec l'interaction du champ du noyau. Cela correspond à l'interaction de deux photons virtuels, l'un pour le champ électrique de l'électron et l'autre pour le champ électrique du noyau. Ce processus est appelé trident $e^- + Z \rightarrow e^- + e^+$. La probabilité d'émettre en traversant une cible d'épaisseur d est proportionnelle à $Z^2 d\ \rho/A$. (Trident),

Des études ont montré que l'efficacité de la production de paires par effet trident dans les cibles millimétriques était de l'ordre du % à la dizaine de % [282]. Les simulations Geant4 que nous avons considérées ne prennent pas en compte le processus de création de paires par effet trident, cependant Geant4 permet de simuler le processus de génération de paires BH. Ce processus est déjà implémenté dans la physicslist *G4EmStandardPhysics_option4*. Les paires seront donc exclusivement créées par effet BH dans la suite de ce chapitre.

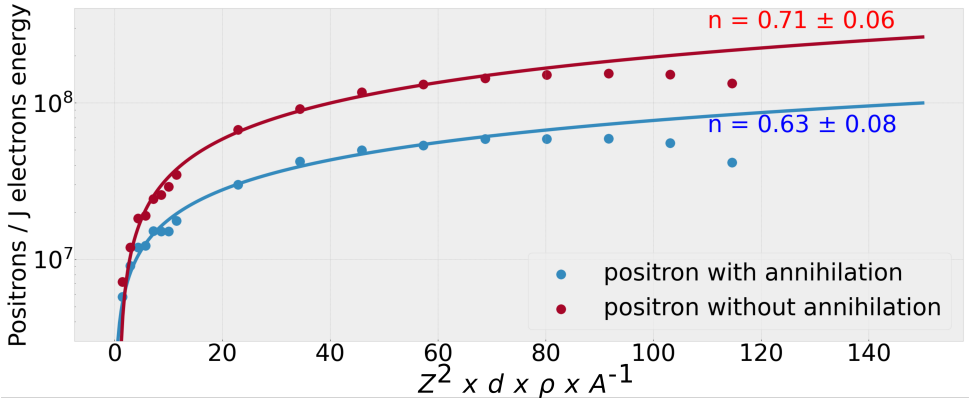


FIGURE 5.16 – Nombre de positrons obtenu dans les simulations Geant4 normalisé par l'énergie du faisceau d'électrons initial en fonction du paramètre Y. Le faisceau d'électrons d'énergie totale initiale 253 J interagit avec différentes épaisseurs de cible de tungstène.

Nous avons étudié la dépendance du nombre de positrons en fonction de l'épaisseur de la cible de tungstène. La figure 5.16 présente le nombre de positrons BH produits en fonction du paramètre $\Gamma = Z^2 d\ \rho/A$. Dans ce cas, l'épaisseur des cibles de tungstène variait de 25 à 2000 μm. Le nombre de positrons est normalisé par l'énergie du faisceau d'électrons initial (ici 253 J). Cette figure est similaire à la figure 7 de la ref. [282]. Les

points en bleu correspondent aux positrons estimés par les simulations Geant4 et les points en rouge correspondent aux positrons en ne tenant pas compte de l'annihilation électron/positron qui crée des photons de 511 keV. Les séries de données peuvent être ajustées par des lois de puissances $f(\Gamma) = B_1\Gamma^n$ avec $n = 0.63 \pm 0.08$ pour le cas avec annihilation des paires et $n = 0.71 \pm 0.06$ sans. Les exposants que nous avons trouvés sont en accord avec la publication de G. J. Williams [282]. Dans ce travail, ils ont réalisé des simulations de l'interaction entre un faisceau d'électrons Maxwellien et une cible solide en faisant varier la température électronique et les types (épaisseur et matériau) des cibles. Ils ont étudié la dépendance de cet exposant n à la température du faisceau d'électrons initial. Ils ont trouvé que, pour des températures de l'ordre de 2 à 5 MeV, l'exposant n varie de 0.8 ± 0.2 à $1.1 \approx \pm\ 0.05$. Nous obtenons des exposants légèrement inférieurs (rentrant dans les barres d'erreur) à ceux de leur étude, en comparant avec nos simulations. Théoriquement, cet exposant devrait être de l'ordre de 2. Du fait de la compétition entre les différents processus collisionnels tels que l'ionisation, l'émission bremsstrahlung et compton, la diffusion etc..., cet exposant décroît de 2 à la valeur 0.71. Cela implique que les autres processus collisionnels sont dominants par rapport à la production de paires dans notre simulation.

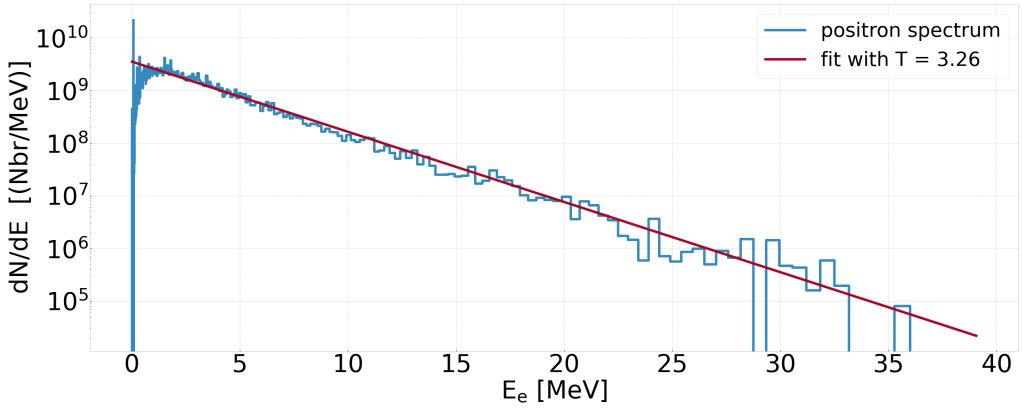


FIGURE 5.17 – Spectre des positrons en face arrière de la cible de tungstène. La courbe rouge correspond à un ajustement exponentiel à partir de 0.5 MeV du spectre.

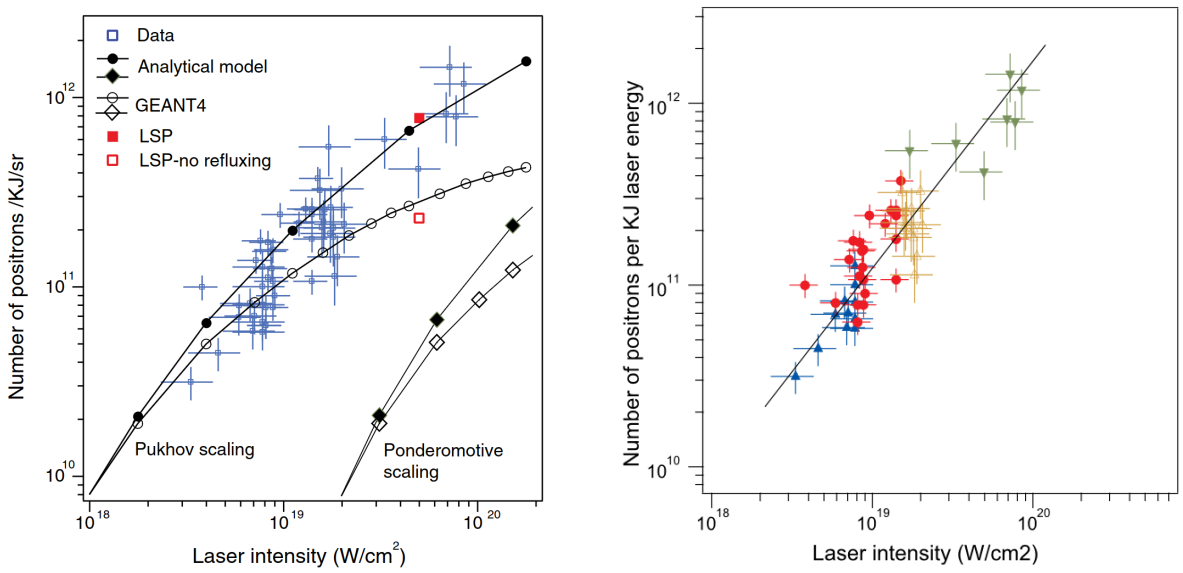
Le spectre des positrons en sortie de cible solide tracé sur la fig. 5.17 révèle une distribution Maxwellienne relativiste de haute température de l'ordre de 3.26 MeV. Au total, la simulation prévoit un nombre de positrons en face arrière (dans 2π sr) de 1.06 $\times\ 10^{10}$ dont 9.02 $\times 10^{9}$ de plus de 1 MeV.

Dans le code Monte Carlo Geant4, les champs électrostatiques et électromagnétiques auto-générés dans la cible et autour de la cible ne sont pas pris en compte car les particules sont traitées individuellement. Par exemple, la déviation du faisceau d'électrons à cause de sa charge ou bien la recirculation des électrons ne peuvent être traités par ce type de simulation. Cette recirculation peut permettre d'augmenter la production de photons et du coup de positrons à chaque fois qu'ils recirculent. Dans la Ref. [219] un outil de simulation est présenté basé sur le modèle décrit dans Ref. [283] qui permet de prendre en compte la recirculation des électrons.

La Fig. 5.18a qui correspond à la figure 2 de la référence [219] présente la différence pour le nombre de positrons entre des calculs analytiques en prenant en compte une recirculation maximale et des simulations Geant4 (sans recirculation). Les rectangles bleus

sont les données expérimentales sur les installations laser TITAN, Omega EP et Orion. Deux simulations LSP avec et sans recirculation ont été réalisées et montrent que leur modèle analytique restitue bien les données expérimentales à haute intensité. Dans ces articles, les auteurs ont trouvé que, pour l'installation Omega EP, le nombre de positrons obtenu augmentait d'un facteur 100 si on prenait en compte la recirculation des électrons dans une cible en or de 1 mm. Ce résultat a été obtenu en faisant une hypothèse de 100 % de recirculation. Cette hypothèse maximise le nombre de positrons produits, cependant la grande majorité des électrons vont recirculer (basse énergie). Dans notre cas, la cible a une épaisseur de 2 mm et une densité comparable à l'or. L'effet de la recirculation devrait être moins important. Si nous voulons estimer l'effet que pourrait avoir la recirculation, nous pouvons utiliser leur loi d'échelle. Pour une intensité de 7.5×10^{18} W.cm^{-2} une différence d'un facteur de l'ordre de ~ 1.25 peut être obtenue pour les cas avec et sans recirculation. Le nombre de paires produites en tenant compte d'une recirculation maximale serait alors de 1.33×10^{10} positrons.

La Fig. 5.18b qui est la figure 9 de la référence [284], présente les données expérimentales obtenues sur TITAN, Orion et Omega Ep. Le nombre de positrons augmente avec l'énergie laser et l'intensité comme $Ne^{+} \sim I^{1.2\pm0.1}E(\mathrm{kJ})$. Dans le cas d'une impulsion de 8×10^{18} W.cm^{-2}, d'énergie 400 J, cette loi d'échelle prédit 3.8×10^{10} positrons ce qui est un peu moins d'un facteur 3 par rapport au nombre que nous avons estimé.



(a) (b)

FIGURE 5.18 – (a) Figure 2 de la référence [219] (b) figure 9 de la référence [284] .

Nous avons étudié l'évolution de la température du spectre des positrons en face arrière en fonction du paramètre Γ pour une cible de tungstène de différentes épaisseurs. L'évolution de la température est représentée sur la figure 5.19. Sur cette figure, deux zones peuvent être distinguées. Pour $\Gamma > 10$ (d = 200 μm), la température des positrons reste constante de l'ordre de 1 MeV. Au delà de cette épaisseur, la température évolue comme une loi de puissance d'exposant $n = 0.33 \pm 0.05$. Une épaisseur de 1400 μm maximise le nombre de positrons BH en face arrière tout en ayant une température des positrons importante (3 MeV). Un autre moyen d'augmenter le nombre de positrons BH produits avec le laser PETAL est de chercher à obtenir la température électronique la

plus importante.

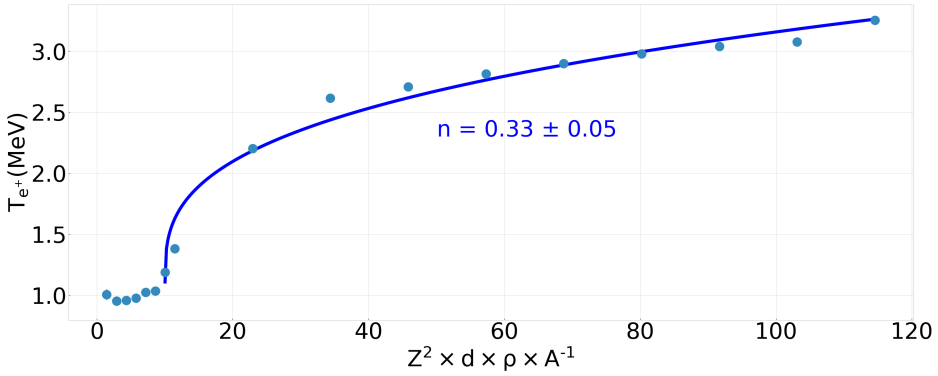


FIGURE 5.19 – Température des positrons BH en fonction de l'épaisseur de la cible. La courbe correspond à un ajustement à partir d'une épaisseur de 175 μm en loi de puissance des données.

5.4.2 Production de paires électron-positron Breit-Wheeler dans les conditions de l'expérience PETAL

Le processus de création de paires Breit-Wheeler correspond à la décomposition de deux photons en une paire électron/positron (c.f partie 2.2.1). Ce processus n'a toujours pas été observé en laboratoire. En effet, la section efficace de ce processus atteint (figure 2.9) des valeurs maximales de l'ordre de 10^{-29}m^2 (0.1 b). Comme indiqué dans la partie 2.2.1, ce processus est à seuil (c.f eq. 2.2.1). Pour pouvoir franchir ce seuil dans le centre de masse du système, dans le cas d'une collision frontale, le produit des énergies de chacun des photons doit être $E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} \geq m_e^2 c^4$ [285], [208], [205]. Le maximum de la section efficace LBW est dix fois plus faible que la section efficace du BH pour des énergies de l'ordre du MeV. La densité de noyaux disponible pour faire une collision BH est beaucoup plus grande que la densité de photons, en face arrière, pour des énergies supérieures à 0.511 MeV. Il est difficile de produire des faisceaux de photons qui soient en même temps très denses et énergétiques ($\approx$ MeV). Les cibles solides offrent la possibilité de produire des photons énergétiques en grand nombre. Cependant, la divergence de ces photons sera importante et les photons seront associés à des paires électron/positron BH. Cela explique en partie pourquoi ce processus n'a toujours pas été observé en laboratoire.

Pour produire des paires BW par laser, différents schémas ont été proposés Refs. [13]-[14]-[15]-[286]. Le processus de LBW est difficile à mesurer car il nécessite deux faisceaux de photons γ avec une brillance importante. Le faisceau doit être le plus dense possible et le plus collimaté. Cependant, si les deux faisceaux sont trop collimatés, réussir à faire leur interaction expérimentalement sera très compliqué. En effet, les deux faisceaux risquent de ne plus se croiser et donc la probabilité de collision sera très faible.

Pour pouvoir estimer le nombre de paires BW qui pourraient être produites par l'installation PETAL, nous nous somme basés sur un schéma d'expérience proposé dans la ref. [14]. Le schéma se base sur la production de deux faisceaux de photons γ par le processus bremsstrahlung dans deux cibles solides lors de l'interaction avec deux lasers. L'idée de ce schéma est de séparer angulairement les paires BH et BW pour pouvoir les distinguer. La figure 5.20 présente la configuration que nous avons envisagée. Une prochaine

évolution de PETAL devrait permettre de focaliser deux taches focales lui permettant de séparer les deux taches focales. En utilisant deux taches focales PETAL et en interagissant avec une cible solide de tungstène, il est possible de générer deux faisceaux de photons de haute énergie. En les faisant interagir entre eux, des paires LBW sont générées. Un angle θ de 135° (±67.5°) est choisi entre les deux lasers pour permettre de séparer les paires BH et BW. Nous choisissons pour la collision une longueur de $L = 500$ μm.

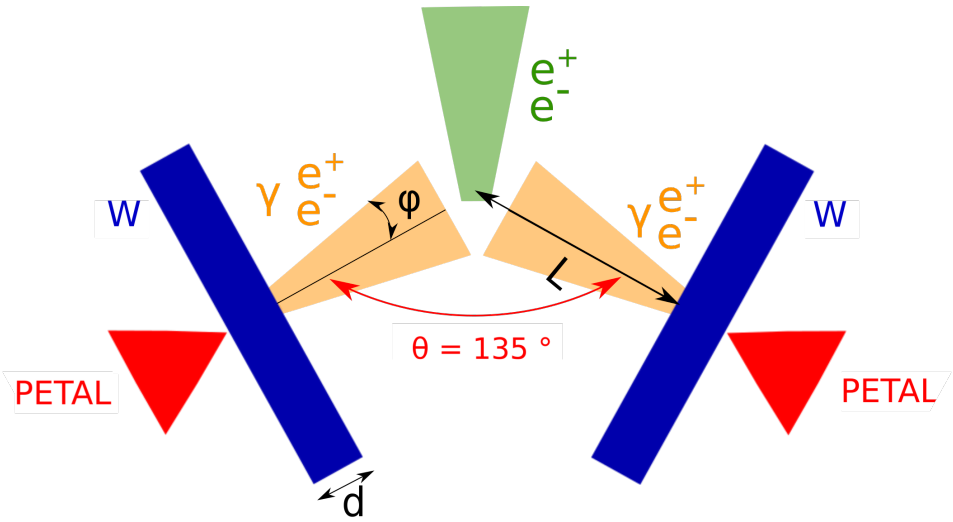


FIGURE 5.20 – Schéma de la configuration permettant la production de paires BW. Les taches focales du laser PETAL sont schématisées en rouge. Les faisceaux des photons bremsstrahlung et des paires BH de divergence ϕ sont schématisés en orange. Ces faisceaux se croisent à une distance L selon un angle θ et produisent des paires BW en vert.

Pour estimer le nombre de paires BW susceptibles d'être produites avec les conditions d'irradiation du laser PETAL, voir Fig. 5.20, nous allons utiliser les simulations de la production des photons de notre chaîne de simulations. Les deux faisceaux de photons seront identiques. Le programme que nous avons utilisé permet de calculer la distribution angulaire et spectrale des paires Breit-Wheeler produites. Ce programme permet de faire la collision entre deux faisceaux coniques de photons de rayons initiaux R et d'angle de divergence ϕ qui vont se croiser à une distance L selon un angle θ entre les deux faisceaux. Dans un premier temps, il calcule le nombre de paires produites grâce à la section efficace totale donnée par l'équation 2.2.3 puis utilise ce nombre pour tirer, à partir de la section efficace différentielle définie dans l'équation 2.2.2, la distribution des paires produites (moments cinétiques et angulaires) des particules produites. Ce programme a déjà été utilisé pour étudier l'effet de la section efficace différentielle sur la production de paires Breit-wheeler [204], étudier la création de faisceau collimaté de paires [205] et pour l'optimisation de la création de paires lors de l'interaction de photons produits par des cibles quasi-critiques [287].

L'angle θ choisi pour la collision des faisceaux gamma modifie la condition de seuil de production de paires : $E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} \geq 2m_e^2 c^4/(1-\cos\theta)$. Deux photons de même énergie devront pour pouvoir interagir avoir une énergie d'au minimum ≈ 0.553 MeV pour $\theta = 135°$, par exemple des photons à 1 MeV pourront interagir avec des photons à ≈ 0.306 MeV pour produire une paire électron/positron.

La Fig. 5.21 présente le nombre de positrons BW produits par couple d'énergie des photons pour deux épaisseurs de cibles. Ces cartes représentent le nombre de paires générées lors de l'interaction de deux faisceaux d'énergies E_{γ_1} et E_{γ_2}. Le couple de photons

qui a le plus produit de paires BW est le couple des photons à 0.664 MeV, 38 collisions de paires de photons [$E_{\gamma 1}$ = 0.664, $E_{\gamma 2}$= 0.664] keV ont eu lieu. Les photons d'énergie supérieure à 6 MeV n'ont quasiment pas interagi. Plus un photon est d'énergie élevée et plus il pourra interagir avec un photon de basse énergie pour passer le seuil de création. Cependant, comme on peut le voir sur la section efficace figure 2.9 de la partie 2.2.1, l'optimum de la section efficace BW est proche du seuil et décroît très fortement en s'éloignant de cette valeur optimale. Si l'énergie des deux photons n'est pas proche de la valeur maximale de la section efficace, la probabilité d'interaction décroît fortement. Pour interagir, un photon de 6 MeV a besoin d'au minimum un photon de 51 keV. Cependant, les distributions de photons de l'ordre du MeV et de l'ordre du keV ne sont pas forcément produites par les mêmes processus et n'ont pas la même distribution angulaire. Les photons aux keV sont moins collimatés que les photons aux MeV. Les photons de trop haute énergie ne pourront pas interagir. Ce qui implique que la queue de la distribution à haute énergie ne contribue pas à la génération des paires BW. Dans une même configuration, pour maximiser le nombre de paires BW produites, il faut chercher à avoir le plus de photons entre 0.511 et 1 MeV.

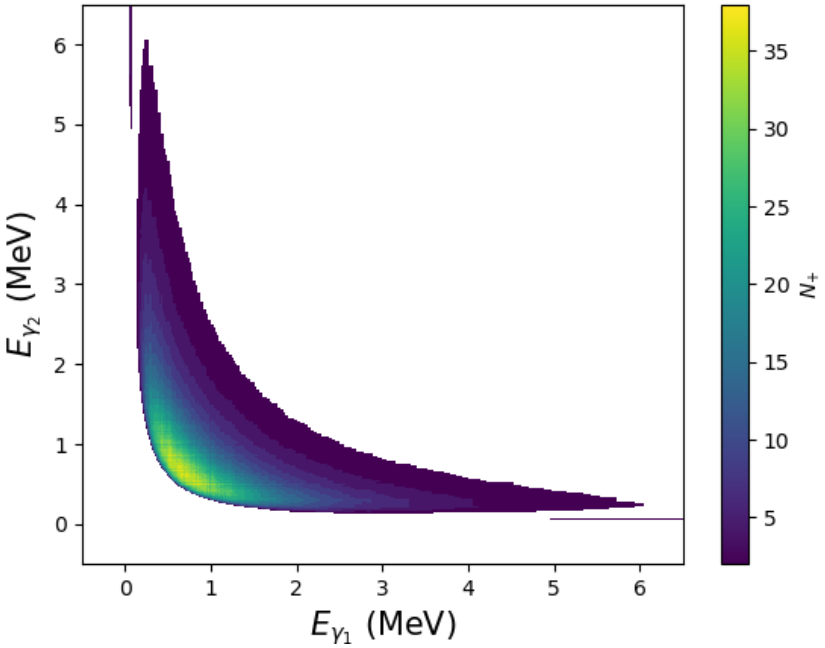
Les photons arrivant en face arrière de la cible sont majoritairement produits par émission bremsstrahlung. Ils peuvent, par différents mécanismes interagir dans la cible et se décomposer en paires électron/positron BH et en électrons Compton/photoélectron. Pour notre configuration, où les photons sont produits par une cible solide, l'épaisseur de la cible, surtout si la cible est un matériau avec un fort numéro atomique, est d'importance. En effet, si la cible n'est pas assez épaisse, la densité des photons n'est pas importante et peu de paires BW pourront être créées alors que si la cible est trop épaisse, une partie des photons se seront décomposés dans la cible solide pour créer des paires BH et ne seront plus disponibles en sortie de cible.

La figure 5.22a présente le nombre de photons émis entre 0.5 et 6 MeV en face arrière de cible pour différentes épaisseurs de cible. En fonction de l'épaisseur de la cible, le spectre en énergie en face arrière est différent et, de ce fait, les couples disponibles de photons sont aussi différents.

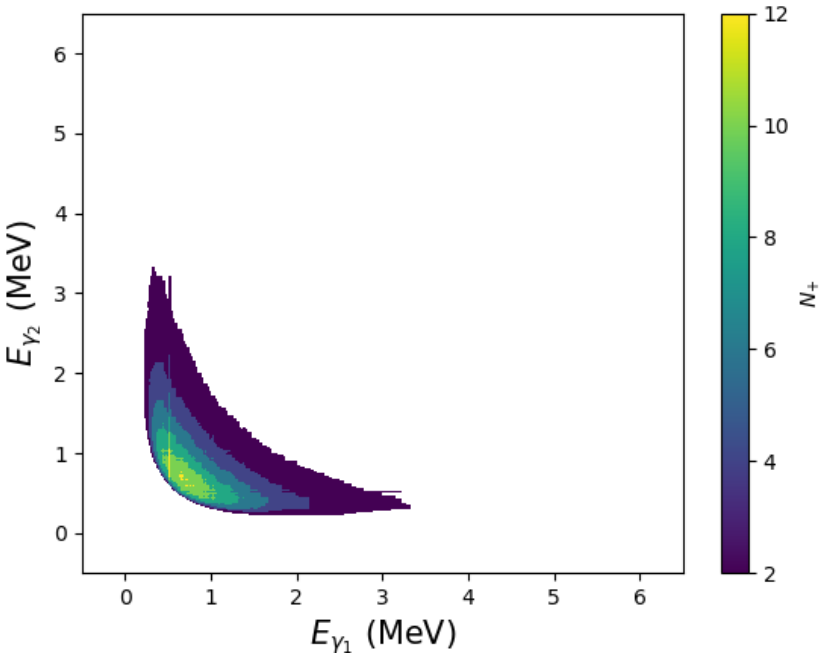
Pour une épaisseur de 2000 μm, fig. 5.21b, les paires sont produites par des photons d'énergie inférieure à 3 MeV. Sur cette figure on peut remarquer une hausse du signal des paires Breit-Wheeler pour des photons possédant une énergie autour de 0.511 MeV. Ce signal correspond à la raie d'annihilation des positrons Bethe-Heitler qui ressort dans les distributions spectrales des photons. En plus de la distribution spectrale des photons, l'épaisseur de la cible va aussi faire évoluer les distributions angulaires et spatiales des photons en face arrière.

Le nombre de photons est maximal pour une épaisseur de 800 μm. Avant 800 μm, les photons n'ont pas suffisamment été émis par émission bremsstrahlung. Après 800 μm, les processus d'absorption des photons, comme le BH, la diffusion compton etc... deviennent prépondérants (fig. 5.16).

La figure 5.22b donne une estimation du nombre de paires LBW en fonction de l'épaisseur de la cible de tungstène. Le nombre de paires LBW sature autour de $\approx$ 300 paires pour des épaisseurs allant de 300 à 800 μm et décroît pour des épaisseurs de tungstène plus importantes. Le maximum est de 348 paires pour une épaisseur de 800 μm de tunsgtène ce qui correspond au nombre maximal de photons disponibles en face arrière de la cible. On peut estimer le nombre de positrons produits lors de la collision de deux faisceaux coniques de photons par la formule $N_+ \approx {N_\gamma}^2 \sigma_{\gamma\gamma}(\theta)/2\pi L^2(1-\cos\phi)$ ref. [14]. Pour une longueur de collision L = 500 μm, un angle $\theta = 135°$ et $N_\gamma = 6.7 \times 10^{12}$ photons à 0.6 MeV et une divergence de faisceau de $\phi = 59.5$, on obtient 615 positrons BW produits ce



(a)

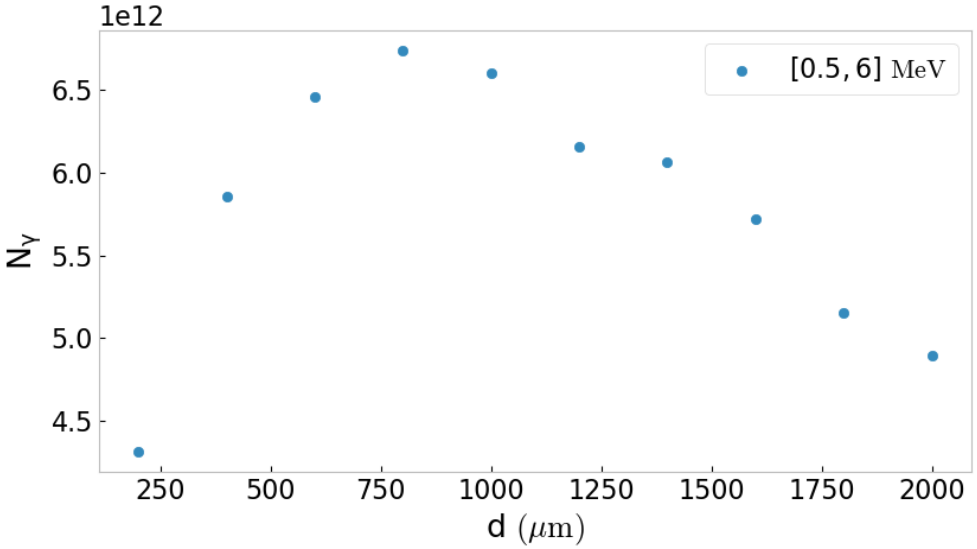


(b)

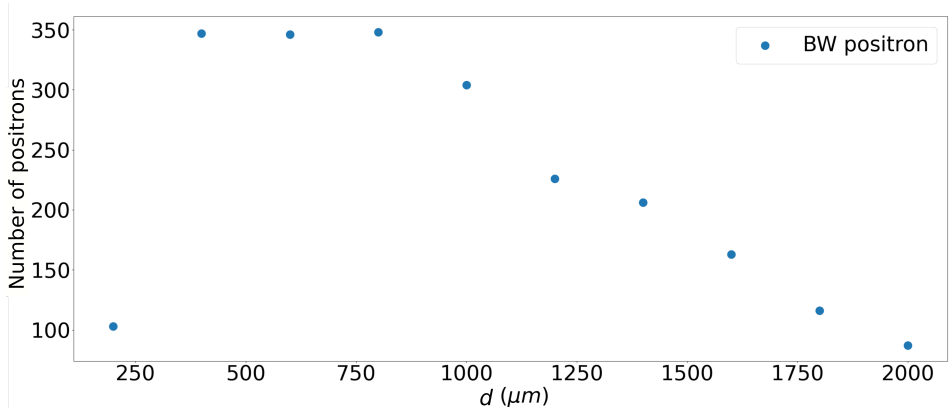
FIGURE 5.21 – Nombre de positrons produits pour deux cibles d'épaisseur (a) d =800 μm et (b) d=2000 μm en fonction de l'énergie des photons interagissant (γ_1, γ_2) selon un angle $\theta = 135$ à une distance $L = 500\mu$m et une divergence de faisceau de respectivement (a) $\phi = 59.4$ et (b)$\phi = 41.4$.

qui est en accord avec l'estimation numérique que nous avons obtenu.

Si l'on compare le nombre de positrons des deux populations, BH et BW, on obtient



(a)



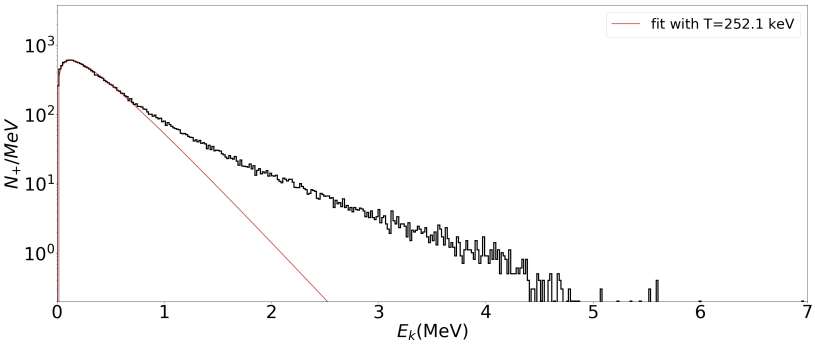
(b)

FIGURE 5.22 – (a) Nombre de photons entre 0.5 et 6 MeV émis en face arrière de la cible de tungstène en fonction de son épaisseur. (b) Estimation du nombre de paires BW produites lors de l'interaction des deux faisceaux en fonction de l'épaisseur de la cible de tungstène.

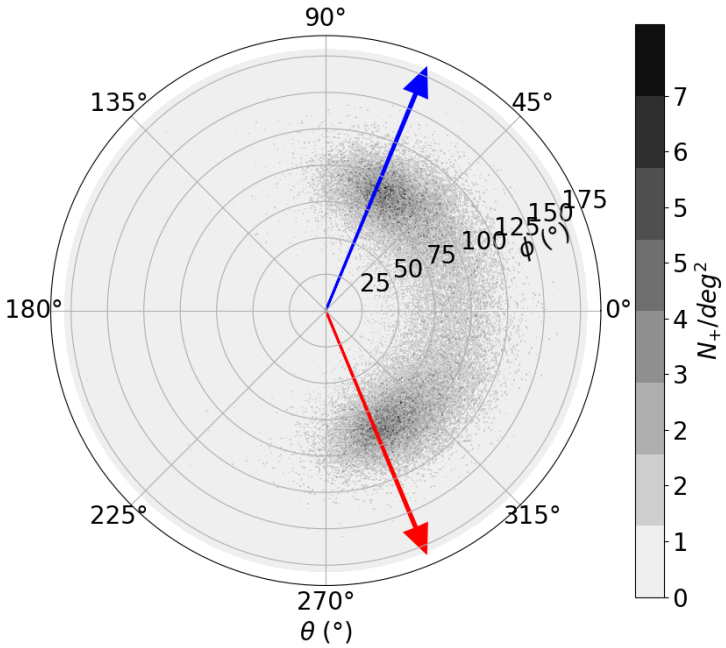
10^6 plus de paires produites par le processus BH que de paires produites par le processus BW. Le signal de paires BW est donc masqué par le signal produit par le processus BH. Je me suis intéressé à leurs propriétés spectrales et angulaires pour savoir si il y avait moyen de les différentier. Dans le cas maximisant la production des paires BW (cible de 800 μm), le spectre des positrons donné sur la Fig. 5.23a possède une composante à basse énergie de type maxwellienne de température 252 keV et d'une queue de distribution non thermique à haute énergie. Le nombre de paires est maximal pour des énergies autour 0.1 MeV et le nombre décroît jusqu'à un cut-off à 4.5 MeV. Seulement 43 positrons sont produits avec des énergies supérieures à 1 MeV. Ce spectre, comme attendu ne possède pas de structures caractéristiques permettant de la différencier du spectre BH.

La figure 5.23b présente la distribution angulaire ($\frac{d^2N}{d\theta d\phi}$) pour les angles θ (0→360°) et ϕ (0→180°) des paires de positrons BW. Les flèches rouges et bleues correspondent aux directions (angle θ) des faisceaux de photons gamma initiaux et forment un angle de

135°. Les paires sont toutes émises dans un cône (ϕ) dans le plan équatorial. Concernant leur distribution angulaire en (θ), les positrons sont majoritairement produits dans les mêmes directions que les faisceaux initiaux de photons. Les paires BH sont aussi situées dans le faisceau des photons ($\pm$ 67.5°). En intégrant selon ϕ, on obtient une valeur de 1.5 positrons produits par degré proches de l'axe 0° (en θ), i.e. proches de la bisectrice des deux faisceaux incidents. Cette valeur étant assez faible, il sera donc très difficile de les mesurer et encore plus difficile de mesurer le nombre de paires situées à $\pm$ 67.5° car le signal sera noyé dans les positrons BH.



(a)



(b)

FIGURE 5.23 – (a) spectre des positrons et (b) distribution angulaire des positrons pour une cible de 800 μm.

5.5 Conclusion de l'étude de l'interaction du laser PETAL

Nous avons étudié grâce à différents outils de simulation le rayonnement produit par le laser PETAL. Nos simulations avaient pour but d'être en bon accord avec les résultats expérimentaux ce qui n'était pas le cas des simulations précédentes. En effet, les comparaisons des spectres des photons obtenus grâce à la mesure faite par CRACC-X correspondaient le mieux, après interpolation des données expérimentales, à des distributions spectrales de photons de types Planckiennes. Ce type de distribution ne collait pas aux distributions des photons issues des simulations. L'interaction laser-plasma dans ce domaine d'énergie et de durée est encore très mal connue. Nous avons utilisé un chaînage de code composé de simulations hydrodynamiques, de simulation PIC et de simulation Monte-Carlo. Nous sommes repartis de simulations hydrodynamiques et PIC donnant de bons résultats pour le laser PETAL dans la même campagne expérimentale pour définir les électrons à injecter dans les simulations Monte-Carlo. Il a été nécessaire de compléter la distribution des électrons pour couvrir une gamme d'énergie proche du MeV. Nos simulations nous ont permis de reproduire le spectre des électrons pour le détecteur SESAME 1 et les raies d'émission atomiques mesurées par le détecteur SPECTIX. Les électrons en sortie de cible solide possèdent une température de plusieurs MeV. Les simulations des raies atomiques sont en très bon accord avec les mesures expérimentales indiquant que le rayonnement provient majoritairement du solide froid de tungstène. Pour traiter les photons de plus haute énergie et ne pas faire d'hypothèse sur la distribution que le détecteur CRACC-X avait mesuré, nous avons lancé de nouvelles simulations Monte-Carlo du détecteur. Ces simulations nous ont permis de démontrer que l'effet des électrons sur le détecteur n'était pas négligeable pour l'impulsion PETAL. En prenant en compte l'effet des électrons et des photons nous reproduisons bien les mesures sur les IP de CRACC-X. Nous nous sommes aussi intéressés aux paires électron/positron qui ont été produites lors de l'interaction. Nous avons montré que le nombre de paires produites lors de l'interaction était faible. Ces paires n'ont pas pu être mesurées expérimentalement. Nous avons comparé les paires produites par rapport aux paires pouvant être produites sur une installation similaire NIF-ARC et nous sommes en accord avec les résultats qu'ils ont obtenus. Pour finir notre étude, nous nous sommes intéressés aux paires électron/positron produites par le processus linéaire Breit-Wheeler, processus qui n'a jamais été mesuré en laboratoire. Pour les produire, nous nous sommes basés sur un schéma nécessitant deux impulsions laser et deux cibles solides. Ce schéma implique aussi que les paires Breit-Wheeler peuvent être très fortement bruitées par les paires Bethe-Heitler. Pour espérer faire sortir un signal de ce bruit Bethe-Heitler, l'interaction se fait avec un angle de 135°. Grâce à ce schéma d'interaction, il nous a été possible de montrer que la création de paires Breit-Wheeler était possible. Cependant, le nombre de paires produites au total est bien trop faible pour espérer les mesurer et ce type d'interaction et de laser n'est probablement pas le plus adapté pour produire des paires linéaires Breit-WHeeler.

Les lasers comme PETAL, PetaWatt, sont à la limite du domaine des hautes intensités avec des $a_0 \geq 1$. De nouveaux lasers multiPetaWatt sont en en cours de développement. Ces nouvelles installations permettent d'explorer de nouveaux pans de la physique tels que la QED en champ fort. De nouveaux mécanismes de rayonnement vont pouvoir être atteints. Dans les chapitres suivants, nous détaillerons nos études du rayonnement lors de l'interaction de ces nouveaux lasers avec des cibles.

Chapitre 6

Interaction entre une impulsion attoseconde intense et une cible multicouche

Sommaire

6.1 Principe 133
6.1.1 Description d'une impulsion attoseconde 133
6.1.2 Description de la cible 134
6.1.3 Principe de production des photons 136
6.1.4 Paramètres numériques utilisés lors des simulations 137
6.2 Accélération des électrons 138
6.2.1 Création de la cavité 138
6.2.2 Accélération directe des électrons par l'impulsion 145
6.2.3 Accélération des électrons dans la cavité 148
6.2.4 Comparaison en fonction du nombre de cycles 151
6.3 Réflexion de l'impulsion 156
6.3.1 Caractéristiques des champs réfléchis 156
6.3.2 Comparaison en fonction du nombre de cycles 161
6.4 Génération des photons 166
6.4.1 Production des photons 166
6.4.2 Caractéristiques des faisceaux de photons 172
6.4.3 Estimation de l'émission bremsstrahlung 178
6.4.4 Génération de positrons 181
6.5 Influence de la CEP 186
6.6 Conclusion 188

Le développement des techniques d'étirement et de compression des impulsions lasers avec notamment la technique CPA [30] ainsi que les différentes techniques qui en ont découlé (OPCPA) ont permis le développement d'installations ultra-courtes (fs), intenses et de grande puissance (PW). Ces nouvelles installations ont ouvert l'accès à de nouveaux domaines de la physique de l'interaction laser/plasma. Le régime temporel qui arrive après le régime femtoseconde est le régime attoseconde (as). Le domaine attoseconde est le régime de la physique atomique [288]. Ce régime est devenu accessible grâce à la production de trains d'impulsions attosecondes [289], [290], [291] dans des gaz rares. Les impulsions attosecondes évoluent sur une échelle comparable à la dynamique des électrons

atomiques [288]. Les impulsions attosecondes peuvent notamment être utilisées dans le domaine de la spectroscopie ultra rapide des processus physiques [292], [293], [294], [295], [296], [297], [298] comme par exemple pour suivre la dynamique des électrons dans les atomes [299], [300], [301], la dynamique de l'ionisation des molécules [302] et la photo-ionisation dans les matériaux condensés [303].

D'un autre point de vue, plutôt que de résoudre la dynamique ultra rapide des électrons, les impulsions attosecondes sont un moyen de produire des impulsions ultra-courtes donc plus intenses que les impulsions femtosecondes avec moins d'énergie. Le domaine des lasers femtosecondes a permis de produire des lasers avec des intensités relativistes $I > 10^{18}\text{W.cm}^{-2}$, intensités permettant aux non-linéarités de devenir importantes dans l'interaction et d'atteindre des intensités jusqu'à 10^{23}W.cm^{-2} [59]. La focalisation d'impulsions attosecondes pourrait permettre d'atteindre, dans le plan focal, des intensités de l'ordre de 10^{25}W.cm^{-2} [304]. La génération et la focalisation de ces impulsions serait un moyen de se rapprocher du champ critique de la QED, le champ de Schwinger $E_S \approx 1.32 \times 10^{18}$ V.m^{-1} (c.f l'équation 2.1.9) en approchant des intensités de l'ordre de $I_s = \varepsilon_0 c E_S^2/2 \approx 10^{29}\text{W.cm}^{-2}$ [305], [306], [307]. Ces impulsions permettraient d'étudier de nouveaux régimes de la QED.

La génération d'impulsions attosecondes peut se faire grâce à différents mécanismes décrits en partie dans le chapitre 1.3.5, mais la méthode la plus prometteuse, à mon sens, pour obtenir des intensités importantes est de générer des impulsions attosecondes à l'aide d'un miroir plasma relativiste 1.3.5. Si l'on se place dans le régime dit de *Attosecond lighthouse* [308], [309] ou dans le régime λ^3 [310], il devient possible de séparer les différents harmoniques du train d'impulsions produit par le miroir. Cela implique qu'il est donc possible de sélectionner une seule impulsion attoseconde très courte ne contenant que quelques cycles optiques.

En utilisant des techniques de compression avec un film mince [311] (*Thin Film Compression* TFC), il est possible de post-comprimer une impulsion, en augmentant sa bande spectrale et donc en diminuant sa durée. Les simulations réalisées dans l'article [311] prévoient la diminution d'une impulsion de 25 fs jusqu'à 1-2 fs avec une efficacité de compression supérieure à 50 %. Cela augmenterait la puissance pic d'un facteur 10. Si la longueur d'onde principale du laser correspond à celle standard des installations PW, c'est à dire de l'ordre de $\lambda = 815$ nm alors la période du champ laser est de $T = 2.69$ fs. Grâce à cette méthode, l'impulsion initialement de l'ordre de ≈ 10 cycles (25 fs) est comprimée à des durées de l'ordre du cycle optique. Avec ces techniques, la génération d'impulsions attosecondes proches d'un seul cycle optique ou bien même en dessous du cycle semble possible.

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'interaction entre une impulsion attoseconde intense avec des cibles solides bi-couches dans le but de générer un faisceau de photons intense et de très courte durée. Notre étude se base sur des simulations PIC réalisées avec le code Smilei 3. Nous avons notamment étudié l'influence du nombre de cycles dans l'impulsion attoseconde sur l'interaction laser/plasma. Nous nous sommes en particulier intéressés à l'accélération des électrons et à la production des différentes particules énergétiques comme les photons et les positrons.

Ce chapitre se découpera en plusieurs parties. Dans une première partie 6.1, je présenterai le principe des simulations numériques que j'ai réalisées avec les différents paramètres utilisés. Cette partie sera suivie d'une partie 6.2 détaillant les différents mécanismes d'accélération des électrons qui entrent en jeu dans l'interaction de l'impulsion attoseconde avec la partie sous-critique d'un plasma. Une troisième partie 6.3 sera réservée à l'interaction de cette impulsion avec la partie sur-critique et la génération d'harmoniques qui en

résulte et enfin une dernière partie 6.4 décrira la production des photons et des positrons.

6.1 Principe

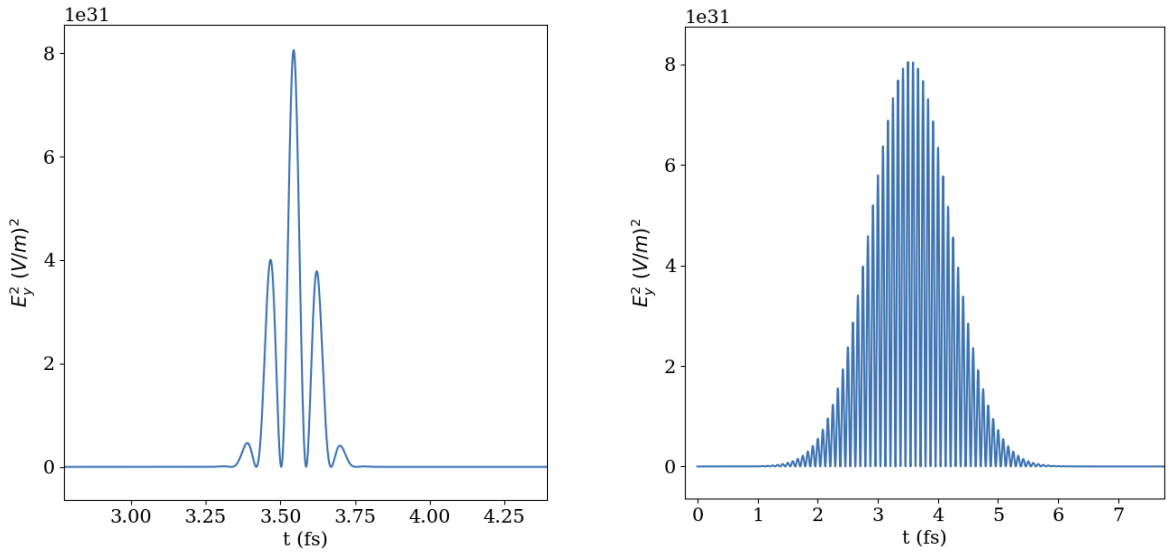
6.1.1 Description d'une impulsion attoseconde

Nous allons étudier l'interaction entre une onde laser polarisée linéairement et une cible solide. L'impulsion attoseconde est définie avec une longueur d'onde principale $\lambda = 50$ nm. Les profils temporels et spatiaux de l'impulsion sont des distributions gaussiennes. Le champ laser s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{A}(x, y, t) = a_0 \, e^{-[(t-t_o)/\tau)]^2} \, e^{-(y/w_o)^2} \sin(\omega t - kx + \phi_0) \, \mathbf{e_y} \tag{6.1.1}$$

avec τ la durée à $1/e$ de l'impulsion, w_o le *waist* de l'impulsion, t_o le moment d'injection de l'impulsion et ϕ_0 une phase initiale. Le potentiel vecteur normalisé a_0 (équation 1.3.4) est défini à 140 ce qui donne une intensité maximale de 1.07×10^{25}W.cm^{-2}. La durée temporelle τ s'écrit [312] $\tau = \sqrt{2/\pi} N_t T_l$ avec N_t le nombre de cycles attosecondes dans l'impulsion et T_l la période du champ. Pour comparer l'interaction en fonction du nombre de cycles dans l'impulsion, nous ferons varier le paramètre N_t en fonction des différents cas simulés. La taille transverse de l'impulsion est définie par $w_o = 2\sqrt{\ln(2)}\sqrt{2/\pi} N_y \lambda$ avec N_y le nombre de longueurs d'onde présentes dans le plan transverse.

Pour comparer l'effet du nombre de cycles sur l'interaction, nous avons fait le choix de garder le paramètre a_0, la longueur d'onde λ et le *waist* w_o ($N_y = 10$) constants entre les différentes simulations. La durée et l'énergie dans l'impulsion attoseconde vont varier en fonction du nombre de cycles. Une impulsion 10 fois plus longue aura aussi une énergie dix fois plus importante. Cependant, comme la longueur d'onde et l'amplitude ne changent pas, les impulsions attosecondes auront la même intensité.



(a) (b)

FIGURE 6.1 – Champ E_y^2 en fonction du temps à 1000 nm du bord d'injection pour (a) une impulsion quasi-single-cycle ($N_t = 1$) et (b) une impulsion 10 cycles ($N_t = 10$).

La figure 6.1 présente le champ E_y^2 en fonction du temps à une distance de 1000 nm selon l'axe x du bord d'entrée de l'impulsion attoseconde et au milieu de la boite en y.

L'impulsion sur la figure 6.1a correspond à l'impulsion quasi-single-cycle et représente la durée la plus courte que nous avons étudiée. Le terme quasi-single-cycle est utilisé car l'impulsion a une durée légèrement inférieure à une période T_l, en effet le paramètre $w\,\tau \approx 1.6\,\pi$. L'impulsion sur la figure 6.1b correspond à l'impulsion la plus longue ($\approx$ 10 cycles) que nous avons simulée. Ces impulsions attosecondes ont un champ électrique maximal de $E = 8.5 \times 10^{15}$V/m. La durée à mi-hauteur en champ de l'impulsion quasi-single-cycle est de 133 as. L'énergie dans les champs électromagnétiques quasi-single-cycle, est de ≈ 0.015 J/nm (simulation PIC 2D). Le cas multi-cycle possède une durée et une énergie dix fois supérieures.

6.1.2 Description de la cible

Les impulsions électromagnétiques décrites dans la section précédente vont interagir avec des cibles bi-couches. Ces cibles, sont constituées de deux matériaux juxtaposés, un matériau de densité sous-critique ($n_e < n_c$) et un de densité sur-critique ($n_e > n_c$). Les impulsions attosecondes ont l'avantage de posséder des longueurs d'onde dans le domaine X-UV. Ces impulsions se propagent facilement dans les matériaux solides car la densité critique $n_c = \varepsilon_0 m_e(\omega/e)^2$ (voir partie 1.3.2) est élevée. Si leur intensité est importante, un effet additionnel va favoriser la propagation dans les solides, la transparence relativiste qui augmente la densité critique d'un facteur $n_c \to \gamma n_c$ (voir partie 1.3.2). Pour l'impulsion considérée ($\lambda = 50$ nm), la densité critique est de $n_c = 4.46 \times 10^{23}$ cm^{-3}. Si nous diminuons la longueur d'onde à $\lambda = 10$ nm, alors la densité critique atteint $n_c = 1.1 \times 10^{25}$ cm^{-3}. Pour une longueur d'onde de $\lambda = 10$ nm, les matériaux les plus denses ont une densité d'électrons sous-critique ce qui permet à l'impulsion de se propager dans ces matériaux. Les impulsions attosecondes ont donc l'avantage de pourvoir interagir avec des cibles solides qui ont une densité électronique sous/quasi-critique. Cela implique que le nombre d'électrons libres (dans un cas totalement ionisé) disponible est plus important, et que des gradients raides en bords d'entrée et de sortie de la cible peuvent être utilisés. Cette propriété est importante dans le cas de l'accélération de protons par TNSA en face arrière d'une cible, par exemple. De plus, les électrons vont être accélérés dans un régime d'interaction sous-critique, un régime permettant d'atteindre des énergies plus élevées pour les électrons (voir partie 1.3.4).

Pour la cible sous-critique, nous sommes partis sur l'idée d'une mousse "homogène" de carbone (C) et d'hydrogène (H) donc de (CH) de densité volumique $\rho = 0.1$ g.cm^{-3}. Le code Smilei fonctionnant en unité normalisée, les densités sont en unité de n_c. Notre cible de CH (totalement ionisée) possède une densité électronique de $n_{e0} \approx 0.073\ n_c$. Nous avons choisi une densité volumique de mousse ρ inférieure à la densité solide car, dans le cas quasi-single-cycle, l'impulsion attoseconde était trop absorbée ($n_{e0} \approx 0.73\ n_c$) lors de sa propagation dans la mousse et la production des photons n'était pas efficace. Concernant la cible sur-critique agissant comme un miroir, nous avons choisi d'utiliser du platine (Pt) en pensant que la densité du platine de $\rho_0 = 21.45$ g.cm^{-3} suffirait à réfléchir l'impulsion attoseconde. En effet, avec une longueur d'onde de 50 nm, le platine a une densité électronique de $\approx 11.3\ n_c$. Cependant, en prenant en compte la transparence relativiste $\left(n'_c = \gamma n_c, \gamma \approx \sqrt{1 + a_0^2/2}\right)$ décrite dans la partie 1.3.2, la densité électronique effective du platine est de $0.11\ n'_c$ (en ne considérant pas l'absorption des champs dans le CH). Cela implique que l'impulsion attoseconde peut s'y propager. Pour réfléchir l'impulsion il faut une densité électronique d'au minimum $1\ n'_c$ en prenant en compte la transparence relativiste. Cela implique d'avoir une densité électronique initiale de $100\ n_c$. Si l'on prend du

platine à 100 n_c, sa densité volumique atteint 195.16 g.cm^{-3} ce qui représente $\rho \approx 8.6\,\rho_0$. Le platine constitue un des éléments qui possède la densité volumique la plus grande avec l'osmium et l'iridium. Des matériaux radioactifs comme l'hassium ou le bohrium auraient des densités estimées (prédiction théorique) plus importantes de l'ordre de $\sim 30/40$ g.cm^{-3} [313] mais ces matériaux sont des éléments radioactifs synthétisés, possédant des temps de demi-vie de l'ordre de la seconde (long devant la durée de l'impulsion attoseconde) mais sans espoir d'être utilisés dans une expérience. Notre étude s'est donc portée sur l'utilisation de Pt comprimé ($n_e = 100\ n_c$). Cependant, comme il sera montré dans la partie 6.2, il est possible de diminuer la condition sur la transparence relativiste, dans le cas quasi-single-cycle, en modifiant la quantité d'énergie électromagnétique absorbée dans le CH. En effet, Si nous augmentons, l'épaisseur du CH ou sa densité volumique, nous augmentons l'absorption dans la partie de CH. Cela diminuera les champs interagissant avec le Pt et donc diminuera la valeur de la transparence relativiste.

Concernant les dimensions de la cible, le CH possède une épaisseur (selon x) de 3000 nm et est suivi d'une couche de platine de 250 nm d'épaisseur. Ces deux cibles remplissent la totalité de la boite de simulation pour les (la) dimensions transverses (2D). La dimension du platine est faible pour que les processus collisionnels, de rayonnement ou d'absorption soient faibles lors du passage des différentes particules énergétiques (électrons et photons) ce qui est important vu la densité considérée.

Nous allons faire une hypothèse forte sur l'ionisation initiale des cibles. En effet, nous allons considérer que les cibles, CH et Pt sont initialement totalement ionisées. L'ionisation en champ fort (SFA) dans les codes PIC se basent sur deux hypothèses principales [92], (1) que l'ionisation d'un électron est indépendante de l'ionisation des autres électrons de l'atome (aucun effet de corrélation) et (2) que le canal considéré est celui de l'ionisation de l'électron le plus éloigné du noyau (possédant l'énergie d'ionisation la plus faible). Concernant le premier point (1), il faut que l'énergie des photons de l'impulsion laser soit inférieure à l'énergie d'ionisation $\hbar\omega_L \ll I_p$. Nous utilisons une impulsion dans le domaine X-UV avec une fréquence principale de $\lambda = 50$ nm. Les photons composant cette impulsion ont donc des énergies de $\hbar\omega_L = 24.8$ eV. Cette énergie est supérieure aux premières énergies d'ionisation de l'hydrogène (13.6 eV), du carbone (11.3/24.4 eV) et du platine (8.96/18.56 eV). Dans le régime où $\hbar w_l \approx I_p$, la section efficace de photo-ionisation n'est plus une fonction simple de la fréquence laser [92] et la probabilité d'ionisation ne décroît plus de façon monotone avec le potentiel d'ionisation et la deuxième hypothèse (2) n'est plus valide. Cette hypothèse redevient valide pour les états du carbone supérieurs au C^{5+} qui possèdent une énergie d'ionisation de 392 eV et pour les états du platine supérieurs au Pt^{11+} avec une énergie d'ionisation de 220 eV. Nous aurions pu lancer nos simulations avec ces états d'ionisation comme conditions initiales et activer le processus d'ionisation par champ. Cependant, les taux d'ionisation ADK [87] utilisés dans Smilei se basent sur une approximation non relativiste valable jusqu'à des intensités de 10^{25} W.cm^{-2} [93]. Notre impulsion laser possède une intensité maximale de $\sim 10^{25}$ W.cm^{-2}. Cela implique que l'hypothèse précédente n'est plus justifiée et que les modèles de taux d'ionisation PPT-ADK, modifiés pour tenir compte de la suppression de la barrière (Tong et Lin [78]), ne sont plus valides.

L'ionisation par des impulsions intenses est un domaine actif de la recherche [92], [314], [315]. Pour de fortes intensités, le régime dominant de l'ionisation est celui d'ionisation par suppression de la barrière coulombienne décrit, dans la partie 1.2.1. À ma connaissance, il n'existe pas de modèle théorique de l'ionisation dans ces régimes. Les modèles d'ionisation par suppression de la barrière actuels ne suffisent pas à décrire les très fortes intensités. Pour éviter des problèmes liés à l'ionisation, les cibles des matériaux sont donc considérées,

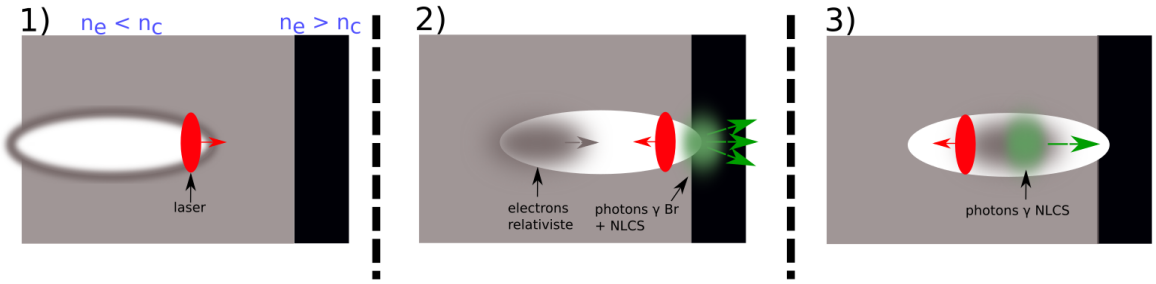


FIGURE 6.2 – Schéma de l'interaction de l'impulsion attoseconde avec une cible bi-couche produisant des photons γ par le processus Compton inverse non-linéaire. L'impulsion va d'abord (1) creuser une cavité ionique par l'effet de la force pondéromotrice en écartant les électrons des zones de champ fort. Ces électrons vont circuler le long de la cavité et être accélérés au bord arrière de la cavité (2) par les champs auto-générés. L'impulsion va ensuite interagir avec la cible sur-critique et être réfléchie (2). Lors de cette interaction une partie des électrons piégés dans l'impulsion vont avoir la possibilité de produire des photons en interagissant avec la réflexion et en traversant la cible sur-critique. Le faisceau d'électrons accélérés par les champs auto-générés va interagir avec la réflexion de l'impulsion et produire les photons par le processus Compton inverse non-linéaire (3).

dans les simulations, comme totalement ionisées dès l'initialisation. Le "solide" sera en réalité un plasma. Cette hypothèse est probablement très forte pour du platine qui n'aura pas tous ses atomes ionisés mais reste valable pour le carbone et l'hydrogène.

Dans un schéma plus réaliste, la production de ce type d'impulsion attoseconde par un miroir relativiste induit toujours le fait qu'une partie de l'impulsion initiale réfléchie est présente avec l'harmonique sélectionné. Cela implique qu'en amont de notre impulsion attoseconde, il restera toujours une partie de l'impulsion génératrice initiale. Cette impulsion initiale possède une longueur d'onde plus grande que celle de l'impulsion attoseconde provenant de l'harmonique sélectionné et pourra servir de préimpulsion pour ioniser les matériaux avant l'impulsion attoseconde.

6.1.3 Principe de production des photons

Le principe de production des photons est schématisé sur la figure 6.2. Le processus décrit sur cette figure est nommé *all optical Compton* [38]. Dans ce schéma, les photons vont pouvoir être produits par une seule impulsion attoseconde. L'impulsion va, lors de sa propagation dans le matériau sous-critique, pousser les électrons des zones de champ fort et créer une cavité ionique. Des champs, notamment électrostatiques, importants vont être générés dans cette cavité. Les électrons vont être accélérés à des énergies relativistes par ces différents champs. L'impulsion attoseconde va ensuite interagir avec la cible sur-critique, agissant comme un miroir plasma, et être réfléchie. L'interaction entre l'impulsion attoseconde réfléchie avec le faisceau d'électrons relativistes produit des photons énergétiques dans le domaine γ par diffusion Compton inverse non linéaire (c.f. partie 2.1.2). Ces photons ont la caractéristique d'être produits dans la même direction que l'électron rayonnant. Les électrons ayant la possibilité de rayonner efficacement par ce processus sont ceux accélérés jusqu'à des énergies ultra-relativistes. Ces électrons d'énergie ultra-relativiste sont accélérés à l'arrière de la cavité par les champs présents dans celle-ci. Ils forment donc un faisceau d'électrons accélérés avec un angle d'ouverture faible. Ce schéma

permet donc la création d'un faisceau de photons collimaté et énergétique.

En plus des photons Compton, d'autres processus de production de photons vont apparaître lors de l'interaction. En effet, les électrons vont rayonner par le processus synchrotron lors de l'interaction avec les champs électromagnétiques de l'impulsion. Quand le faisceau d'électrons relativistes va se propager dans la cavité, il va subir des champs électromagnétiques importants et va rayonner par le processus bêtatron. De plus, les différents électrons qui vont passer au travers de la cible sur-critique vont sentir les champs coulombiens des différents noyaux de platine et rayonner par processus bremsstrahlung (c.f. partie 2.1.3). Nos simulations numériques ne pourront pas être auto-consistantes sur les différents processus évoqués. En effet, le processus de rayonnement bremsstrahlung n'a pas encore été implémenté dans Smilei. Dans les codes PIC où il a été développé, il est très coûteux car il produit une grande quantité de photons de "basse" énergie (keV/MeV). Nous avons réalisé une estimation du rayonnement par le processus bremsstrahlung en utilisant les résultats de la simulation concernant le spectre des électrons (post traitement). Cela implique que nos simulations surestiment les spectres électroniques et sous-estiment les spectres photoniques derrière la cible de platine. Lors de la propagation des photons dans la cible solide de platine, les photons vont pouvoir être absorbés par différents mécanismes. Les photons énergétiques pourront notamment se décomposer en paires électron/positron par le processus Bethe-Heitler (c.f. partie 2.2.3). Comme le processus bremsstrahlung, ce processus n'est pas pris en compte par nos simulations.

6.1.4 Paramètres numériques utilisés lors des simulations

Les simulations sont des simulations en 2 dimensions (x,y) utilisant la méthode PIC avec le code Smilei. Les simulations possèdent une taille de boite de 5000 nm selon l'axe x et 8000 nm selon l'axe y ce qui correspond à une boite de simulation de 100 λ × 160 λ. La résolution spatiale ($\Delta x \backslash y$) est de 64 points par longueur d'onde selon x et y ce qui équivaut à 6400 cellules selon x et 10240 cellules selon y. La résolution temporelle est choisie pour respecter la condition CFL $\Delta t = \Delta x/(0.95\sqrt{2})$. La simulation dure au total 35 fs ce qui correspond à 19993 itérations temporelles. Le code Smilei utilise les librairies de MPI et OpenMP pour calculer en parallèle. La boite de simulation est décomposée en blocs (*patches*) [316] pour utiliser ces librairies. Dans les simulations, 256×256 *patches* sont utilisés selon x et y.

Dans le code Smilei, une normalisation par rapport à des quantités de référence est utilisée. Les charges et masses sont normalisées aux valeurs de l'électron (e, m_e) et les vitesses à la vitesse de la lumière (c). Les durées et les longueurs sont normalisées par rapport à une quantité définie par l'utilisateur et non par une constante universelle comme le rayon classique de l'électron ou bien la longueur de Compton rendant le code utilisable sur de très nombreux domaines. Cette valeur de référence est une pulsation ω (*reference angular frequency SI*). Les temps sont normalisés par $1/\omega$ et les longueurs par c/ω etc ... La fréquence de référence que nous choisissons est la pulsation de l'impulsion attoseconde ω_L. Pour résoudre correctement l'interaction entre l'impulsion et le plasma, il est nécessaire que les différentes échelles temporelles soient résolues. Dans un plasma, une des échelles naturelles est la fréquence plasma $\omega_p = \sqrt{(n_e e^2)/(m_e \varepsilon_0)}$ (voir partie 1.2.2) dépendant de la densité électronique n_e du plasma. Notre cible de platine possède une densité de 100 n_c. La fréquence plasma du platine est donc 10 fois supérieure à la pulsation de référence. Nos résolutions spatiales et temporelles permettent bien de résoudre la fréquence plasma du platine. Le platine est le matériau de la simulation possédant la fréquence plasma la plus grande. Résoudre cette fréquence implique de résoudre toutes les autres fréquences

plasmas et donc de bien résoudre les différentes interactions.

Les particules qui composent initialement la simulation sont des électrons, des protons, des ions carbones et des ions platines. Dans les cellules dont la densité d'une espèce n'est pas nulle, les macro-particules sont initialisées avec des positions aléatoires. Par espèces, 50 particules par cellule sont initialisées. Cela implique que dans la partie du CH, au total 150 macro-particules (électrons, protons et ions du carbone) par cellule sont initialisées et 100 pour la partie Pt (électrons et ions du platine). Pour éviter une expansion thermique de la cible, les espèces sont initialisées avec une température nulle. Les conditions aux bords sont des conditions destructrices pour les particules et des conditions absorbantes PML (*Perfectly Matched Layers*) [317] pour les champs avec 20 cellules absorbantes par bords.

Deux modules de physique additionnels sont activés, le processus de diffusion Compton inverse non linéaire (c.f. partie 2.1.2) et de création de paires Breit-Wheeler non linéaire c.f. partie 2.2.2). Ces deux processus permettront le rayonnement sous la forme de création de macro-photons et la création de paires macro-électron/macro-positron. Pour le processus de création de paires Breit-Wheeler non linéaire, les tables par défaut sont utilisées (Chap. 3.4 et voir la documentation Smilei [228]). Pour le rayonnement, le modèle utilisé est celui se basant sur une méthode Monte-Carlo (Chap. 3.3). Les valeurs par défaut sont utilisées avec un $\chi_{continuous} = 10^{-3}$ et un $\chi_{discontinuous} = 10^{-2}$. De plus, pour éviter de saturer la mémoire lors de la simulation, un macro-photon peut se décomposer en 1 paire macro-électron/macro-positron et les macro-électrons/macro-positrons peuvent rayonner au maximum 10 macro-photons par pas de temps.

Pour récapituler, nos simulations prendront en compte les effets de rayonnement par champ type synchrotron, Compton, excepté le processus de rayonnement bremsstrahlung. Pour la génération des paires électron/positron, nos simulations ne pourront traiter que le processus de génération Breit-Wheeler non linéaire et pas le processus de génération par Bethe-Heitler. Les processus de collisions ou d'ionisation ne sont pas non plus activés dans nos simulations.

6.2 Accélération des électrons

Lors de l'interaction avec les cibles, des électrons énergétiques vont être accélérés soit directement par l'interaction avec l'impulsion attoseconde soit par de la génération de champs statiques liés à l'action de cette impulsion. Dans cette partie, nous allons décrire les mécanismes permettant d'accélérer les électrons et montrer les différences observées en fonction du nombre de cycles de l'impulsion.

6.2.1 Création de la cavité

Lors de l'interaction entre l'impulsion et la partie sous-critique, les électrons sont chassés hors de l'axe de propagation du laser et laissent un vide électronique (cavité) derrière l'impulsion. Les électrons qui sont éjectés hors de l'axe de propagation de l'impulsion vont se mettre à circuler sur les bords de la cavité. La figure 6.3 présente la densité de charge ($\rho_q = q, n_q$) des électrons à un temps de 10.67 fs (environ 7.67 fs après que l'impulsion ait interagi avec la cible) pour deux cas, une impulsion quasi-single-cycle ($N_t = 1$) Fig. 6.3a et une impulsion plus longue multi-cycle ($N_t = 10$) Fig. 6.3b. On peut observer que la taille de la cavité qui est générée est liée à la durée de l'impulsion. Pour une impulsion quasi-single-cycle, la taille transverse de la cavité est plus grande que dans le cas multi-cycle. La

taille de la cavité va influer sur l'amplitude des courants électroniques le long des bords de la cavité et donc sur l'amplitude des champs magnétiques et électriques se développant dans la cavité. Cette différence de taille de la cavité est la conséquence du changement de régime sur la dynamique des électrons dans l'impulsion. Ces changements sont dus aux effets des gradients longitudinaux et transverses du champ électromagnétique. Dans le cas d'une impulsion multi-cycle, le processus dictant la dynamique électronique est la force pondéromotrice $\mathbf{f}_p = -\frac{|e|^2}{2m_e\overline{\gamma}}\nabla\overline{\mathbf{A}_\perp{}^2}$ (eq. 1.3.7) où $\overline{\gamma} = \sqrt{1+\overline{p}^2/(m_e c)^2 + (e\overline{A}/m_e c)^2}$ et les termes surlignés (cf. $\overline{X}$) correspondent à des termes moyennés temporellement sur une période de l'impulsion ($T = \lambda/c$). La force pondéromotrice introduit une dérive pendant l'oscillation des électrons dans le champ. Cette dérive est liée aux gradients longitudinaux et transverses du champ. Cela va se traduire par une éjection des électrons hors des zones de champ fort vers les zones de champ faible et donc une accumulation de charges devant et sur les "bords" transverses de l'impulsion. Le cas single-cycle est plus compliqué. En effet, à cause de la durée de l'impulsion, une moyenne temporelle sur une période n'a pas de sens. L'expression classique de la force pondéromotrice n'est plus correcte car nous ne pouvons plus définir de $\overline{\gamma}$ donc de vitesse moyenne. Les électrons, plutôt que d'être soumis à un effet moyen des champs, vont être sensibles aux valeurs locales des champs électromagnétiques. Les électrons ne vont pas dériver transversalement dans l'impulsion attoseconde sous l'effet de la force pondéromotrice, ils vont être accélérés longitudinalement par les champs. Leurs oscillations transversales finiront par les faire sortir de l'impulsion mais avec une énergie supérieure aux électrons des impulsions multi-cycle. Cela aura pour effet de modifier la dynamique dans la cavité.

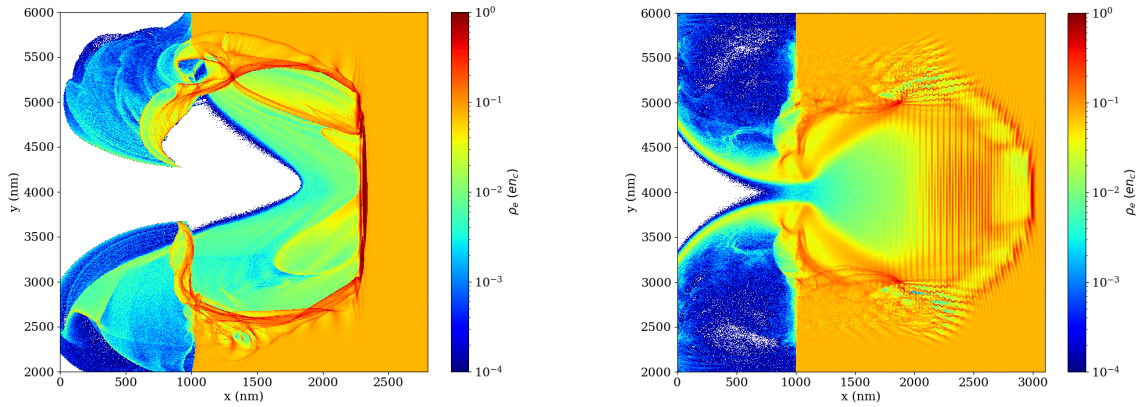


FIGURE 6.3 – Densité de charge des électrons à un temps de 10.67 fs pour une impulsion (a) quasi-single-cycle ($N_t = 1$) et (b) multi-cycle ($N_t = 10$).

Pour illustrer l'effet de la durée de l'impulsion sur la dynamique des électrons, j'ai réalisé des simulations pour suivre la trajectoire d'électrons tests dans le vide lors de l'interaction avec une impulsion quasi-single-cycle et multi-cycle. Des électrons tests correspondent à des électrons ne déposant pas de charge (sur la grille) et ne créant pas de courant. Cela implique notamment que les électrons sont indépendants les uns des autres. La trajectoire (x, y) des électrons est donnée sur la figure 6.4 pour les deux types d'impulsion. Les électrons sont placés sur une fine tranche de 2 cellules d'épaisseur sur toute la largeur de la boite. Parmi eux, nous avons sélectionné 3 groupes distincts d'électrons. Les groupes d'électrons (1) et (3) sont situés sur les bords transverses de l'impulsion et subissent prin-

cipalement le gradient transverse du champ. Le groupe (2) d'électrons ressent quant à lui principalement le gradient longitudinal du champ. Nous avons superposé à la trajectoire des particules leurs énergies cinétiques symbolisées par la couleur. Dans le cas multi-cycle Fig. 6.4b, les électrons (1) et (3) situés sur les côtés transverses de l'impulsion sont déviés rapidement de l'axe de propagation de l'impulsion par le gradient transverse d'intensité de l'impulsion. Leur impulsion est principalement transverse ($|p_y| > |p_x|$) et leur énergie est de l'ordre de $\gamma \sim \sqrt{1 + a_0^2/2}$. Concernant les électrons du groupe (2) se trouvant sur l'axe de propagation de l'impulsion, la déviation des électrons de cet axe, à cause des effets des gradients transverses, nécessite de plus grandes distances de propagation en comparaison avec les électrons des groupes (1) et (3). La dynamique des électrons dans le cas quasi-single-cycle Fig. 6.4a est modifiée en comparaison avec le cas multi-cycle. Les effets de dérive transverse des différents groupes d'électrons sont bien présents mais sont bien plus faibles que dans le cas multi-cycle. Le mouvement correspond principalement au mouvement longitudinal en dent de scie (cf. Fig. 1.6a) lié aux champs électromagnétiques intenses. Cela implique notamment que l'énergie des électrons accélérés par l'impulsion est plus importante même si l'énergie dans l'impulsion quasi-single-cycle est dix fois moins importante. L'effet de dérive transverse des électrons est probablement dû au fait que l'impulsion n'est pas totalement une impulsion avec un seul cycle. Si l'on imagine une impulsion avec une seule demi période de champ, les électrons subissant ce champ seraient probablement éjectés avec un seul *kick* du champ et partiraient sans aucune oscillation dans ce champ.

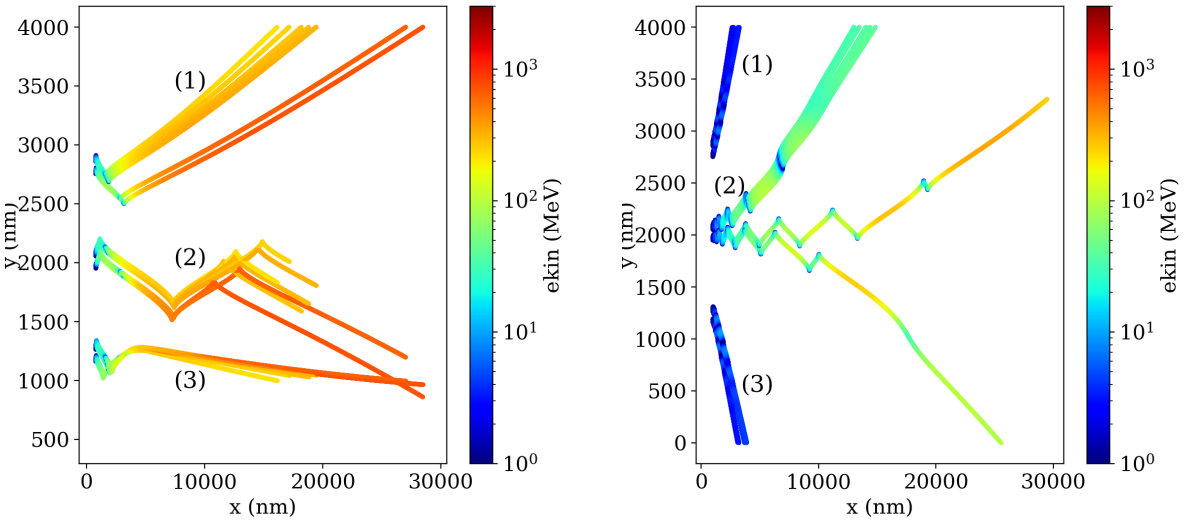
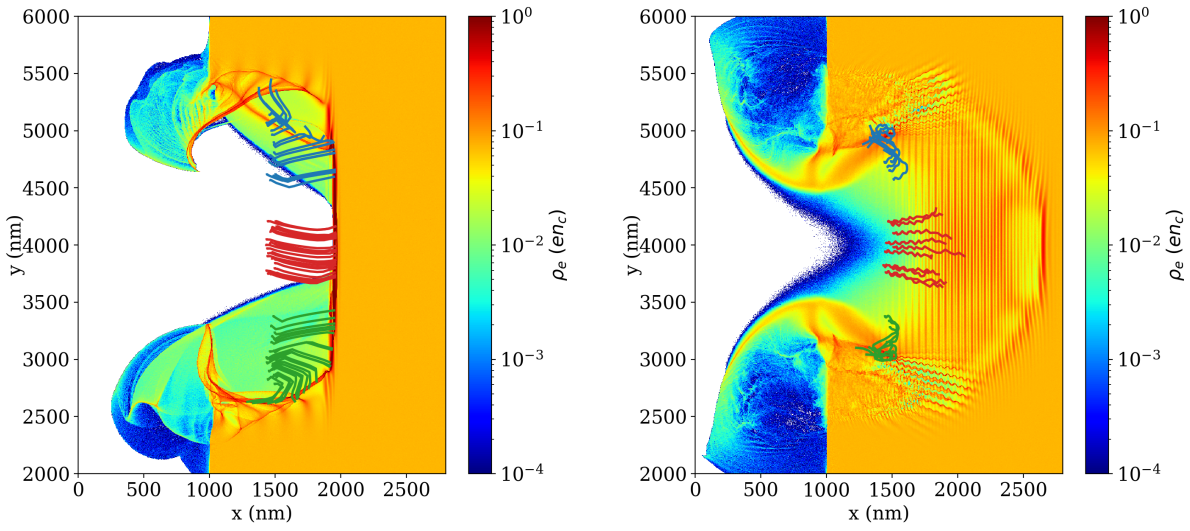


FIGURE 6.4 – Trajectoires d'électrons tests dans le vide pour une impulsion de (a) quasi-single-cycle ($N_t = 1$) et (b) multi-cycle ($N_t = 10$).

Cette différence de dynamique électronique entre les deux types d'impulsion va modifier la création de la cavité. En plus du mouvement des électrons lié à l'impulsion, une autre composante va participer à cette création. En effet, les électrons ne sont pas dans le vide mais dans un plasma. De par les perturbations que va engendrer l'impulsion lors de sa propagation (que les ions n'ont pas le temps de compenser), des champs vont se développer qui vont modifier le mouvement purement "pondéromoteur" des électrons. Les premiers instants de création de la cavité (avant que la cavité ne se referme) sont

montrés sur la figure 6.5. Sur cette figure est présentée la densité de charge des électrons $-\rho_e$ (à 9.45 fs) ainsi que les trajectoires totales de particules provenant de trois régions différentes situées de 4500 à 5100 nm en bleu, de 3700 à 4200 nm en rouge et de 2800 à 3400 nm en vert pour les deux cas quasi-single-cycle Fig. 6.5a et multi-cycle Fig. 6.5b. Le comportement des populations d'électrons de même couleur est différent en fonction de la durée de l'impulsion.

Dans le cas multi-cycle, les populations d'électrons bleu et vert, qui circulent le long des bords de la cavité, sont au moment du passage de l'impulsion déviés très fortement de façon transverse (comme dans le cas où les électrons sont dans le vide). Une fois que le maximum de l'impulsion est atteint, le profil arrière de l'impulsion va les accélérer avec une impulsion $p_x < 0$. Ces électrons sont donc poussés hors de l'axe de propagation de l'impulsion et vont continuer leur mouvement. Cependant, une fois arrivés à une certaine distance (rayon de la cavité), une accumulation de charges électroniques va générer des champs de rappel qui vont courber la trajectoire de ces électrons dont certains vont se mettre à circuler le long des bords.



(a) (b)

FIGURE 6.5 – Densité de charge des électrons à un temps de 9.45 fs pour (a) une impulsion de N_t=1 et (b) une impulsion N_t=10. Les courbes bleu, rouge et verte correspondent respectivement à la trajectoire d'électrons initialement entre 4500 et 5100 nm (bleu), 3700 et 4200 nm (rouge) et 3400 et 2800 nm (vert) en y et placés proches du bord d'entrée de la cible.

Dans le cas quasi-single-cycle, l'impulsion va creuser plus efficacement la cavité en piégeant sur de plus longues distances les électrons lors de sa propagation. En effet, la trajectoire des électrons en bleu et en vert montre des électrons qui sont déplacés sur de plus grandes distances par l'impulsion attoseconde avec une impulsion $p_x > p_y$ par rapport au cas multi-cycle. Comme pour les électrons tests dans le vide, les effets de dérive transverse sont beaucoup plus faibles. Les électrons ne vont pas être "éjectés" de l'impulsion par des forces transverses mais vont sortir de l'impulsion à cause d'effets d'accumulation de charges devant l'impulsion et de différence de vitesse de propagation lors de leur oscillation (cf. électrons en vert de la figure 6.5a). Ces électrons vont sortir

de l'impulsion avec une énergie importante, étant peu déviés par l'impulsion et vont poursuivre leur mouvement principalement longitudinal. Il va donc nécessiter une distance plus grande pour que l'effet des champs de rappel courbe la trajectoire de ces électrons et qu'ils commencent à circuler le long des bords. La taille transverse de la cavité va donc varier en fonction de la durée de l'impulsion. Dans l'article [312], un modèle est proposé pour estimer la taille de la cavité pour des impulsions quasi-single-cycle et multi-cycle. Dans un cas pondéromoteur, le rayon de la cavité r_p peut être estimé par :

$$r_p \sim \frac{a_0}{2}\frac{\lambda_L}{4N_t^2 - 1}, \tag{6.2.1}$$

où N_t est le nombre de cycles dans l'impulsion. Plus N_t est grand et plus r_p est petit. Dans un cas quasi-single-cycle $N_t \approx 1$ alors $r_p \sim a_0\lambda_L/6 = 1167$ nm et dans un cas multi-cycle $N_t \approx 10$ et $r_p \sim a_0\lambda_L/401 = 17.4$ nm (pour les conditions de nos simulations). Nous verrons par la suite que cette estimation de la taille de la cavité est en bon accord avec nos simulations dans le cas quasi-single-cycle. Cependant, en testant la validité de cette relation par modification de la valeur de l'amplitude a_0 du champ et de la densité du CH, cette relation ne permettait plus d'estimer de façon correcte le rayon de la cavité. Ce modèle ne permet pas d'estimer correctement la taille de la cavité dans le cas multi-cycle.

De la même façon que les mouvements sont asymétriques pour des électrons dans le vide avec une impulsion quasi-single-cycle, les électrons dans la cavité vont aussi présenter une distribution spatiale asymétrique. Cette asymétrie est en partie due au fait que quand les électrons vont passer dans la partie arrière de l'impulsion, ils vont subir une poussée dans la même direction quelque soit leur position transverse. Cela va impacter la répartition de charges dans la cavité ainsi que les courants le long des bords ce qui explique l'asymétrie aux bords de fermeture de la cavité dans la figure 6.3a.

Une approche purement pondéromotrice ne permet pas d'estimer de façon correcte la taille de la cavité dans le cas multi-cycle. La cavité est créée par une compétition entre la poussée transverse pondéromotrice et des effets de champ de rappel. On peut donc estimer la taille transverse de la cavité en comparant l'effet de la force pondéromotrice et l'effet des champs de rappel [312] :

$$eE = \frac{e^2}{2m_e\gamma}|\nabla A_\perp^2|\,. \tag{6.2.2}$$

Si l'on prend la divergence de cette équation, que l'on considère des électrons initialement immobiles avec un $\gamma \approx \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}}$ et que le terme de champ E est un champ statique de rappel $E = -\nabla\phi$ alors on peut écrire :

$$\nabla^2\phi = \frac{1}{2\gamma}\nabla^2 a_\perp^2, \tag{6.2.3}$$

avec ϕ normalisé à $m_e c^2/e$ et $a = eA/m_e c$. On s'intéresse à la position transverse pour laquelle une égalité entre les forces de rappel et la force pondéromotrice arrive. On ne s'intéresse donc qu'au mouvement transverse $\nabla = \nabla_\perp$. Si l'on applique l'équation de Poisson (Eq. 1.2.10) dans un plasma froid perturbé [81] :

$$\nabla_\perp^2\phi = k_p^2(n-1), \tag{6.2.4}$$

avec k_p le vecteur d'onde de la pulsation plasma et $n = n_e/n_{e0}$ qui correspond à l'écart à la quasi neutralité ($n_{e0} = Zn_i$). Si l'on considère que la cavité est vide d'électrons, que

les ions sont immobiles et que tous les électrons se retrouvent à circuler sur les bords de la cavité, alors $n_e(r \leq r_b) \approx 0$ avec r_b le rayon séparant le milieu de la cavité (l'axe de propagation de l'impulsion) du bord de cette cavité. Cela implique que dans toute la cavité (jusqu'à $\sim r_b$) la quasi neutralité n'est plus valable et donc que $n(r \leq r_b) \ll 1$ (car $n_e(r \leq r_b) \ll n_{e0}$), le terme devient donc $(n-1) \sim -1$ et on en déduit que :

$$-k_p^2 \approx \frac{1}{2\gamma} \nabla_\perp^2 a_\perp^2.$$

Si l'on considère que le profil transverse de l'impulsion est de la forme $a = a_\perp = a_0 e^{-r^2/2w_o^2}$ alors :

$$\nabla_\perp^2 a^2 = \frac{4a_0^2}{w_o^2} \left[\left(\frac{r}{w_o} \right)^2 - \frac{1}{2} \right] e^{-\left(\frac{r}{w_o}\right)^2}$$

l'équation 6.2.4 devient donc :

$$-k_p^2 \approx \frac{1}{2\gamma} \frac{4a_0^2}{w_o^2} \left[\left(\frac{r}{w_o} \right)^2 - \frac{1}{2} \right] e^{-\left(\frac{r}{w_o}\right)^2}.$$

Si l'on néglige le terme quadratique r/w_o et que l'on écrit le terme k_p^2 comme $k_p^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda_p^2} = \frac{4\pi^2}{\lambda_L^2} \frac{n_e}{n_c}$ alors le rayon r_b est de l'ordre de :

$$r_b \sim w_o \sqrt{\ln \frac{a_0}{\sqrt{2}} \frac{n_c}{n_e} \left(\frac{\lambda_L}{w_o} \right)^2}. \tag{6.2.5}$$

Nous avons donc deux expressions pour estimer le rayon de la cavité. Comme dans l'article [312], nous considérerons que le rayon moyen de la cavité (r_{ch}) est donné par $r_{ch} = \max(r_p, r_b)$.

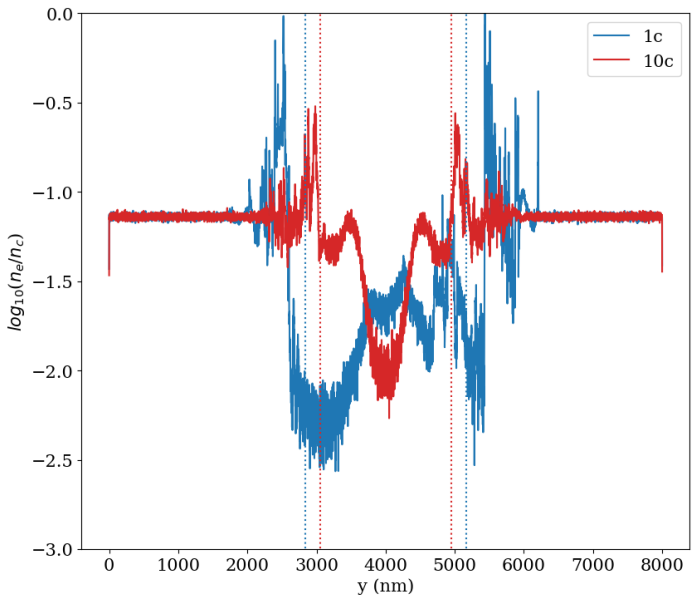


FIGURE 6.6 – Coupe transverse à une position de 2000 nm pour un temps de 13.1 fs de la densité de charge des électrons pour le cas quasi-single-cycle (bleu) et le cas multi-cycle (rouge). Les droites en pointillées correspondent à l'estimation r_p (bleu) Eq. 6.2.1 et r_b Eq. 6.2.5 (rouge) de la taille de la cavité.

Une coupe transverse de la densité de charge des électrons (ρ_e) pour les deux impulsions quasi-single-cycle (bleu) et multi-cycle (rouge) est présentée sur la figure 6.6. Cette coupe transverse est réalisée à une distance de 1000 nm du bord de la cible de CH pour un temps de 13.1 fs, ce qui correspond à peu près au milieu de la cavité pour le cas quasi-single-cycle. L'estimation de la taille de la cavité dans le cas multi-cycle (r_b) reproduit la position du saut en densité. Ce saut correspondant à l'interface entre la partie en déficit d'électrons et la partie non perturbée. Dans le cas quasi-single-cycle, comme expliqué plus haut, l'interface entre la partie perturbée et non perturbée se situe plus loin de l'axe que pour le cas multi-cycle. Les deux courbes en pointillés bleus correspondent à la valeur $r = r_p$. Même si r_p est une meilleure estimation que r_b de la taille de la cavité, il existe toujours un écart entre cette valeur et la position effective de l'interface pour le milieu de la cavité. N'ayant pas trouvé de meilleure expression analytique du rayon du canal pour le cas quasi-single-cycle, nous utiliserons donc r_p. Cette formule n'est cependant pas satisfaisante car en modifiant a_0 ou n_{e0}, la formule donnant r_p ne semble plus donner de valeur correcte. Dans la cavité, à cause des écarts à la quasi-neutralité, des champs électrostatiques ($\mathbf{E_y}$ et $\mathbf{E_x}$) vont se développer. Ces champs vont participer notamment à l'accélération d'électrons.

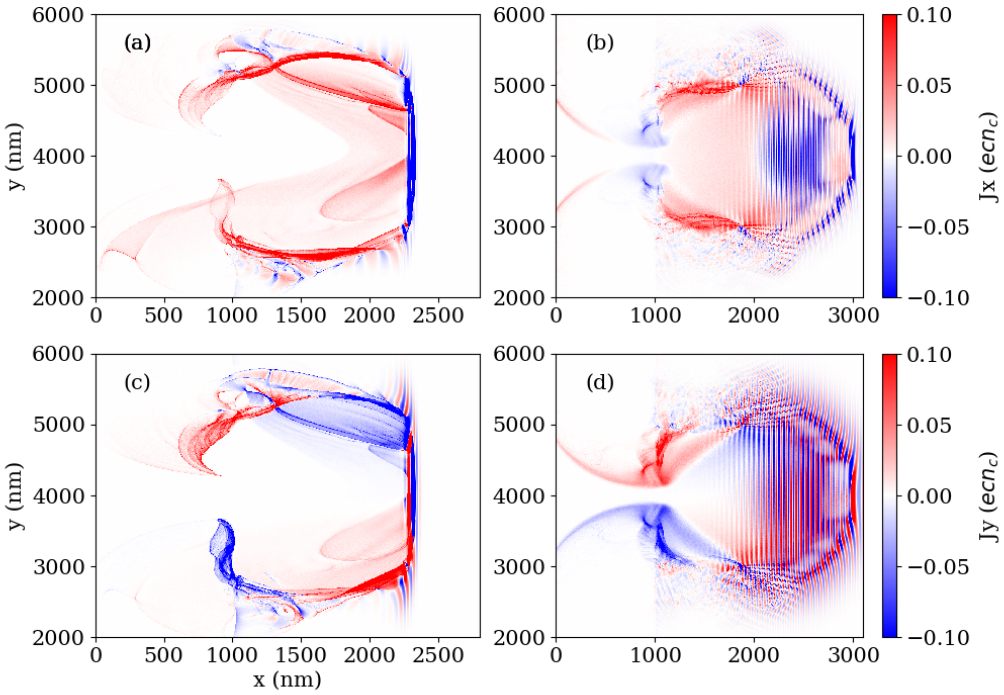


FIGURE 6.7 – Courant électronique J_x (a),(b) et J_y (c),(d) pour une impulsion quasi-single-cycle (a), (c) et multi-cycle (b) et (d) obtenue à un temps de 10.67 fs.

Les électrons éjectés de l'axe de propagation vont circuler le long de la cavité à un rayon de r_{ch}. Ces courants électroniques vont générer des champs magnétostatiques importants dans la cavité. Les courants électroniques j_x et j_y sont tracés sur la figure 6.7 à un temps de 10.67 fs. Les courants correspondant au cas quasi-single-cycle sont les cas (a) et (c) et ceux au cas multi-cycle à (b) et (d). Les courants longitudinaux (j_x) (a) et (b) varient en fonction des populations électroniques dans la cavité (dans l'impulsion

ou en dehors). On peut remarquer que la modification de la poussée des électrons par l'impulsion est visible sur les courants. En effet, dans le cas quasi-single-cycle, le courant des électrons dans l'impulsion (bleu) est uniforme sur toute la largeur de l'impulsion alors que dans le cas multi-cycle, il est de signe opposé en fonction de la position par rapport aux maximums d'intensité (milieu de l'impulsion). L'augmentation de l'énergie des électrons dans le cas quasi-single-cycle, à cause de l'impulsion, induit des courants plus forts dans la cavité (peu visibles sur la figure à cause de la saturation nécessaire de la barre de couleur). Pour les courants tranverses, ceux de la cavité sont découpés en deux parties. Une partie d'amplitude opposée en fonction de la position dans la cavité correspondant à la courbure de la cavité et une partie dans l'impulsion attoseconde s'inversant en fonction, dans le cas quasi-single-cycle, de la valeur locale de la demi-période du champ et, dans le cas multi-cycle, de la position par rapport à l'axe de propagation de l'impulsion. La valeur de ces courants est de l'ordre de $\sim ecn_c$ dans le cas quasi-single-cycle et de l'ordre de $\sim 0.1\ ecn_c$ dans le cas multi-cycle. Ces courants électroniques vont générer de forts champs magnétiques B_z dans la cavité, voir la figure 6.8. Ces champs magnétiques B_z vont participer de différentes façons à l'accélération des électrons (cf. partie 6.2.3). Ces champs magnétiques sont confinés dans la cavité et vont par la suite évoluer à l'intérieur de la cavité. On peut estimer la valeur de ces champs magnétiques par l'équation de Maxwell-Ampère $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$. Si l'on considère que le courant moyen dans la cavité est de l'ordre de $j \sim c\rho_{e0}$ alors :

$$B_z \sim \mu_0 \epsilon_0 k_p^2 \frac{mc^3}{e} \int_0^{r_{ch}} dr, \tag{6.2.6}$$

avec $k_p^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda_p^2} = \frac{4\pi^2}{\lambda_L^2} \frac{n_e}{n_c}$ ce qui permet d'obtenir [312] :

$$B_z \sim 2\pi \frac{n_{e0}}{n_c} \frac{r_{ch}}{\lambda_L} \frac{\omega_L m}{e}. \tag{6.2.7}$$

Ces champs atteignent des valeurs de $B_z \sim 2.28$ MT pour le cas quasi-single-cycle et de $B_z \sim 1.86$ MT pour le cas multi-cycle. Ces estimations surestiment la valeur des champs dans la cavité (surtout pour le cas multi-cycle) car la densité utilisée est trop importante. Pour améliorer l'estimation, il faudrait utiliser la densité effective dans la cavité plutôt que la densité initiale n_{e0} des électrons.

Deux populations d'électrons vont être accélérées lors de l'interaction entre la cible sous-critique et l'impulsion. Des électrons vont être accélérés directement par l'impulsion et vont être piégés dans l'impulsion et d'autres électrons vont être accélérés par les champs auto-générés dans la cavité. Nous traiterons de ces deux populations dans les parties suivantes.

6.2.2 Accélération directe des électrons par l'impulsion

Dans le cas d'une impulsion attoseconde intense ($a_0 \gg 1$), la poussée longitudinale des particules est importante. Les électrons seront accélérés jusqu'à des énergies relativistes ($\gamma \gg 1$) et vont pouvoir être piégés dans l'impulsion laser (ils vont cependant dériver lentement autour de la "galette" de photons formée par l'impulsion attoseconde car ils ne peuvent pas se déplacer à la même vitesse que l'impulsion c).

L'énergie des électrons moyennée dans la cavité, pour des positions tranverses (y) allant de 2000 a 6000 nm, est tracée sur la figure 6.9. Dans la simulation, pour cette itération temporelle, le laser est à une position $x = 3747$ nm. Nous pouvons voir qu'à cette position

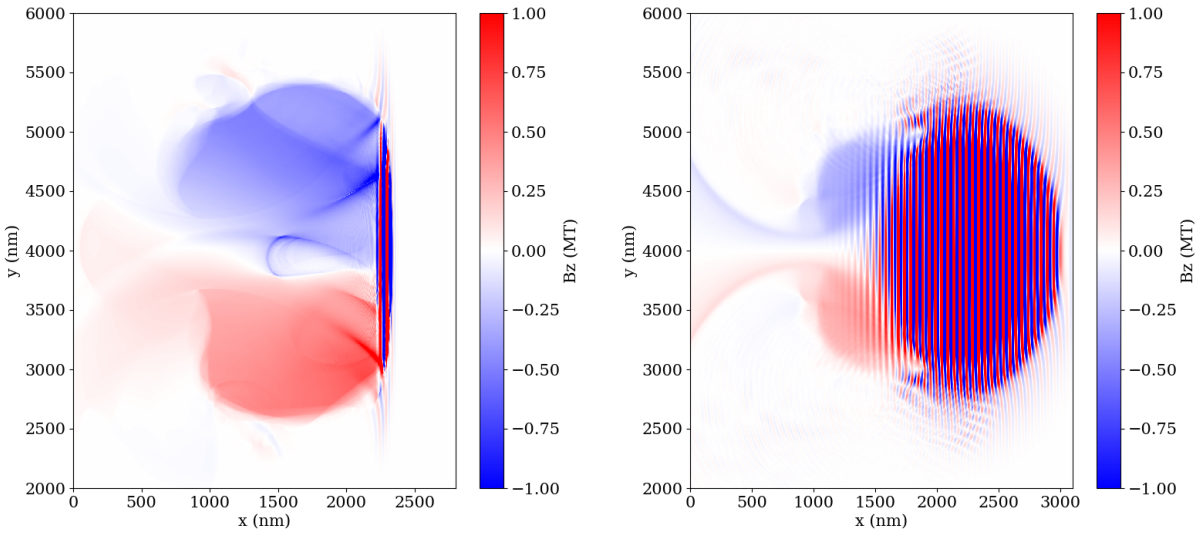


FIGURE 6.8 – Champs magnétiques B_z à un temps de 10.67 fs pour (a) le cas quasi-single-cycle et (b) multi-cycle.

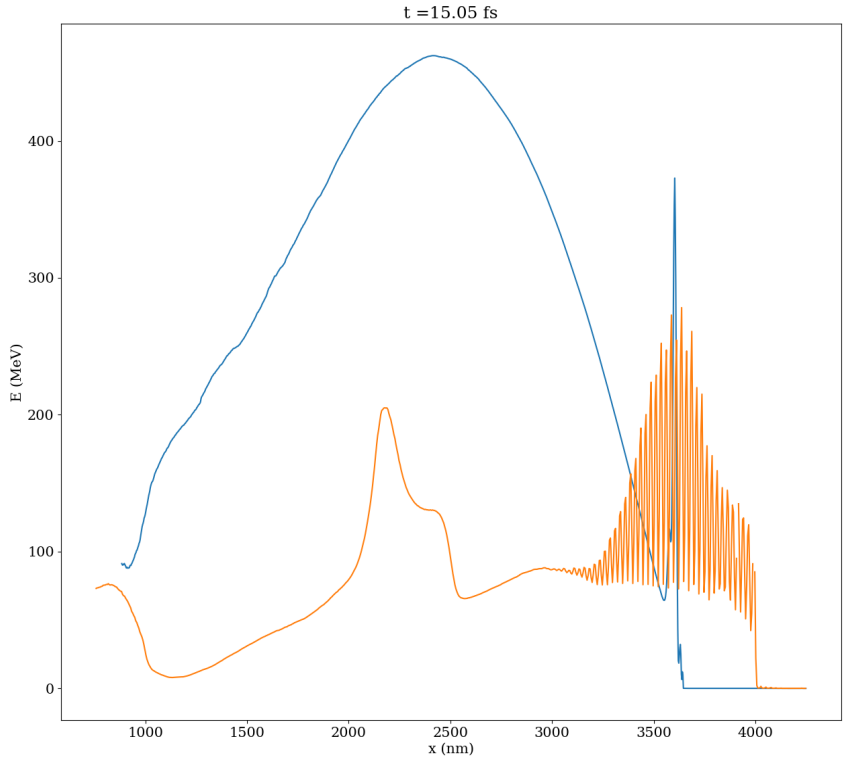


FIGURE 6.9 – Énergie moyenne des électrons pour une position transverse (y) de 2000 et 6000 nm à un temps de 15.5 fs. La courbe en bleu correspond au cas quasi-single-cycle et la courbe en orange au cas multi-cycle.

les électrons ont en moyenne une énergie de l'ordre de 350 MeV pour le cas quasi-single-cycle et de l'ordre de 280 MeV pour le cas multi-cycle. Dans le cas quasi-single-cycle, l'énergie des électrons derrière l'impulsion est très importante. Cependant la majorité de ces électrons sont des électrons qui circulent dans la cavité. En effet, l'espace des

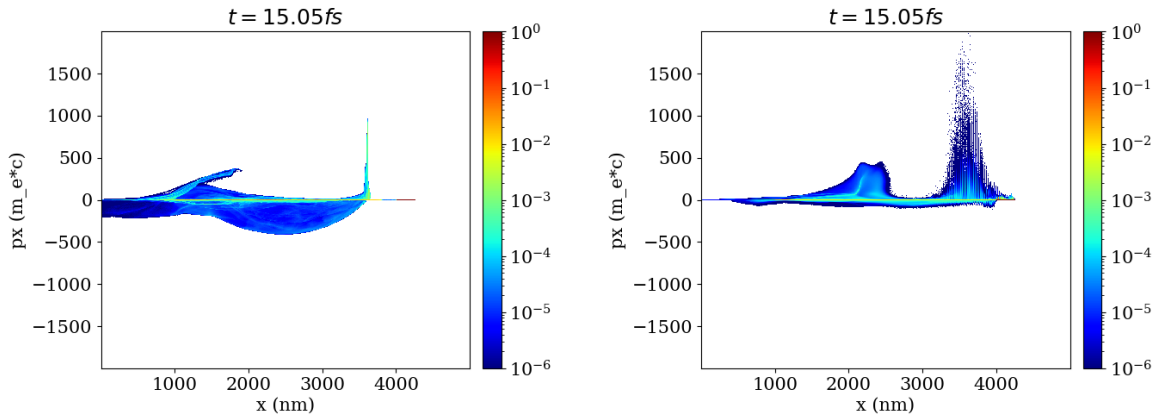


FIGURE 6.10 – Espace des phases longitudinal des électrons à un temps de 15.5 fs. La figure de gauche correspond au cas quasi-single-cycle et la figure de droite au cas multi-cycle.

phases longitudinal, figure 6.10 montre que les électrons derrière l'impulsion attoseconde ont majoritairement une impulsion négative. Pour estimer l'énergie de ces électrons, nous ferons l'hypothèse que la contribution des champs liée à l'impulsion attoseconde est très grande devant celle liée au plasma. Cela revient à dire que les électrons sont dans le vide et accélérés par un champ électromagnétique.

Le théorème de Lawson-Woodward partie 1.3.1 stipule que les électrons relativistes dans le vide ne peuvent pas avoir de gain net d'énergie lié au passage d'une l'impulsion électromagnétique. Après le passage de l'impulsion, les électrons se seront déplacés mais n'auront pas gagné d'énergie. Ce théorème ne s'applique pas dans notre cas car nous n'en respectons pas certaines hypothèses. En effet, comme les électrons ne sont pas dans le vide, même si les effets du plasma sont faibles devant les champs de l'impulsion attoseconde, les électrons vont pouvoir subir les champs auto-générés dans la cavité. De plus, les effets de la force pondéromotrice ne sont pas négligeables et la région d'interaction n'est pas infinie mais limitée par la taille L de la cible sous critique. Toutes ces conditions invalident ce théorème. Quand l'impulsion va interagir avec la couche de platine sur-critique, l'impulsion va être réfléchie. Les électrons qui étaient accumulés proches des pics du champ par la force pondéromotrice longitudinale vont subir un champ qui peut s'annuler localement (interférence entre le champ et sa réflexion). Ces électrons vont pouvoir garder une part de leur énergie et traverser la cible sur-critique où ils pourront rayonner etc... Les électrons pourront garder plus efficacement leur énergie dans le cas quasi-single-cycle que dans le cas multi-cycle car l'onde stationnaire qui va être générée proche du bord de la cible sur-critique est beaucoup plus étendue spatialement dans le cas multi-cycle que dans le cas quasi-single-cycle. De plus, Les électrons dans le cas multi-cycle 6.9 sont étendus sur toute la longueur de l'impulsion attoseconde alors que, dans le cas quasi-single-cycle, ils sont regroupés dans un pic. Cela implique que, dans le cas multi-cycle, une grande partie des électrons pourront subir des champs décélérateurs et rayonner.

L'expression qui relie le potentiel vecteur normalisé a_0 et le facteur de Lorentz moyen $\overline{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ d'un électron dans le vide ne permet pas d'expliquer l'énergie des électrons dans l'impulsion attoseconde. Dans les articles [318], [319], qui traitent de l'accélération d'électrons dans le vide, le facteur γ maximal que peuvent atteindre les électrons est donné par la formule (dans le cas d'électrons initialement au repos) $\gamma \approx 1 + a_0^2/2$. Cependant,

cette formule donne une énergie trop importante par rapport à ce qui est observé dans la simulation, probablement dû au fait que les électrons ne sont pas dans le vide.

Dans le cas d'un électron dans le vide accéléré par une impulsion de mode gaussien d'ordre supérieur, l'énergie obtenue par l'électron s'écrit [108] :

$$\Delta E(\mathrm{MeV}) = \frac{31\sqrt{P(\mathrm{TW})}}{1+\gamma_c^2/\gamma_x^2}, \tag{6.2.8}$$

avec P la puissance moyenne du laser en TW, $\gamma_c \approx \pi w_0/\sqrt{2}\lambda$ une énergie critique et γ_x le facteur de Lorentz longitudinal de l'électron. Ce facteur peut être relié à l'énergie critique par l'expression :

$$\gamma_x \approx \sqrt{\frac{x_s}{\lambda} - \frac{1}{\gamma_c^2}} \tag{6.2.9}$$

avec x_s la distance nécessaire pour que l'électron subisse un changement de la phase de l'impulsion $(wt-kx)$ de π. Dans le cas ultra-relativiste ($\gamma_z \gg \gamma_c$), la distance $x_s = \pi\, Z_R/2$ avec $Z_R = k\, w_0^2/2$ la distance de Rayleigh. Dans notre cas, la distance nécessaire x_s est très grande devant les différentes distances de notre simulation $z_s \approx 8.7 \times 10^{-5}$ m. Les électrons ne pourront jamais traverser cette distance car la cible solide de platine va réfléchir l'impulsion et donc une partie des électrons à une distance de 3000 nm du bord d'entrée de la cible sous critique. Nous allons remplacer dans l'équation précédente la distance x_s par la longueur que peuvent parcourir les électrons dans l'impulsion L ($L \ll x_s$). Donc l'expression précédente devient :

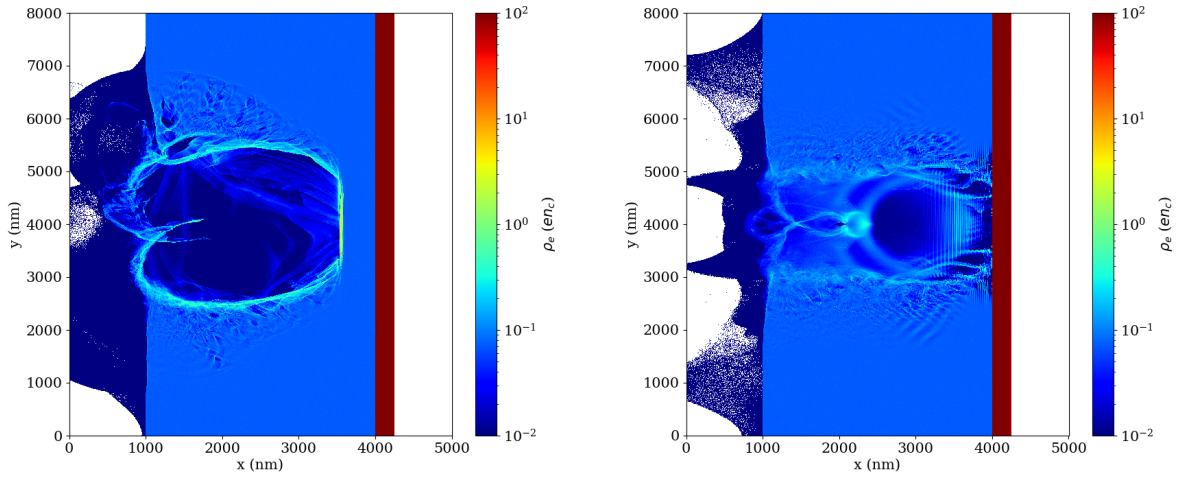
$$\gamma_x \approx \sqrt{\frac{L}{\lambda} - \frac{1}{\gamma_c^2}}, \tag{6.2.10}$$

ce qui nous donne pour $L = 3000$ nm, une énergie de $\Delta E \approx 411$ MeV ce qui est en bon accord avec ce qui est obtenu dans la simulation. Cependant, il serait possible de plus raffiner cette estimation en prenant en compte les effets du rayonnement des charges accélérées.

6.2.3 Accélération des électrons dans la cavité

En plus des électrons accélérés directement par le laser, des électrons ultra-relativistes vont aussi être accélérés par les champs statiques auto-générés à l'intérieur de la cavité. Quand les électrons circulant le long du canal vont atteindre la face avant de la cible, ils vont subir une accélération liée à un champ électrique intense. Ce champ est créé par la déplétion, principalement longitudinale, des électrons piégés dans l'impulsion. L'effet combiné de ces champs auto-générés électriques et magnétiques va courber la trajectoire des électrons proches de l'axe de propagation du laser et les accélérer. La figure 6.11 présente la densité de charge des électrons $(-\rho_e)$ à un temps de 14.88 fs. Dans les deux cas, un faisceau d'électrons s'est créé derrière l'impulsion. Le faisceau d'électrons est plus proche du centre de l'impulsion dans le cas multi-cycle (c.f. figure 6.11b) que dans le cas (c.f. figure 6.11a) single-cycle. Cette différence est liée à un effet cumulé de la taille transverse du canal et du vidage causé par l'évacuation d'électrons dans le canal. La forme azimutale du champ magnétique auto-généré (c.f. figure 6.8) va maintenir le faisceau dans l'axe laser. En effet, ce champ va faire osciller les électrons proches de l'axe. Cette oscillation joue un rôle dans l'accélération des électrons par le mécanisme de *B-loop* voir la Ref. [320] ,[139]. Pour que ce mécanisme puisse avoir lieu, il faut que la fréquence

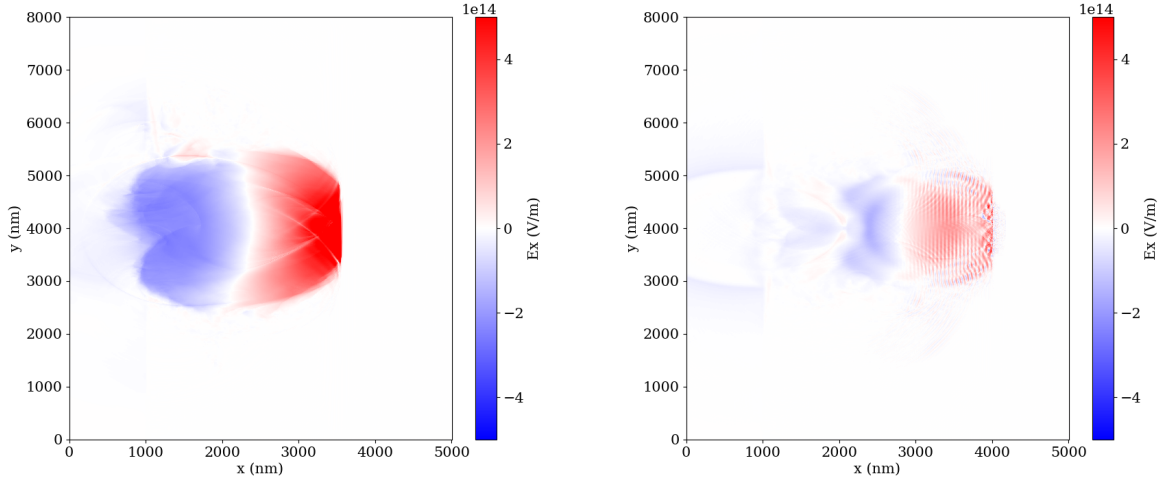
cyclotron $\omega_B = |q|B/m$ soit proche de la fréquence laser. Dans notre cas, avec la valeur du champ magnétique de ≈ 0.5 MT, $\omega_B \approx 2\,\omega_L$. Cependant, pour se développer pleinement ce phénomène à besoin d'avoir plusieurs oscillations cyclotron pour que l'apport sur l'énergie puisse être efficace. Dans notre cas, la réflexion de l'impulsion sur la feuille de haute densité va avoir lieu avant que les électrons finissent une oscillation cyclotron sur l'axe. La réflexion de l'impulsion va diminuer l'énergie des électrons (par diffusion Compton Compton inverse non linéaire et synchrotron) sur l'axe et empêcher ce phénomène d'être efficace.



(a) (b)

FIGURE 6.11 – Densité de charge des électrons à un temps de 14.88 fs dans le cas (a) quasi-single-cycle et (b) multi-cycle.

Le champ qui contribue de façon majeure à l'accélération de ce faisceau d'électrons derrière l'impulsion laser est le champ électrique auto-généré E_x. Ce champ provient de l'évacuation des électrons par le force pondéromotrice longitudinale dans le cas quasi-single-cycle et aussi transverse dans le cas multi-cycle. Le champ électrique E_x est montré sur la figure 6.12 pour une itération temporelle correspondant à 14.88 fs. Dans les deux cas, le champ est bi-polaire avec une partie positive devant la bulle créé par la poussée pondéromotrice de l'impulsion sur les électrons et une partie négative à l'arrière de la bulle venant du déficit d'électrons dans cette partie. Le champ électrique est contenu dans la cavité et est nul dans la densité non perturbée. Ce champ longitudinal prend des valeurs de l'ordre de $E_x \approx 2.5 \times 10^{14}\,\mathrm{V/m}$ dans le cas quasi-single-cycle et $E_x \approx 1.4 \times 10^{14}\,\mathrm{V/m}$ dans le cas multi-cycle. Pour estimer la valeur du champ électrique dans la cavité, on peut utiliser le modèle développé dans l'article [321]. Ce modèle traite de l'accélération des électrons dans une cavité plasma dans le régime de la bulle/*blow-out* [50], [322], [323], [324], [325] décrit dans la partie 1.3.4. Il va notamment permettre de prédire la valeur des champs dans une cavité/canal ionique pour un profil radial de densité non fixé. Pour cela, les auteurs considèrent une cavité de forme elliptique de rayon transverse r_b, de densité ionique $\rho_i(r) = \alpha\, r^n$ possédant une gaine électronique positionnée à r_b d'épaisseur Δ. Si l'on considère que les ions sont immobiles et que l'on se place dans une approximation quasi-statique [115], le champ longitudinal sur l'axe de propagation du laser dans la cavité



(a) (b)

FIGURE 6.12 – Champ électrique E_x à un temps de 14.88 fs dans le cas (a) quasi-single-cycle et (b) multi-cycle.

peut s'exprimer comme :

$$E_x(\xi, r=0) = \frac{d}{d\xi}\left\{\int_0^{r_b(\xi)} \frac{dy}{y}\int_0^{y} \rho_i(r) r dr + \frac{(1+\epsilon)^2}{(1+\epsilon)^2-1}\left[\ln(1+\epsilon)-1\right]\int_0^{r_b(\xi)} \rho_i(r) r dr\right\}, \tag{6.2.11}$$

avec $\xi = ct - x$, $\epsilon = \Delta / r_b(\epsilon)$ et $r_b(\xi)$ la position de l'interface dans la cavité. De plus, les différentes quantités sont normalisées, les temps par rapport à ω_p^{-1}, les distances par k_p^{-1}, les densités de charge par $e\,n_p$, les champs électriques par $E_0 = m_e c\omega_p / e$ etc... Si l'on fait l'hypothèse que $\Delta \ll r_b$ et que $\rho_i(r) = \alpha = 1$ $(n = 0)$, alors le champ électrique peut s'écrire :

$$E_x(\xi, r=0) = \frac{1}{4}\left\{\frac{dr_b(\xi)^2}{d\xi} + \frac{3}{2}\Delta\frac{dr_b(\xi)}{d\xi}\right\}. \tag{6.2.12}$$

Pour pouvoir définir le champ, il faut connaître les équations qui régissent la forme de la cavité. L'équation reliant le rayon de la cavité r_b à la position dans la cavité ξ est une équation différentielle dépendant fortement de la distribution de la densité de charge dans la cavité. Dans le cas particulier d'une cavité sphérique vide d'électrons, où l'on néglige la contribution de la gaine $\Delta = 0$ (contribution faible car $\Delta \ll r_b$), alors le champ longitudinal peut s'écrire [31], [321], [326], [327] :

$$E_x(\xi, r=0) \simeq \frac{\xi}{2}. \tag{6.2.13}$$

Si l'on estime la valeur du champ au bord gauche de la cavité (zone d'accélération du faisceau d'électrons) $\xi = k_p r_{ch}$ en revenant aux unités physiques :

$$E_x(x = r_{ch}, r=0) \simeq \frac{E_0 k_p r_{ch}}{2}. \tag{6.2.14}$$

Dans le cas quasi-single-cycle, le champ estimé est de $E_x \approx 3.4\times10^{14}$ V/m et de $E_x \approx 2.8\times10^{14}$ V/m dans le cas multi-cycle. Ces deux valeurs surestiment légèrement les valeurs des champs obtenus dans les simulations de la Fig. 6.12. Cela s'explique principalement par le fait que la cavité n'est pas totalement vide d'électrons.

Ce champ électrique est le principal contributeur dans l'accélération des électrons. Ce champ est accélérateur pour les électrons du bord gauche de la cavité (où se trouve le faisceau d'électrons) et décélérateur pour les électrons du bord droit (où se trouve l'impulsion). Ce champ va se déplacer avec la cavité et accélérer les électrons à l'arrière de la bulle. Si l'on fait l'hypothèse que les électrons vont voir ce champ accélérateur sur toute la largeur de la cible en plastique (CH), on peut estimer l'énergie des électrons compris dans le faisceau par $\epsilon_e \approx eE_xL$ avec L l'épaisseur de la cible de CH. Si l'on considère que le champ est de valeur de $1.5/3 \times 10^{14}$ V/m alors les électrons vont atteindre des énergies de l'ordre de $\epsilon_e \approx 450/900$ MeV.

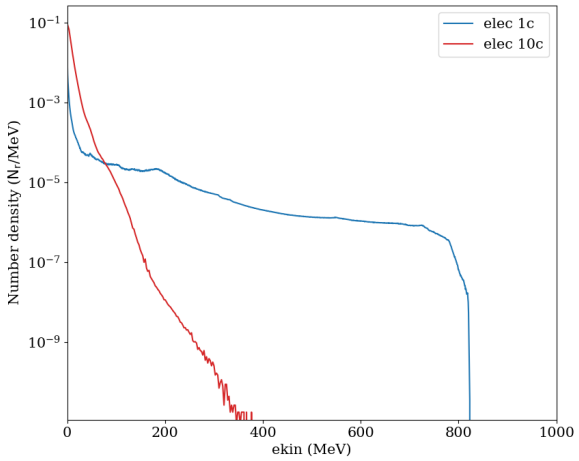


FIGURE 6.13 – Spectre des électrons traversant un écran (Screen) placé à 5 λ de la face arrière de la cible pour le cas quasi-single-cycle (bleu) et le cas multi-cycle (rouge).

Le spectre des électrons sur la Fig. 6.13, collectés à une distance de 5 λ du bord de sortie de la cible de platine ($x = 4050$ nm) (*screen*)), indique que l'énergie des électrons qui ont traversé la cible de platine dans le cas multi-cycle ont une énergie maximale de ~ 400 MeV et de ~ 800 MeV pour le cas quasi-single-cycle. Les énergies maximales sont inférieures à nos estimations car la réflexion de l'impulsion sur le platine et donc l'émission des photons qui en découlera va diminuer l'énergie des électrons. Les distributions spectrales sont aussi différentes, dans le cas quasi-single-cycle, nous avons une distribution quasiment plate avec une coupure nette de la distribution à haute énergie. Cette distribution est non Maxwellienne. La distribution spectrale des électrons, dans le cas multi-cycle, tend plus vers une distribution Maxwellienne. De plus, la densité d'énergie et donc le nombre d'électrons de haute énergie est beaucoup plus important dans le cas quasi-single-cycle que dans le cas multi-cycle même si l'énergie dans l'impulsion est dix fois inférieure. Cela s'explique par le fait que la réflexion de l'impulsion multi-cycle est plus longue spatialement et a donc beaucoup plus d'interaction avec le faisceau d'électrons pour les ralentir et les réaccélérer vers les x négatifs.

Nous avons décrit les principes de l'accélération des électrons dans nos simulations. Nous allons dans la suite comparer les caractéristiques des électrons en variant la durée de l'impulsion.

6.2.4 Comparaison en fonction du nombre de cycles

Pour définir les différents cas, nous avons choisi de faire varier la durée de l'impulsion pour quatre durées (nombre de cycles) différentes. En plus des deux cas quasi-single-cycle

($N_t = 1$) et multi-cycle ($N_t = 10$), nous avons aussi effectué des simulations pour des impulsions de 3 cycles ($N_t = 3$) et 5 cycles ($N_t = 5$).

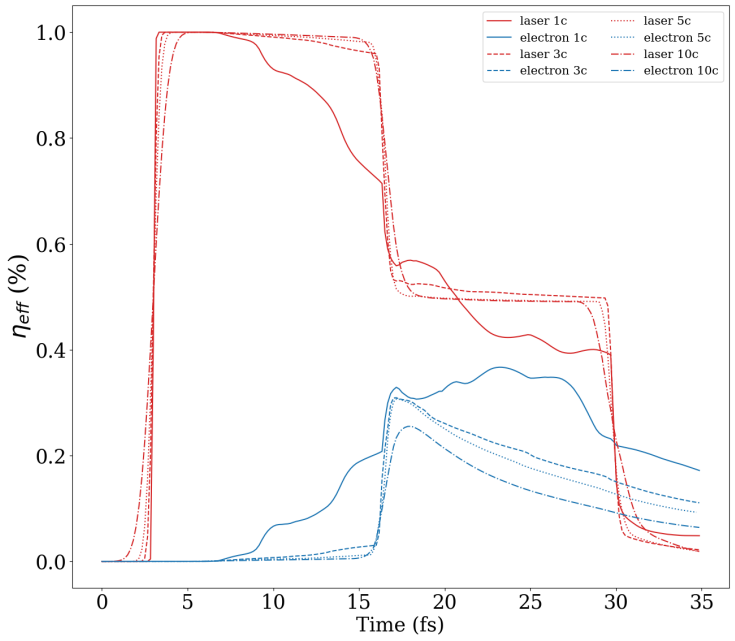
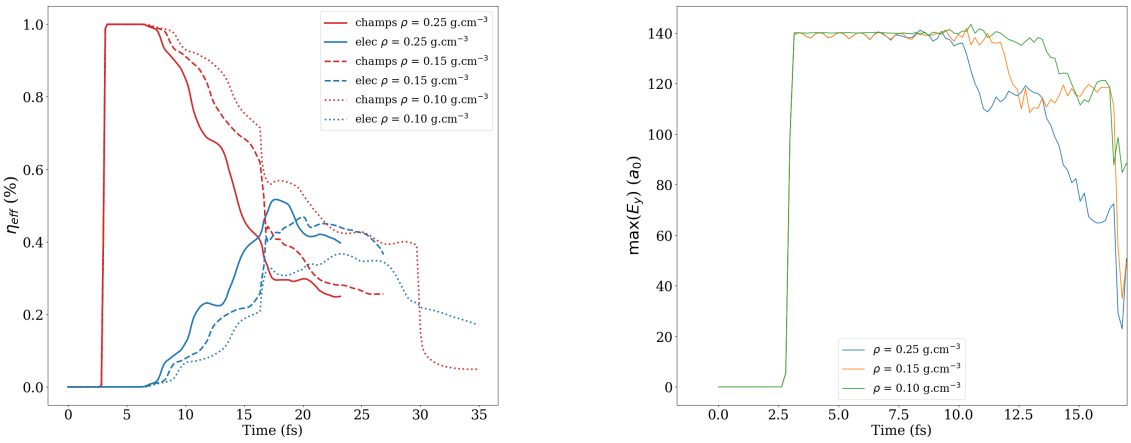


FIGURE 6.14 – Énergie dans les champs électromagnétiques (rouge) et énergie cinétique dans les électrons (bleu) normalisées par l'énergie totale dans la boite de simulation pour différentes durées d'impulsion 1, 3, 5 et 10 cycles en fonction du temps.

Sur la figure 6.14 est tracée l'énergie dans toute la boite de simulation pour les champs électromagnétiques (rouge) et les électrons (bleu). Chacun des cas, 1, 3, 5 et 10 cycles a une énergie électromagnétique différente car ils possèdent la même intensité mais pas la même durée temporelle. Pour les comparer nous avons normalisé les énergies des électrons et les énergies des champs électromagnétiques (ϵ) d'un cas par rapport à l'énergie maximale dans les champs électromagnétiques ϵ^{EM}_{max}. Nous avons donc tracé non pas l'énergie mais $\eta_{eff} = \epsilon/\epsilon^{EM}_{max}$ pour les différents cas, qui est pour les particules (électrons) la partie absorbée de l'énergie électromagnétique. L'impulsion est injectée dans la simulation à un temps de 3 fs. L'interaction avec la cible de platine se déroule à un temps de 16 fs. Le transfert de l'énergie des champs vers les électrons dans la zone sous-critique ($Time \in [5, 16]$ fs) est similaire dans les cas multi-cycle (3c, 5c, 10c) et le seul cas pour lequel l'énergie absorbée dans le CH est importante, allant jusqu'à 20 % de l'énergie électromagnétique, est dans le cas quasi-single-cycle. Cela implique notamment que lors de son parcours dans la cible sous-critique, l'impulsion quasi-single-cycle va se déformer en perdant les premiers pics de champ électrique qui ont servi à la création de la cavité. La raison de ce transfert d'énergie plus important a été discutée dans les parties 6.2.3 et 6.2.2 et est liée notamment à l'énergie des électrons dans l'impulsion et à l'énergie des électrons circulant dans la cavité (cf. figure 6.9 derrière l'impulsion). Pour les différents cas, la majorité du transfert de l'impulsion a lieu lors de l'interaction avec la cible sur-critique quand les impulsions sont réfléchies. Plus la durée de l'impulsion est courte et plus le transfert de l'énergie est important.

Le cas quasi-single-cycle est le seul cas pour lequel l'absorption dans la partie sous critique de CH modifie de façon importante l'énergie et donc les champs dans l'impulsion.

En utilisant cette propriété, nous pouvons diminuer la condition sur la densité nécessaire pour avoir une réflexion dans la partie sur critique de Pt. La densité de la cible sous critique va avoir une influence sur la taille transverse de la cavité et donc sur les différents champs générés à l'intérieur. La figure 6.15a présente, dans le cas d'une impulsion quasi-single-cycle, l'énergie dans les champs électromagnétiques (rouge) et l'énergie cinétique dans les électrons (bleu) normalisée chacune par l'énergie dans l'impulsion pour trois densités volumiques de CH différentes, $\rho = 0.25/0.15/0.10$ g.cm^{-3}. Les trois impulsions vont transmettre une partie importante de leur énergie aux électrons. Dans le cas nominal de $\rho = 0.10$ g.cm^{-3}, au moment de l'interaction avec la cible solide, $\approx 20\%$ de l'énergie de l'impulsion est transmise aux électrons. Plus on augmente la densité dans la partie sous critique et plus les électrons absorbent d'énergie. Dans le cas $\rho = 0.15$ g.cm^{-3}, on atteint $\approx 25\%$ de l'énergie et plus de 40 % dans le cas de plus haute densité. En effet, en augmentant la densité, on se rapproche d'une cible quasi-critique ce qui augmente le transfert d'énergie aux électrons [328]. En contrepartie, l'impulsion aura plus de difficulté à se propager dans la cible ce qui va impacter la taille de la cavité et les champs générés.



(a) (b)

FIGURE 6.15 – (a) Énergie dans les champs électromagnétiques (rouge) et dans les électrons (bleu) normalisée par l'énergie totale dans la boite de simulation et (b) champ électrique E_y maximal sur l'axe laser au cours du temps pour différentes densités de cible 0.25, 0.15 et 0.10 g.cm^{-3} dans le cas d'une impulsion quasi-single-cycle.

La valeur maximale du champ va aussi être fortement impactée par la densité de la cible. En effet, les premiers pics du champ de l'impulsion vont être dégradés par la propagation dans le CH. Plus la densité du CH est importante, plus cette dégradation est rapide et plus le pic principal de l'impulsion va être affecté. C'est ce pic de l'impulsion, avec une valeur du champ de a_0, qui pose problème lors de la réflexion. Si l'on regarde la valeur maximale du champ électrique E_y sur l'axe de propagation de l'impulsion, figure 6.15b, on peut remarquer que comme indiqué, la valeur maximale du champ décroît plus rapidement et fortement dans les cas de haute densité. Le pic principal commence a être affecté à une durée de ≈ 10.1 fs pour le cas $\rho = 0.25$ g.cm^{-3}, de ≈ 11.7 fs pour le cas $\rho = 0.15$ g.cm^{-3} et de ≈ 12.5 fs pour le cas $\rho = 0.10$ g.cm^{-3}. Lors de l'interaction avec la cible sur-critique (16 fs), la valeur maximale du champ dans le cas $\rho = 0.25$ g.cm^{-3} est de $a_0 = 70$ ce qui diminue d'un facteur 2 la densité nécessaire pour avoir une réflexion propre. Pour contrer l'effet de la transparence relativiste et réfléchir l'impulsion, la cible

de platine n'a plus besoin d'avoir une densité initiale de $\rho = 195.16$ g.cm^{-3}. Une densité de $\rho = 91.8$ g.cm^{-3} permet d'obtenir une densité électronique effective de l'ordre de 1 n_c. Cette nouvelle densité correspond à une compression d'un facteur 4.28 par rapport à la densité solide du platine de ρ_0. Si l'on augmente encore la densité ou la taille de la cible, on peut encore diminuer cette condition de densité pour la réflexion. Cependant, trop décroître la valeur du champ maximal aura un effet sur l'efficacité du rayonnement dépendant du paramètre $\chi \sim a_0^2/E_S$ (partie 2.1.2) dans la configuration maximisant cette interaction. Si la densité est trop importante, des phénomènes d'auto focalisation pourront apparaître dans le plastique (CH) et à partir d'une certaine densité/épaisseur l'impulsion ne pourra plus atteindre le platine et la réflexion ne pourra plus se produire.

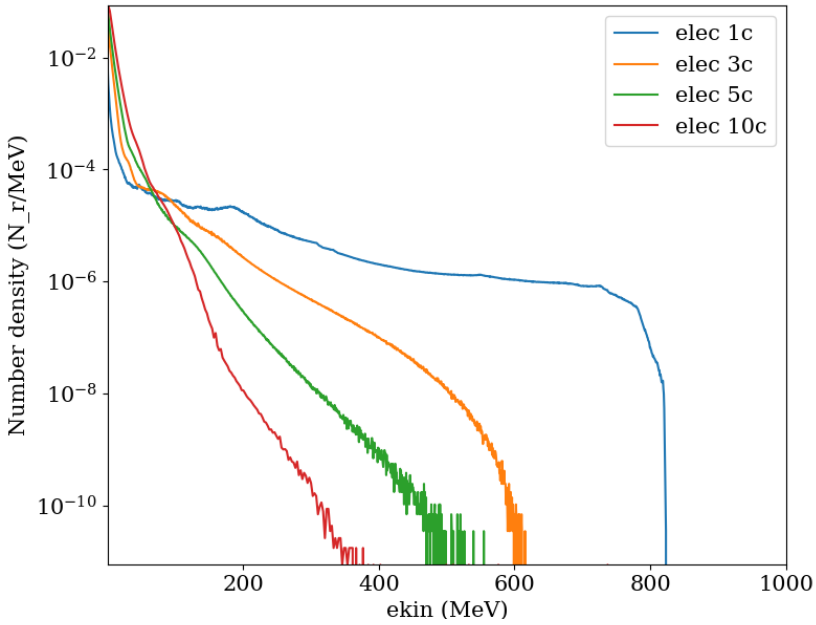


FIGURE 6.16 – Spectre des électrons traversant un écran (*Screen*) placé à 5 λ de la face arrière de la cible pour différentes durées temporelles.

L'énergie des électrons collectés 5 λ derrière la cible sur-critique, à la densité nominale de CH $\rho = 0.10$ g.cm^{-3}, pour les différents cas est présentée sur la figure 6.16. On y retrouve les spectres quasi-single-cycle (bleu) et multi-cycle. Le cas 3 cycles est en orange et le cas 5 cycles en vert. Plus la durée de l'impulsion est courte et plus l'énergie maximale dans les électrons en sortie du platine est élevée. Cela s'explique par des champs auto-générés plus importants dans la cavité et par le fait que l'impulsion attoseconde étant plus courte, les électrons ont moins de temps pour rayonner ou être décélérés par l'impulsion réfléchie. La distribution des électrons dans le cas 5 cycles peut comme la distribution 10 cycles être approchée par une distribution Maxwellienne, de plus haute température. Le cas 3 cycles est un cas "hybride" avec une distribution Maxwellienne à "moyenne" énergie et une queue de distribution non Maxwellienne.

La figure 6.17 présente la distribution angulaire et en énergie des électrons dans les quatre cas suivants : quasi-single-cycle fig.6.17a, 3 cycles fig.6.17b , 5 cycles fig.6.17c et multi-cycle fig.6.17d pour un temps de 15.8 fs. Pour ces différents cas, on peut remarquer que la distribution angulaire possède des pics à haute énergie ($\geq$ 400 MeV). Ces pics apparaissent pour des angles de $\sim \pm 11°$. Ces pics semblent correspondre aux faisceaux d'électrons interagissant avec le laser. Dans le cas quasi-single-cycle, cette distribution est asymétrique car comme illustré sur la figure 6.5a, le laser ne pousse pas de façon

symétrique les particules. Dans le cas de la force pondéromotrice, l'angle d'émission des électrons, dans le cas d'un électron initialement au repos dans le vide s'écrit [318] :

$$\tan\theta = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}}, \tag{6.2.15}$$

Avec $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ on obtient un angle de $\theta \approx 8°$.

D'autres directions d'émission proches de l'axe de propagation du laser (0°) apparaissent sur les différents cas, pour un angle de 2° dans le cas quasi-single-cycle et de ±4° pour le cas multi-cycle. Ces populations d'électrons correspondent aux faisceaux d'électrons accélérés par la cavité. Ces électrons, sous l'effet des champs magnétiques et électriques vont osciller autour de l'axe de propagation du laser. Cet effet est visible pour le cas 3 cycles où les deux sur-densités électroniques proches focalisent sur l'axe.

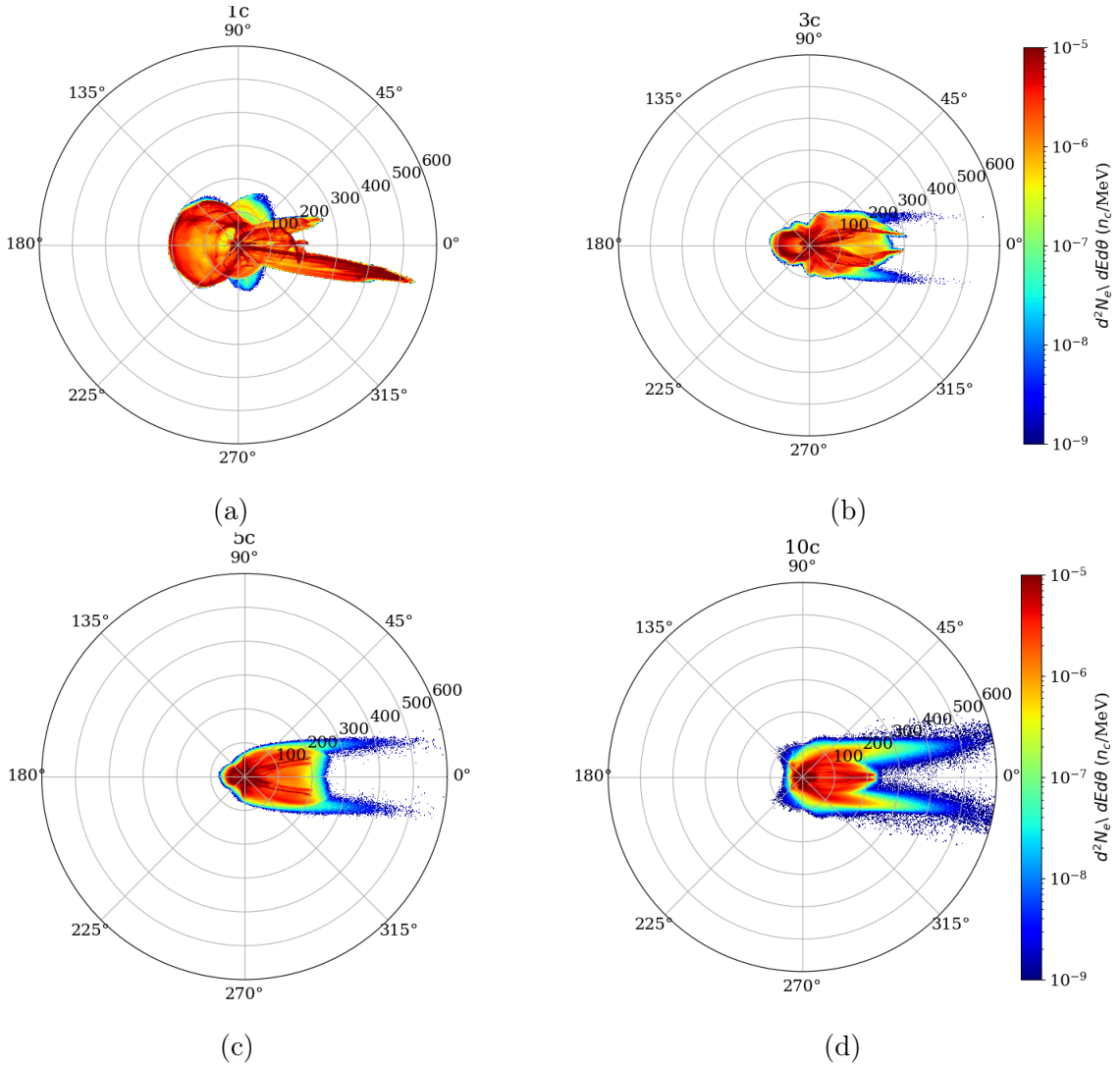


FIGURE 6.17 – Distribution angulaire et en énergie des électrons dans le cas (a) quasi-single-cycle, (b) 3 cycles (c) 5 cycles et (b) multi-cycle pour un temps de 15.8 fs.

Dans cette section, nous avons décrit les mécanismes physiques prépondérants lors de l'interaction entre une impulsion laser et un plasma sous-critique de CH. Nous avons pu montrer que deux populations d'électrons vont contribuer à la production des photons, des électrons accélérés directement par le laser et des électrons accélérés par des champs

générés dans la cavité ionique qui découle de l'interaction. Nous avons pu montrer que les modèles développés dans le régime de la bulle pour le Laser WakeField Acceleration donnent des prédictions en accord avec nos simulations. Nous avons comparé tant sur le plan énergétique que sur la distribution angulaire des électrons les différences en fonction de la durée de l'impulsion attoseconde. Plus l'impulsion est courte, plus le transfert d'énergie de l'impulsion vers les électrons est important et plus les électrons pourront obtenir une énergie importante. De plus, sur le plan angulaire, la dissymétrie qui apparaît dans le cas de l'impulsion attoseconde quasi-single-cycle liée à la poussée des électrons par l'impulsion, va imposer des distributions d'électrons asymétriques ce qui aura un effet sur les photons produits. Nous en discuterons après dans la partie 6.4. Dans la prochaine partie nous allons décrire l'interaction entre le plasma sur-critique et l'impulsion et étudier la génération d'harmoniques qui va en résulter.

6.3 Réflexion de l'impulsion

Après la propagation dans la partie sous-critique de CH, l'impulsion va interagir avec une partie dense de Platine. Le platine est modélisé comme un plasma sur-critique, il va donc agir comme un miroir plasma. Les miroirs plasmas (PM) correspondent à un plasma suffisamment dense et plat avec comme propriété de ne pas trop dégrader le front d'onde [148]. Les miroirs plasmas ont plusieurs utilités. Ils servent notamment à améliorer le contraste des impulsions laser [329], [330], [331] ultra intenses et aussi à générer des harmoniques d'ordre élevé (*High Harmonics Generation* HHG), [148], [154], [332], [333]. Dans le cas d'une impulsion ultra intense $a_0 \gg 1$ interagissant avec un plasma dense, les effets relativistes deviennent dominants lors de l'interaction (c.f. partie 1.3). Pour les champs, des processus comme l'effet Doppler [334] ne sont plus négligeables. En effet, les longueurs d'onde des champs électromagnétiques réfléchis subissent un décalage dû à l'effet Doppler qui est provoqué par l'oscillation périodique relativiste de la surface du plasma. Ce type de miroir, permettant de générer des HHG, est appelé miroir relativiste oscillant (ROM, c.f. partie 1.3.5). Dans cette partie, nous allons caractériser le champ réfléchi par le plasma sur-critique de Platine.

6.3.1 Caractéristiques des champs réfléchis

Lors de l'interaction entre l'impulsion et la partie dense de platine, l'impulsion initiale va se décomposer en deux parties, une partie qui va pénétrer dans le platine sur une certaine épaisseur de peau $l_s \approx c/\omega_p = \sqrt{\gamma}c/\omega_p$ (cas sans collisions dans un plasma froid tenant compte de la transparence relativiste) [81] et une partie réfléchie. La partie de l'impulsion non réfléchie qui se propage dans le solide ne peut atteindre des distances de propagation supérieures à $l_s \approx 8$ nm avant d'être absorbée. Cette distance est très courte devant la taille de la cible et nous ne considérerons donc pas ses effets. L'autre partie correspond aux champs réfléchis de l'impulsion attoseconde initiale qui sont les moteurs du rayonnement par effet Compton inverse non linéaire (c.f. partie 2.1.2). Lors de l'interaction, l'impulsion va pousser par force pondéromotrice les électrons et les ions. Cette poussée est de type hole-boring [140]. Les surfaces électroniques et ioniques vont se déformer tout en étant accélérées. Cependant, les électrons, étant plus légers que les ions, vont réagir aux changements de signe des champs (inversion des gradients) toutes les demi-périodes laser. Les électrons seront donc attirés et poussés par les champs. Cela implique que pour les électrons deux mouvements vont se coupler, un mouvement global

de recul et une oscillation le long de cette interface en mouvement. Cette oscillation va générer des harmoniques.

Il est à noter que nous ne sommes pas dans un cas maximisant la production d'harmoniques [148] par ROM. En effet, notre cible solide ne possède pas de gradient de type $n_e(x) = n_{e0}e^{-x/L}$, avec L la longueur du gradient, en face avant de la cible. Il existe cependant un gradient "numérique" provenant du facteur de forme des macroparticules (voir équation 3.1.4). En effet, celles-ci déposent leurs charges et courants sur les cellules avoisinantes de leurs positions. Ce gradient est cependant très court (0.78 nm). De plus, l'angle d'incidence de l'impulsion est nul, alors qu'un angle de $\approx 55°$ maximise la production des harmoniques [148], [154].

Sur la figure 6.18 est présentée une coupe longitudinale sur l'axe laser (y = 4000 nm) en fonction du temps (*streak*) de la densité des électrons dans les cas quasi-single-cycle 6.18a et multi-cycle 6.18b. Cette densité électronique est constituée de jets d'électrons (pics dans la densité). Dans le cas multi-cycle, de nombreux jets sont visibles. Ces jets sont espacés d'une durée Δt $\approx$ 80 as correspondant à une demi-période de l'impulsion initiale T = 166.8 as. En effet, sur une demi-période, le champ de l'impulsion change de signe, ce qui fait que les électrons sont accélérés vers les x négatifs deux fois par période. Ils sont ensuite rappelés par les champs de rappel ce qui crée ce jet d'électrons de façon périodique. Dans le cas quasi-single-cycle, deux pics en densité sont visibles, le deuxième correspond à un faisceau d'électrons se propageant vers les x négatifs. Ce faisceau apparaît car comme l'impulsion est courte ($\approx$ 1 cycle), composée de deux demi-périodes, après ces deux demi-périodes le mouvement oscillatoire s'arrête permettant aux électrons de continuer leur propagation. Les figures 6.18c, pour le cas quasi-single-cycle, et 6.18d, pour le cas multi-cycle, révèlent les instants et positions (sur l'axe) de production des harmoniques. Les harmoniques sont produits aux instants où les électrons sont tirés de l'interface par le changement de signe des champs de l'impulsion et se propagent à des vitesses $v \approx c$. Le signal réfléchi va être modulé par effet Doppler, dans le cas multi-cycle, par le mouvement de l'interface 6.18b :

$$\omega' = \omega \frac{1+\beta}{1-\beta}, \tag{6.3.1}$$

avec ω' le fréquence décalée par effet Doppler (dans le laboratoire), β la vitesse normalisée de l'interface et ω la fréquence incidente. Cette formule de l'effet Doppler est valide dans le cas d'une vitesse d'interface constante.

Pour caractériser le champ réfléchi, nous avons effectué une transformée de Fourier (TF) du champ sur l'axe, nous donnant ainsi accès au spectre du champ. Pour limiter les effets des champs générés dans la cavité et ne conserver que les champs réfléchis par le miroir, donc se propageant vers les coordonnées x négatives, la transformée n'est pas réalisée sur le champ E_y mais sur le champ $E_- = \frac{1}{2}(E_y - cB_z)$. En effet, de par les accords de phases induits par la réflexion sur les champs, le champ E_- ne contient que les champs se propageant vers les x négatifs (donc majoritairement réfléchis). La distribution spectrale (le module de la transformée de Fourier au carré $|\mathrm{TF}^2|$) du champ sur l'axe, à un temps de 19.4 fs (après l'interaction avec le platine qui prend place vers 16 fs) est tracée sur la figure 6.19 pour les deux cas quasi-single-cycle 6.19a et multi-cycle 6.19b. Sur les deux figures, des harmoniques de la longueur d'onde principale apparaissent. Dans le cas quasi-single-cycle, les maxima des signaux harmoniques sont situés respectivement à des ordres harmoniques de $\approx$ 2.19, 4.02, 5.27, 7.03, 8.69, 10.55, 12.71, 14.63, 16.39. Dans le cas multi-cycle, ces maxima se situent à des ordres harmoniques de $\approx$ 2.68, 4.60, 6.34, 8.07, 10.06. Les courbes en pointillés verts correspondent au spectre de l'impulsion injectée

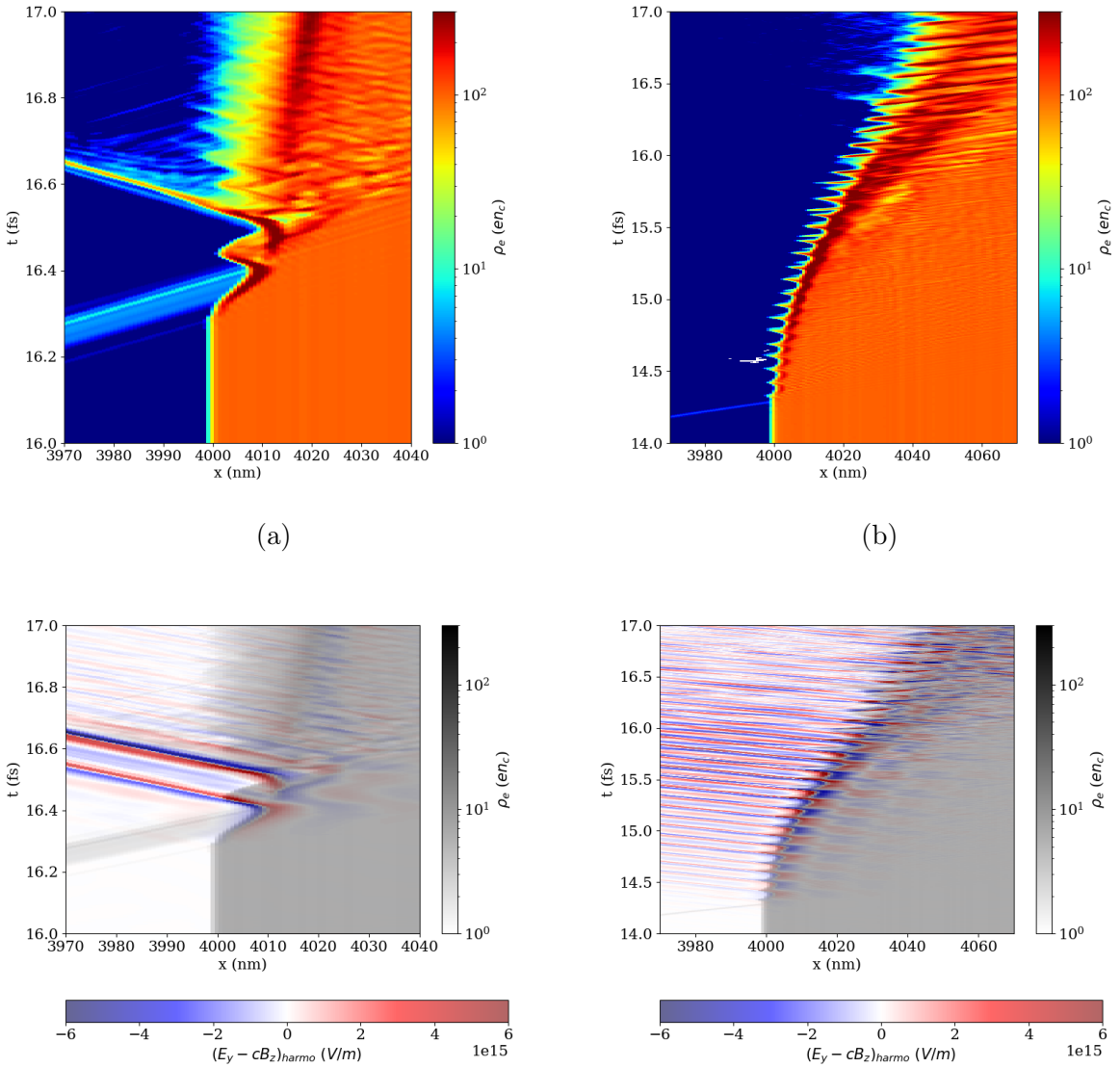


FIGURE 6.18 – Densité des électrons en fonction de la position sur l'axe de l'impulsion et en fonction du temps pour (a) le cas quasi-single-cycle et (b) le cas multi-cycle. Les figures (c) et (d) superposent la densité des électrons et les champs harmoniques générés pour respectivement le cas quasi-single-cycle et multi-cycle.

(dans le cas multi-cycle un harmonique à 3 ω_L est visible sur la figure car le laser était déjà en interaction avec le CH). Les harmoniques du signal, comme pour l'impulsion injectée, sont plus larges (à mi-hauteur) dans le cas quasi-single-cycle que dans le cas multi-cycle. Le nombre d'harmoniques produits est aussi plus important dans le cas quasi-single-cycle. Dans le cas d'une impulsion d'incidence normale interagissant avec une surface plasma oscillante, les seuls harmoniques pouvant être produits sont les harmoniques impairs [154]. Cependant, de par le mouvement global de l'interface, la fréquence va être décalée par effet Doppler. En fonction de la direction de propagation de l'interface par rapport à l'impulsion initiale, les champs vont voir leur longueur d'onde augmenter *redshift* (co-propagating)

ou diminuer *blueshift* (*counter-propagating*). La fréquence ω_n du n^{ime} harmonique décalée par Doppler s'écrit [148], [333], [335] :

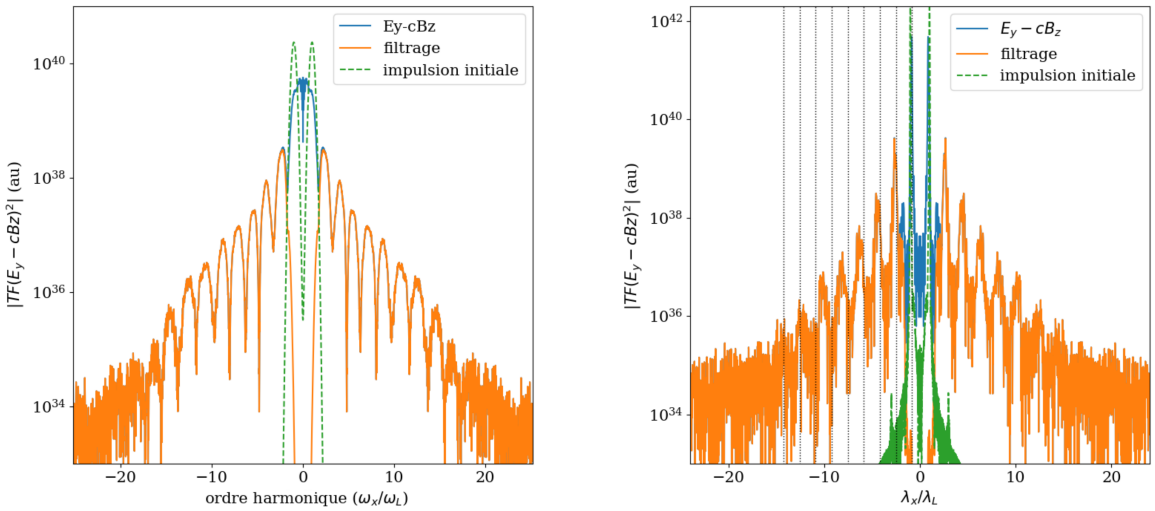
$$\omega_n = n\,\omega_L \left(1 \pm \frac{2|\beta_{drift}|}{1+|\beta_{drift}|}\right), \tag{6.3.2}$$

où β_{drift} est la vitesse moyenne normalisée de dérive de la surface, ω_L la pulsation initiale de l'impulsion (avant l'interaction avec le platine) et n le numéro de l'harmonique considéré. Le $\pm$ provient de la configuration *co-propagating* ou bien *counter-propagating*. Dans le cas multi-cycle, Fig. 6.19b , on peut estimer la vitesse de l'interface en comparant la fréquence du pic initial (pointillé en vert) par rapport au pic principal du champ réfléchi modifié par l'effet Doppler. La fréquence du pic réfléchi possède une pulsation de $\omega' \approx 0.85\omega_L$. Si on utilise la formule du Doppler $\beta_{drift} = (\omega'/\omega_L - 1)/(\omega'/\omega_L + 1)$, on peut estimer la vitesse moyenne de l'interface ce qui nous donne $\beta_{drift} \approx -0.08$. L'interface s'éloigne donc des champs réfléchis (co-propagating) (donc vitesse négative par rapport aux champs réfléchis) comme cela peut être vu sur la figure 6.18b. Le signal va donc être Doppler *redshifted*. Cela implique que les pulsations des harmoniques devraient être des multiples de $\omega_n \approx 0.85n\omega_L$ avec n impair au lieu de $n\omega_L$. Les traits noirs verticaux en pointillés sur la figure 6.19b correspondent aux multiples impairs de 0.85 ω_L. Les deux premiers harmoniques sont en accord avec ces valeurs, puis les valeurs des pics harmoniques se décalent par rapport à ces valeurs. Le désaccord pourrait s'expliquer par le fait que la vitesse de l'interface n'est pas constante au cours du temps [148], [333] ce qui induit un décalage non constant au cours du temps. En effet, sur la figure 6.18b, la trajectoire de l'interface est courbée avec une vitesse faible au début de l'interaction, vers 14.4 fs et qui augmente jusqu'à $\approx$ 16 fs. Cette vitesse non constante va aussi générer des phases non linéaires entre les différentes composantes des champs. Lors de la production des harmoniques, les électrons sont accélérés fortement ($v \approx c$), dans une configuration counter-propagative avec les champs. Si les champs sont intenses, les électrons vont subir des forces radiatives (c.f. partie 2.1) qui vont les ralentir. La perte d'énergie et donc le ralentissement est d'autant plus important que l'impulsion est intense. Ce ralentissement va produire un décalage dans la fréquence des harmoniques et une diminution de l'amplitude du signal réfléchi [333]. Le cas quasi-single-cycle est différent du cas multi-cycle car nous ne pouvons pas définir de vitesse moyenne. En effet le temps d'interaction est trop court et la surface ionique/électronique n'a pas le temps de se déformer. Le cas quasi-single-cycle devrait donc être similaire à un cas où les ions sont immobiles. Cependant, les valeurs des maximums des lobes harmoniques du spectre ne sont pas en accord avec des harmoniques de valeurs impaires. Ce décalage pourrait peut-être être expliqué par des effets des profils temporels induisant du *splitting* des harmoniques [333], [336] sachant que l'impulsion attoseconde quasi-single-cycle est de très courte durée, les gradients temporels (et donc longitudinaux) sont très importants.

Pour étudier la forme des champs réfléchis par le (ROM), nous avons filtré le signal pour séparer les composantes harmoniques des composantes initiales de l'impulsion. Le filtre que nous avons utilisé est un filtre de Butterworth :

$$D(\omega) = \frac{1}{1+\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^{2m}}, \tag{6.3.3}$$

où ω_c est la fréquence de coupure du filtre et m le degré du polynôme choisi. Plus m est grand et plus $D(\omega)$ tend vers une fonction porte. Nous avons choisi un ordre $m = 6$. Ce type de filtre permet de diminuer l'impact de la convolution sur le signal par un sinus



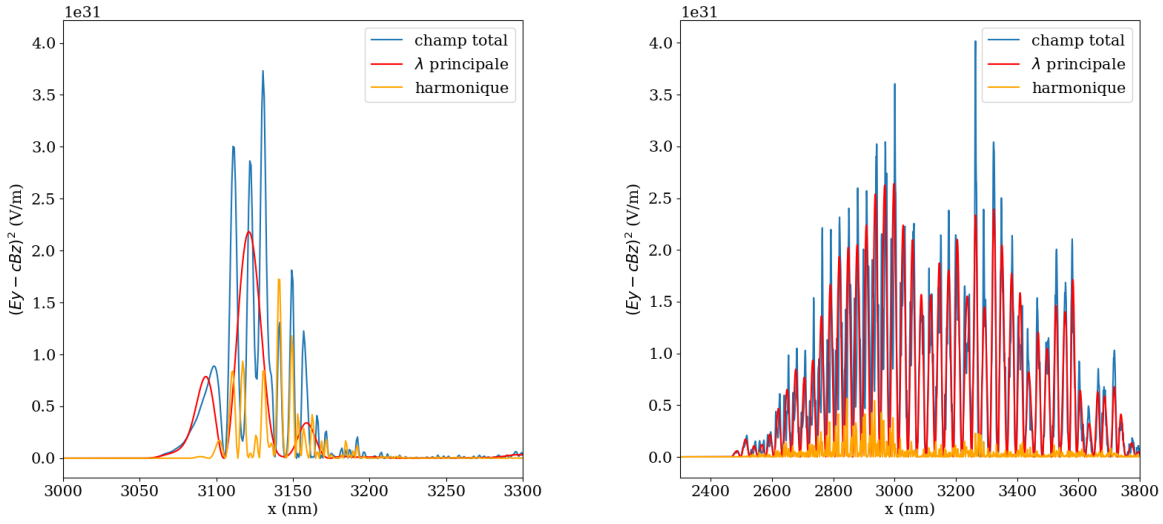
(a) (b)

FIGURE 6.19 – Distribution spectrale du champ E_- (bleu) pour le cas (a) quasi-single-cycle et (b) multi-cycle à un temps de 19.4 fs. La courbe en orange correspond à un filtrage par un filtre de Butterworth 6.3.3 à une fréquence de coupure ω_c de la distribution totale du champ (bleu) et correspond au signal harmonique. La courbe en pointillés verts est le spectre initial de l'impulsion. Sur la figure (b) les courbes verticales en pointillés noirs correspondent à des valeurs de $\omega_n = 0.85 n\omega_L$ avec n impair.

cardinal lié au filtrage par une porte. Les courbes en orange de la figure 6.19 correspondent aux spectres filtrés avec une fréquence de coupure ω_c qui vaut 1.72 ω/ω_L dans le cas quasi-single-cycle et 1.88 ω/ω_L dans le cas multi-cycle. La fréquence de coupure est sélectionnée numériquement à partir de la valeur minimum du spectre entre 1.5 et 1.8 ω/ω_L.

La figure 6.20 présente le champ E_- après la réflexion sur le Platine. Le champ total est tracé en bleu, la contribution des harmoniques est tracée en orange et la contribution de l'impulsion réfléchie en rouge. Le champ harmonique orange correspond à la transformée de Fourier inverse du spectre en orange de la figure 6.19 et le champ rouge correspond à un filtrage passe bas (Butterworth) du spectre du champ pour ne conserver que la partie du spectre de fréquence inférieure à ω_c, donc la fréquence principale initiale de l'impulsion. Il est à noter qu'à cause de relation de phase entre les différentes fréquences du champ, des interactions vont prendre place. Cela implique que le carré du champ total (bleu) ne peut pas être décomposé seulement par la somme des carrés des différents champs (orange et rouge). Le champ est une composition entre le champ rouge modulé des pics du champ orange. Dans le cas quasi-single-cycle (Fig. 6.20a) les champs provenant des harmoniques se situent principalement derrière l'impulsion principale et peuvent atteindre des amplitudes proches des valeurs de l'impulsion (rouge). Dans le cas multi-cycle (Fig. 6.20b) les champs provenant des harmoniques sont présents au début de l'impulsion et l'amplitude du signal harmonique est moins grande que dans le cas quasi-single-cycle. Concernant l'énergie, ≈ 18.6% de l'énergie totale des champs est comprise dans les champs harmoniques (orange) pour le cas quasi-single-cycle et ≈ 8.7 % pour le cas multi-cycle (le reste correspond en grande majorité à la contribution de la fréquence principale qui a été décalée par effet Doppler).

Nous avons décrit les mécanismes et les champs produits lors de la réflexion de l'impul-



(a) (b)

FIGURE 6.20 – Champ $(E_-)^2$ sur l'axe de l'impulsion pour le cas (a) quasi-single-cycle et (b) multi-cycle. La courbe en bleu est le champ total de la simulation. La courbe en orange correspond à la transformée de Fourier inverse du champ harmonique orange de la figure 6.19. La courbe en rouge correspond à la transformée de Fourier inverse du spectre 6.19 filtré par un passe-bas pour une fréquence de coupure de $\omega \leq \omega_c$.

sion, nous allons dans la suite comparer les spectres en prenant en compte quatre durées d'impulsion.

6.3.2 Comparaison en fonction du nombre de cycles

Les impulsions que nous allons considérer sont les mêmes que dans la partie 6.2.4, c'est à dire des impulsions respectivement quasi-single-cycle, 3 cycles ($N_t = 3$), 5 cycles ($N_t = 5$) et multi-cycle ($N_t = 10$). Les distributions spectrales du champ E_-, pour les quatre simulations, sont tracées sur la figure 6.21. Comme pour les distributions précédentes, les courbes en orange correspondent au signal filtré par un filtre donné par l'équation 6.3.3. Les quatre distributions spectrales possèdent des pics harmoniques pour des nombres harmoniques n allant de 0 à ≈ 20. Sur les figures, les droites noires en pointillés correspondent à la fréquence théorique des harmoniques donnée par la formule 6.3.2 avec β_{drift} la vitesse de dérive de l'interface. Cette vitesse est obtenue à partir du décalage par effet Doppler entre la fréquence initiale de l'impulsion $n = 1$ et la fréquence principale du signal réfléchi. Cette valeur vaut $\beta_{drift} = 0$ dans le cas quasi-single-cycle (Fig. 6.21a), $\beta_{drift} \approx 0.075$ dans le cas 3 cycles (Fig. 6.21b) et $\beta_{drift} \approx 0.08$ pour les cas 5 (Fig. 6.21c) et multi-cycle (Fig. 6.21d). Nous remarquons que ces valeurs théoriques sont de bonnes prédictions de la fréquence des pics harmoniques jusqu'à $n \approx 7/9$. Les raisons du décalage ont été évoquées dans la partie précédente 6.3.1. Les distributions spectrales montrent que plus l'impulsion est courte et plus le nombre d'harmoniques n générés est important. En effet, si l'on considère la fréquence à partir de laquelle le signal harmonique n'est plus distinguable (i.e. du bruit), pour le cas quasi-single-cycle le signal s'arrête pour des nombres harmoniques $n \approx 17$, pour le cas 3 cycles vers $n \approx 16$, vers $n \approx 15$ pour le cas 5 cycles et vers $n \approx 14$ pour le cas multi-cycle.

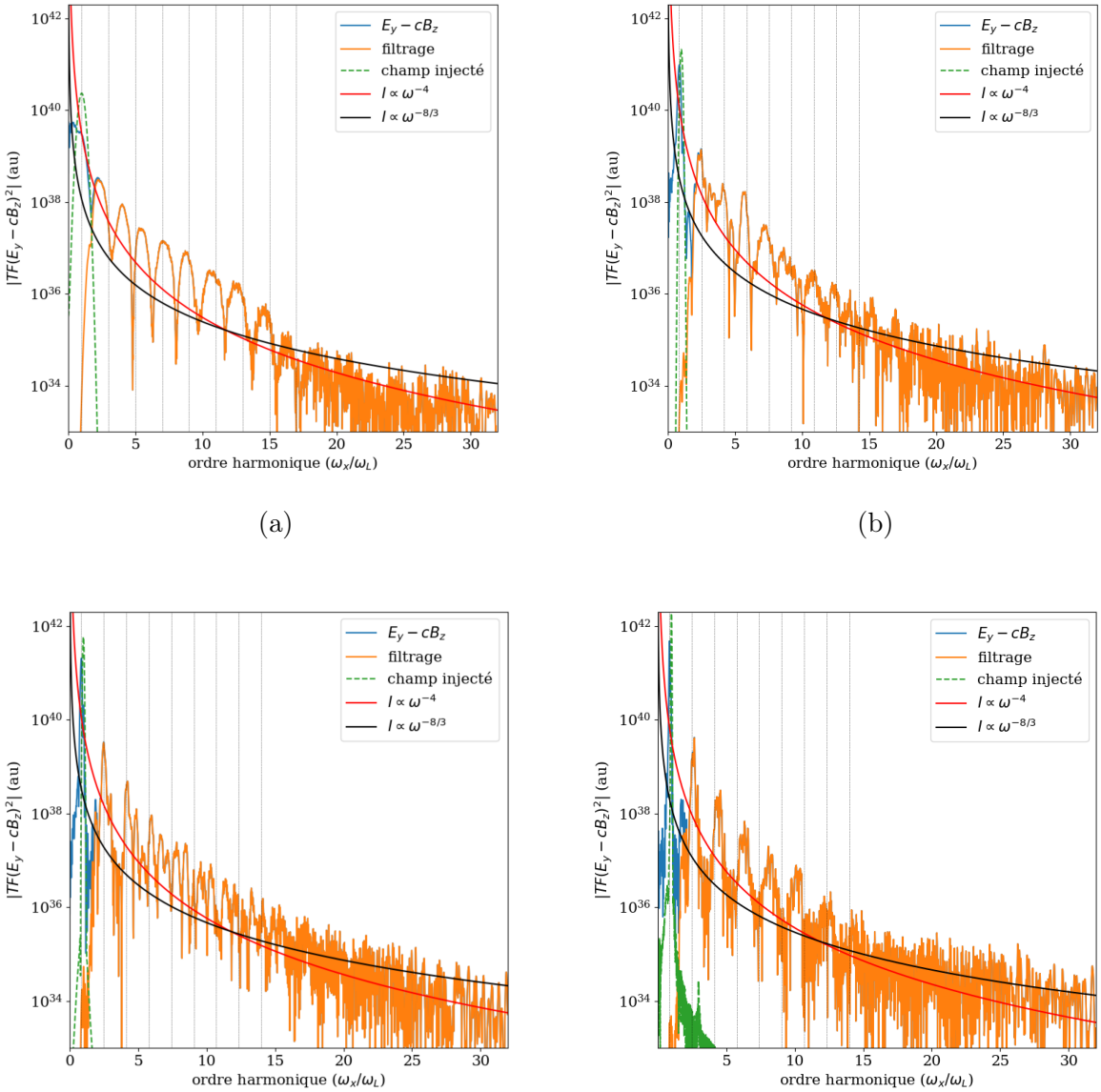


FIGURE 6.21 – Distribution spectrale du champ E_- pour des impulsions (a) quasi-single-cycle, (b) 3 cycles, (c) 5 cycles et (d) multi-cycle. Les courbes en orange correspondent à la composante harmonique filtrée par la fonction 6.3.3, les courbes en noir et rouge correspondent à des ajustements par des lois d'échelles respectivement $I \propto \omega^{-8/3}$ et $I \propto \omega^{-4}$ des distributions. Les droites en pointillés noirs correspondent à la fréquence des harmoniques impairs donnés par la formule 6.3.2. La courbe en pointillés verts correspond à la distribution spectrale du champ injecté.

Sur ces distributions en plus des signaux, deux courbes (noire et rouge) sont tracées et correspondent à des ajustements, par des lois d'échelle, des distributions spectrales obtenues dans les simulations. La courbe en noir, correspond à une loi d'échelle en $I \propto \omega^{-8/3}$. Cette loi est une prédiction théorique du modèle BGP (Baeva-Gordienko-Pukhov) [332] qui prédit une décroissance universelle du spectre des harmoniques dans le cadre d'un miroir relativiste oscillant. La distribution spectrale des harmoniques doit suivre

une décroissance en puissance de -8/3 pour des nombres harmoniques $n \ll n_{cr}$ inférieurs à un nombre critique $n_{cr} = 4\gamma_{max}^2$ et γ_{max} étant le plus grand facteur de Lorentz de la couche d'électrons oscillants du plasma au niveau du point de réflexion des champs. Si l'on considère que γ_{max} est le $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$ moyen des électrons (hypothèse qui sous estime l'accélération des électrons à l'interface) alors $n_{cr} = 3.9 \times 10^4$. Nos distributions spectrales satisfont alors à la condition $n \ll n_{cr}$. Nous pouvons remarquer que les courbes noires ne correspondent pas tout à fait aux pentes des distributions notamment pour les cas quasi-single-cycle (Fig. 6.21a) et 3 cycles (Fig. 6.21b). Il a été démontré que cette loi d'échelle, dépendant de la puissance -8/3 de la fréquence n'est plus valable dans le cas où les ions ne sont pas immobiles [148]. Plus l'intensité d'une impulsion EM va être importante et plus le mouvement des ions va devenir important en impactant la distribution des champs réfléchis. Nos impulsions, même après la propagation dans la partie sous critiques sont toujours intenses ($I \approx 10^{24/25}$W.cm^{-2}) et vont pouvoir mettre en mouvement les ions. La courbe en rouge correspond à une loi d'échelle $I \propto \omega^{-4}$ [337]. Nous pouvons remarquer que cette courbe reproduit bien la pente des différentes distributions spectrales. Les auteurs [337] ont montré que la prédiction en $-8/3$ n'était pas universelle et que, sous certaines conditions, les distributions pouvaient suivre une décroissance en puissance de -4. Cependant, il est à noter que, pour les cas ultra-relativistes, la loi d'échelle donnée par les auteurs s'applique pour des champs réfléchis de durées courtes ($\approx 10 - 100$ as) et pour des nombres harmoniques $n \lesssim 100 - 1000$ ce qui est bien le cas des harmoniques de nos spectres.

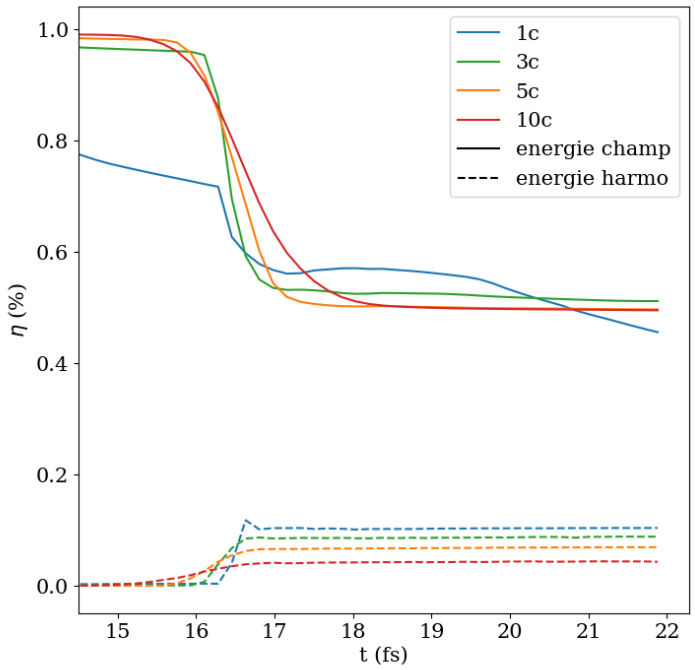


FIGURE 6.22 – Densité d'énergie dans les champs électromagnétiques pour quatre durées d'impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (vert), 5 cycles (orange) et multi-cycle (rouge). Les traits pleins correspondent aux densités des champs totaux dans la simulation et les traits en pointillés la densité dans les champs harmoniques. Les densités sont normalisées par la densité d'énergie dans chaque champ injecté.

La figure 6.22 présente l'énergie dans les champs harmoniques (pointillés) normalisée par l'énergie dans les impulsions injectées. Dans une simulation PIC en 2 dimensions, de par la dimension manquante, la simulation ne calcule pas des énergies mais des densités d'énergie $u = 1/2(\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2/\mu_0)$. L'énergie qui est tracée sur la figure 6.22 est la densité d'énergie dans les champs harmoniques. Comme $\mathbf{E}^2 \neq \mathbf{E_L}^2 + \mathbf{E}^2_{harmo}$, la densité d'énergie dans les champs harmoniques correspond à celle dans les champs harmoniques sans interaction avec les champs de l'impulsion réfléchie. Cela représente la quantité d'énergie dans les champs harmoniques si on filtre des distributions spectrales des champs de la simulation la composante principale de l'impulsion réfléchie. La figure montre que plus les impulsions initiales sont courtes et plus la proportion d'énergie dans les champs harmoniques augmente. De plus, l'énergie dans les champs harmoniques est constante au cours du temps. La seule diminution visible est pour le cas quasi-single-cycle à un temps $t \approx 16.7$ fs juste après la production des champs harmoniques, où la densité d'énergie diminue. Cette diminution est probablement liée à l'interaction avec les électrons piégés derrière l'impulsion.

La figure 6.23 présente le champ $(E_-)^2$ en 2 dimensions à un temps de 19.4 fs pour les quatre cas quasi-single-cycle (Fig. 6.23a), 3 cycles (Fig. 6.23b), 5 cycles (Fig. 6.23c) et multi-cycle (Fig. 6.23d). Comme l'intensité $I \propto E^2$ nous assimilerons $(E_-)^2$ à une intensité par la suite. Ces champs, comme pour les densités d'énergie, correspondent à l'intensité dans les harmoniques si la composante principale du champ réfléchi est filtrée. Plus les champs initiaux sont de durées courtes et plus l'intensité maximale des champs harmoniques est élevée. En plus d'être plus intense, les zones spatiales de forte intensité (en rouge) sont aussi plus importantes dans les cas de durées plus courtes. Si l'on regarde la dimension longitudinale (i.e. la durée) des harmoniques à I^{max}_{FWHM}, les impulsions harmoniques ont des durées τ de l'ordre de 10 as. Si l'on arrive à filtrer la composante correspondant au pic principal de l'impulsion réfléchie, on peut produire des champs ultracourts.

On observe que les fronts d'onde des harmoniques sont courbés (Fig. 6.23). Cette propriété découle de l'interaction entre l'impulsion et le miroir plasma. En effet, du fait des gradients tranverses en intensité des impulsions, pour une même oscillation, l'amplitude du champ va varier en fonction de la position (y) par rapport à l'axe de propagation de l'impulsion y_0. Le champ est maximal sur l'axe ($y = y_0$) et décroît de façon gaussienne plus on s'éloigne de y_0. Cela implique que la vitesse de dérive locale de l'interface (électronique et ionique) va varier en fonction de la position transverse par rapport à cet axe. La vitesse est plus importante sur l'axe et diminue en s'en éloignant ce qui va courber la zone de réflexion du plasma. Le miroir, au moment de l'interaction, va donc agir comme un miroir concave. Le miroir agissant de cette manière comme une optique concave, il convient de vérifier si les champs réfléchis sont focalisés par le miroir. Dans les articles [304], [338], les auteurs ont développé des modèles permettant de calculer la divergence découlant de l'interaction avec des miroirs plasmas oscillants. Si les champs harmoniques ont des profils transverses gaussiens, la divergence de l'harmonique n vaut $\theta_n = \theta^0_n \sqrt{1 + \Phi^2_n}$ avec θ^0_n la divergence du champ harmonique d'ordre n si la surface n'était pas courbée et Φ_n le paramètre adimensionné de focalisation du miroir courbé qui s'exprime comme :

$$\Phi_n = \frac{2\pi}{\cos\theta} \left(\frac{w_n}{w_0}\right)^2 \frac{\delta_p}{\lambda_n}, \tag{6.3.4}$$

où θ est l'angle d'incidence de l'impulsion, w_n est la taille des sources productrices des harmoniques, $\lambda_n = \lambda/n$ est la longueur d'onde de l'harmonique n et δ_p est la taille de la déformation du miroir plasma. Si $\Phi_n \ll 1$, l'harmonique n ne sera pas focalisé fortement

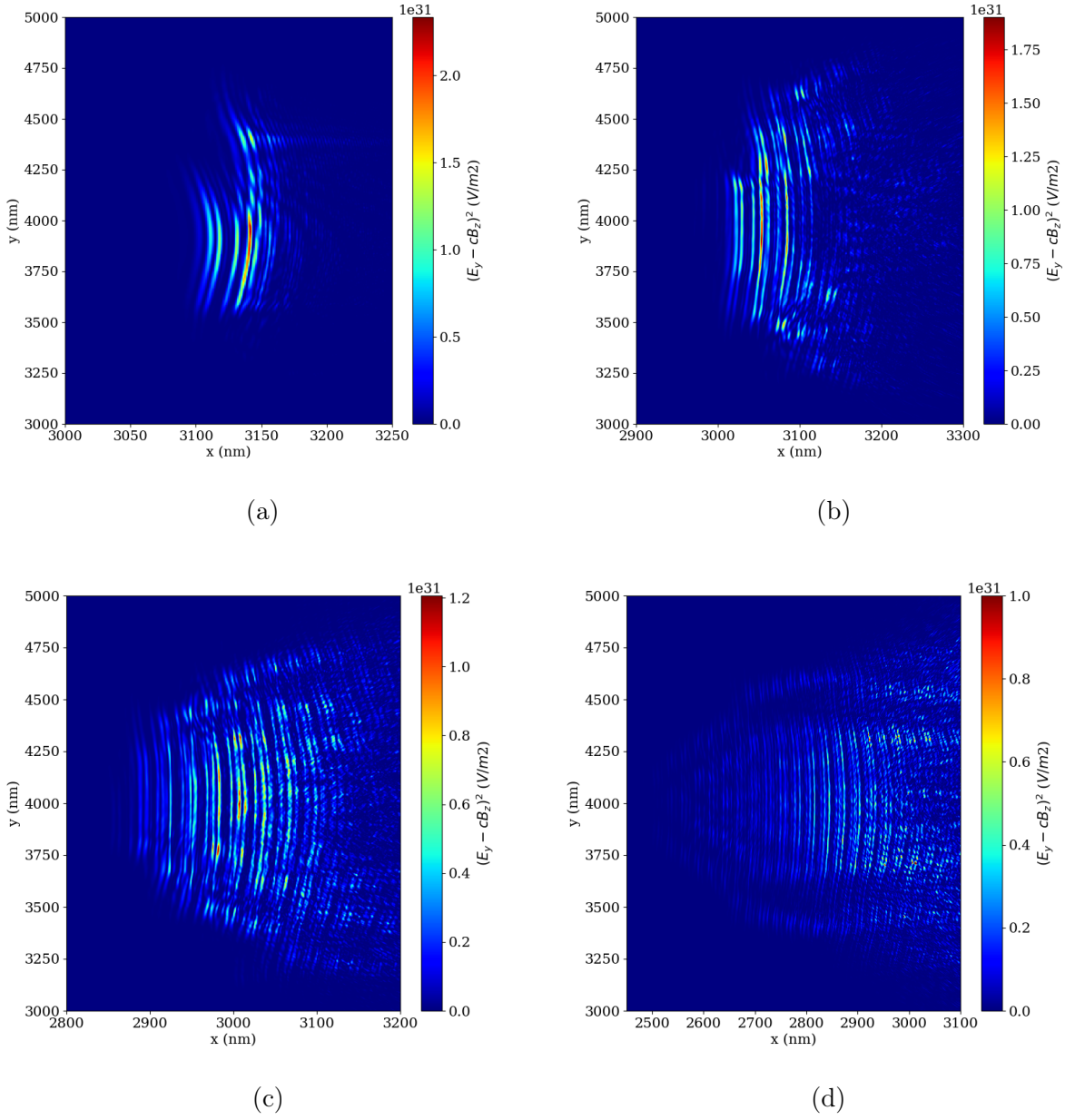


FIGURE 6.23 – Champ $(E_-)^2$ pour les fréquences harmoniques dans les cas (a) quasi-single-cycle, (b) 3 cycles, (c) 5 cycles et (d) multi-cycle à un temps de 19.4 fs.

par le miroir $\theta_n \approx \theta_n^0$. Par contre si $\Phi_n \gg 1$, le miroir va se comporter comme une optique fortement focalisante $\theta_n \approx \theta_n^0 \Phi_n$. Si l'on considère que les harmoniques sont produits sur la taille transverse de l'impulsion [304] alors $w_n \approx w_L$. La déformation se définie par $\delta_p = x_{PM}|_{y=\sqrt{2}w_0+y_0} - x_{PM}|_{y=y_0}$ [304] avec y_0 la position transverse de l'axe de propagation de l'impulsion et x_{PM} la position longitudinale du miroir plasma. La déformation δ_p va varier en fonction de la durée de la cible. En effet, la dérive de l'interface est beaucoup plus importante pour les impulsions longues (cf. fig. 6.18) et en fonction de l'instant t dans la simulation. Pour estimer la valeur de Φ_n, nous ne considérerons pas les aspects temporels, cela veut dire que $\Phi_n(t) = \text{cste}$. Le paramètre δ_p est extrait des simulations et il croit avec la longueur de l'impulsion. Dans le cas quasi-single-cycle, $\delta_p \approx 10$ nm et augmente jusqu'à $\delta_p \approx 45$ nm dans le cas multi-cycle. In fine, dans nos simulations $\delta_p \lesssim \lambda_L$. Cela

implique que $\Phi_1 \approx 1$. Comme $\Phi_n = n\Phi_1$, pour avoir $\Phi_n \gg 1$, il faut atteindre des $n \gg 1$. Dans nos simulations, les harmoniques atteignent des ordres harmoniques maximums de l'ordre de $n_{max} \approx 10$ ce qui implique que, pour les derniers harmoniques, la condition $\Phi_n \gg 1$ commence à devenir valide. Pour les derniers harmoniques, l'intensité va pouvoir augmenter légèrement d'un facteur $\Gamma_n \approx n^2\Phi_n^2/(w_n/w_0)^2$ [304]. Cependant, l'amplitude de ces harmoniques dans la distribution spectrale est inférieure d'un facteur $\approx 10^{2-3}$ par rapport aux premiers harmoniques et cette augmentation Γ_n de l'amplitude ne pourra pas compenser cette diminution.

Nous pouvons conclure que la courbure du miroir ne va pas fortement focaliser les champs harmoniques. Nous ne pourrons pas utiliser la réflexion et la courbure pour augmenter l'intensité (Γ_n) des champs réfléchis au moment de l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés pour produire des photons énergétiques (c.f. partie 2.1.2).

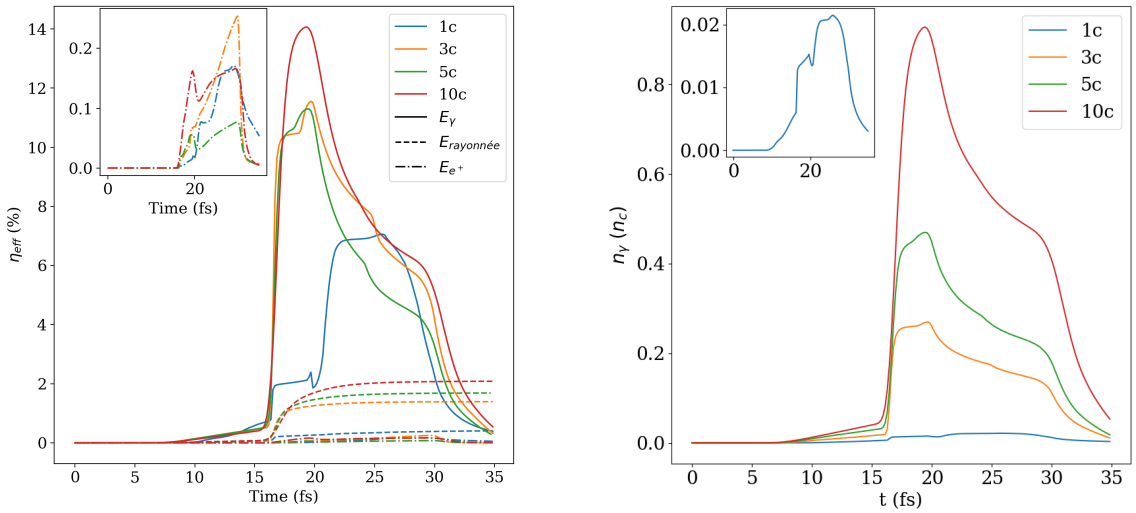
6.4 Génération des photons

Dans nos simulations, les photons vont être générés par les particules fermioniques (électron/positron) quand celles-ci sont accélérées dans un champ. Comme nous l'avons décrit dans les sections précédentes, plusieurs populations d'électrons vont pouvoir rayonner au cours de l'interaction. De par le processus de diffusion Compton inverse non linéaire (c.f. partie 2.1.2), les électrons vont pouvoir rayonner une grande partie de leur énergie lors d'un seul processus de diffusion Compton. Cela permet la génération de photons de haute énergie (γ). Ces photons de haute énergie vont pouvoir interagir avec les champs et se décomposer en une paire électron/positron (c.f. partie 2.2.2). Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux caractéristiques des photons et des positrons produits pendant l'interaction de l'impulsion avec la cible.

6.4.1 Production des photons

Lors de nos simulations, le rayonnement des fermions se produit par le phénomène de diffusion Compton inverse non linéaire (c.f. partie 2.1.2). Le paramètre déterminant dans le rayonnement est l'invariant relativiste χ (paramètre non linéaire quantique, équation 2.1.10) décrit dans la partie 2.1.2. Ce paramètre est relié à l'énergie de l'électron, à la force de Lorentz d'un champ croisé constant et à l'angle entre la direction de propagation de l'électron et les champs électriques croisés et correspond à l'amplitude du champ dans le référentiel au repos de l'électron par rapport au champ critique de la QED. Ce paramètre est fondamental car la probabilité d'émettre un photon dépend fortement de cette quantité. De plus, l'implémentation numérique des forces de rayonnement (*Radiation Reaction* RR) est réalisée de telle façon que, quand $\chi < \chi_{continuous}$ (c.f. partie 6.1.4), le rayonnement n'est pas pris en compte. Lorsque $\chi > \chi_{discontinuous}$ (c.f. partie 6.1.4), un photon est émis de façon stochastique selon une méthode Monte-Carlo (c.f. partie 3.3). Entre ces deux valeurs, le rayonnement est traité de façon continue sans émission de photon, mais l'effet sur l'impulsion des électrons est cependant pris en compte. Plus χ_e est important et plus la probabilité d'émettre un photon avec une large partie de l'énergie du fermion est importante. χ_e est maximisé lors d'une interaction entre un fermion et un champ électromagnétique se propageant dans des directions opposées ($\chi = 2\gamma E/E_s$). Lors d'une interaction où les fermions se propageant dans la même direction que le champ, le $\chi \ll 1$ est minimal. Quand $\chi \to 0$, le processus tend vers le rayonnement synchrotron classique.

Pendant toute la durée de l'interaction de l'impulsion dans la cible multi-couche, donc avant et après la réflexion sur le Platine, le rayonnement va survenir. Pendant l'interaction, le rayonnement va se produire sur trois périodes de temps. Tout d'abord, lors de la propagation du faisceau d'électrons accélérés dans la cavité (c.f. partie 6.2.3), les électrons vont pouvoir rayonner en interagissant avec les champs quasi-statiques dans la cavité. En même temps, les électrons piégés dans l'impulsion vont pouvoir rayonner au maximum de leur mouvement d'oscillations. Dans un deuxième temps, lors de la réflexion de l'impulsion, les électrons accumulés par la force pondéromotrice longitudinale de l'impulsion vont interagir avec la réflexion du laser et produire des photons. De plus, des électrons de la couche sur-critique du platine vont quant à eux être arrachés de l'interface et être accélérés par les champs réfléchis. Si l'impulsion est suffisamment longue, ces électrons vont pouvoir interagir avec le champ stationnaire et rayonner. Pour finir, les électrons accélérés dans la cavité par les champs auto-générés vont pouvoir rayonner lors de leur interaction avec les champs réfléchis par le miroir.



(a) (b)

FIGURE 6.24 – (a) Énergie dans les macro-photons γ (trait plein), rayonnée par les électrons (trait pointillé) et par les positrons (point) au cours du temps. (b) Densité des photons au cours du temps pour quatre durées d'impulsion, quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). Les énergies sont normalisées par rapport à l'énergie dans chaque impulsion. Les encarts (a) sont un agrandissement pour l'énergie dans les positrons et (b) pour la densité des photons dans le cas quasi-single-cycle.

Sur la figure 6.24a, on peut observer l'énergie liée au processus de rayonnement dans la simulation au cours du temps. Comme l'implémentation du processus est découpée en deux parties, une partie continue et une partie discontinue, l'énergie liée au rayonnement est elle aussi découpée en deux parties (macro-photons et puissance rayonnée instantanée). Sur la figure 6.24a, les traits pleins correspondent à l'énergie "cinétique" dans les macro-photons produits lors de l'interaction. Ces macro-photons sont produits par la partie discontinue du processus donc pour des fermions avec des $\chi \geq 10^{-2}$. Les traits en pointillés correspondent à l'énergie rayonnée par les fermions ne provoquant pas d'émission de macro-photons, donc pour des $10^{-3} \leq \chi < 10^{-2}$. Ce rayonnement est traité comme une puissance rayonnée de façon instantanée et une énergie en est déduite. Les énergies présentées sur cette figure

sont normalisées par rapport aux énergies maximales dans les champs électromagnétiques de chaque impulsion, cas quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). Pour des temps inférieurs à 15 fs, donc correspondant au rayonnement dans la cavité, la part de l'énergie de l'impulsion utilisée pour produire des photons est équivalente pour les différents cas et est faible de l'ordre de moins de 1 %. Après 15 fs, tous les cas présentent une augmentation forte de l'énergie dans les photons atteignant 14 % pour le cas multi-cycle. On remarque aussi que l'énergie dans la partie rayonnée augmente à partir de l'interaction avec la cible sur-critique de Platine. Dans le cas quasi-single-cycle, l'énergie dans les photons augmente fortement à partir de $t \approx 21$ fs. Ce temps correspond à l'interaction entre la réflexion des champs et le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité. L'énergie transmise atteint des valeurs de l'ordre de 7.5 %. Dans le cas quasi-single-cycle, l'énergie rayonnée est négligeable par rapport à l'énergie cinétique des photons. L'encart de la figure 6.24a présente l'énergie dans les positrons qui sont produits par les photons au cours de l'interaction. Les positrons dans les cas 3, 5 et multi-cycle commencent à être produits de façon importante vers 15 fs au moment de l'interaction avec la cible sur-critique. On peut remarquer qu'après la production, l'énergie dans les positrons continue de croître. Cette croissance est due à plusieurs raisons. Une partie est liée à la production de paires aux moments où le faisceau d'électrons interagit avec le champ réfléchi. Elle est aussi due en partie à du TNSA en face arrière de la cible sur-critique. De plus, les positrons, comme les électrons, vont pouvoir être accélérés par les champs réfléchis. Le cas quasi-single-cycle est différent car la production des positrons arrive après l'interaction avec la cible sur-critique c'est à dire lors de l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité. L'énergie dans les photons diminue pour deux raisons, les photons sortent des bords de la simulation ou bien les photons se décomposent pour produire des paires électron/positron. En effet, le taux de production des photons au cours du temps s'écrit :

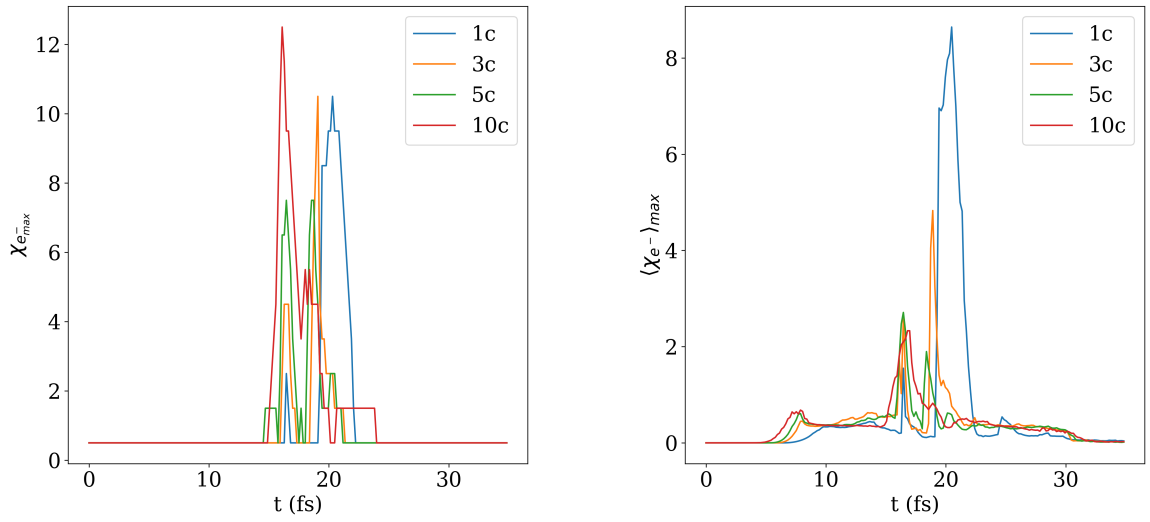
$$\frac{dN_\gamma}{dt} = (N_{e^-}(t) + N_{e^+}(t))\frac{dN_{NLCS}}{dt} - N_\gamma(t)\frac{dN_{NLBW}}{dt}, \tag{6.4.1}$$

où $N_{e^\pm}$ correspond au nombre d'électrons et de positrons et dN_{NLCS}/dt, dN_{NLBW}/dt correspondent respectivement aux processus de diffusion Compton inverse non linéaire (eq 2.1.18) et non linéaire Breit-Wheeler (eq 2.2.10) dépendant des paramètres $\chi_\pm$ et χ_γ. Lors de la production des photons énergétiques, quand le $\chi > 1$ est important, les photons sont directement produits dans les champs de l'impulsion réfléchie avec la même direction de production que les fermions. Cela implique qu'au moment de leur production, leur χ_γ (cf 3.3.4) a une forte probabilité d'être supérieur à 1. Ces photons vont donc pouvoir très rapidement se décomposer pour produire une paire électron/positron avec un $\chi_\pm$ important (dépendant de la valeur initiale du χ_γ). Dans ce cas-là, la paire électron/positron va rayonner des photons de haute énergie qui vont pouvoir se décomposer etc ... [180], [339], [340], ce qui pourrait créer un phénomène d'avalanche. Cependant, dans le cas d'une onde plane unique interagissant avec un faisceau de photons ou de fermions, ce phénomène ne peut pas se développer pour des raisons de conservation (symétrie) des impulsions dans l'onde plane [17], [341]. Pour développer des avalanches de paires/photons, un des moyens est d'utiliser plusieurs lasers polarisés circulairement [339]. Pour de telles impulsions, ces phénomènes se développent pour des intensités $I \approx 10^{24}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Lors d'une avalanche, le taux de production des paires et des photons croit de façon exponentielle [340] $N_p(t) \propto e^{t\Gamma}$ [342] avec Γ le taux de croissance lié aux processus Compton et Breit-Wheeler. Nous avons voulu confirmer que nous n'étions pas dans un régime d'avalanche comme les prédictions l'affirment. Pour cela, nous avons approximé la densité des photons

(figure 6.24b) dans la phase de croissance 15-20 fs par une exponentielle pour les différents cas. Nous avons obtenu, comme attendu, que le nombre de photons ne croit pas de façon exponentielle.

Pour caractériser les instants où les photons sont produits, on peut observer la valeur de l'invariant quantique χ des électrons. Comme les photons les plus énergétiques sont produits aux instants où l'invariant χ est maximal et que le χ est maximal pour les champs électromagnétiques de l'impulsion attoseconde (champs les plus intenses dans la cavité), connaître la valeur maximale du χ au cours du temps, nous informe à la fois sur la nature du rayonnement et à la fois sur l'endroit où ce rayonnement se produit en raison de la position de l'impulsion attoseconde. La figure 6.25a présente la valeur maximale du χ au cours du temps pour les différents cas quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). Au maximum, les électrons atteignent des valeurs du χ de 12 pour le cas multi-cycle, de 10 pour les cas quasi-single-cycle et 3 cycles et de 8 pour le cas 5 cycles. Comme mentionné précédemment, la dynamique varie entre les différents cas. Pour tous les cas, avant 15 fs, la valeur du χ est très faible ce qui implique que la probabilité d'émettre des photons de haute énergie est faible. Le paramètre χ atteint des valeurs proches de 1 pour des temps de 15 fs, donc juste avant l'instant où les impulsions attosecondes interagissent avec la partie sur-critique. Lors de cette interaction, avec la partie sur-critique, plus l'impulsion est longue et plus la valeur maximale du χ atteinte est importante. Elle est maximale pour le cas multi-cycle. Cette valeur élevée du paramètre χ est liée à l'interaction entre la réflexion des champs attosecondes à l'endroit de l'interface avec les électrons piégés dans l'impulsion par la force pondéromotrice. Après cette première phase de production, la valeur du paramètre χ diminue. Après cette diminution, différents maxima du χ apparaissent entre 18 et 21 fs. Cette augmentation du χ est liée à la contribution au rayonnement de la deuxième population d'électrons accélérés, les électrons accélérés par les champs quasi-statiques de la cavité. Cette interaction entre les champs électromagnétiques réfléchis et les électrons accélérés dans le sillage se déroule entre 18 et 21 fs. Plus l'impulsion est longue et plus ce maximum apparaît tôt. Comme plus l'impulsion est courte et plus le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité est d'énergie importante et plus le χ est de valeur importante. Cela implique notamment qu'en fonction de la durée de l'impulsion, les photons les plus énergétiques ne sont pas produits par les mêmes populations d'électrons. Si l'on fait l'hypothèse que le χ_{max} correspond à une interaction entre un électron et le champ se propageant dans des directions opposées de façon colinéaire alors le paramètre χ se réduit à $\chi = 2\gamma E/E_s$. Si le champ E correspond à la valeur du champ maximal de l'impulsion attoseconde $\approx 8 \times 10^{15}$V/m alors on peut estimer l'énergie de la particule émettrice $\epsilon_e = \chi E_s/2E \approx 380$ MeV, ce qui est en accord avec l'énergie cinétique que nous avons estimé dans les électrons piégés dans les impulsions attosecondes. Si l'interaction s'éloigne d'une collision frontale, le paramètre χ diminue. Les modèles de rayonnement utilisés dans la simulation se basent sur certaines hypothèses et notamment l'hypothèse de LCFA (*Local Constant Field Approximation*) qui consiste à négliger dans la probabilité d'émission les termes proportionnels aux champs $\mathbf{E}(y,t,\phi)$ et $\mathbf{B}(y,t,\phi)$ et de ne garder que les termes proportionnels à χ dépendant de l'amplitude locale du champ. Cette hypothèse, développée dans [163], est valide si $a_0 \gg 1$. Cependant, la condition sur l'amplitude du champ n'est pas suffisante dans les domaines où $\chi \gtrsim 1$ et doit être remplacée par la condition $a_0^3/\chi \gg 1$ [181], [182], [183]. Dans nos cas, le rapport maximal entre le a_0 et le χ est de l'ordre de 10 donc $a_0^3/\chi \gg 1$ et l'approximation LCFA est correcte. De plus, le paramètre $\alpha\chi^{2/3} \sim 10^{-2}$ ce qui implique que les approches perturbatives sont toujours valables [183], [184]. De par les valeurs du χ qu'atteignent les électrons

et les valeurs du champ, les conditions $\chi \gtrsim 1$ et $R_Q \equiv a_0\alpha \gtrsim 1$ sont validées pour nos impulsions (même dans le cas quasi-single-cycle où au moment de l'interaction avec le platine, à cause de l'absorption dans le CH, l'amplitude du champ est de l'ordre de $a_0 \approx 90 \Longrightarrow R_Q \sim 1$). Nous sommes donc dans un domaine où le rayonnement quantique domine (QRDR *Quantun Radiation dominated regime*) [17], [343]. Dans ce régime, le nombre de photons émis (incohérents) en moyenne lors d'une période laser est plus grand que 1. Cela implique que le nombre de photons peut être important même si l'impulsion est quasi-single-cycle. La figure 6.25b présente la valeur maximale moyenne du χ ($\langle\chi\rangle$) des



(a) (b)

FIGURE 6.25 – Valeur (a) maximale du χ des électrons et (b) moyenne $\langle\chi\rangle$ des électrons dans la simulation au cours du temps pour les quatre durées d'impulsions quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge).

électrons dans la simulation en fonction du temps obtenu en divisant la densité de χ dans une cellule par la densité dans cette cellule. En comparant les deux figures, on en déduit que, même si le χ_{max} est plus important dans le cas multi-cycle, la moyenne du χ des électrons est bien inférieure à la valeur maximale (2.3 au lien de 12). Cela implique que peu d'électrons ont des χ importants. Le nombre de photons de haute énergie sera donc plus faible dans le cas multi-cycle que dans le cas quasi-single-cycle où la moyenne atteint une valeur de 8. Même si les impulsions attosecondes possédant le moins de cycles n'ont pas le χ le plus fort, leur $\langle\chi\rangle$ moyen est bien plus élevé que pour les impulsions attosecondes plus longues. Le nombre de photons de haute énergie découlant de l'interaction sera donc plus important. Il est à noter que les variations du $\langle\chi\rangle$ apparaissant avant 15 fs ne sont pas visibles sur la figure 6.25a du χ_{max} car ces variations sont inférieures à 0.5, le premier *bin* du diagnostic et ne sont donc pas visibles sur la figure.

Pour illustrer le lien entre le χ et le rayonnement, sur la figure 6.26 est tracée pour quatre électrons le χ en traits pleins et l'énergie cinétique (E_{kin}) en pointillés dans le cas quasi-single-cycle au cours du temps. Pour tous ces électrons, un χ important s'accompagne d'une perte d'énergie. Cette perte d'énergie peut correspondre à une ou plusieurs émissions de photons. Les pertes d'énergies coïncident avec des valeurs de χ importantes. Plus le χ est important et plus le rayonnement va se produire pour des $\xi = \gamma/\gamma_\gamma$ proche de 1 (cf. figure 2.3) et donc pour des photons possédant une énergie proche de celle

de l'électron $\gamma_\gamma = \xi\gamma_e$. Le caractère stochastique du processus et de l'implantation numérique apparaît par le fait que la diminution de l'énergie varie en fonction de chaque électron. Comme les instants où le χ est important varient en fonction des différentes durées d'impulsion, l'énergie maximale que pourront atteindre les électrons aux moments de l'interaction sera différente. La valeur du $\langle\chi\rangle$ diminue car le nombre d'électrons à ces énergies maximales diminue plus l'impulsion est longue.

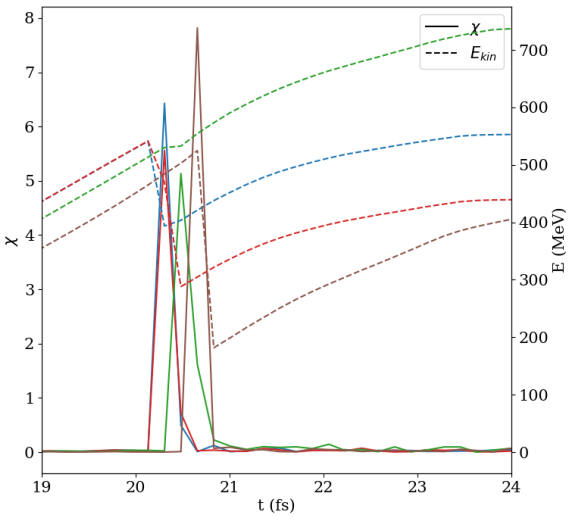
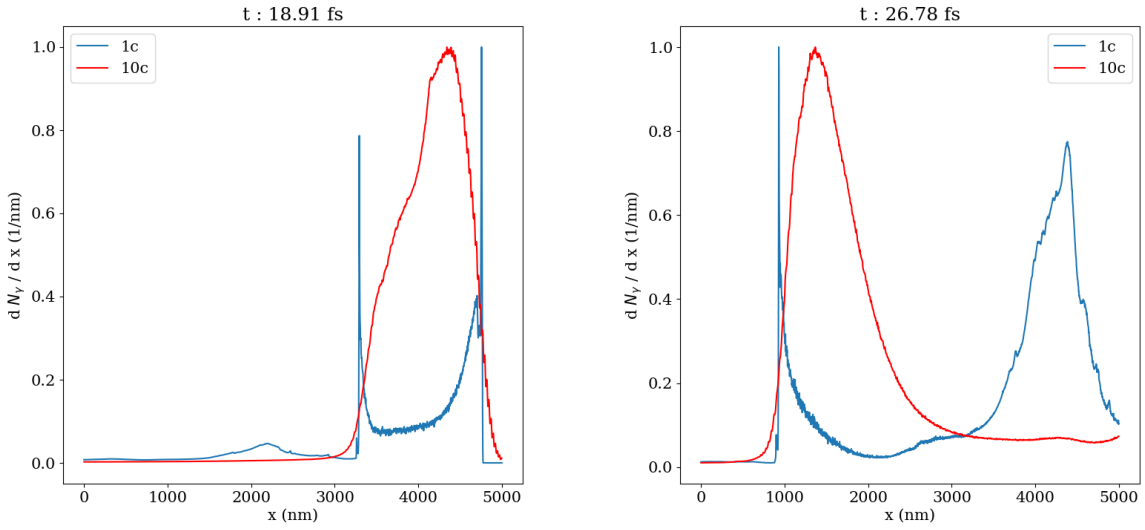


FIGURE 6.26 – Variation du χ (traits pleins) et de E_{kin} l'énergie cinétique (traits pointillés) de quatre macro-électrons au cours du temps obtenus d'une simulation quasi-single-cycle.

La figure 6.27 présente la densité normalisée des photons dans le cas quasi-single-cycle (bleu) et multi-cycle (rouge) à deux temps 18.91 fs (fig. 6.27a) et à 29.76 fs (fig. 6.27b). Sur ces figures, on peut observer deux faisceaux de photons dans le cas quasi-single-cycle à 18.91 fs situés à des positions de 3200 et 4900 nm. Ces deux faisceaux sont produits par l'interaction de l'impulsion avec la partie sur-critique et se propagent dans des directions opposées. Ils sont créés respectivement par les électrons arrachés à l'interface sur-critique interagissant avec la fin de l'impulsion et les électrons piégés dans l'impulsion interagissant avec la partie réfléchie de l'impulsion. En plus de ces deux faisceaux courts de photons, un paquet lié aux électrons accélérés dans la cavité est aussi produit, correspondant à la densité bleue à la position de 4200 nm sur la figure 6.27b. Dans le cas multi-cycle, à la différence du cas quasi-single-cycle, les deux faisceaux de photons provenant des électrons piégés dans l'impulsion et des électrons de la cavité sont regroupés spatialement et ne produisent qu'un large faisceau de photons (les électrons de la cavité interagissent alors que le champ n'est pas encore totalement réfléchi). Il n'y aura donc qu'un seul faisceau de photons dans cette configuration se propageant vers les x positifs.

Nous avons décrit quels étaient les régimes d'interaction atteints et quelles étaient les différences entre les populations d'électrons qui vont rayonner. La partie suivante va présenter les distributions en énergie, angulaire et en durée des faisceaux de photons produits par le processus Compton inverse non linéaire des électrons.



(a) (b)

FIGURE 6.27 – Distribution linéique en densité normalisée des photons pour deux cas (bleu) quasi-single-cycle et (rouge) multi-cycle à deux temps (a) 18.91 fs et (b) 26.78 fs.

6.4.2 Caractéristiques des faisceaux de photons

Nous avons pu montrer dans les sections précédentes que pendant l'interaction avec la cible, différentes populations électroniques allaient être accélérées par des processus différents. Nous avons aussi montré que ces différentes populations ne vont pas rayonner aux mêmes instants ni de la même façon (cf fig. 6.25). La distribution spectrale des photons (présents dans la boite de simulation) produits par les différentes populations d'électrons ($\chi_e \geq 10^{-2}$) va donc évoluer au cours du temps.

La distribution spectrale des photons à trois instants différents de la simulation, correspondant aux différentes populations d'électrons, pour les quatre durées d'impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge) est observable sur la figure 6.28. Les trois instants correspondent ($t = 14.7$ fs) aux photons produits lors de la propagation des impulsions dans la cavité, ($t = 17.9$ fs) aux photons produits lors de l'interaction avec la partie sur-critique de Platine et ($t = 17.9$ fs) lors de l'interaction de l'impulsion avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité ($t = 21.5$ fs).

— On observe que pour les photons produits lors de la génération et de la propagation des impulsions dans la cavité, l'énergie maximale des photons pour les quatre durées d'impulsion se situe vers les 200 MeV. De plus, les distributions sont similaires à l'exception du cas quasi-single-cycle qui présente une densité de photons plus importante pour des énergies supérieures à 50 MeV. Les photons sont produits par les électrons poussés par les champs des impulsions lors de leurs propagations dans la partie sous-critique. Lors de l'oscillation (trajectoire en dents de scie, cf. fig. 6.4) des électrons dans le champ, le rayonnement est émis à chaque maximum d'oscillation quand l'impulsion transverse de l'électron s'inverse. Cette différence sur la densité des photons s'explique par le changement sur l'énergie moyenne des photons dans l'impulsion lié à la poussée pondéromotrice (cf. fig.6.9). Pour que le rayonnement puisse intervenir entre des électrons et des champs se propageant

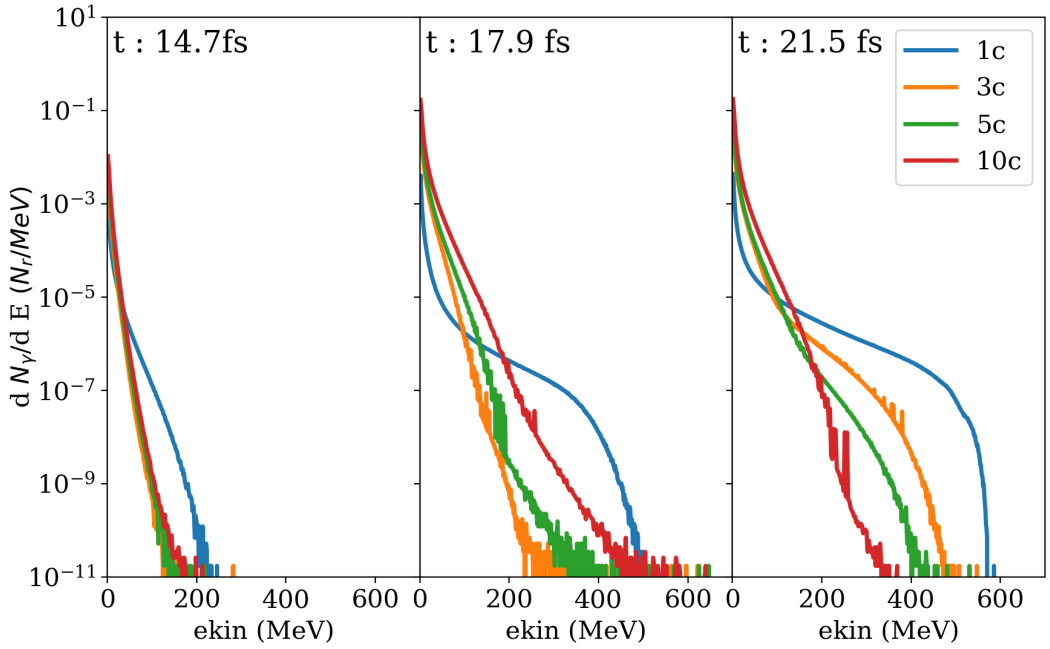


FIGURE 6.28 – Distribution spectrale des photons présents dans la boite de simulation à trois instants de la simulation, $t = 14.7$ fs pendant la propagation de l'impulsion dans la partie sous-critique de CH, $t = 17.9$ fs juste après l'interaction avec la partie sur-critique et la réflexion de l'impulsion et $t = 21.5$ fs après l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité. Les différentes couleurs des courbes correspondent aux différentes durées d'impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (orange) et multi-cycle (rouge).

dans le même direction, il faut qu'un certain angle existe entre les deux directions de propagation, ce qui arrive aux moments où l'impulsion transverse s'inverse. La figure 6.25a nous indique que le $\chi_{max} \leq 0.5$. Pour des valeurs de $\chi \lesssim 1$, le maximum que peuvent rayonner les électrons est de l'ordre de $\xi_{max} \sim 1/2\chi_{max}$ [177] ce qui implique que l'énergie maximale que peuvent rayonner les électrons est de l'ordre de $\sim 1/4$ de leur énergie. Sur la figure 6.10, on peut observer que les électrons piégés dans l'impulsion peuvent atteindre des énergies de l'ordre de ≈ 500 MeV ($P_x \approx 1000 m_e c$) ce qui donne un rayonnement de l'ordre de ~ 125 MeV en accord avec les distributions.

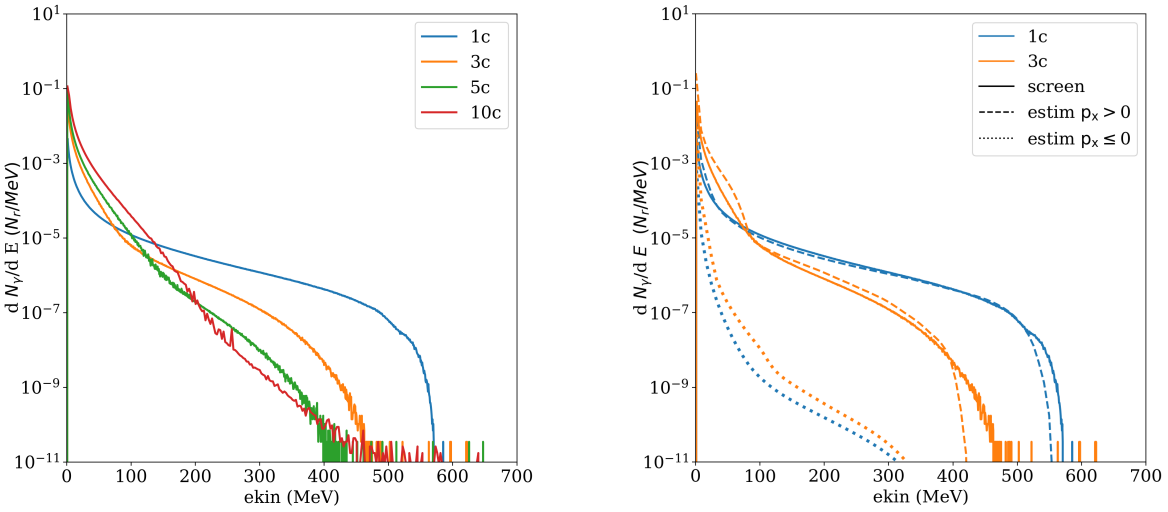
— Après (pendant pour le cas de l'impulsion multi-cycle) l'interaction avec la partie sur-critique, la distribution des photons atteint des énergies bien supérieures jusqu'à 500 MeV pour les cas quasi-single-cycle et multi-cycle. Dans les cas intermédiaires de 5 cycles et 3 cycles, les énergies des photons émis atteignent respectivement des énergies de 400 et 300 MeV. Les trois cas composés de plusieurs cycles possèdent une distribution très bruitée au-dessus des énergies mentionnées avec des énergies jusqu'à 600 MeV. Au moment de l'interaction avec la partie sur-critique, les χ atteints pour les différents cas sont supérieurs à 1 et un régime de QRDR apparaît [343], ce qui implique que le nombre moyen de photons produits par période laser est grand devant 1. Comme le $\chi > 1$, le maximum de l'énergie que peuvent rayonner les électrons est de l'ordre de $\xi_{max} \sim 1$ [177]. Ces deux paramètres impliquent un nombre important de photons de haute énergie. Plus le

χ est important et plus ce nombre va augmenter. Il est à noter que les trois cas composés de plusieurs cycles suivent cette tendance et plus l'impulsion est courte, plus le χ est faible. Cependant, le cas quasi-single-cycle possède une distribution différente des autres cas avec un plateau qui se profile pour des énergies entre 200 et 400 MeV. Le nombre de photons de haute énergie ($>$ 300 MeV) est bien supérieur aux trois autres cas. Cette distribution découle de l'interaction de l'impulsion qui accumule plus d'électrons proches du fort gradient d'intensité (c.f. figure 6.10) où l'énergie moyenne des électrons est plus importante dans l'impulsion pour le cas quasi-single-cycle que pour le cas multi-cycle.

— Une fois que les faisceaux de photons ont interagi avec les réflexions des différentes impulsions (t = 21.5 fs), les distributions des photons sont modifiées par rapport aux instants précédents. Une fois que les paquets d'électrons accélérés dans la cavité ont interagi avec les champs réfléchis, plus l'impulsion attoseconde est courte et plus l'énergie maximale et le nombre de photons de haute énergie sont importants. En effet, comme les faisceaux parcourent dans la cavité une distance plus importante, leur énergie augmente. De plus, on remarque une transition dans les distributions entre le cas multi-cycle et le cas quasi-single-cycle où apparaît un aplatissement de la distribution pour des énergies intermédiaires ($\sim$ 200 MeV). Comme le χ atteint des valeurs importantes supérieures à 1, les électrons vont rayonner des photons de grande énergie (c.f. fig. 6.26). Les photons produits lors de cette interaction vont se propager dans la même direction que l'électron responsable du rayonnement, donc vers le bord droit de la simulation ($p_x > 0$). Il est cependant à noter qu'à cet instant pour le cas multi-cycle, une bonne partie des photons sont sortis de la boite de simulation.

Nous avons mentionné dans la partie précédente que des faisceaux de photons vont se propager dans des directions opposées l'un avec la réflexion de l'impulsion et l'autre qui traverse la partie sur-critique. Pour caractériser les photons qui proviennent du faisceau d'électrons accélérés dans la cavité, donc émis dans la même direction que ces électrons, nous avons placé un écran à 5 λ de la face arrière de la cible sur-critique de Platine qui comptabilise tous les photons le traversant. Les distributions spectrales obtenues sont tracées sur la figure 6.29a. Les différentes courbes correspondent à différents cas, quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (vert), 5 cycles (orange) et multi-cycle (rouge). Étant donné la position de l'écran, les seuls photons qui peuvent interagir avec lui sont ceux se propageant avec une impulsion $p_x > 0$ (propagation initiale de l'impulsion). Les photons traversant cet écran, sont principalement de trois natures. Il proviennent de photons générés dans la cavité par l'impulsion poussant les électrons, de photons qui émanent d'électrons piégés dans l'impulsion interagissant avec la réflexion de l'impulsion et de photons découlant des électrons du faisceau accélérés dans la cavité par les champs auto-générés interagissant avec les champs réfléchis. Une comparaison entre les photons interagissant avec l'écran et les photons à 21.5 fs de la simulation révèle que les différences entre les deux distributions, pour les cas quasi-single-cycle, 3 cycles et 5 cycles concernent les photons pour des énergies inférieures à $\approx$ 200 MeV. Cette différence s'accroît quand l'énergie diminue. À partir des spectres, on peut estimer un nombre de photons se propageant vers la face arrière de la cible. Cependant, comme ces résultats proviennent de simulations 2D, pour obtenir un nombre réel, nous devons multiplier par une grandeur arbitraire. Une grandeur caractéristique du problème lors de l'interaction avec une impulsion est w_0 la taille transverse de l'impulsion. Cette grandeur est en accord pour le rayonnement de par le fait que les photons sont majoritairement produits lors de l'interaction avec les parties intenses de l'impulsion. Le nombre de photons est estimé par $N_\gamma = n_c\, L_x\, L_y\, w_0 \int \frac{dN_r}{dE} dE$

(où L_x et L_y sont les dimensions de la boite de simulation). Dans le cas quasi-single-cycle, $\approx 2.5\times10^{11}$ photons traversent l'écran avec $\approx 1.1\times10^{10}$ photons de plus de 100 MeV et le nombre de photons augmente jusqu'à $\approx 6.5\times10^{12}$ dans le cas multi-cycle avec $\approx 9.4\times10^{9}$ photons de plus de 100 MeV. Le cas à 3 cycles a $\approx 1.9\times10^{12}$ photons avec $\approx 3.3\times10^{9}$ photons supérieurs à 100 MeV et dans le cas 5 cycles $\approx 3.5\times10^{12}$ photons avec $\approx 2.8\times10^{9}$ photons supérieurs à 100 MeV. On peut observer sur les distributions que plus l'impulsion attoseconde est courte et plus le nombre de photons de très haute énergie augmente ($>$ 200 MeV). Plus l'impulsion est longue et plus le nombre de photons de basse énergie augmente. Il est à noter que ces valeurs sont une approximation qui ne prend pas en compte les autres processus de production de photons (principalement bremsstrahlung) et de désintégration (Bethe-Heitler) qui peuvent influencer les distributions des photons.



(a) (b)

FIGURE 6.29 – (a) Distribution spectrale des photons pour une impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). (b) Comparaison entre la distribution provenant de la simulation (traits pleins) et une estimation Eq.6.4.2 provenant des électrons se propageant avec un $p_x > 0$ (tirets) et avec un $p_x \leq 0$ (points) pour les cas quasi-single-cycle et 3 cycles.

La distribution spectrale des photons produits par le processus Compton inverse non linéaire peut être estimée analytiquement par une intégrale sur le temps du taux de production différentiel des photons donné par l'équation 2.1.15 pour les électrons rayonnants [344] :

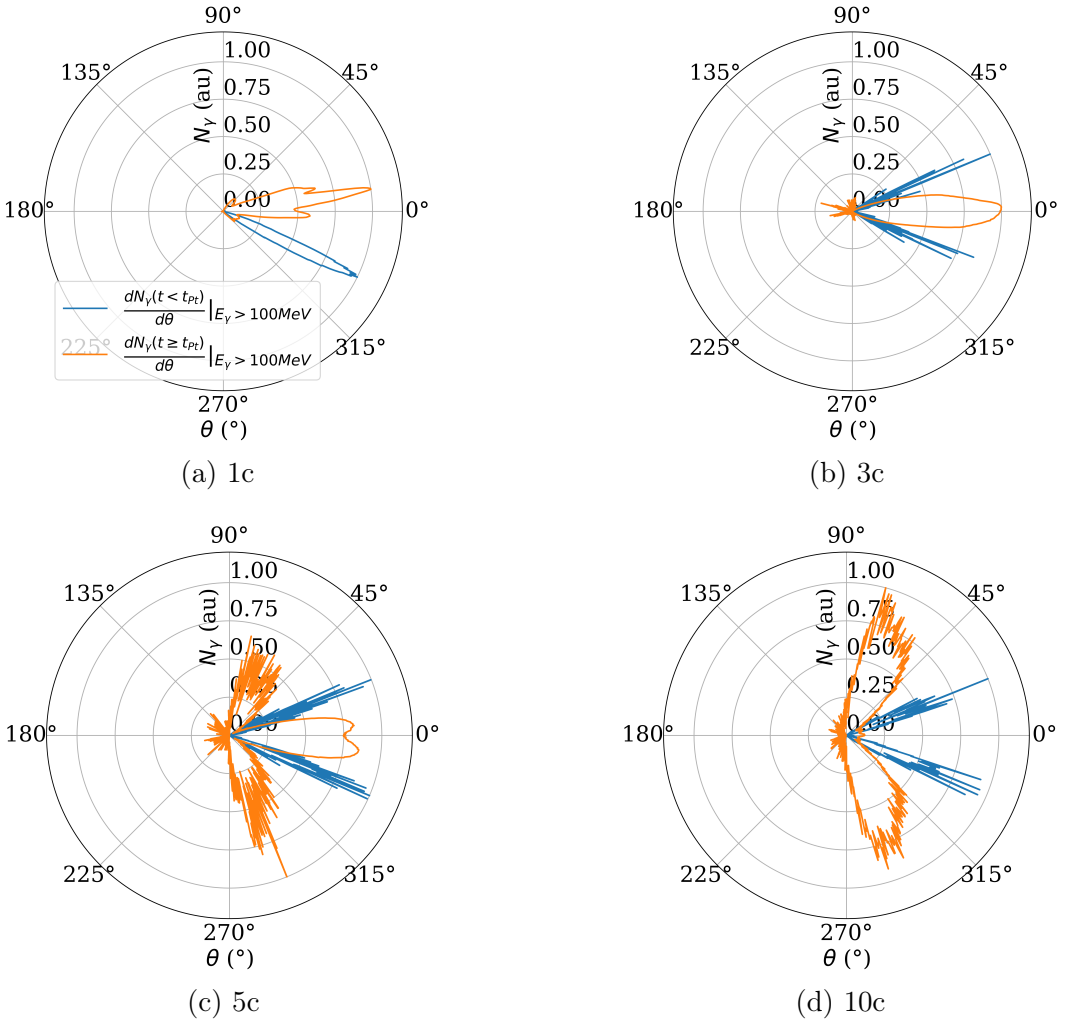
$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \approx \frac{\alpha^2 m_e c^2}{\sqrt{3}\pi t_e} \int_{t_0}^{t_{fin}} \sum_{i\in e^-,e^+}^{E_i\geq E_\gamma} w_i \frac{1}{E_i}^2 \left[\frac{E_\gamma^2}{E_i(E_i-E_\gamma)} K_{2/3}(y) + \int_y^\infty K_{5/3}(x)dx \right], \qquad (6.4.2)$$

où t_0 et t_{fin} correspondent aux temps initial et final de la simulation, w_i, E_i représentent respectivement le poids et l'énergie de la macro-particule i, E_γ correspond à l'énergie du photon émis et le paramètre $y = 2E_\gamma/3(E_i - E_\gamma)\chi$. Ces différentes quantités dépendent du temps. La comparaison entre la distribution provenant de l'écran (dans la simulation) et cette estimation est tracée sur la figure 6.29b. L'estimation du spectre est réalisée en ne

sélectionnant que les électrons initialement ($t = 0$) dans la boite de simulation possédant un $\chi \geq 10^{-2}$ et se propageant vers les x positifs ($p_x > 0$) ou vers les x négatifs ($p_x \leq 0$). Il y a un bon accord entre les estimations des électrons se propageant vers les x positifs et les distributions collectées sur l'écran pour les deux durées d'impulsion. Comme l'estimation réalisée est en bon accord avec les données de simulation, nous avons de la même façon calculé la distribution que produisent les électrons se propageant avec un $p_x \leq 0$ (points). Ces distributions contiennent beaucoup moins de photons et vont jusqu'à des énergies beaucoup plus basses. Ces distributions sont en accord avec l'hypothèse que les électrons rayonnant vers les $p_x \leq 0$ proviennent principalement d'électrons arrachés à la surface sur-critique par la réflexion et rayonnant donc avec une accélération sur de plus courtes distances. Dans notre calcul, nous ne considérons pas la contribution au rayonnement des paires d'électron et de positron produites par le processus Breit-Wheeler et nous ne considérons pas la désintégration des photons pour produire des paires qui vont influer notamment sur les photons se propageant vers les $p_x > 0$.

Lors du rayonnement des photons par le processus de diffusion Compton inverse non linéaire, les photons sont produits dans la même direction de propagation que l'électron rayonnant. Cette propriété permet de produire des faisceaux de photons collimatés donc avec une brillance importante [17], [43]. Dans notre cas, comme mentionné précédemment, les photons ne vont pas être produits par les mêmes populations électroniques. Ces populations n'ont pas les mêmes distributions angulaires. Cela impacte les photons qui sont produits et qui héritent des propriétés angulaires des électrons. On peut observer sur la figure 6.30, les distributions angulaires des photons d'énergie supérieure à 100 MeV. Les courbes en bleu correspondent à des distributions cumulées en temps jusqu'à un temps de 15 fs (avant l'interaction avec le Platine) et les distributions en orange sont cumulées pour des temps supérieurs à 15 fs. La figure 6.30a correspond au cas quasi-single-cycle, la figure 6.30b au cas 3 cycles, la figure 6.30c au cas 5 cycles et enfin la figure 6.30d au cas multi-cycle. Les différentes distributions sont normalisées par leur maximum respectif pour les deux temps. L'angle θ correspond à l'angle entre p_x et p_y des photons. Les distributions correspondant à l'émission avant l'interaction avec le Platine (courbe en bleu), sont constituées de deux lobes symétriques à un angle de $\approx \pm 22°$ pour les cas 3, 5 et multi-cycle. Le cas quasi-single-cycle est différent. Il possède une distribution asymétrique avec un lobe à un angle $\theta \approx -25°$. Cette asymétrie est la conséquence de la poussée des électrons (cf partie 6.2.4) qui s'effectue dans une direction privilégiée. Les distributions en orange ($t > t_{Pt}$) comptabilisent tous les photons produits au moment de l'interaction avec l'interface et au moment de l'interaction avec les faisceaux d'électrons de la cavité. On peut séparer les cas en deux groupes, le groupe des cas 5 et multi-cycle qui sont composés de plusieurs lobes à des angles différents. Pour un angle $\theta \approx \pm 60°$ deux lobes symétriques marquent les distributions et un autre lobe apparaît sur l'axe de propagation de l'impulsion ($\theta = 0°$). L'autre groupe est composé du cas quasi-single-cycle et du cas 3 cycles. Pour ces deux cas, la distribution des photons est principalement composée d'un seul lobe. Cela implique une direction d'émission privilégiée des photons. Cependant il y a une différence importante entre ces deux cas. Dans le cas 3 cycles, les photons sont émis avec un lobe centré sur l'axe de propagation de l'impulsion ($\theta = 0°$) alors que, dans le cas quasi-single-cycle, les photons sont émis hors axe avec un angle de $\theta \approx 9°$. Cependant, même si la majorité de la densité des photons n'est pas sur l'axe dans le cas quasi-single-cycle, le lobe principal possède deux sous-lobes et l'un de ces sous-lobes, représentant 25% de la densité maximale, est aligné avec l'axe de propagation initial de l'impulsion. Plus l'impulsion est courte (excepté le cas quasi-single-cycle) et plus la densité des photons de plus de 100 MeV produits sur l'axe est importante en comparaison des autres angles

d'émissions. Les distributions oranges sont normalisées par une densité maximale de respectivement $n(N_r) = 8.1 \times 10^{-3}$, 1.8×10^{-3}, 7.1×10^{-4} et 2.4×10^{-3}. Cela implique que, pour les cas d'impulsions courtes, la densité de photons d'énergie supérieure à 100 MeV est bien plus grande que dans les cas longs où cette densité proche de l'axe est faible par rapport à la densité maximale (75% de 7.1×10^{-4} dans le cas 5 cycles est sur l'axe et beaucoup moins dans le cas multi-cycle).



(a) 1c (b) 3c

(c) 5c (d) 10c

FIGURE 6.30 – Distribution angulaire des photons d'énergie supérieure à 100 MeV cumulés en temps pour des temps avant l'interaction avec la partie de Platine t_{Pt} (bleu) et après t_{Pt} (orange) pour le cas quasi-single-cycle (a), 3 cycles (b), 5 cycles (c) et multi-cycle (d).

En plus des énergies, des nombres et des angles d'émission des photons, une caractéristique des faisceaux est leur durée. Pour obtenir les durées des impulsions de photons, nous avons collecté tous les photons qui traversent l'écran placé à 5 λ de la face arrière de la cible de Platine. La figure 6.31 montre la densité moyenne des photons possédant une position transerve entre 2000 et 6000 nm au cours du temps. La densité est normalisée par le maximum de densité de chaque impulsion. La discrétisation temporelle du diagnostic ne permet pas de résoudre la durée de l'impulsion dans le cas quasi-single-cycle pour le faisceau à 18 fs. Si l'on calcule à partir de la figure 6.27a, la durée à mi-hauteur des deux impulsions provenant de l'interaction avec le Pt, elles ont une durée de $t_{FWHM} \approx 60$ as. Le faisceau à 26 fs provenant du faisceau d'électrons accélérés par les champs quasi-statiques

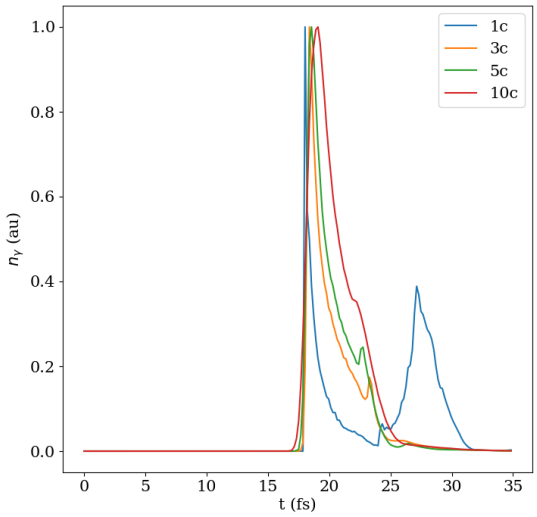


FIGURE 6.31 – Densité des photons traversant un écran positionné à 5 λ de la face arrière de la cible au cours du temps pour quatre impulsions de durées différentes.

de la cavité dure de l'ordre $t_{FWHM} \approx 2$ fs. Dans les cas plus longs, les photons provenant de l'interaction avec l'interface de Platine ont des durées à mi-hauteur de l'ordre de $t_{FWHM} \approx 2$ fs dans le cas multi-cycle, $t_{FWHM} \approx 1.5$ fs dans le cas 5 cycles et $t_{FWHM} \approx 1$ fs dans le cas 3 cycles. Dans ces 3 cas, la durée du faisceau des électrons accélérés par la cavité est confondue avec le pic principal à 18 fs et est difficile à évaluer. Le cas quasi-single-cycle présente un avantage par rapport aux autres cas, car il produit, pour des $p_x > 0$, deux faisceaux de photons dont l'un très court $t_{FWHM} \approx 60$ as avec peu de photons de haute énergie et un faisceau court $t_{FWHM} \approx 2$ fs avec plus de photons de haute énergie.

Dans la partie 6.3.1, nous avons montré les spectres des champs qui étaient réfléchis. Dans ces spectres apparaissaient des harmoniques de la fréquence principale. Nous nous sommes posés la question de quelle pouvait être la contribution des harmoniques à l'émission des photons [345]. Pour cela, nous avons calculé la valeur du χ_{harmo} provenant des champs harmoniques (en éteignant fortement la contribution des fréquences inférieures à notre ν_c). Cependant, de par les interactions entre les différentes fréquences du spectre, nous ne pouvons pas négliger les termes couplés en $\mathbf{E_L} \cdot \mathbf{E}_{harmo}$. Comme le χ est lié à $\sqrt{\mathbf{E}^2}$ et que les termes couplés ne sont pas négligeables, nous ne pouvons pas séparer le χ en $\chi_L + \chi_{harmo}$ et dire précisément quelle est la contribution des harmoniques. Nous pouvons cependant calculer à partir de nos champs filtrés le χ_{harmo} et à partir de ces χ_{harmo}, en faisant l'hypothèse que la perte d'énergie est la même (l'hypothèse n'est pas mauvaise pour les $\chi_{harmo} > 1$). Nous pouvons calculer le spectre qui en découlerait, si l'on filtrait la fréquence principale. Ce spectre est présenté sur la figure 6.32.

6.4.3 Estimation de l'émission bremsstrahlung

Le Platine utilisé comme miroir plasma pour réfléchir les impulsions est un matériau dense avec un numéro atomique important $Z = 78$. Ce miroir va être traversé par une grande quantité d'électrons énergétiques que nous avons décrits dans la partie 6.2. Ces électrons vont rayonner dans la cible principalement par le processus bremsstrahlung (c.f.

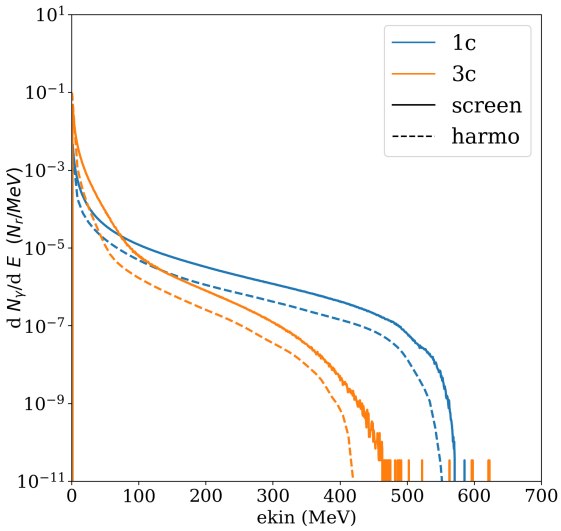


FIGURE 6.32 – Distribution spectrale des photons pour une impulsion quasi-single-cycle (bleu) et 3 cycles (orange). Les tirets correspondent à l'estimation du spectre provenant des fréquences harmoniques des champs.

partie 2.1.3). Le processus de rayonnement bremsstrahlung est un processus pouvant être implémenté dans les codes PIC, il est par exemple présent dans le code EPOCH [346] mais n'est pas encore implémenté dans le code Smilei. Nos simulations ne peuvent donc pas être totalement auto-consistantes sur le rayonnement car nous ne pouvons pas avoir l'effet du rayonnement sur les électrons dans la matière proche d'un noyau atomique. Cependant, nous pouvons estimer la distribution spectrale des photons émis par bremsstrahlung par les électrons traversant la cible solide.

Contrairement aux photons Compton non linéaire, pour lesquels nous avions besoin de la corrélation entre l'énergie de l'électron et son paramètre χ pour chaques macro-particules afin d'estimer la distribution spectrale des photons émis, pour le bremsstrahlung, nous n'avons besoin (en première approximation) de ne connaître que l'énergie des électrons et l'épaisseur du matériau traversé. Pour estimer la distribution spectrale des photons émis par bremsstrahlung, nous nous sommes basés sur le modèle proposé dans [347]. Ce modèle néglige les effets de propagation (diffraction, diffusion, etc...) pour les électrons et les effets d'absorption des photons dans la cible. Cette hypothèse est valable pour des couches fines d'un matériau solide. La distribution spectrale des photons peut être estimée par :

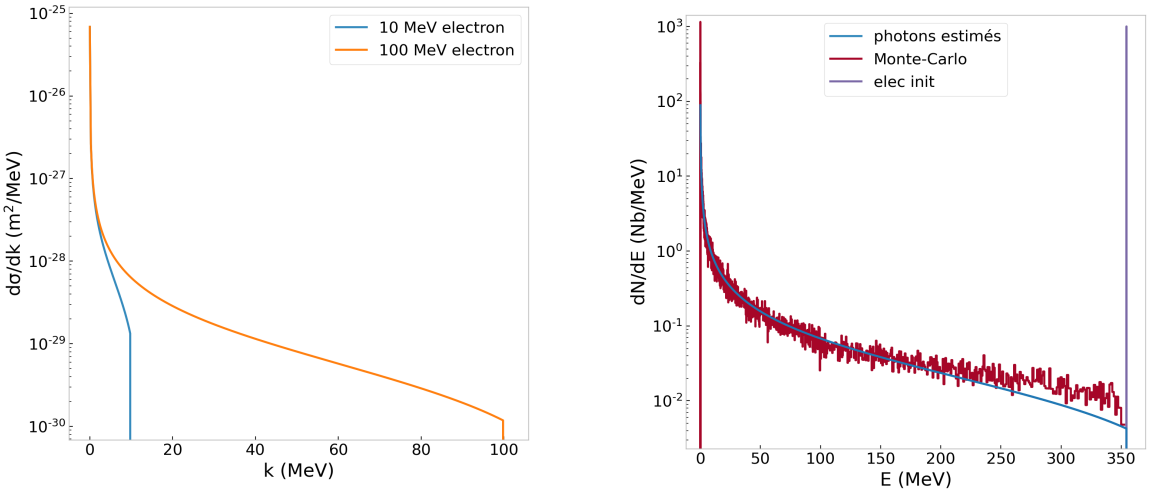
$$\frac{dN_\gamma}{dk} = n_i L \int_k^{E_e} \frac{d\sigma}{dk} \frac{dN_e}{dE} dE, \tag{6.4.3}$$

avec n_i la densité du matériau, L l'épaisseur de la cible, dN_e/dE la distribution spectrale des électrons et $d\sigma/dk$ la section efficace différentielle du processus bremsstrahlung. Cette section efficace peut être approchée par la formule [196] :

$$\frac{d\sigma}{dk}(E) = \frac{aZ^2}{k}\left(1 - b\frac{k}{E}\right), \tag{6.4.4}$$

avec Z le numéro atomique des noyaux, $a = 11$ mbarn et $b = 0.83$ des constantes de normalisation. Cette formule reproduit à 10 % près les sections efficaces tabulées par Seltez

et Berger [192], [348] dans la zone entre 5 et 20 MeV. La section efficace différentielle est représentée sur la figure 6.33a pour des électrons de respectivement 10 et 100 MeV. J'ai comparé la distribution spectrale que nous pouvions estimer par la formule 6.4.3 avec la distribution obtenue par une simulation Monte-Carlo Géant4. Des électrons initialement de 350 MeV d'énergie interagissent avec une cible de 200 μm de Platine. Les distributions spectrales sont visibles sur la figure 6.33b. La distribution estimée en bleu diffère de la distribution de la simulation Monte-Carlo à partir de 200 MeV. Cette différence augmente plus on approche l'énergie initiale des électrons. Cet écart peut être lié au fait qu'à plus haute énergie des photons vont pouvoir produire des électrons/positrons qui vont aussi pouvoir rayonner. De plus, la section efficace sous-évalue la probabilité d'émission pour des énergies ultra-relativistes. Il est à noter que la cible utilisée pour les simulations Monte-Carlo est beaucoup plus épaisse que la cible utilisée pour les simulations PIC.



(a) (b)

FIGURE 6.33 – (a) Section efficace différentielle (éq. 6.4.4) pour un électron de 10 et 100 MeV dans du Platine et (b) un comparatif du spectre des photons calculé par le code Monte-Carlo (rouge) et estimé par la formule 6.4.3 (bleu) pour une cible de 200 μm de platine. Le spectre des électrons initiaux est tracé en violet.

Pour évaluer le rayonnement bremsstrahlung dans notre couche mince de platine, nous avons récupéré la distribution de tous les électrons traversant la face arrière de la cible avec un écran positionné à 5 λ de la face arrière du Platine. Cela implique notamment que je néglige les pertes d'énergie des électrons dans la cible solide (simulations sans collisions) et le ralentissement des électrons lié au TNSA. Nous pouvons justifier cette hypothèse par le fait que la cible sur-critique est très peu épaisse, globalement neutre et donc que les pouvoirs d'arrêt (*stopping power*) et les longueurs de ralentissement CDSA des électrons ultra-relativistes sont faibles devant l'épaisseur de la couche de Platine. De plus, l'écran est positionné proche du bord de la cible (5 λ) ce qui empêche un phénomène de TNSA d'être efficace. La figure 6.34 compare la distribution spectrale des photons produits par le processus Compton inverse non linéaire (NLCS) et l'estimation du processus bremsstrahlung (Brems). Le signal estimé provenant du bremsstrahlung est par plusieurs ordres de grandeur (2-3) plus petit que le signal NLCS. La formule du bremsstrahlung utilisée 6.4.3 dépend linéairement de l'épaisseur L de la cible ce qui explique ces spectres avec un signal très faible. Cependant, comme indiqué, la section efficace sous-estime les hautes

énergies et nos signaux bremsstrahlung sont donc plus importants que ce qui est estimé.

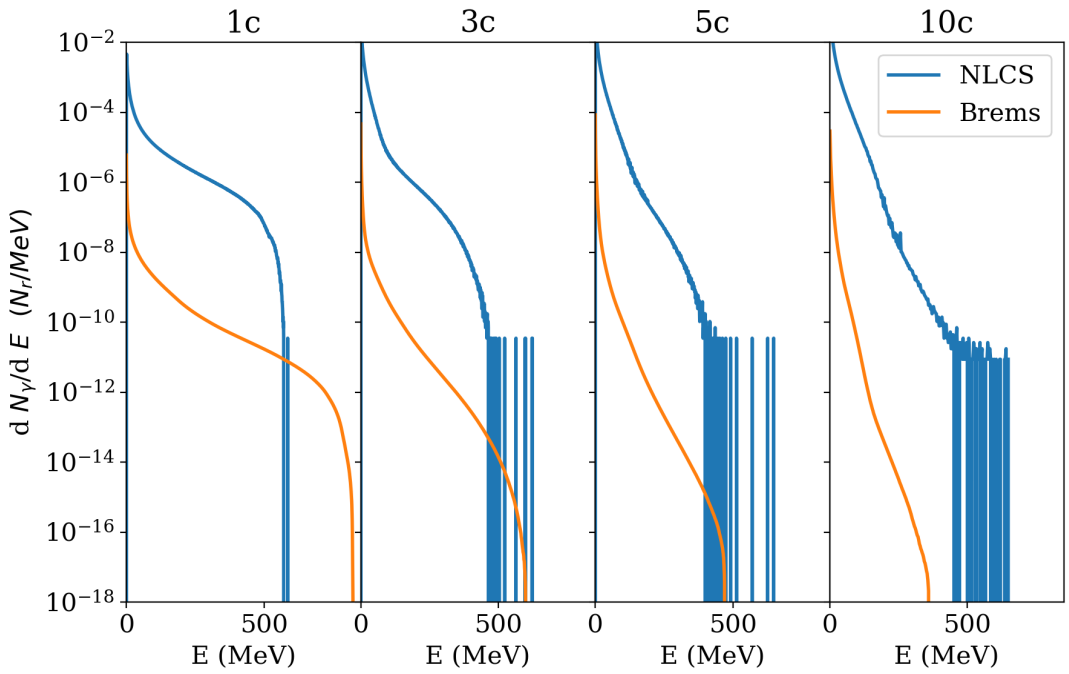


FIGURE 6.34 – Distributions spectrales des photons issues de la simulation (NLCS) et calculées avec l'équation 6.4.3 (Brems) pour les quatre durées d'impulsions quasi-single-cycle (1c), 3 cycles (3c), 5 cycles (5c) et multi-cycle (10c).

La différence entre les photons produits par le processus de diffusion Compton inverse non linéaire et les photons produits par bremsstrahlung est tellement grande que l'apport des photons bremsstrahlung est négligeable (notre estimation de par les hypothèses et les électrons sélectionnés maximise la distribution en face arrière). De la même façon que pour le processus bremstrahlung, les photons peuvent se décomposer dans la partie sur-critique par le processus Bethe-Heitler décrit dans la partie 2.2.3. Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser à la production de paires électron/positron.

6.4.4 Génération de positrons

La même analyse que pour les photons pourrait être appliquée aux positrons. Cependant, pour des raisons de temps, une analyse aussi poussée n'a pas pu être réalisée. Nous nous contenterons juste de donner les caractéristiques énergétiques et angulaires des paires électron/positron. Les paires et plus précisément les positrons que nous allons considérer sont ceux produits par le processus non linéaire Breit-Wheeler (NLBW) (c.f. partie 2.2.2). Ce processus de façon assez similaire à la diffusion Compton inverse (non linéaire) est la décomposition d'un photon pendant l'interaction avec un champ électromagnétique en une paire électron/positron. De la même façon que pour les photons, le paramètre important pour que les paires puissent être générées est l'invariant relativiste χ_γ (paramètre quantique, équation 2.1.11). Ce paramètre est directement relié à l'importance des effets de SFQED et donc à la probabilité d'émettre des paires électron/positron. Le taux de production des paires est maximal pour des $\chi_\gamma \approx 10$ puis décroît très faiblement pour des valeurs de χ_γ supérieures (c.f. les valeurs asymptotiques données dans l'équation 2.2.12). En plus du processus NLBW, des paires pourraient être produites par d'autres processus

(principalement) : tels que le Bethe-Heitler, le trident, ou bien le Breit-Wheeler linéaire. Concernant le processus Bethe-Heitler ou bien le trident, nous pouvons appliquer une formule de la même forme que l'équation 6.4.3 aux paires BH et trident [347]. Cela implique que le nombre de paires dépendra soit linéairement avec la taille de la cible si l'on considère seulement les photons soit de façon quadratique si l'on considère les électrons et les photons (bremsstrhalung + NLCS) dans la cible. Cependant, comme la cible est très mince les nombres de paires produites seront donc faibles. Concernant le processus BW linéaire, des paires peuvent en effet apparaître de par la collision entre des photons se propageant vers l'avant ($p_x > 0$) et des photons se propageant vers l'arrière ($p_x < 0$). Cette configuration peut apparaître, principalement dans le cas d'impulsion plus longue à une position proche de l'interface entre la cible sous-critique et sur-critique au moment où les champs sont réfléchis. Les processus en jeu peuvent être $\gamma+\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, $\gamma+\hbar\omega \rightarrow e^+ + e^-$ et $\hbar\omega + \hbar\omega \rightarrow e^+ + e^-$ avec γ un photon de haute énergie et $\hbar\omega$ un photon de l'impulsion attoseconde. Nous pouvons exclure toutes les configurations avec les photons $\hbar\omega$ car ces photons possèdent une énergie de 28.4 eV. Il faudrait donc qu'ils interagissent avec un photon à 10^{10} eV pour passer au dessus du seuil de production des paires (c.f. équation 2.2.1). Concernant l'interaction entre 2 γ, dans cet article [349], les auteurs ont comparé pour l'interaction entre une cible solide et un laser, les effets BW et NLBW en fonction de la longueur du préplasma devant leur cible. Ils ont montré que pour des impulsions intenses ($\lambda = 1\mu$m, $a_0 \in [100, 400]$), les paires BW pouvaient être importantes. Selon eux, dans leur régime, la transition entre BW et NLBW (zone où les paires NLBW sont majoritaires) s'effectue pour des $a_0 \approx 400$. Leur impulsion est moins intense que ce que nous considérons $I \sim 10^{23}$W.cm^{-2}. Cela implique donc que le χ_γ que peuvent atteindre leurs photons dans l'impulsion est moins important que dans notre cas, ce qui va diminuer l'importance du NLBW comparativement à nos cas. Même si ce phénomène peut avoir de l'importance, nous ne le considérerons pas, n'ayant pas d'outil numérique adéquat.

Pour évaluer les valeurs de χ que peuvent atteindre les photons, nous nous sommes intéressés à la valeur maximale du χ_γ des photons au cours du temps (figure 6.35). Cette figure est découpée en deux parties avec sur la figure de gauche la valeur maximale du χ atteinte pour les photons (χ_γ) et sur la figure de droite celle pour les positrons (χ_+). Comme pour les figures précédentes, les différentes couleurs représentent les différentes impulsions, quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). Tout d'abord, on peut remarquer que les photons et les positrons atteignent des χ très importants de l'ordre de 10 au même instant que les électrons, c'est à dire à $\approx$ 16 fs (interaction avec la partie sur-critique) et à $\approx$ 20 fs qui correspond au moment de l'interaction entre les champs réfléchis et le faisceau d'électrons accélérés par les champs quasi-statiques dans la cavité. Ces valeurs importantes du χ sont situées à des valeurs proches du maximum du taux de production des paires. Cela implique que ces photons de χ_γ vont très probablement se décomposer en une paire électron/positron sur une période de l'impulsion. En plus de la probabilité, le χ_γ influence aussi la répartition de l'énergie du photon entre les deux fermions. Plus le χ_γ est important et plus cette répartition est inégale (voir figure 2.11). Cela implique que si les électrons ou les positrons qui sont produits récupèrent une partie importante de l'énergie d'un des photons avec un $\chi_\gamma \approx 10$, l'un des deux va avoir une énergie importante et va donc pouvoir directement produire un photon dans le champ de l'impulsion. Cette relation entre les photons et les positrons est visible sur la figure de droite où des valeurs importantes apparaissent aux mêmes instants pour les photons et les positrons. Les positrons atteignent même des χ_γ supérieurs aux photons. Cela s'explique par la différence entre une particule chargée pouvant être accélérée par les champs et un photon. La figure nous informe aussi sur les instants où

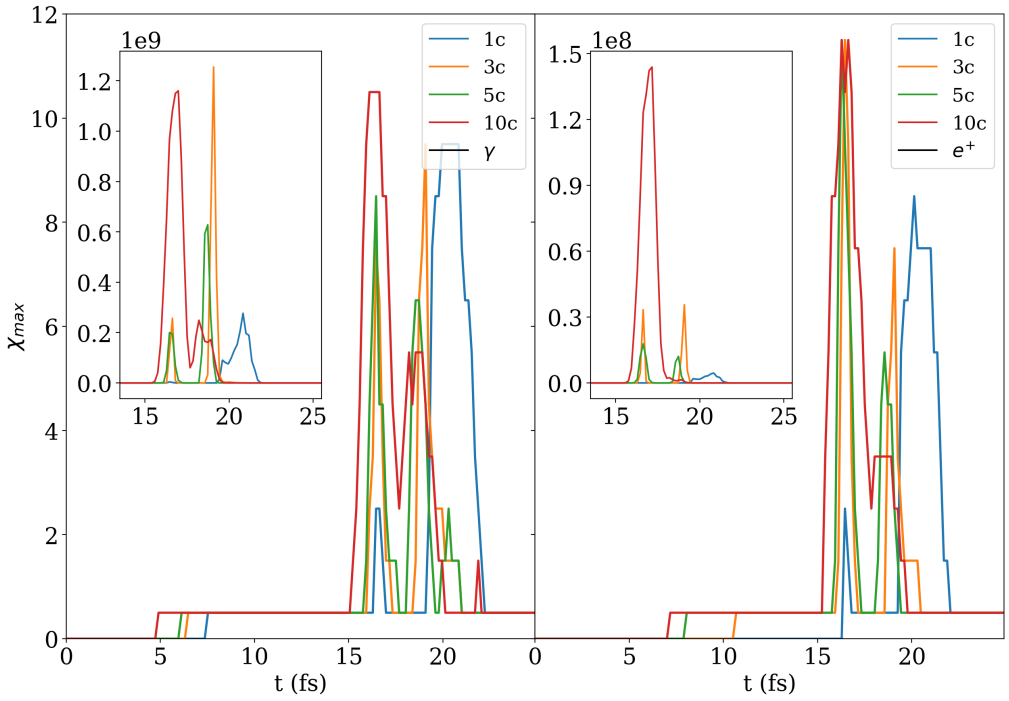


FIGURE 6.35 – Valeur maximale du χ pour les photons (figure de gauche) et les positrons (figure de droite) au cours du temps pour une impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge). Les encarts correspondent respectivement aux nombres de photons (positrons) possédant un $\chi > 1$ au cours du temps.

les premiers positrons sont créés. Les premiers positrons sont créés lors de la propagation de l'impulsion dans la partie sous-critique pour les cas 3, 5 et multi-cycle alors que dans le cas quasi-single-cycle, ils apparaissent lors de l'interaction avec la partie sur-critique ce qui diffère de façon importante avec les photons. Les encarts des figures sont respectivement le nombre de photons et de positrons possédant un χ_γ/χ supérieur à 1, donc ayant une très forte probabilité d'intéragir avec le champ. Il y a un ordre de grandeur entre les photons qui produisent des paires et les positrons qui produisent des photons et à l'exception du cas 3 cycles, plus l'impulsion est longue et plus les photons avec $\chi_\gamma > 1$ sont nombreux. Cependant, si on augmente la valeur du χ_γ alors comme pour les électrons, plus l'impulsion est courte et plus le nombre de photons de grand χ_γ augmente. Les instants où le nombre de photons de $\chi_\gamma > 1$ est grand nous informe sur les instants où la majorité des paires sont produites. Dans le cas multi-cycle, c'est lors de l'interaction avec la partie sur-critique alors que, pour les autres cas, c'est lors de l'interaction avec les faisceaux d'électrons accélérés dans la cavité. Comme les propriétés des photons dépendent des propriétés des électrons, les positrons dépendront aussi des populations électroniques primaires.

Comme pour les photons, nous nous sommes intéressés aux positrons qui se propageaient en dehors de la cible par sa face arrière ($p_x > 0$). Les différentes distributions des positrons pour les quatre cas sont présentées sur la figure 6.36. Les distributions ont toutes la même forme avec une croissance de la distributions jusqu'à 150 MeV puis une décroissance quasiment exponentielle. Le signal dans les cas 3 et 5 cycles est assez bruité.

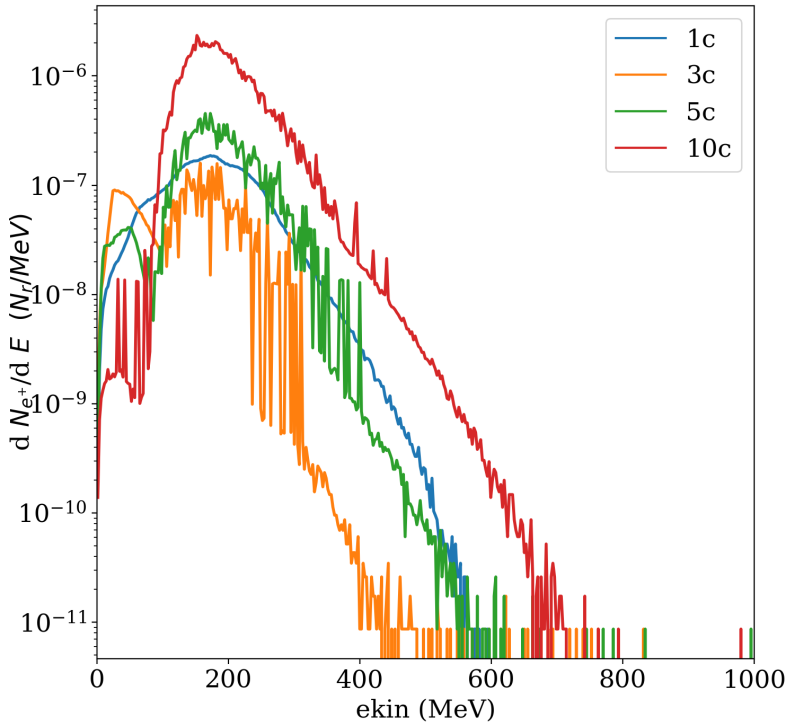
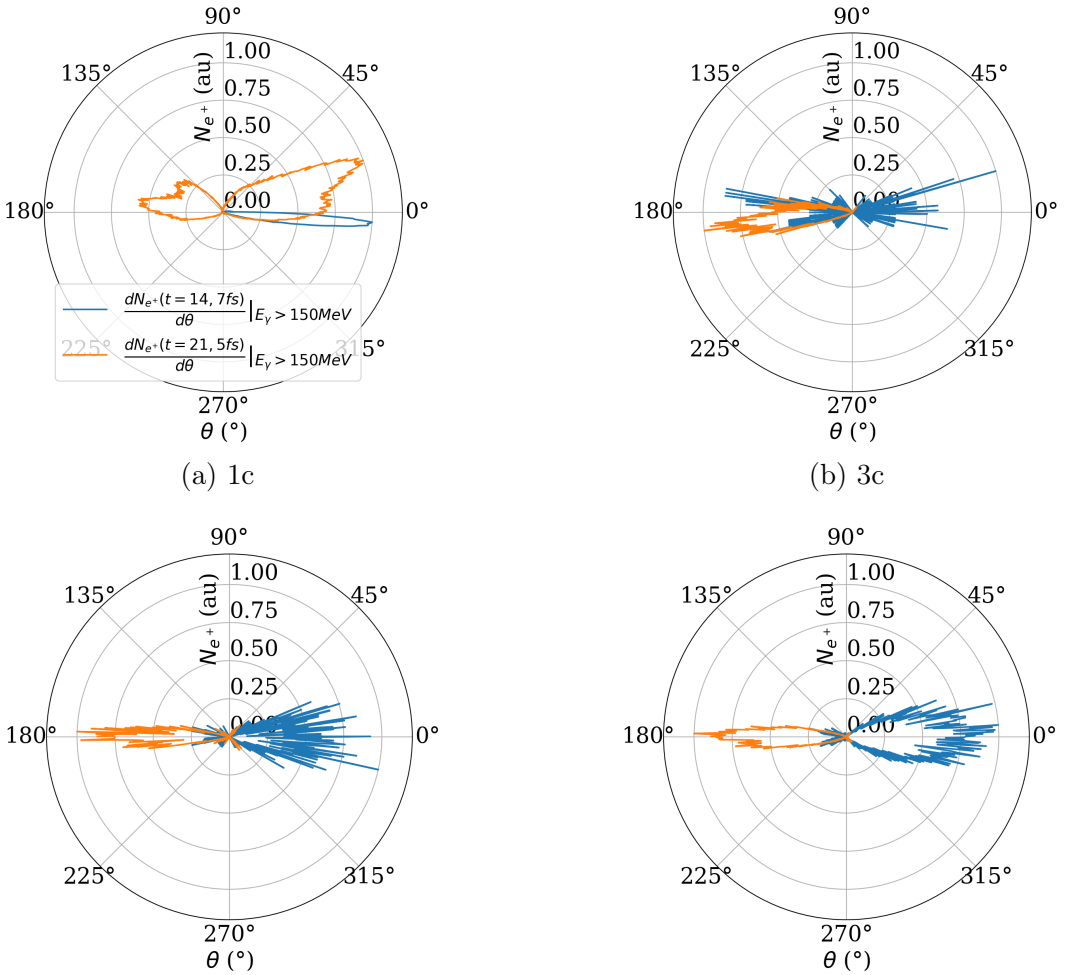


FIGURE 6.36 – Distributions spectrales des positrons obtenues sur un écran situé à 5 λ de la face arrière de la cible de platine pour une impulsion quasi-single-cycle (bleu), 3 cycles (orange), 5 cycles (vert) et multi-cycle (rouge).

Ce bruit provient du fait que nous avons choisi qu'un macro-photon ne produise qu'une seule paire macro-électron/macro-positron. Les *cutoffs* des distributions spectrales vont de $\approx$ 500 à 700 MeV avec, contrairement aux électrons et aux photons, le cas multi-cycle qui possèdent les positrons avec le plus d'énergie. Les énergies maximales des positrons sont mêmes supérieures aux énergies des photons et des électrons dans le cas multi-cycle. La queue de la distribution des positrons dans le cas 5 cycles coïncide avec la queue de distribution des électrons pour des énergies supérieures à 200 MeV. Ces électrons correspondent donc aux électrons des paires produites. Cela nous permet de déduire que dans les cas multi-cycle et 5 cycles, les électrons les plus énergétiques ne vont pas pouvoir traverser le mur de champ que représente l'impulsion réfléchie. Les électrons vont perdre une grande partie de leur énergie à produire des photons et vont se retrouver tellement décélérés qu'ils vont être réaccélérés dans la direction de propagation des champs réfléchis ($p_x < 0$). Ils ne vont donc pas pouvoir traverser la partie sur-critique contrairement aux paires électron/positron dont la condition va dépendre de leur position relative dans l'impulsion. Les électrons des faisceaux dans les cas 3 cycles et quasi-single-cycle vont quant à eux rayonner une partie de leur énergie mais pas assez pour pouvoir être réfléchis. De plus, les positrons étant des particules chargées positivement, ils vont subir les effets des champs et notamment les champs de type TNSA. Comme pour les protons, les positrons vont être "post-accélérés" par les champs TNSA [284], [350] produits par les électrons. Comme les positrons sont les antiparticules des électrons (même masse), l'accélération par les champs de gaine sera efficace et peux influer sur les distributions

des positrons notamment dans les cas d'impulsions plus courtes. Cependant, comme les positrons sont collectés proches (à 5λ) de la face arrière de la cible, l'effet du TNSA est limité. Au total, le nombre de positrons qui constitue ces distributions est de 3.6×10^8 dans le cas quasi-single-cycle avec 3.1×10^8 positrons de plus de 150 MeV. Les nombres sont comparables pour les cas 3 et 5 cycles avec respectivement 1.9×10^8 (5.2×10^8) avec 1.3×10^8 (4.9×10^8) de positrons de plus de 150 MeV. Ces nombres augmentent pour le cas multi-cycle avec 2.7×10^9 au total et 2.6×10^9 de positrons de plus de 150 MeV. Comme le montre les distributions, la majeure partie des positrons sont des positrons de haute énergie (>150MeV). Il est aussi à rappeler que nous ne considérons pas le processus d'annihilation électrons(libres ou liés)/positrons qui peut se développer entre les paires et qui sera d'autant plus important que le faisceau de paires électron/positron se propage sur de grandes distances.



(a) 1c (b) 3c

(c) 5c (d) 10c

FIGURE 6.37 – Distribution angulaire des positrons avec une énergie supérieure à 150 MeV pour 2 temps 17.8 fs (bleu) et 21.5 fs (orange) pour le cas quasi-single-cycle (a), 3 cycles (b), 5 cycles (c) et multi-cycle (d).

La dernière caractéristique que nous allons considérer est l'angle auquel sont émis les positrons. Pour cela, nous avons comparé les distributions angulaires des positrons de plus de 150 MeV à deux temps différents, 17.8 fs (juste après l'interaction avec l'interface de Pt) et 21.5 fs après l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité.

Ces distributions sont tracées sur la figure 6.37 pour les quatre durées d'impulsion 6.37a quasi-single-cycle, 6.37b 3 cycles, 6.37c 5 cycles et 6.37d multi-cycle. Comme le montrent les distributions angulaires les positrons produits pendant l'interaction avec la cible surcritique se propagent majoritairement vers la face arrière de la cible ($p_x > 0$). Les cas multi-cycle 6.37d et 5 cycles 6.37c ont un lobe d'émission centré sur l'axe de propagation de l'impulsion ($\theta = 0°$). La distribution est symétrique à $\pm\pi$ (0°,180°) dans le cas 3 cycles 6.37b. Le cas quasi-single-cycle, de la même façon que pour les photons et les électrons, possède une distribution asymétrique et centrée sur un angle $\theta \approx 4°$. Après l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité (21.5 fs) les distributions de ces cas présentent toutes une distribution angulaire de positrons se propageant avec la réflexion de l'impulsion. La seule exception est le cas quasi-single-cycle où la distribution possède aussi un lobe centré sur un angle de $\theta \approx 17°$. Dans la suite, nous allons étudier les effets liés à un déphasage du champ dans l'enveloppe sur les différentes populations de particules.

6.5 Influence de la CEP

La phase sous enveloppe (*carrier-envelope phase* CEP) correspond à un déphasage entre les oscillations à ω de l'onde et son enveloppe. Cette phase est relativement inutile pour le cas d'impulsions composées de nombreux cycles, car la physique peut souvent se réduire à des quantités moyennées sur la période. Cependant, elle a une grande importance dans le cas d'impulsions courtes et d'autant plus dans des cas quasi-single-cycle où la valeur locale du champ est importante. La CEP peut altérer les phénomènes de filamentation dans des gaz [351] ou peut influencer les angles d'émission et les énergies des électrons dans un régime de la bulle [352] par exemple. Dans notre cas, comme nous considérons des impulsions courtes (quasi-single-cycle), nous avons voulu étudier l'effet que pouvait avoir la CEP. En plus du cas que nous avons traité dans ce chapitre, nous avons considéré 3 autres phases initiales $\phi_{CEP} = \pi/2$, π et $3\pi/2$. Les champs E_y de ces trois cas sont présentés sur la figure 6.38

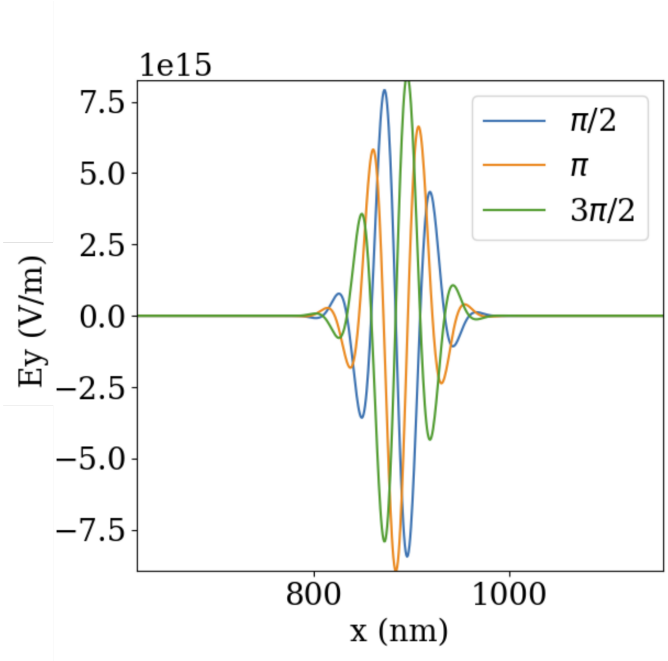


FIGURE 6.38 – Champ électrique E_y des impulsions en fonction de la phase initiale ϕ_{CEP}.

Les distributions pour les électrons (traits pleins), les photons (traits en tirets) et les positrons (traits pointillés) pour les quatre phases ϕ_{CEP} différentes sont données sur la figure 6.39. Ces distributions correspondent au signal cumulé qui traverse un écran placé à 5 λ de la face arrière de la cible. Les impulsions qui ont la même phase à $\pm\pi$ ont une distribution spectrale identique (bleu/orange et vert/rouge). Pour toutes les populations, les spectres sont légèrement différents sur les hautes énergies pour les électrons, photons et positrons. Sur le *cutoff*, l'écart le plus important concerne les photons. Comme attendu, la CEP a un effet sur l'énergie des particules qui atteignent la face arrière de la cible.

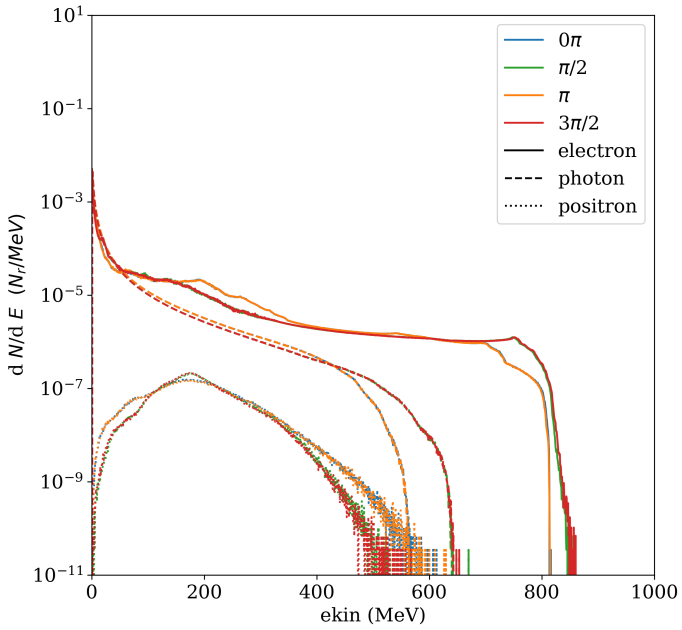
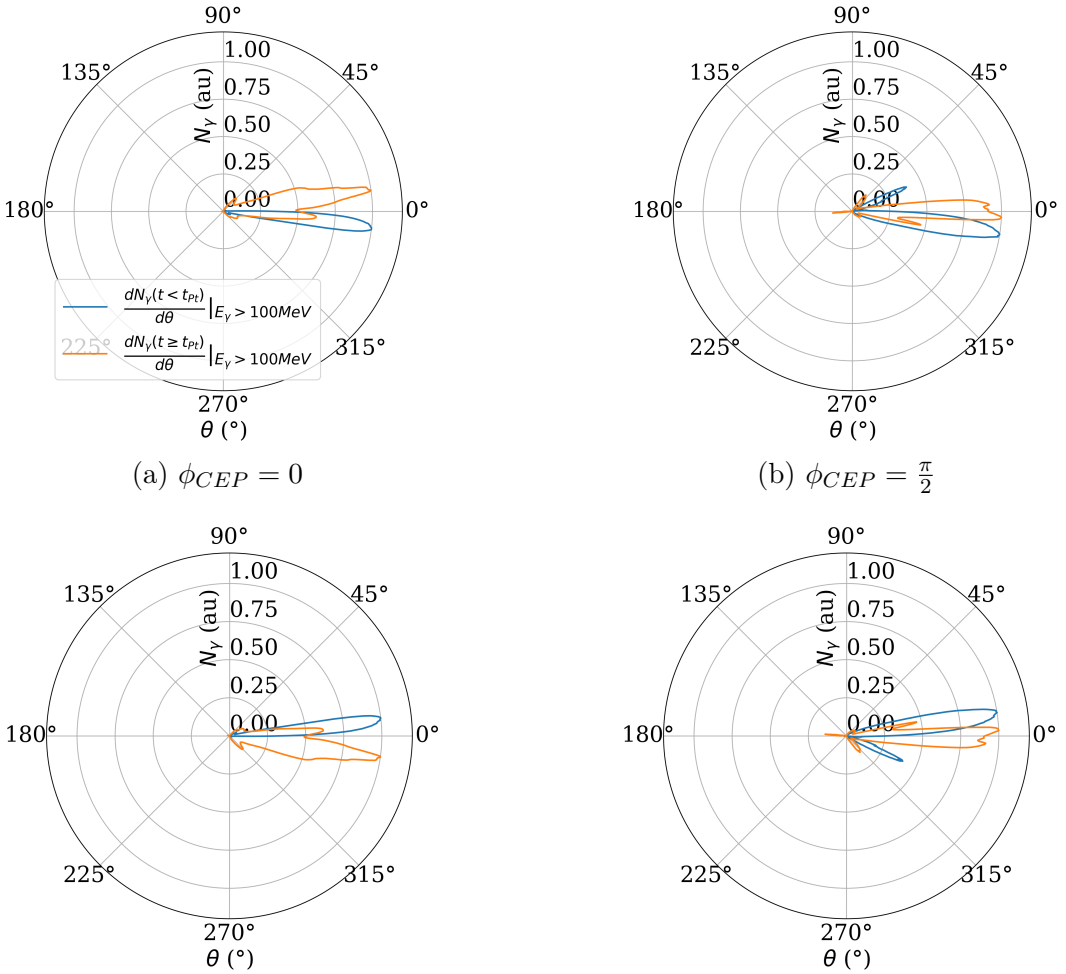


FIGURE 6.39 – Distribution spectrale des électrons (plein), photons (tiret) et positrons (points) collectées à 5 λ de la face arrière du Pt pour des CEP différentes.

Nous avons montré que la distribution angulaire des photons produits après l'interaction avec le Platine était centrée hors de l'axe du laser. Nous avons voulu étudier l'effet que pouvait avoir la CEP sur l'angle d'émission des photons. Pour cela, nous avons tracé sur la figure 6.40, comme pour la figure 6.30, les distributions angulaires des photons de plus de 100 MeV pour les quatre CEP différentes. Les distributions bleues correspondent aux photons produits avant l'interaction avec le Platine et les distributions oranges correspondent aux photons produits après l'interaction avec le Platine. Le cas sans phase initiale correspond à la figure 6.40a, s'ensuit le cas avec une phase de $\pi/2$ 6.40b, le cas π 6.40c et le cas $3\pi/2$ 6.40d. Comme pour les distributions spectrales, les cas peuvent être regroupés en deux groupes séparés de $\pm\pi$ [0,π] et [$\pi/2$, $3\pi/2$]. Les distributions par groupe sont symétriques par rapport à l'axe de propagation de l'impulsion ($\theta = 0°$). Nous pouvons remarquer que les faisceaux de photons, pour les cas $n\pi/2$, sont centrés sur l'axe de propagation $\theta = 0$ et que ces faisceaux sont légèrement plus énergétiques. Cela implique que si l'on contrôle bien la CEP de l'impulsion, on peut choisir l'angle d'émission des photons pour des impulsions quasi-single-cycle.



(a) $\phi_{CEP} = 0$ (b) $\phi_{CEP} = \frac{\pi}{2}$

(c) $\phi_{CEP} = \pi$ (d) $\phi_{CEP} = \frac{3\pi}{2}$

FIGURE 6.40 – Distribution angulaire des photons d'énergie supérieure à 100 MeV cumulée en temps pour des temps avant l'interaction avec la partie de Platine t_{Pt} (bleu) et après t_{Pt}.

6.6 Conclusion

Notre étude a porté sur l'interaction entre une impulsion ultra-intense ultra-courte avec une cible bi-couche composée d'une partie sous-critique de CH et d'une partie sur-critique de Pt avec pour but la production de photons énergétiques. Le but de l'étude était aussi d'étudier l'influence de la durée de l'impulsion, pour des impulsions de mêmes intensités. Pour mener l'étude, nous avons du faire certaines hypothèses sur la cible et notamment sur l'ionisation et la densité de la cible. Nous avons montré les différences existantes sur la dynamique électronique lors de la poussée par la force pondéromotrice. En effet, dans le cas d'impulsion multi-cycle, le mouvement peut être décomposé entre un mouvement longitudinal et un mouvement transverse. Les électrons sous l'effet de la force pondéromotrice vont être éjectés transversalement des zones de fortes intensités vers les zones de faibles intensités. Dans le cas quasi-single-cycle, le mouvement des électrons est modifié. Ce mouvement correspond principalement à la poussée longitudinale du champ et les effets de déviation transverse sont lents devant la propagation de l'électron. Cela influence la circulation des électrons le long de la cavité (les courants) et donc modifie

la taille de la cavité qui se forme. Comme la cavité peut être vue comme un pseudo-vide électronique, la taille de la cavité influence la valeur des champs quasi-statiques qui y sont générés. Ces champs quasi-statiques sont quant à eux responsables d'une partie de l'accélération des électrons qui vont former un faisceau focalisé sur l'axe de propagation de l'impulsion ($\theta \approx 0°$). Les différents modèles que nous avons utilisés donnent de bonnes estimations des champs et de l'énergie des électrons dans la cavité. Lors de la propagation des impulsions dans le CH, deux populations électroniques vont se distinguer. Des électrons vont être piégés dans l'impulsion par la poussée longitudinale de la force pondéromotrice et des électrons vont circuler sur les bords de la cavité et être focalisés/accélérés le long de l'axe de propagation de l'impulsion par les champs quasi-statiques auto-générés dans la cavité. En fonction des durées de l'impulsion, nous avons pu montrer que les propriétés énergétiques, angulaires des électrons différaient en fonction de la durée des impulsions. Dans le cas quasi-single-cycle, l'énergie moyenne des électrons piégés dans l'impulsion est plus importante que dans le cas multi-cycle. De plus, comme la cavité est plus grande, les électrons vont se propager sur de plus grandes distances dans cette cavité et atteindre des énergies plus importantes. Même si l'impulsion quasi-single-cycle possède dix fois moins d'énergie que l'énergie multi-cycle, l'absorption de l'énergie dans les électrons est plus efficace. De ce fait, les électrons vont atteindre de plus haute énergie et un nombre plus important d'électrons va pouvoir atteindre la face arrière de nos cibles. L'énergie des électrons en face arrière de la cible est beaucoup plus importante dans les cas d'impulsions courtes avec une distribution possédant un plateau en énergie entre 200 et 700 MeV comparativement au cas multi-cycle. De plus, plus l'impulsion est longue et plus le nombre d'électrons de haute énergie diminue.

Pour que les photons puissent être générés, les impulsions doivent être réfléchies sur le Platine. Lors de la réflexion, de par les effets relativistes, un effet Doppler agit sur les spectres des champs réfléchis. Des harmoniques du champ incident vont se développer. L'ordre du dernier harmonique dépend de la durée de l'impulsion. Plus l'impulsion est longue et moins les harmoniques sont d'ordre élevé. De plus, nous avons montré que les harmoniques étaient décalés par effet Doppler lié au mouvement ionique de l'interface accéléré par les champs. La vitesse de dérive de l'interface, provoquant un effet Doppler global sur les harmoniques, varie au cours du temps et dépend de la durée de l'impulsion. Dans le cas quasi-single-cycle, les ions n'ont pas le temps de se mettre en mouvement. Cependant, la valeur des pics harmoniques n'est pas totalement en accord avec des harmoniques impairs et du *splitting* d'harmonique pourrait en être la cause. De plus, la valeur maximale des pics harmoniques est plus importante pour les impulsions courtes.

Dans notre étude, les photons sont produits par la diffusion Compton inverse non linéaire. Nous avons pu montrer que cette diffusion intervenait principalement à trois instants de l'interaction, lors de la propagation de l'impulsion dans la partie sous-critique par les électrons oscillant dans l'impulsion, lors de l'interaction avec la partie sur-critique et lors de l'interaction avec le faisceau d'électrons accélérés dans la cavité. Les différents faisceaux de photons qui en découlent ne vont pas posséder les mêmes propriétés énergétiques, angulaires et temporelles. De plus, le nombre de photons produits au total varie fortement entre les cas quasi-single-cycle et multi-cycle. L'analyse de l'invariant χ nous a permis de montrer que les particules les plus énergétiques atteignent des χ très élevés de l'ordre de 10. Cependant, nous avons montré que le régime perturbatif est toujours applicable donc nos cas. De par les valeurs de χ et a_0 atteintes, l'interaction de l'impulsion se situe dans le régime dominé par les forces de rayonnement quantique (QRDR) où les photons et positrons sont générés de façon abondante. Ces valeurs maximales de χ ne sont pas atteintes aux mêmes instants dans la simulation, donc pour les mêmes populations

électroniques. De plus, la valeur moyenne du $\langle\chi\rangle$ des électrons montre que plus l'impulsion attoseconde est courte et plus les électrons énergétiques sont nombreux et possèdent de haute énergie. Nous avons montré qu'il en découle une différence sur le nombre de photons produits. Les cas d'impulsions longues produisent plus de photons de basse énergie mais dès 100 MeV, le nombre de photons produits est supérieur dans les cas d'impulsions plus courtes en comparaison avec les cas d'impulsions plus longues. De par le fait que nous utilisons des impulsions polarisées linéairement, des régimes de cascade et d'avalanche ne sont pas atteignables. Nous avons pu confirmer cette affirmation théorique en montrant que le nombre de photons dans les différents cas ne croît pas de façon exponentielle. Les estimations que nous avons pu faire de la distribution spectrale des photons en face arrière de la cible montrent un très bon accord avec le régime quantique du rayonnement et pas avec la limite classique. Cela nous a permis d'estimer la distribution des photons se propageant avec la réflexion de l'impulsion ($p_x < 0$) et de montrer que cette distribution comptabilisait beaucoup moins de photons. De plus, les énergies maximales atteintes des distributions sont plus faibles en comparaison avec celles se propageant avec une impulsion $p_x > 0$. Concernant les propriétés angulaires, les cas possédant peu de cycles produisent un nombre plus important de photons proches de l'axe de propagation de l'impulsion. Cependant, nous avons montré qu'en raison des effets d'asymétrie apparaissant sur les électrons, le faisceau de photons est produit avec un angle de $\approx 9°$ par rapport à cet axe de propagation. Il est cependant possible de contrôler cet angle en modifiant la CEP de l'impulsion. En plus de permettre d'avoir un faisceau sur l'axe de propagation, les distributions montrent aussi que les énergies des photons sont plus importantes avec des CEP de $n\pi/2$.

Pour finir, nous avons montré que les faisceaux de photons produits étaient courts temporellement de l'ordre de 4 fs et que dans le cas quasi-single-cycle, deux faisceaux apparaissent avec l'un très court de ≈ 60 as provenant de l'interaction avec le Platine et l'autre provenant des électrons accélérés dans la cavité avec une durée de l'ordre de ≈ 2 fs. Nous avons comparé à partir d'un modèle les photons produits par le processus bremsstrahlung et les photons produits par diffusion Compton. Le nombre de photons bremsstrahlung est bien plus faible que le nombre de photons Compton et leur apport est donc négligeable. Nous en avons conclu que l'effet serait équivalent sur les paires Bethe-Heitler et trident qui pourraient apparaître dans la partie sur-critique. Les photons de haute énergie vont se décomposer en paires électron/positron par le processus non linéaire Breit-Wheeler. Comme le processus de diffusion Compton est en compétition avec le processus de production de paire Breit-Wheeler, nous nous sommes intéressés aux positrons produits par l'interaction entre les photons et les champs de l'impulsion attoseconde. Comme les photons sont produits dans les champs de l'impulsion, ils ont une forte probabilité de se décomposer en paires. Cependant, la durée des champs limite la quantité de positrons générés. Contrairement aux photons, les positrons sont plus nombreux et de plus haute énergie dans les cas d'impulsions multi-cycle. On en a déduit que la différence sur les distributions en positrons expliquaient les différences sur les distributions des photons. En effet, les photons, dans les cas d'impulsions longues, peuvent se décomposer en paires sur de plus longues distances de par la durée de l'impulsion. La majorité des photons de haute énergie se décomposent donc en paires.

Nous avions comme objectif de montrer quel était l'apport des harmoniques à l'interaction. Cependant, à cause des problèmes de phase, nous n'avons pas pu démontrer un réel apport de ces harmoniques apparaissant lors de l'interaction avec le miroir plasma de Platine. De plus, nous n'avons pas pu étudier de façon approfondie l'influence de la densité du Platine sur l'interaction et les effets d'une diminution de l'intensité sur nos

prédictions numériques.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Cette thèse avait pour but d'étudier la génération de photons γ lors de l'interaction laser-plasma à ultra-haute intensité. L'interaction laser-plasma est un cadre permettant par différents processus l'accélération de particules chargées, et la génération de rayonnement énergétique. Ces produits de l'interaction peuvent notamment être utilisés pour la radiothérapie et l'imagerie. Les particules et rayonnement énergétique ont aussi des applications plus fondamentales en astrophysique pour, par exemple, essayer de mieux comprendre la génération des *Gamma Ray Burst* (GRB). C'est aussi le cadre permettant de tester des modèles de physique fondamentale et notamment la SFQED. En effet, les champs laser ultra-intenses couplés aux énergies ultra-relativistes des particules chargées permettent, dans le référentiel de la particule, d'atteindre des champs plus importants que le champ critique de la QED (le champ de Schwinger). Ces nouveaux processus peuvent être testés à l'aide des lasers ultra-intenses. Cette thèse a permis d'étudier deux régimes d'interaction et d'émission, l'un étant accessible sur des installations laser actuellement opérationnelles et l'autre étant plus prospectif avec l'utilisation d'impulsions ultra-courtes attosecondes.

Dans le premier chapitre (Chap. 1), nous avons rappelé les bases de l'interaction laser-plasma en revenant sur les caractéristiques importantes des lasers. Nous en avons aussi profité pour évoquer les limites des installations modernes avec notamment l'installation CoReLS qui détient, pour l'instant, le record d'intensité sur une cible. Ces notions sont suivies de l'explication des phénomènes permettant la génération d'un plasma dans le cadre de l'interaction avec un laser. Dans ce cadre, nous avons rappelé les principes des effets collectifs (longueur d'onde de Debye, fréquence plasma) intervenant dans un plasma. Nous avons évoqué la modélisation cinétique par le système d'équations de Vlasov-Maxwell de l'interaction laser-plasma en régime relativiste. Nous avons fini ce chapitre en décrivant certaines propriétés des processus de l'interaction laser-plasma en régime relativiste avec tout d'abord un rappel du mouvement d'un électron dans une onde laser et le principe de la force pondéromotrice. Puis, nous avons passé en revue les différents régimes d'interactions laser-plasma ainsi que d'instabilités relativistes, nous permettant de décrire les processus en mesure d'accélérer des électrons à des énergies relativistes. Il est aussi mentionné les phénomènes de génération d'harmoniques d'ordre élevé, permettant (en partie) la génération d'impulsions attosecondes.

Les processus de génération de particules secondaires, photons, paires électron/positron ont été décrits dans le chapitre 2. Ce chapitre a été découpé en deux parties. Dans une première partie, nous avons expliqué des processus permettant la génération de photons énergétiques. Tout d'abord, nous avons discuté de la force radiative en mentionnant les limites d'une modélisation non quantique. Il s'en est suivi une description de deux processus d'émission de rayonnement, la diffusion Compton non linéaire inverse et le processus

d'émission bremsstrahlung. Pour la diffusion Compton non linéaire inverse, nous avons posé le cadre théorique permettant de dériver les probabilités et les taux de production de photons dans le cadre de la SFQED avec une approximation de LCFA dans une expansion de Furry. Nous avons d'ailleurs indiqué les limites de ces différentes approximations. Concernant le processus d'émission bremsstrahlung, nous avons développé les deux approximations principales permettant le calcul analytique de la section efficace différentielle de production des photons. De plus, nous avons expliqué la tabulation des sections efficaces de Seltzer et Berger. Dans une deuxième partie, nous avons traité de processus de création de paires électron/positron faisant contribuer des photons de haute énergie. Le premier processus à avoir été décrit est le processus de création de paires Breit-Wheeler linéaire. Cette description contient tout d'abord une indication du seuil de création ainsi que des sections efficaces différentielles et une estimation des taux de production de paires électron/positron. Il s'ensuit une description du processus non linéaire Breit-Wheeler dans le même cadre théorique que la diffusion Compton non linéaire inverse. Ce chapitre se termine par une description du processus Bethe-Heitler dont les différentes formules sont analogues au processus bremsstrahlung.

Dans le chapitre 3, nous avons rappelé les bases de la modélisation numérique de l'interaction laser-plasma basée sur le système d'équations cinétiques Vlasov-Maxwell. Cette méthode de simulation est appelée la méthode *Particle-In-Cell*. Nous avons décrit un code de simulation PIC nommé Smilei. Cependant, le fonctionnement des différentes briques composant la méthode PIC est applicable à tous les codes de simulation PIC. Nous avons expliqué les principales étapes de la boucle PIC, c'est à dire l'interpolation des champs aux positions de la particule, l'application du pousseur (*pusher*), la projection sur la grille des densités de courant et de charge et le calcul des champs sur la grille. Sur cette boucle PIC, des modules supplémentaires de physique peuvent être ajoutés. Nous avons décrit deux modules du code Smilei. Le premier module concerne le rayonnement de type synchrotron des particules chargées correspondant aux processus de diffusion Compton non linéaire inverse pour des χ élevés. Ce module permet de prendre en compte le rayonnement de façon continue avec différentes corrections liées aux effets quantiques qui peuvent être appliquées ainsi qu'une prise en compte du rayonnement discontinu par une méthode Monte-Carlo pour les χ élevés. Le deuxième module est la description du processus de création de paires Breit-Wheeler non linéaire.

Les méthodes Monte-Carlo sont développées dans le chapitre 4. Ce chapitre commence par un rappel des méthodes Monte-Carlo utilisées majoritairement dans les programmes de calcul c'est à dire la méthode directe, de rejet, de composition et de composition mixte. Nous avons décrit, par la suite, le principe de fonctionnement de l'outil de simulation Geant4 dans le cadre du transport des particules. Cet outil utilise les libres parcours moyens et une compétition entre les différents processus pour calculer la propagation d'une particule dans un solide. Dans Geant4, différents modèles physiques sont utilisables. Nous avons présenté, pour le cas des processus d'électrodynamique, des listes de modèles physiques utilisables directement avec Geant4 : *PenelopePhysics* et *EmStandardPhysics*. Deux processus faisant intervenir les champs coulombiens des noyaux sont décrits avec plus de détail. Nous avons expliqué l'implémentation du module d'émission bremsstrahlung, basée sur les tables de Seltzer et Berger, et du module de création de paires Bethe-Heitler de Geant4. Pour finir, nous avons présenté un code de simulation basé sur les outils Geant4 nommé gp3m2.

Les chapitres [1-4] nous ont permis de poser les bases de la physique et des outils que nous avons utilisés dans nos études de la génération de photons. Notre étude s'est décomposée en deux parties. Dans une première partie, le chapitre 5, nous avons étudié la

génération de photons pouvant être réalisée avec une installation laser PétaWatt de haute énergie, le laser PETAL. Cette étude est en rapport avec une des expériences de mise en fonctionnement de l'installation pour lesquelles des interactions entre ce laser et une cible épaisse de tungstène avaient été réalisées. Ce chapitre a commencé par un rappel du type de laser auquel correspond le laser PETAL, des détecteurs utilisés et des caractéristiques qui peuvent être obtenues pour le laser et pour les détecteurs. Nous avons modélisé l'interaction grâce à une chaîne de simulation composée de simulations hydrodynamiques servant de condition initiale à des simulations PIC de l'interaction. Ces simulations PIC permettent de calculer l'accélération des particules. Ces données sont ensuite envoyées dans un programme Monte-Carlo (gp3m2). Les données pour les particules des simulations PIC ont été récupérées d'une étude préalable pour le même laser. Dans l'expérience, les distributions spectrales des électrons ainsi que les raies de transition K_α, K_β, L_α et L_β ont pu être mesurées. Les comparaisons entre les données issues des chaînes de simulation et du détecteur SPECTIX montrent un bon accord sur le nombre de photons. Nos distributions spectrales des électrons montrent une surestimation du signal en face arrière de la cible mais une température en bon accord pour le détecteur SESAME1. Concernant les photons de haute énergie, pour éviter une extrapolation sur la distribution des photons interagissant avec le détecteur CRACC-X, nous avons choisi de nous servir de nos distributions spectrales. Une simulation Monte-Carlo du détecteur a été réalisée permettant de tenir compte de la contribution des photons et des autres particules pouvant interagir avec ce détecteur. Nous avons pu montrer que l'influence des électrons dans le détecteur n'était pas négligeable et devait être prise en compte pour reconstituer le signal mesuré. En plus des électrons et des photons produits lors de cette expérience, nous avons estimé les positrons qui ont été produits dans la cible solide par le processus Bethe-Heitler. Nous avons pu comparer avec les modèles et prédictions dans la littérature et trouvé un accord correct entre les deux. Pour finir, nous avons estimé le nombre de positrons produits par le processus Breit-Wheeler linéaire dans une configuration particulière de l'installation. Cette configuration implique d'avoir deux faisceaux du laser PETAL interagissant selon les normales à deux cibles avec un angle de 135° entre les deux lasers. Notre estimation est trop faible pour espérer pouvoir mesurer ces positrons Breit-Wheeler lors d'une expérience. Il est à noter que cette étude se base sur des méthodes de simulation où un découplage d'échelle et une indépendance des processus physiques est possible. Ces méthodes ne peuvent pas toujours être utilisées. Notamment, dans un cas où la charge du faisceau injecté dans la partie solide est importante, le découplage ne peut plus se faire en raison des courants et champs que vont induire ces charges. Dans ce cas, les effets collectifs priment sur les effets collisionnels et un traitement Monte-Carlo individuel n'est plus correct. De plus, nous avons négligé tous les effets thermiques dans la cible solide ainsi que le rayonnement lié au préplasma en face avant de la cible.

Dans le chapitre 6, nous avons étudié l'interaction laser-plasma avec des champs électromagnétiques de plus haute intensité. Ces impulsions correspondent à des impulsions attosecondes. Le but de l'étude est d'analyser l'influence, pour une même intensité, de la durée de l'impulsion sur les photons émis lors de l'interaction. Pour cela, nous avons modélisé, grâce à des simulations PIC, l'interaction pour différentes durées d'impulsion allant d'une impulsion de 10 cycles jusqu'à une impulsion quasi-single-cycle avec une cible bicouche de plasma. Cette étude se décompose en trois volets. Dans un premier volet, nous étudions l'interaction avec la partie sous-critique du plasma pour exhiber les propriétés conduisant à l'accélération des électrons. Dans un deuxième volet, nous nous intéressons à la réflexion de l'impulsion sur la partie sur-critique de la cible. Le dernier volet de ce chapitre, est consacré à la génération des photons et des paires électron/positron. Nous avons

montré les différences de dynamique des électrons lors de l'interaction entre ces impulsions et une cible bi-couche. En effet, pour une impulsion courte, la cavité qui se crée lors de l'interaction est plus grande transversalement et longitudinalement et l'énergie qu'atteignent les électrons en moyenne est plus importante que pour des impulsions longues. Il est à noter que les distributions angulaires des électrons sont aussi modifiées avec notamment une distribution asymétrique pour un cas quasi-single-cycle. Les comparaisons avec différents modèles théoriques montrent des prédictions en accord avec nos simulations. La partie sur-critique de la cible agit comme un miroir plasma relativiste. Du fait de cette interaction, le champ réfléchi va subir un effet Doppler et va voir sa fréquence diminuer. En plus de cette modification de l'impulsion, des harmoniques de l'impulsion principale vont être émises par le miroir plasma. Nous avons pu montrer que, même si l'interface n'est pas optimisée pour la génération d'harmoniques, nous produisons des harmoniques jusqu'à un ordre de l'ordre de la dizaine. Cependant, nous avons pu remarquer que plus l'impulsion est courte et plus les harmoniques produites sont d'ordre élevé et intenses. Les photons les plus énergétiques sont produits par la diffusion Compton non linéaire inverse à trois instants de l'interaction, lors de la propagation de l'impulsion dans la cible sous-critique, lors de la réflexion de l'impulsion sur le miroir plasma et lors de l'interaction des champs réfléchis avec les faisceaux d'électrons accélérés. Comme les mécanismes d'accélération et les propriétés des électrons ne sont pas équivalents, les propriétés des photons qui vont découler de leurs rayonnements varient en fonction des instants de production dans la simulation. Nous avons montré que plus l'impulsion est courte et plus l'énergie des photons en face arrière de la cible est importante. De plus, lors de l'interaction, des valeurs du paramètre χ_e atteignent des valeurs importantes de l'ordre de la dizaine. Cependant, plus l'impulsion est courte et plus la valeur moyenne du $< \chi >$ est importante ce qui explique la génération de photons de haute énergie en plus grande quantité. Malgré les valeurs du χ_e et du χ_γ atteintes par les électrons/positrons et les photons, une cascade de paires électron/positron ne se déclenche pas du fait de la polarisation linéaire des impulsions. Nous avons aussi estimé la distribution spectrale du processus bremsstrahlung produite par les électrons traversant la cible et avons pu montré que ce processus était négligeable lors de l'interaction. En plus des distributions des photons, nous avons aussi caractérisé les positrons produits dans nos simulations. Comme l'interaction pour des impulsions courtes est tributaire de la valeur instantanée de l'amplitude du champ et pas de la valeur moyenne de l'enveloppe, la CEP joue un rôle lors de l'interaction. Nous avons montré l'influence de la CEP sur les populations photoniques. En contrôlant la CEP, il est possible de favoriser un faisceau de photons sur l'axe de propagation de l'impulsion.

Perspectives

Cette thèse s'inscrit dans des thématiques plus générales de recherches fondamentales liées aux processus d'électrodynamique quantique par laser, à l'astrophysique de laboratoire, à l'accélération de particules par laser et à l'interaction d'impulsions laser attosecondes. Les travaux de cette thèse pourraient d'abord servir à dimensionner de futures expériences avec l'installation PETAL. En effet, une meilleure mesure des caractéristiques des photons pourrait être réalisée en tenant compte des particules s'échappant de la cible et venant perturber la mesure des photons. Il est donc nécessaire soit de modifier l'interprétation des résultats après l'expérience pour tenir compte du signal lié aux électrons, soit de modifier le blindage du détecteur pour diminuer ce signal parasite. Ceci peut être fait par l'ajout d'un aimant en face avant pour dévier les particules chargées ou par une

augmentation du blindage en face avant tout en prenant garde à ne pas trop diminuer le signal des photons dans le détecteur. Ces nouvelles expériences pourraient aussi servir à optimiser les photons générés lors de cette interaction en modifiant la cible (matériau, épaisseur) ainsi qu'en contrôlant mieux les caractéristiques du laser telles que son énergie, sa durée et son contraste. Ces expériences pourraient permettre de raffiner les outils numériques que nous avons utilisés. En effet, l'influence de processus de génération de paires d'ordre supérieur pourrait être étudiée tels que le processus Trident ou triplet par exemple. De plus, la prise en compte du rayonnement dans le préplasma et donc d'un gradient de chauffage de la cible peut être considérée. Ce chauffage modifie les sections efficaces des différents processus. Dans le cas du bremsstrahlung, pour des particules relativistes, plus le milieu est chaud et plus l'émission est importante [353]. D'un point de vue plus fondamental, une détection des positrons Bethe-Heitler avec l'installation PETAL pourrait être réalisée en optimisant l'interaction. Ces premières mesures sur l'installation pourrait amener à de futures recherches sur la génération en laboratoire de plasma de paires électron/positron [20]. Ce type d'installation laser de haute énergie est une des pistes envisagée pour générer un plasma de paires électron/positron en laboratoire. Les plasmas de paires constituent le milieu astrophysique proche des trous noirs, dans les GRB. La production de ces plasmas de paires est un moyen d'étudier les processus et instabilités se développant dans ces milieux. Une autre application qui pourrait voir le jour est l'utilisation de ces sources de photons bremsstrahlung pour générer le processus Breit-Wheeler. En effet, ces installations laser permettent de générer des faisceaux abondants de photons. Ces faisceaux issus du processus bremsstrahlung peuvent être couplés à d'autres sources de rayonnement (thermique [13], XFEL [16], synchrotron ou diffusion Compton inverse énergétique) pour générer des paires Breit-Wheeler. De plus, les outils numériques que nous avons utilisés dans cette étude peuvent servir à de nouvelles études du régime d'interaction entre un laser PétaWatt de haute énergie et un plasma/solide. En effet, ce domaine de l'interaction est encore peu connu. Cela est lié au fait que peu d'installations dans le monde atteignent ces caractéristiques et que ces installations de durée "longue" et énergétiques sont entre les régimes hydrodynamiques et cinétiques rendant leur modélisation difficile du fait du couplage inhérent des différentes échelles physiques.

Les processus de génération d'impulsions attosecondes sont un domaine très actif de la recherche car il pourraient permettre de générer des champs très courts pouvant être utilisés pour diagnostiquer la dynamique atomique des électrons. Ces processus sont aussi un moyen de générer des impulsions plus courtes que les impulsions laser actuelles donc potentiellement plus intenses. Plus l'intensité des lasers augmente et plus les modèles physiques que nous utilisons doivent être modifiés et corrigés car nous nous approchons de la limite des champs de Schwinger. Produire ces impulsions en laboratoire serait un bon moyen de tester la limitation des modèles notamment de QED en champ fort où l'hypothèse de LCFA est majoritairement utilisée. Notre travail s'inscrit dans ce cadre de recherche. Notre étude s'est limitée à comprendre la physique et les mécanismes derrière l'interaction de ces impulsions avec un plasma et s'est basée sur certaines hypothèses notamment sur l'ionisation du plasma. L'ionisation dans ces régimes de fréquence et d'intensité est encore un domaine de recherche à l'heure actuelle. De plus, nous n'avons pas cherché à optimiser la production de photons. De nouvelles études pourraient être réalisées en modifiant la valeur du a_0 de l'impulsion. De plus, nous avons considéré une cible homogène sous-critique. Cependant, les cibles à ces densités sont souvent des mousses donc des milieux inhomogènes par définition. Des études de l'influence de ces inhomogénéités pourraient être réalisées. Pour finir, nous avons négligé les effets de polarisation, de la phase des champs laser et les processus de QED d'ordre supérieur. Ces processus vont

devenir importants dans des cas où l'intensité augmente et où la QED devra être traitée de façon totalement non perturbative.

Publications et contributions

Publication

F Brun, L Ribotte, G Boutoux, X Davoine, PE Masson-Laborde, Y Sentoku, N Iwata, N Blanchot, D Batani, I Lantuéjoul, L Lecherbourg, B Rosse, C Rousseaux, B Vauzour, D Raffestin, E D'Humières, X Ribeyre. Experimental measurements of gamma-photon production and estimation of electron/positron production on the PETAL laser facility. Matter and Radiation at Extremes, 2024, vol. 9, no 5

Présentations orales

F. Brun, X. Davoine, P. E. Masson-Laborde, N. Iwata, Y. Sentoku, D. Raffestin, E. d'Humières, X. Ribeyre. Gamma photon and electron-positron production on the PETAL laser facility. High Energy Density Sciences, Yokohama, (2025) (oral invité)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma ray production by intense pulses, Journée des Doctorants de la DAM, Paris 2024 (oral)

F. Brun, X. Davoine, P. E. Masson-Laborde, N. Iwata, Y. Sentoku, D. Raffestin, E. d'Humières, X. Ribeyre. Gamma photon and electron-positron production on PETAL laser facility, forum ILP 2023 (oral)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma-ray source generation with ultra-high intensity lasers, Journée des Doctorants du CEA-CESTA, (Bordeaux) 2023 (oral)

F. Brun, X. Davoine, E. d'Humières, D. Raffestin and X. Ribeyre, Gamma photon and electron-positon production on PETAL laser facility ,49th European Conference on Plasma Physics, 2023, (Bordeaux) (oral)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre Gamma ray production by intense attosecond pulses. Extremely High Intensity Laser Physics 2023 (CoReLS), Gwangju (oral)

Présentation de Poster

F. Brun, X. Ribeyre, E. d'Humières, D. Raffestin, X. Davoine, Paul Edouard Masson-Laborde, Gamma photon and electron-positron production on PETAL laser facility, journée de l'école doctorale SPI, Bordeaux 2023 (Poster)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma photon and electron-positron production on PETAL laser facility, Journée des Doctorants du CEA-CESTA, Bordeaux 2023 (Poster)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma ray production by intense quasi-mono cycle attosecond pulses, Apollon Worshop, Paris 2023 (Poster)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma-ray source generation with ultra high-intensity lasers, Plasma in Surper Intense Laser Fields ERICE 2022 (Poster)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma-ray source generation with ultra-high intensity lasers, Journée des Doctorants du CEA-CESTA, Arcachon 2022 (Poster)

F. Brun, E. d'Humières, X. Ribeyre, Gamma-ray source generation with ultra-high intensity lasers, GDR APPEL, Bordeaux 2022 (Poster)

Bibliography

[1] J. Bernier, E. J. Hall et A. Giaccia, « Radiation oncology : a century of achievements », *Nature Reviews Cancer*, t. 4, n° 9, p. 737-747, 2004.

[2] N. J. Carron, *An introduction to the passage of energetic particles through matter*. Taylor & Francis, 2006.

[3] n. J. Pruet, D. McNabb, C. Hagmann, F. Hartemann et C. Barty, « Detecting clandestine material with nuclear resonance fluorescence », *Journal of Applied Physics*, t. 99, n° 12, 2006.

[4] F. Albert et al., « Isotope-specific detection of low-density materials with laser-based monoenergetic gamma-rays », *Optics Letters*, t. 35, n° 3, p. 354-356, 2010.

[5] J. Le Breton et al., « Applications des sources X et XUV à l'étude des plasmas créés par laser », in *Annales de Physique*, EDP Sciences, t. 19, 1994, p. C1-87.

[6] P. Thirolf et D. Habs, « Bright perspectives for nuclear photonics », *The European Physical Journal Special Topics*, t. 223, n° 6, p. 1213-1219, 2014.

[7] M. M. Günther et al., « Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ-ray and neutron sources for nuclear application and science », *Nature Communications*, t. 13, n° 1, p. 170, 2022.

[8] T. Stanev et Stanev, *High energy cosmic rays*. Springer, 2010, t. 175.

[9] A. K. Harding, « Pulsar gamma-rays-Spectra, luminosities, and efficiencies », *Astrophysical Journal, Part 1, vol. 245, Apr. 1, 1981, p. 267-273.*, t. 245, p. 267-273, 1981.

[10] C. D. Dermer et B. Giebels, « Active galactic nuclei at gamma-ray energies », *Comptes Rendus. Physique*, t. 17, n° 6, p. 594-616, 2016.

[11] T. Piran, « The physics of gamma-ray bursts », *Reviews of modern physics*, t. 76, n° 4, p. 1143-1210, 2004.

[12] G. Breit et J. A. Wheeler, « Collision of two light quanta », *Physical Review*, t. 46, n° 12, p. 1087, 1934.

[13] O. Pike, F. Mackenroth, E. Hill et S. Rose, « A photon-photon collider in a vacuum hohlraum », *Nature Photonics*, t. 8, n° 6, p. 434-436, 2014.

[14] X. Ribeyre, E. d'Humières, O. Jansen, S. Jequier, V. Tikhonchuk et M. Lobet, « Pair creation in collision of γ-ray beams produced with high-intensity lasers », *Physical Review E*, t. 93, n° 1, p. 013 201, 2016.

[15] I. Drebot, D. Micieli, E. Milotti, V. Petrillo, E. Tassi et L. Serafini, « Matter from light-light scattering via Breit-Wheeler events produced by two interacting Compton sources », *Physical Review Accelerators and Beams*, t. 20, n° 4, p. 043 402, 2017.

[16] A. Golub, S. Villalba-Chávez, H. Ruhl et C. Müller, « Linear Breit-Wheeler pair production by high-energy bremsstrahlung photons colliding with an intense X-ray laser pulse », *Physical Review D*, t. 103, n° 1, p. 016 009, 2021.

[17] A. Di Piazza, C. Müller, K. Hatsagortsyan et C. H. Keitel, « Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems », *Reviews of Modern Physics*, t. 84, n° 3, p. 1177-1228, 2012.

[18] « Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC », *Nature physics*, t. 13, n° 9, p. 852-858, 2017.

[19] G. Aad et al., « Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral Pb+ Pb collisions with the ATLAS detector », *Physical review letters*, t. 123, n° 5, p. 052 001, 2019.

[20] H. Chen et F. Fiuza, « Perspectives on relativistic electron–positron pair plasma experiments of astrophysical relevance using high-power lasers », *Physics of Plasmas*, t. 30, n° 2, 2023.

[21] A. Belyaev et D. Ross, « Gamma Decay », in *The Basics of Nuclear and Particle Physics*, Springer, 2021, p. 127-144.

[22] B. K. Agarwal, « Characteristic X-rays », in *X-Ray Spectroscopy : An Introduction*, Springer, 1979, p. 53-119.

[23] P. A. Dirac, « On the annihilation of electrons and protons », in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Cambridge University Press, t. 26, 1930, p. 361-375.

[24] L. D. Landau et Lifshitz, *The Classical Theory of Fields : Volume 2*. Butterworth-Heinemann, 1975, t. 2.

[25] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 2021.

[26] J. Susini et al., « A brief introduction to the Synchrotron SOLEIL and its upgrade programme », *The European Physical Journal Plus*, t. 139, n° 1, p. 80, 2024.

[27] B. Buras et G. Materlik, « The european synchrotron radiation facility : an overview », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 246, n° 1-3, p. 21-31, 1986.

[28] M. Altarelli, « The European X-ray free-electron laser facility in Hamburg », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, t. 269, n° 24, p. 2845-2849, 2011.

[29] C. Bostedt et al., « Linac coherent light source : The first five years », *Reviews of Modern Physics*, t. 88, n° 1, p. 015 007, 2016.

[30] D. Strickland et G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses », *Optics communications*, t. 55, n° 6, p. 447-449, 1985.

[31] E. Esarey, C. B. Schroeder et W. P. Leemans, « Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators », *Reviews of modern physics*, t. 81, n° 3, p. 1229-1285, 2009.

[32] S. Corde et al., « Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators », *Reviews of Modern Physics*, t. 85, n° 1, p. 1-48, 2013.

[33] A. Henderson et al., « Ultra-intense gamma-rays created using the Texas Petawatt Laser », *High Energy Density Physics*, t. 12, p. 46-56, 2014.

[34] W. Schumaker et al., « Measurements of high-energy radiation generation from laser-wakefield accelerated electron beams », *Physics of Plasmas*, t. 21, n° 5, 2014.

[35] G. Sarri et al., « Ultrahigh brilliance multi-MeV γ-ray beams from nonlinear relativistic Thomson scattering », *Physical review letters*, t. 113, n° 22, p. 224 801, 2014.

[36] C. Yu et al., « Ultrahigh brilliance quasi-monochromatic MeV γ-rays based on self-synchronized all-optical Compton scattering », *Scientific Reports*, t. 6, n° 1, p. 29 518, 2016.

[37] C. Bula et al., « Observation of nonlinear effects in Compton scattering », *Physical Review Letters*, t. 76, n° 17, p. 3116, 1996.

[38] K. Ta Phuoc et al., « All-optical Compton gamma-ray source », *Nature Photonics*, t. 6, n° 5, p. 308-311, 2012.

[39] C. P. Ridgers et al., « Dense electron-positron plasmas and ultraintense γ rays from laser-irradiated solids », *Physical review letters*, t. 108, n° 16, p. 165 006, 2012.

[40] T. Huang et al., « Highly efficient laser-driven Compton gamma-ray source », *New Journal of Physics*, t. 21, n° 1, p. 013 008, 2019.

[41] X.-L. Zhu et al., « Enhanced electron trapping and γ ray emission by ultra-intense laser irradiating a near-critical-density plasma filled gold cone », *New Journal of Physics*, t. 17, n° 5, p. 053 039, 2015.

[42] H.-Z. Li et al., « Ultra-bright γ-ray emission and dense positron production from two laser-driven colliding foils », *Scientific Reports*, t. 7, n° 1, p. 17 312, 2017.

[43] A. Pirozhkov et al., « Demonstration of the brightest nano-size gamma source », *arXiv preprint arXiv :2410.06537*, 2024.

[44] M. Mirzaie et al., « All-optical nonlinear Compton scattering performed with a multi-petawatt laser », *Nature Photonics*, t. 18, n° 11, p. 1212-1217, 2024.

[45] A. Gonoskov, T. Blackburn, M. Marklund et S. Bulanov, « Charged particle motion and radiation in strong electromagnetic fields », *Reviews of Modern Physics*, t. 94, n° 4, p. 045 001, 2022.

[46] A. Bell et J. G. Kirk, « Possibility of prolific pair production with high-power lasers », *Physical review letters*, t. 101, n° 20, p. 200 403, 2008.

[47] I. Y. Kostyukov et E. Nerush, « Production and dynamics of positrons in ultrahigh intensity laser-foil interactions », *Physics of Plasmas*, t. 23, n° 9, 2016.

[48] M. Tamburini, A. Di Piazza et C. H. Keitel, « Laser-pulse-shape control of seeded QED cascades », *Scientific reports*, t. 7, n° 1, p. 5694, 2017.

[49] B. A. Remington, D. Arnett, R. Paul, Drake et H. Takabe, « Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers », *Science*, t. 284, n° 5419, p. 1488-1493, 1999.

[50] J. Faure et al., « A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams », *Nature*, t. 431, n° 7008, p. 541-544, 2004.

[51] G. A. Mourou, T. Tajima et S. V. Bulanov, « Optics in the relativistic regime », *Reviews of modern physics*, t. 78, n° 2, p. 309-371, 2006.

[52] D. D. Hennequin Daniel et V. Zehnlé-Dhaoui, *Les lasers : Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2013.

[53] A. Einstein, « Zur quantentheorie der strahlung », *Phys Zeit*, t. 18, p. 121, 1917.

[54] R. Hellwarth, *Advances in quantum electronics*, 1961.

[55] H. W. Mocker et R. J. Collins, « Mode competition and self-locking effects in aq-switched ruby laser », *Applied Physics Letters*, t. 7, n° 10, p. 270-273, 1965.

[56] A. Gowda et al., « High Fidelity Pulse Shaping for the National Ignition Facility », Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), Livermore, CA (United States), rapp. tech., 2023.

[57] J. Neauport et al., « Laser Megajoule performance status », *Applied Optics*, t. 63, n° 16, p. 4447-4464, 2024.

[58] W. Bang et al., « Review of laser-plasma physics research and applications in Korea », *Journal of the Korean Physical Society*, t. 80, n° 8, p. 698-716, 2022.

[59] J. W. Yoon et al., « Realization of laser intensity over 1023 W/cm2 », *Optica*, t. 8, n° 5, p. 630-635, 2021.

[60] R. Baumgartner et R. Byer, « Optical parametric amplification », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, t. 15, n° 6, p. 432-444, 1979.

[61] V. B. Pathak, S. K. Lee, K. H. Pae, C. I. Hojbota, C. M. Kim et C. H. Nam, « Strong field physics pursued with petawatt lasers », *AAPPS Bulletin*, t. 31, p. 1-20, 2021.

[62] M. Perry et al., « Petawatt laser pulses », *Optics letters*, t. 24, n° 3, p. 160-162, 1999.

[63] *carte du ICUIL (International Committee on Ultra-High Intensity Lasers) regroupant les installations lasers en 2020*, https://www.easymapmaker.com/map/ICUIL_World_Map_v3.

[64] *laser CoReLs*, https://corels.ibs.re.kr/html/corels_en/research/research_0301.html.

[65] *Laser Apollon*, https://apollonlaserfacility.cnrs.fr/faisceaux-laser/.

[66] W. Yao et al., « Characterization and performance of the Apollon main short-pulse laser beam following its commissioning at 2 PW level », *arXiv preprint arXiv :2412.09267*, 2024.

[67] *laser ELI-NP 10 PW*, https://www.eli-np.ro/index.php.

[68] C. Radier et al., « 10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP », *High Power Laser Science and Engineering*, t. 10, e21, 2022.

[69] *laser ELI-Beamlines L4 Alton*, https://www.eli-beams.eu/facility/lasers/laser-4-aton-10-pw-2-kj/.

[70] *laser EP-OPAL*, https://nsf-opal.rochester.edu/capabilities.

[71] X. Wang et al., « 13.4 fs, 0.1 Hz OPCPA front end for the 100 PW-class laser facility », *Ultrafast Science*, 2022.

[72] G. A. Askar'yan, « The self-focusing effect », *Usp. Fiz. Nauk*, t. 111, n° 2, p. 249-260, 1973.

[73] C. E. Max, J. Arons et A. B. Langdon, « Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas », *Physical Review Letters*, t. 33, n° 4, p. 209, 1974.

[74] D. Umstadter, « Relativistic laser–plasma interactions », *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 36, n° 8, R151, 2003.

[75] P. Young et P. Bolton, « Propagation of subpicosecond laser pulses through a fully ionized plasma », *Physical review letters*, t. 77, n° 22, p. 4556, 1996.

[76] K. Burdonov et al., « Characterization and performance of the Apollon short-focal-area facility following its commissioning at 1 PW level », *Matter and Radiation at Extremes*, t. 6, n° 6, 2021.

[77] L. V. Keldysh, « Multiphoton ionization by a very short pulse », *Physics-Uspekhi*, t. 60, n° 11, p. 1187, 2017.

[78] X. Tong et C. Lin, « Empirical formula for static field ionization rates of atoms and molecules by lasers in the barrier-suppression regime », *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, t. 38, n° 15, p. 2593, 2005.

[79] N. B. Delone et V. P. Krainov, « Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field », *Physics-Uspekhi*, t. 41, n° 5, p. 469, 1998.

[80] J.-M. Rax, *Physique des plasmas : Cours et applications*. Dunod, 2005.

[81] P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter : an introduction*. World Scientific, 2005.

[82] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite et N. K. Rahman, « Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms », *Physical Review Letters*, t. 42, n° 17, p. 1127, 1979.

[83] Y. Gontier et M. Trahin, « Energetic electron generation by multiphoton absorption », *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, t. 13, n° 22, p. 4383, 1980.

[84] L. Keldysh, « Ionization in the field of a strong electromagnetic wave », in *Selected Papers of Leonid V Keldysh*, World Scientific, 2024, p. 56-63.

[85] H. R. Reiss, « Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system », *Physical Review A*, t. 22, n° 5, p. 1786, 1980.

[86] A. Perelomov, V. Popov et M. Terent'Ev, « Ionization of atoms in an alternating electric field », *Sov. Phys. JETP*, t. 23, n° 5, p. 924-934, 1966.

[87] M. V. Ammosov, N. B. Delone et V. P. Krainov, « Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field », in *High intensity laser processes*, SPIE, t. 664, 1986, p. 138-141.

[88] P. G. de Alaiza Martínez, A. C. La Fontaine, C. Köhler et L. Bergé, « Effects of multiple ionization in atomic gases irradiated by one-and two-color ultrashort pulses », *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, t. 48, n° 9, p. 094 010, 2015.

[89] A. A. Radzig et B. M. Smirnov, *Reference data on atoms, molecules, and ions*. Springer Science & Business Media, 2012, t. 31.

[90] N. Vitanov et G. Panev, « On the asymptotic form of the electron wave function in the atom and the ion », *Europhysics Letters*, t. 16, n° 2, p. 159, 1991.

[91] D. R. Hartree, « The wave mechanics of an atom with a non-Coulomb central field. Part I. Theory and methods », in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, Cambridge university press, t. 24, 1928, p. 89-110.

[92] A. Mironov et al., « Strong-field ionization in particle-in-cell simulations », *arXiv preprint arXiv :2501.11672*, 2025.

[93] M. Ciappina, S. Popruzhenko, S. Bulanov, T. Ditmire, G. Korn et S. Weber, « Progress toward atomic diagnostics of ultrahigh laser intensities », *Physical Review A*, t. 99, n° 4, p. 043 405, 2019.

[94] V. S. Popov, « Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory) », *Physics-Uspekhi*, t. 47, n° 9, p. 855, 2004.

[95] D. Bauer et P. Mulser, « Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations », *Physical Review A*, t. 59, n° 1, p. 569, 1999.

[96] I. Artemenko et I. Y. Kostyukov, « Ionization-induced laser-driven QED cascade in noble gases », *Physical Review A*, t. 96, n° 3, p. 032 106, 2017.

[97] A. Beresnyak et R. H. Branch, « 2023 NRL Plasma Formulary », 2023.

[98] J. Delcroix et A. Bers, « Plasmas physic. Volume 1. Physique des Plasmas. Volume 1 », 1994.

[99] A. I. Akhiezer, I. Akhiezer et R. V. Polovin, *Plasma Electrodynamics : Linear Theory*. Elsevier, 2017, t. 1.

[100] J. Delcroix et A. Bers, « Plasmas physic : volume 2. Physique des plasmas : tome 2 », 1994.

[101] D. C. Montgomery et D. A. Tidman, « Plasma kinetic theory », *McGraw-Hill Advanced Physics Monograph Series*, 1964.

[102] S. R. De Groot, « Relativistic kinetic theory », Univ., Amsterdam, rapp. tech., 1974.

[103] L. D. Landau, E. Lifshitz et L. Pitaevskij, *Course of theoretical physics. vol. 10 : Physical kinetics*. Oxford, 1981.

[104] L. Landau, « On the vibrations of the electronic plasma », *Zhurnal eksperimentalnoi i teoreticheskoi fiziki*, t. 16, n° 7, p. 574-586, 1946.

[105] J. E. Gunn et J. P. Ostriker, « On the motion and radiation of charged particles in strong electromagnetic waves. 1-Motion in plane and spherical waves », rapp. tech., 1970.

[106] A. Macchi, *A superintense laser-plasma interaction theory primer*. Springer Science & Business Media, 2013.

[107] F. Mackenroth et A. Di Piazza, « Nonlinear Compton scattering in ultrashort laser pulses », *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, t. 83, n° 3, p. 032 106, 2011.

[108] E. Esarey, P. Sprangle et J. Krall, « Laser acceleration of electrons in vacuum », *Physical Review E*, t. 52, n° 5, p. 5443, 1995.

[109] B. Quesnel et P. Mora, « Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum », *Physical Review E*, t. 58, n° 3, p. 3719, 1998.

[110] A. Macchi, « Basics of laser-plasma interaction : A selection of topics », in *Laser-Driven Sources of High Energy Particles and Radiation : Lecture Notes of the" Capri" Advanced Summer School*, Springer, 2019, p. 25-49.

[111] G. Bonnaud, *Physique de l'interaction laser-plasma : Modèles physiques et numériques*. Editions Ellipses, 2022.

[112] B. D. Fried et S. D. Conte, « II—Properties of z », *The Plasma Dispersion Function*, p. 2-3, 1961.

[113] A. I. Akhiezer et R. Polovin, « Theory of wave motion of an electron plasma », *Soviet Phys. JETP*, t. 3, 1956.

[114] P. Kaw et J. Dawson, « Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas », *The Physics of Fluids*, t. 13, n° 2, p. 472-481, 1970.

[115] P. Sprangle, E. Esarey et A. Ting, « Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions », *Physical review letters*, t. 64, n° 17, p. 2011, 1990.

[116] A. Litvak, « Finite-amplitude wave beams in a magnetoactive plasma », *Sov. Phys. JETP*, t. 30, n° 344, p. 166, 1970.

[117] G. Mainfray, « Relativistic self-focusing of an ultra-intense laser pulse in a plasma », *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, t. 4, n° 03, p. 547-566, 1995.

[118] T. Antonsen Jr et P. Mora, « Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas », *Physical review letters*, t. 69, n° 15, p. 2204, 1992.

[119] P. Kaw, G. Schmidt et T. Wilcox, « Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas », *Physics of Fluids*, t. 16, n° 9, p. 1522-1525, 1973.

[120] R. P. Drake, « High-energy-density physics », *Physics Today*, t. 63, n° 6, p. 28-33, 2010.

[121] P. Young, H. Baldis, R. Drake, E. Campbell et K. Estabrook, « Direct evidence of ponderomotive filamentation in a laser-produced plasma », *Physical review letters*, t. 61, n° 20, p. 2336, 1988.

[122] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall et A. Ting, « Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas », *IEEE journal of quantum electronics*, t. 33, n° 11, p. 1879-1914, 2002.

[123] G. Cochran et al., « Plasma expansion and relativistic filamentation in intense laser-irradiated cone targets », *Physics of Plasmas*, t. 28, n° 11, 2021.

[124] P. Kaw, « Nonlinear laser–plasma interactions », *Reviews of Modern Plasma Physics*, t. 1, n° 1, p. 2, 2017.

[125] D. Raffestin et al., « Enhanced ion acceleration using the high-energy petawatt PETAL laser », *Matter and Radiation at Extremes*, t. 6, n° 5, 2021.

[126] V. Malka et al., « Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse », *Science*, t. 298, n° 5598, p. 1596-1600, 2002.

[127] S. Gordienko et A. Pukhov, « Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons », *Physics of Plasmas*, t. 12, n° 4, 2005.

[128] J. Faure et al., « A review of recent progress on laser-plasma acceleration at kHz repetition rate », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 61, n° 1, p. 014 012, 2018.

[129] W. Lu et al., « Designing LWFA in the blowout regime », in *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, IEEE, 2007, p. 3050-3051.

[130] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec et V. Malka, « Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses », *Nature*, t. 444, n° 7120, p. 737-739, 2006.

[131] A. Pukhov, S. Gordienko, V. Seredov et I. Kostyukov, « Quasi-monoenergetic electron acceleration in relativistic laser-plasmas », *Comptes Rendus. Physique*, t. 10, n° 2-3, p. 159-166, 2009.

[132] S. P. Mangles et al., « Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions », *Nature*, t. 431, n° 7008, p. 535-538, 2004.

[133] A. E. Hussein et al., « Towards the optimisation of direct laser acceleration », *New Journal of Physics*, t. 23, n° 2, p. 023 031, 2021.

[134] T. Hosokai, A. Zhidkov, A. Yamazaki, Y. Mizuta, M. Uesaka et R. Kodama, « Electron energy boosting in laser-wake-field acceleration with external magnetic field B 1 T and laser prepulses », *Applied Physics Letters*, t. 96, n° 12, 2010.

[135] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro et J. Sakai, « Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking », *Physical Review E*, t. 58, n° 5, R5257, 1998.

[136] A. Pak, K. Marsh, S. Martins, W. Lu, W. Mori et C. Joshi, « Injection and trapping of tunnel-ionized electrons into laser-produced wakes », *Physical review letters*, t. 104, n° 2, p. 025 003, 2010.

[137] W. P. Leemans et al., « GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator », *Nature physics*, t. 2, n° 10, p. 696-699, 2006.

[138] A. Arefiev, V. Khudik, A. Robinson, G. Shvets, L. Willingale et M. Schollmeier, « Beyond the ponderomotive limit : Direct laser acceleration of relativistic electrons in sub-critical plasmas », *Physics of Plasmas*, t. 23, n° 5, 2016.

[139] A. Pukhov, Z.-M. Sheng et J. Meyer-ter-Vehn, « Particle acceleration in relativistic laser channels », *Physics of Plasmas*, t. 6, n° 7, p. 2847-2854, 1999.

[140] S. Wilks, W. Kruer, M. Tabak et A. Langdon, « Absorption of ultra-intense laser pulses », *Physical review letters*, t. 69, n° 9, p. 1383, 1992.

[141] A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, « Laser hole boring into overdense plasma and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets », *Physical review letters*, t. 79, n° 14, p. 2686, 1997.

[142] D. Rusby, C. Armstrong, G. Scott, M. King, P. McKenna et D. Neely, « Effect of rear surface fields on hot, refluxing and escaping electron populations via numerical simulations », *High Power Laser Science and Engineering*, t. 7, e45, 2019.

[143] L. Chopineau et al., « Identification of coupling mechanisms between ultraintense laser light and dense plasmas », *Physical Review X*, t. 9, n° 1, p. 011 050, 2019.

[144] Z.-M. Sheng et al., « Stochastic heating and acceleration of electrons in colliding laser fields in plasma », *Physical review letters*, t. 88, n° 5, p. 055 004, 2002.

[145] G. Malka et J. Miquel, « Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target », *Physical review letters*, t. 77, n° 1, p. 75, 1996.

[146] B. Shore et P. Knight, « Enhancement of high optical harmonics by excess-photon ionisation », *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, t. 20, n° 2, p. 413, 1987.

[147] A. McPherson et al., « Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases », *Journal of the Optical Society of America B*, t. 4, n° 4, p. 595-601, 1987.

[148] C. Thaury et F. Quéré, « High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors : basic mechanisms », *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, t. 43, n° 21, p. 213 001, 2010.

[149] F. Brunel, « Not-so-resonant, resonant absorption », *Physical review letters*, t. 59, n° 1, p. 52, 1987.

[150] M. Bocoum et al., « Anticorrelated emission of high harmonics and fast electron beams from plasma mirrors », *Physical Review Letters*, t. 116, n° 18, p. 185 001, 2016.

[151] S. V. Bulanov, N. Naumova et F. Pegoraro, « Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma », *Physics of Plasmas*, t. 1, n° 3, p. 745-757, 1994.

[152] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov et T. Baeva, « Relativistic Doppler effect : Universal spectra and zeptosecond pulses », *Physical review letters*, t. 93, n° 11, p. 115 002, 2004.

[153] S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Kando et J. Koga, « Relativistic mirrors in laser plasmas (analytical methods) », *Plasma Sources Science and Technology*, t. 25, n° 5, p. 053 001, 2016.

[154] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn et A. Pukhov, « Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity », *Physics of Plasmas*, t. 3, n° 9, p. 3425-3437, 1996.

[155] A. Macchi, M. Borghesi et M. Passoni, « Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction », *Reviews of Modern Physics*, t. 85, n° 2, p. 751-793, 2013.

[156] K. Nemoto et al., « Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production », *Applied Physics Letters*, t. 78, n° 5, p. 595-597, 2001.

[157] A. Alejo, H. Ahmed, A. Green, S. Mirfayzi, M. Borghesi et S. Kar, « Recent advances in laser-driven neutron sources », *Il nuovo cimento C*, t. 38, n° 6, p. 1-7, 2016.

[158] G. Sarri et al., « Overview of laser-driven generation of electron–positron beams », *Journal of Plasma Physics*, t. 81, n° 4, p. 455 810 401, 2015.

[159] P. A. M. Dirac, « Classical theory of radiating electrons », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, t. 167, n° 929, p. 148-169, 1938.

[160] R. Medina, « Radiation reaction of a classical quasi-rigid extended particle », *Journal of Physics A : Mathematical and General*, t. 39, n° 14, p. 3801, 2006.

[161] F. Niel, C. Riconda, F. Amiranoff, R. Duclous et M. Grech, « From quantum to classical modeling of radiation reaction : A focus on stochasticity effects », *Physical Review E*, t. 97, n° 4, p. 043 209, 2018.

[162] F. Rohrlich, « Dynamics of a charged particle », *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, t. 77, n° 4, p. 046 609, 2008.

[163] V. Ritus, « Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field », *J. Sov. Laser Res. ;(United States)*, t. 6, n° 5, 1985.

[164] J. Schwinger, « On gauge invariance and vacuum polarization », *Physical Review*, t. 82, n° 5, p. 664, 1951.

[165] M. Marklund, T. Blackburn, A. Gonoskov, J. Magnusson, S. Bulanov et A. Ilderton, « Towards critical and supercritical electromagnetic fields », *High Power Laser Science and Engineering*, t. 11, e19, 2023.

[166] W. Furry, « On bound states and scattering in positron theory », *Physical Review*, t. 81, n° 1, p. 115, 1951.

[167] V. B. Berestetskii, L. P. Pitaevskii et E. M. Lifshitz, *Quantum Electrodynamics : Volume 4*. Elsevier, 2012, t. 4.

[168] R. P. Feynman, « Space-time approach to quantum electrodynamics », in *Quantum electrodynamics*, CRC Press, 2018, p. 178-198.

[169] D. Volkov, « On a class of solutions of the Dirac equation », *Z. Phys*, t. 94, n° 3-4, p. 250-260, 1935.

[170] W. Greiner et J. Reinhardt, *Quantum electrodynamics*. Springer Science & Business Media, 2008.

[171] K. F. Mackenroth, *Quantum radiation in ultra-intense laser pulses*. Springer, 2014.

[172] A. Fedotov et al., « Advances in QED with intense background fields », *Physics Reports*, t. 1010, p. 1-138, 2023.

[173] H. R. Reiss, « Absorption of light by light », *Journal of Mathematical Physics*, t. 3, n° 1, p. 59-67, 1962.

[174] A. Nikishov et V. Ritus, « Quantum processes in the field of a plane electromagnetic wave and in a constant field. I », *Sov. Phys. JETP*, t. 19, n° 2, p. 529-541, 1964.

[175] A. Mercuri-Baron, « Pair creation in extreme light : highlights on vortex laser beam », thèse de doct., Sorbonne Université, 2023.

[176] M. Lobet, « Effets radiatifs et d'électrodynamique quantique dans l'interaction laser-matière ultra-relativiste », thèse de doct., Université de Bordeaux, 2015.

[177] F. Niel, « Classical and quantum description of plasma and radiation in strong fields », thèse de doct., Sorbonne Université, 2018.

[178] F. Niel et al., « From quantum to classical modeling of radiation reaction : a focus on the radiation spectrum », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 60, n° 9, p. 094 002, 2018.

[179] T. Erber, « High-energy electromagnetic conversion processes in intense magnetic fields », *Reviews of Modern Physics*, t. 38, n° 4, p. 626, 1966.

[180] J. G. Kirk, A. Bell et I. Arka, « Pair production in counter-propagating laser beams », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 51, n° 8, p. 085 008, 2009.

[181] V. Baier, V. M. Katkov et V. M. Strakhovenko, « Quantum radiation theory in inhomogeneous external fields », *Nuclear Physics B*, t. 328, n° 2, p. 387-405, 1989.

[182] V. Dinu, C. Harvey, A. Ilderton, M. Marklund et G. Torgrimsson, « Quantum radiation reaction : from interference to incoherence », *Physical review letters*, t. 116, n° 4, p. 044 801, 2016.

[183] A. Di Piazza, M. Tamburini, S. Meuren et C. Keitel, « Implementing nonlinear Compton scattering beyond the local-constant-field approximation », *Physical Review A*, t. 98, n° 1, p. 012 134, 2018.

[184] V. Yakimenko et al., « Prospect of studying nonperturbative QED with beam-beam collisions », *Physical review letters*, t. 122, n° 19, p. 190 404, 2019.

[185] H. Bethe et L. Maximon, « Theory of bremsstrahlung and pair production. I. Differential cross section », *Physical Review*, t. 93, n° 4, p. 768, 1954.

[186] H. W. Koch et J. Motz, « Bremsstrahlung cross-section formulas and related data », *Reviews of modern physics*, t. 31, n° 4, p. 920, 1959.

[187] H. Bethe et W. Heitler, « On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, t. 146, n° 856, p. 83-112, 1934.

[188] H. Olsen, L. Maximon et H. Wergeland, « Theory of high-energy bremsstrahlung and pair production in a screened field », *Physical Review*, t. 106, n° 1, p. 27, 1957.

[189] H. Davies, H. Bethe et L. Maximon, « Theory of bremsstrahlung and pair production. II. Integral cross section for pair production », *Physical Review*, t. 93, n° 4, p. 788, 1954.

[190] H. Olsen, « Outgoing and ingoing waves in final states and bremsstrahlung », *Physical Review*, t. 99, n° 4, p. 1335, 1955.

[191] S. M. Seltzer et M. J. Berger, « Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, t. 12, n° 1, p. 95-134, 1985.

[192] S. M. Seltzer et M. J. Berger, « Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV–10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with Z= 1–100 », *Atomic data and nuclear data tables*, t. 35, n° 3, p. 345-418, 1986.

[193] R. D. Schmickley et R. Pratt, « K-, L-, and M-shell atomic photoeffect for screened-potential models », *Physical Review*, t. 164, n° 1, p. 104, 1967.

[194] H. Tseng et R. Pratt, « Exact screened calculations of atomic-field bremsstrahlung », *Physical Review A*, t. 3, n° 1, p. 100, 1971.

[195] R. Pratt, H. Tseng, C. Lee, L. Kissel, C. MacCallum et M. Riley, « Bremsstrahlung energy spectra from electrons of kinetic energy 1 keV≥ T1≥ 2000 keV incident on neutral atoms 2≥ Z≥ 92 », *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, t. 20, n° 2, p. 175-209, 1977.

[196] D. Findlay, « Analytic representation of bremsstrahlung spectra from thick radiators as a function of photon energy and angle », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 276, n° 3, p. 598-601, 1989.

[197] M. J. Berger et S. M. Seltzer, « Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons », rapp. tech., 1964.

[198] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker et al., « ESTAR, PSTAR, and ASTAR : computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions (version 1.21) », 1999.

[199] Y.-D. Jung et K.-S. Yang, « Classical electron-ion Coulomb Bremsstrahlung in weakly coupled plasmas », *The Astrophysical Journal*, t. 479, n° 2, p. 912, 1997.

[200] B. Martinez, « Radiative and quantum electrodynamic effects in ultra-relativistic laser-matter interaction », thèse de doct., Université de Bordeaux, 2018.

[201] M. Das, B. Sahoo et S. Pal, « Plasma screening effects on the electronic structure of multiply charged Al ions using Debye and ion-sphere models », *Physical Review A*, t. 93, n° 5, p. 052 513, 2016.

[202] J. H. Hubbell, « Electron–positron pair production by photons : A historical overview », *Radiation Physics and Chemistry*, t. 75, n° 6, p. 614-623, 2006.

[203] L. Landau et E. Lifshitz, « On the production of electrons and positrons by a collision of two particles », in *Perspectives in Theoretical Physics*, Elsevier, 1992, p. 27-38.

[204] X. Ribeyre, E. d'Humières, S. Jequier et V. Tikhonchuk, « Effect of differential cross section in Breit–Wheeler pair production », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 60, n° 10, p. 104 001, 2018.

[205] X. Ribeyre, E. d'Humières, O. Jansen, S. Jequier et V. Tikhonchuk, « Electron–positron pairs beaming in the Breit–Wheeler process », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 59, n° 1, p. 014 024, 2016.

[206] H.-H. Song et Z.-M. Sheng, « Photon-polarization-resolved linear Breit-Wheeler pair production in a laser-plasma system », *New Journal of Physics*, 2024.

[207] L. Esnault, E. d'Humières, A. Arefiev et X. Ribeyre, « Electron-positron pair production in the collision of real photon beams with wide energy distributions », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 63, n° 12, p. 125 015, 2021.

[208] H. Hu, C. Müller et C. H. Keitel, « Complete QED theory of multiphoton trident pair production in strong laser fields », *Physical review letters*, t. 105, n° 8, p. 080 401, 2010.

[209] A. Hartin, « Second order QED processes in an intense electromagnetic field », *arXiv preprint arXiv :1701.02906*, 2017.

[210] J. Motz, H. A. Olsen et H. Koch, « Pair production by photons », *Reviews of Modern Physics*, t. 41, n° 4, p. 581, 1969.

[211] W. Heitler, *The quantum theory of radiation*. Courier Corporation, 1984.

[212] J. H. Hubbell, H. A. Gimm et I. O/verbo/, « Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV-100 GeV photons in elements Z= 1 to 100 », *Journal of physical and chemical reference data*, t. 9, n° 4, p. 1023-1148, 1980.

[213] J. Hubbell et S. M. Seltzer, « Cross section data for electron–positron pair production by photons : a status report », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, t. 213, p. 1-9, 2004.

[214] J. A. Wheeler et W. E. Lamb Jr, « Influence of atomic electrons on radiation and pair production », *Physical Review*, t. 55, n° 9, p. 858, 1939.

[215] E. Haug, « Pair production by photons in a hot Maxwellian plasma », *Astronomy & Astrophysics*, t. 416, n° 2, p. 437-440, 2004.

[216] H. Bhabha, « The creation of electron pairs by fast charged particles », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, t. 152, n° 877, p. 559-586, 1935.

[217] V. N. Baier et V. M. Katkov, « Electroproduction of an electron-positron pair in a medium », *JETP letters*, t. 88, n° 2, p. 80-84, 2008.

[218] H. Chen et al., « Making relativistic positrons using ultraintense short pulse lasers », *Physics of Plasmas*, t. 16, n° 12, 2009.

[219] H. Chen et al., « Scaling the yield of laser-driven electron-positron jets to laboratory astrophysical applications », *Physical review letters*, t. 114, n° 21, p. 215 001, 2015.

[220] C. K. Birdsall et A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*. CRC press, 2018.

[221] A. Tavassoli, M. Papahn Zadeh, A. Smolyakov, M. Shoucri et R. J. Spiteri, « The electron cyclotron drift instability : A comparison of particle-in-cell and continuum Vlasov simulations », *Physics of Plasmas*, t. 30, n° 3, 2023.

[222] A. Le, A. Stanier, L. Yin, B. Wetherton, B. Keenan et B. Albright, « Hybrid-VPIC : An open-source kinetic/fluid hybrid particle-in-cell code », *Physics of Plasmas*, t. 30, n° 6, 2023.

[223] N. Aunai et al., « PHARE : Parallel hybrid particle-in-cell code with patch-based adaptive mesh refinement », *Computer Physics Communications*, t. 295, p. 108 966, 2024.

[224] J. Derouillat et al., « Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation », *Computer Physics Communications*, t. 222, p. 351-373, 2018.

[225] J.-L. Vay et al., « Warp-X : A new exascale computing platform for beam–plasma simulations », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 909, p. 476-479, 2018.

[226] T. Arber et al., « Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 57, n° 11, p. 113 001, 2015.

[227] R. A. Fonseca et al., « OSIRIS : A three-dimensional, fully relativistic particle in cell code for modeling plasma based accelerators », in *Computational Science—ICCS 2002 : International Conference Amsterdam, The Netherlands, April 21–24, 2002 Proceedings, Part III 2*, Springer, 2002, p. 342-351.

[228] *Smilei documentation*, https://smileipic.github.io/Smilei/Understand/algorithms.html.

[229] F. H. Harlow, M. Evans et R. D. Richtmyer, *A machine calculation method for hydrodynamic problems*. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, 1955.

[230] R. Nuter, M. Grech, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, G. Bonnaud et E. d'Humieres, « Maxwell solvers for the simulations of the laser-matter interaction », *The European Physical Journal D*, t. 68, p. 1-9, 2014.

[231] J. D. Schnittman et J. H. Krolik, « A Monte Carlo code for relativistic radiation transport around Kerr black holes », *The Astrophysical Journal*, t. 777, n° 1, p. 11, 2013.

[232] J. P. Boris et al., « Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code », in *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas*, 1970, p. 3-67.

[233] J.-L. Vay, « Simulation of beams or plasmas crossing at relativistic velocity », *Physics of Plasmas*, t. 15, n° 5, 2008.

[234] A. V. Higuera et J. R. Cary, « Structure-preserving second-order integration of relativistic charged particle trajectories in electromagnetic fields », *Physics of Plasmas*, t. 24, n° 5, 2017.

[235] T. Z. Esirkepov, « Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor », *Computer Physics Communications*, t. 135, n° 2, p. 144-153, 2001.

[236] R. Duclous, J. G. Kirk et A. R. Bell, « Monte Carlo calculations of pair production in high-intensity laser–plasma interactions », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 53, n° 1, p. 015 009, 2010.

[237] M. Lobet, E. d'Humières, M. Grech, C. Ruyer, X. Davoine et L. Gremillet, « Modeling of radiative and quantum electrodynamics effects in PIC simulations of ultra-relativistic laser-plasma interaction », in *Journal of Physics : Conference Series*, IOP Publishing, t. 688, 2016, p. 012 058.

[238] J. A. Kulesza et al., « MCNP® code version 6.3. 0 theory & user manual », Los Alamos National Laboratory (LANL), Los Alamos, NM (United States), rapp. tech., 2022.

[239] S. Agostinelli et al., « GEANT4—a simulation toolkit », *Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 506, n° 3, p. 250-303, 2003.

[240] *Géant4 physique référence manual*, https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html.

[241] A. Haghighat, *Monte Carlo methods for particle transport*. Crc Press, 2020.

[242] L. Esnault, « Production de photons gamma lors de l'interaction laser-matière et création de paires électron-positron par collision de photons », thèse de doct., Université de Bordeaux, 2021.

[243] J. C. Butcher et H. Messel, « Electron number distribution in electron-photon showers », *Physical Review*, t. 112, n° 6, p. 2096, 1958.

[244] F. Salvat, J. Fernández-Varea et J. Sempau, « PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport », 2001.

[245] *Géant4 physique list référence manual*, https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/html/index.html.

[246] Y.-S. Tsai, « Pair production and bremsstrahlung of charged leptons », *Reviews of Modern Physics*, t. 46, n° 4, p. 815, 1974.

[247] R. L. Ford et W. R. Nelson, « The EGS code system : Computer programs for the Monte Carlo simulation of electromagnetic cascade showers (version 3) », SLAC National Accelerator Lab., Menlo Park, CA (United States), rapp. tech., 2006.

[248] D. Crawford et H. Messel, *Electron-photon Shower Distribution Function : Tables for Lead, Copper and Air Absorbers*. 1970.

[249] G. Depaola, M. Iparraguirre et D. Palacios, « About electrons and position in Triplet Production : some remarks », *Physics Open*, t. 5, p. 100 044, 2020.

[250] *dépot github du programme gp3m2*, https://github.com/lesnat/gp3m2.

[251] F. Brun et al., « Experimental measurements of gamma-photon production and estimation of electron/positron production on the PETAL laser facility », *Matter and Radiation at Extremes*, t. 9, n° 5, 2024.

[252] E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann et H. Coïïc, « Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification », *Applied optics*, t. 46, n° 33, p. 8181-8187, 2007.

[253] N. Blanchot et al., « 1.15 PW–850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility », *Optics Express*, t. 25, n° 15, p. 16 957-16 970, 2017.

[254] D. Raffestin et al., « Application of harmonics imaging to focal spot measurements of the "PETAL" laser », *Journal of Applied Physics*, t. 126, n° 24, 2019.

[255] C. Chen et al., « A Bremsstrahlung spectrometer using k-edge and differential filters with image plate dosimeters », *Review of Scientific Instruments*, t. 79, n° 10, 2008.

[256] C. Reverdin et al., « SPECTIX, a PETAL+ X-ray spectrometer : design, calibration and preliminary tests », *Journal of Instrumentation*, t. 13, n° 01, p. C01005, 2018.

[257] Y. Cauchois, « Spectrographie des rayons X par transmission d'un faisceau non canalisé à travers un cristal courbé-I. », *Journal de Physique et le Radium*, t. 3, n° 7, p. 320-336, 1932.

[258] Y. Cauchois, « Spectrographie des rayons X par transmission d'un faisceau non canalisé à travers un cristal courbé-II. », *J. Phys. radium*, t. 4, n° 2, p. 61-72, 1933.

[259] J. Seely et al., « Hard x-ray transmission crystal spectrometer at the OMEGA-EP laser facility », *Review of Scientific Instruments*, t. 81, n° 10, 2010.

[260] Z.-M. Sheng et al., « Absorption of ultrashort intense lasers in laser–solid interactions », *Chinese Physics B*, t. 24, n° 1, p. 015 201, 2015.

[261] Y.-Q. Cui, W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, Y.-T. Li et J. Zhang, « Laser absorption and hot electron temperature scalings in laser–plasma interactions », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 55, n° 8, p. 085 008, 2013.

[262] D. Rusby et al., « Review and meta-analysis of electron temperatures from high-intensity laser–solid interactions », *Physics of Plasmas*, t. 31, n° 4, 2024.

[263] A. Kemp et S. Wilks, « Direct electron acceleration in multi-kilojoule, multi-picosecond laser pulses », *Physics of Plasmas*, t. 27, n° 10, 2020.

[264] E. Lefebvre et al., « Development and validation of the TROLL radiation-hydrodynamics code for 3D hohlraum calculations », *Nuclear Fusion*, t. 59, n° 3, p. 032 010, 2018.

[265] E. Lefebvre et al., « Electron and photon production from relativistic laser–plasma interactions », *Nuclear Fusion*, t. 43, n° 7, p. 629, 2003.

[266] S. Guerin, P. Mora, J. Adam, A. Héron et G. Laval, « Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers », *Physics of Plasmas*, t. 3, n° 7, p. 2693-2701, 1996.

[267] T. Mandal, V. Arora, B. Rao, A. Moorti, A. Upadhyay et J. Chakera, « Experimental study of fast electron generation in intense short duration laser solid interaction at grazing incidence », *Physics of Plasmas*, t. 26, n° 4, 2019.

[268] A. Compant La Fontaine et al., « Bremsstrahlung spectrum and photon dose from short-pulse high-intensity laser interaction on various metal targets », *Physics of Plasmas*, t. 26, n° 11, 2019.

[269] D. Raffestin et al., « Modeling of high-energy particles and radiation production for multipetawatt laser facilities », *Laser and Particle Beams*, t. 2021, e8, 2021.

[270] Y. Ping et al., « Absorption of short laser pulses on solid targets in the ultrarelativistic regime », *Physical review letters*, t. 100, n° 8, p. 085 004, 2008.

[271] R. Gray et al., « Enhanced laser-energy coupling to dense plasmas driven by recirculating electron currents », *New journal of physics*, t. 20, n° 3, p. 033 021, 2018.

[272] M. C. Levy, S. C. Wilks, M. Tabak, S. B. Libby et M. G. Baring, « Petawatt laser absorption bounded », *Nature communications*, t. 5, n° 1, p. 1-6, 2014.

[273] J. Davies, A. Bell, M. Haines et S. Guerin, « Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets », *Physical Review E*, t. 56, n° 6, p. 7193, 1997.

[274] G. Laurent Yvan André, « Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux », thèse de doct., Ecole Polytechnique, 2001.

[275] R. Sternheimer, « Density effect for the ionization loss of charged particles », *Physical Review*, t. 145, n° 1, p. 247, 1966.

[276] P. Mora, « Plasma expansion into a vacuum », *Physical Review Letters*, t. 90, n° 18, p. 185 002, 2003.

[277] M. Quinn et al., « Refluxing of fast electrons in solid targets irradiated by intense, picosecond laser pulses », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 53, n° 2, p. 025 007, 2011.

[278] A. Robinson et M. Sherlock, « Magnetic collimation of fast electrons produced by ultraintense laser irradiation by structuring the target composition », *Physics of Plasmas*, t. 14, n° 8, 2007.

[279] A. C. La Fontaine, « Photon dose produced by a high-intensity laser on a solid target », *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 47, n° 32, p. 325 201, 2014.

[280] S. Kerr et al., « Development of a bright MeV photon source with compound parabolic concentrator targets on the National Ignition Facility Advanced Radiographic Capability (NIF-ARC) laser », *Physics of Plasmas*, t. 30, n° 1, 2023.

[281] T. Bonnet, « Caractérisation et optimisation de sources d'électrons et de photons produites par laser dans les domaines du keV et du MeV », thèse de doct., Bordeaux 1, 2013.

[282] G. Williams et al., « Target material dependence of positron generation from high intensity laser-matter interactions », *Physics of Plasmas*, t. 23, n° 12, 2016.

[283] J. Myatt et al., « Optimizing electron-positron pair production on kilojoule-class high-intensity lasers for the purpose of pair-plasma creation », *Physical Review E*, t. 79, n° 6, p. 066 409, 2009.

[284] H. Chen et al., « The scaling of electron and positron generation in intense laser-solid interactions », *Physics of Plasmas*, t. 22, n° 5, 2015.

[285] H. Reiss, « Special analytical properties of ultrastrong coherent fields », *The European Physical Journal D*, t. 55, p. 365-374, 2009.

[286] Y. He, I. Yeh, T. Blackburn et A. Arefiev, « A single-laser scheme for observation of linear Breit-Wheeler electron–positron pair creation », *New Journal of Physics*, t. 23, n° 11, p. 115 005, 2021.

[287] I.-M. Vladisavlevici, X. Ribeyre, D. Vizman et E. d'Humières, « Investigation of γ-photon sources using near-critical density targets towards the optimization of the linear Breit–Wheeler process », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 66, n° 3, p. 035 009, 2024.

[288] A. Kaplan, « Beyond attoseconds », *arXiv preprint arXiv :1207.7168*, 2012.

[289] M. Ferray, A. L'Huillier, X. Li, L. Lompre, G. Mainfray et C. Manus, « Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases », *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, t. 21, n° 3, p. L31, 1988.

[290] M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L'huillier et P. B. Corkum, « Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields », *Physical Review A*, t. 49, n° 3, p. 2117, 1994.

[291] P. Antoine, A. L'huillier et M. Lewenstein, « Attosecond pulse trains using high–order harmonics », *Physical Review Letters*, t. 77, n° 7, p. 1234, 1996.

[292] M. Hentschel et al., « Attosecond metrology », *Nature*, t. 414, n° 6863, p. 509-513, 2001.

[293] P.-M. Paul et al., « Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation », *Science*, t. 292, n° 5522, p. 1689-1692, 2001.

[294] M. Drescher et al., « Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy », *Nature*, t. 419, n° 6909, p. 803-807, 2002.

[295] R. Kienberger et al., « Atomic transient recorder », *Nature*, t. 427, n° 6977, p. 817-821, 2004.

[296] E. Goulielmakis et al., « Direct measurement of light waves », *Science*, t. 305, n° 5688, p. 1267-1269, 2004.

[297] P. Johnsson et al., « Attosecond electron wave packet dynamics in strong laser fields », *Physical review letters*, t. 95, n° 1, p. 013 001, 2005.

[298] J. Mauritsson et al., « Coherent electron scattering captured by an attosecond quantum stroboscope », *Physical Review Letters*, t. 100, n° 7, p. 073 003, 2008.

[299] A. Föhlisch et al., « Direct observation of electron dynamics in the attosecond domain », *nature*, t. 436, n° 7049, p. 373-376, 2005.

[300] E. Goulielmakis et al., « Real-time observation of valence electron motion », *Nature*, t. 466, n° 7307, p. 739-743, 2010.

[301] M. Uiberacker et al., « Attosecond real-time observation of electron tunnelling in atoms », *Nature*, t. 446, n° 7136, p. 627-632, 2007.

[302] S. Haessler et al., « Phase-resolved attosecond near-threshold photoionization of molecular nitrogen », *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, t. 80, n° 1, p. 011 404, 2009.

[303] A. L. Cavalieri et al., « Attosecond spectroscopy in condensed matter », *Nature*, t. 449, n° 7165, p. 1029-1032, 2007.

[304] H. Vincenti, « Achieving extreme light intensities using optically curved relativistic plasma mirrors », *Physical review letters*, t. 123, n° 10, p. 105 001, 2019.

[305] H. Vincenti, T. Clark, L. Fedeli, P. Martin, A. Sainte-Marie et N. Zaim, « Plasma mirrors as a path to the Schwinger limit : theoretical and numerical developments », *The European Physical Journal Special Topics*, t. 232, n° 13, p. 2303-2346, 2023.

[306] N. Zaïm et al., « Light-matter interaction near the Schwinger limit using tightly focused doppler-boosted lasers », *Physical Review Letters*, t. 132, n° 17, p. 175 002, 2024.

[307] F. Quéré et H. Vincenti, « Reflecting petawatt lasers off relativistic plasma mirrors : a realistic path to the Schwinger limit », *High Power Laser Science and Engineering*, t. 9, e6, 2021.

[308] J. A. Wheeler et al., « Attosecond lighthouses from plasma mirrors », *Nature Photonics*, t. 6, n° 12, p. 829-833, 2012.

[309] H. Vincenti et F. Quéré, « Attosecond lighthouses : how to use spatiotemporally coupled light fields to generate isolated attosecond pulses », *Physical review letters*, t. 108, n° 11, p. 113 904, 2012.

[310] N. Naumova, J. Nees, I. Sokolov, B. Hou et G. Mourou, « Relativistic generation of isolated attosecond pulses in a λ 3 focal volume », *Physical review letters*, t. 92, n° 6, p. 063 902, 2004.

[311] G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov et A. Sergeev, « Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond-Exawatt physics », *The European Physical Journal Special Topics*, t. 223, n° 6, p. 1181-1188, 2014.

[312] X. Ribeyre, R. Capdessus, J. Wheeler, E. d'Humières et G. Mourou, « Multiscale study of high energy attosecond pulse interaction with matter and application to proton–Boron fusion », *Scientific Reports*, t. 12, n° 1, p. 4665, 2022.

[313] J. J. Katz, *The Chemistry of the Actinide and Transactinide Elements (Set Vol. 1-6) : Volumes 1-6*. Springer Science & Business Media, 2010, t. 1.

[314] I. Y. Kostyukov et A. Golovanov, « Field ionization in short and extremely intense laser pulses », *Physical Review A*, t. 98, n° 4, p. 043 407, 2018.

[315] H. R. Reiss, « No light at the end of the tunnel », *The European Physical Journal D*, t. 75, n° 5, p. 158, 2021.

[316] *Smilei documentation parallelization*, https://smileipic.github.io/Smilei/Understand/parallelization.html.

[317] G. Bouchard, A. Beck, F. Massimo et A. Specka, « Perfectly Matched Layer implementation for EH fields and Complex Wave Envelope propagation in the Smilei PIC code », *arXiv preprint arXiv :2409.06287*, 2024.

[318] F. Hartemann et al., « Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus », *Physical Review E*, t. 51, n° 5, p. 4833, 1995.

[319] B. Rau, T. Tajima et H. Hojo, « Coherent electron acceleration by subcycle laser pulses », *Physical review letters*, t. 78, n° 17, p. 3310, 1997.

[320] A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, « Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations », *Physics of Plasmas*, t. 5, n° 5, p. 1880-1886, 1998.

[321] J. Thomas, I. Y. Kostyukov, J. Pronold, A. Golovanov et A. Pukhov, « Non-linear theory of a cavitated plasma wake in a plasma channel for special applications and control », *Physics of Plasmas*, t. 23, n° 5, 2016.

[322] A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, « Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime », *Applied Physics B*, t. 74, p. 355-361, 2002.

[323] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov et V. Seredov, « Electron self-injection in multidimensional relativistic-plasma wake fields », *Physical review letters*, t. 103, n° 17, p. 175 003, 2009.

[324] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas et J. Su, « Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields », *Physical Review A*, t. 44, n° 10, R6189, 1991.

[325] W. Lu et al., « A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields », *Physics of Plasmas*, t. 13, n° 5, 2006.

[326] I. Kostyukov, A. Pukhov et S. Kiselev, « Phenomenological theory of laser-plasma interaction in "bubble" regime », *Physics of Plasmas*, t. 11, n° 11, p. 5256-5264, 2004.

[327] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori et T. Katsouleas, « Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime », *Physical review letters*, t. 96, n° 16, p. 165 002, 2006.

[328] A. Pazzaglia, L. Fedeli, A. Formenti, A. Maffini et M. Passoni, « A theoretical model of laser-driven ion acceleration from near-critical double-layer targets », *Communications Physics*, t. 3, n° 1, p. 133, 2020.

[329] A. Lévy et al., « Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses », *Optics letters*, t. 32, n° 3, p. 310-312, 2007.

[330] J. Fuchs et al., « Ion acceleration using high-contrast ultra-intense lasers », in *Journal de Physique IV (Proceedings)*, EDP sciences, t. 133, 2006, p. 1151-1153.

[331] M. Speicher et al., « Integrated double-plasma-mirror targets for contrast enhancement in laser ion acceleration », in *Journal of Physics : Conference Series*, IOP Publishing, t. 1079, 2018, p. 012 002.

[332] T. Baeva, S. Gordienko et A. Pukhov, « Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma », *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, t. 74, n° 4, p. 046 404, 2006.

[333] S. Tang, N. Kumar et C. H. Keitel, « Plasma high-order-harmonic generation from ultraintense laser pulses », *Physical Review E*, t. 95, n° 5, p. 051 201, 2017.

[334] A. Einstein et al., « Zur elektrodynamik bewegter körper », *Annalen der physik*, t. 17, n° 10, p. 891-921, 1905.

[335] T. Schlegel, N. Naumova, V. Tikhonchuk, C. Labaune, I. Sokolov et G. Mourou, « Relativistic laser piston model : Ponderomotive ion acceleration in dense plasmas using ultraintense laser pulses », *Physics of Plasmas*, t. 16, n° 8, 2009.

[336] J. Braenzel et al., « Sub-structure of laser generated harmonics reveals plasma dynamics of a relativistically oscillating mirror », *Physics of Plasmas*, t. 20, n° 8, 2013.

[337] A. Debayle, J. Sanz, L. Gremillet et K. Mima, « Toward a self-consistent model of the interaction between an ultra-intense, normally incident laser pulse with an overdense plasma », *Physics of Plasmas*, t. 20, n° 5, 2013.

[338] H. Vincenti, S. Monchocé, S. Kahaly, G. Bonnaud, P. Martin et F. Quéré, « Optical properties of relativistic plasma mirrors », *Nature communications*, t. 5, n° 1, p. 3403, 2014.

[339] S. Bulanov et al., « On the design of experiments for the study of extreme field limits in the interaction of laser with ultrarelativistic electron beam », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. 660, n° 1, p. 31-42, 2011.

[340] S. Bulanov, C. Schroeder, E. Esarey et W. Leemans, « Electromagnetic cascade in high-energy electron, positron, and photon interactions with intense laser pulses », *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, t. 87, n° 6, p. 062 110, 2013.

[341] I. V. Sokolov, N. M. Naumova, J. A. Nees et G. A. Mourou, « Pair creation in QED-strong pulsed laser fields interacting with electron beams », *Physical review letters*, t. 105, n° 19, p. 195 005, 2010.

[342] T. Grismayer, M. Vranic, J. L. Martins, R. Fonseca et L. O. Silva, « Seeded QED cascades in counterpropagating laser pulses », *Physical Review E*, t. 95, n° 2, p. 023 210, 2017.

[343] A. Di Piazza, K. Hatsagortsyan et C. H. Keitel, « Quantum radiation reaction effects in multiphoton Compton scattering », *Physical review letters*, t. 105, n° 22, p. 220 403, 2010.

[344] M. Galbiati, « Numerical investigations of laser-driven photon and particle sources with nanostructured materials and their applications », 2023.

[345] Y.-J. Gu, O. Klimo, S. V. Bulanov et S. Weber, « Brilliant gamma-ray beam and electron–positron pair production by enhanced attosecond pulses », *Communications Physics*, t. 1, n° 1, p. 93, 2018.

[346] J. Vyskočil, O. Klimo et S. Weber, « Simulations of bremsstrahlung emission in ultra-intense laser interactions with foil targets », *Plasma Physics and Controlled Fusion*, t. 60, n° 5, p. 054 013, 2018.

[347] P. Shkolnikov, A. Kaplan, A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, « Positron and gamma-photon production and nuclear reactions in cascade processes initiated by a sub-terawatt femtosecond laser », *Applied physics letters*, t. 71, n° 24, p. 3471-3473, 1997.

[348] H. Tseng et R. Pratt, « Electron bremsstrahlung energy spectra above 2 MeV », *Physical Review A*, t. 19, n° 4, p. 1525, 1979.

[349] H.-H. Song, W.-M. Wang, M. Chen et Z.-M. Sheng, « From linear to nonlinear Breit-Wheeler pair production in laser-solid interactions », *Physical Review E*, t. 109, n° 3, p. 035 204, 2024.

[350] H. Chen et al., « New insights into the laser produced electron–positron pairs », *New Journal of Physics*, t. 15, n° 6, p. 065 010, 2013.

[351] L. Bergé, C.-L. Soulez, C. Köhler et S. Skupin, « Role of the carrier-envelope phase in laser filamentation », *Applied Physics B*, t. 103, n° 3, p. 563-570, 2011.

[352] N. Zaim, « Modeling electron acceleration driven by relativistic intensity few-cycle laser pulses on overdense plasmas », thèse de doct., Université Paris-Saclay (ComUE), 2019.

[353] G. B. Rybicki et A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons, 2024.