

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Université Saad DAHLAB-Blida 1

Faculté des Sciences

Département de Physique



Mémoire de Master

présenté pour l'obtention du diplôme de master en :

Physique Médicale

Effect of relativistic suprathreshold electrons on proton therapy and imaging dosimetry using CPA laser

Présentés par :

Lamri Ikram

Ikram77lamri@gmail.com

Toumi Dounia

douniatoumiiii@gmail.com

soutenu le 1 Juillet 2024 devant le jury compose de :

Mr. Mustapha Laoues	MCB	USDB1	Président
Mr. Djemai Bara	MRA	CDTA	Encadrant
Mlle. Lydia Boumedine	Chercheur en physique médicale UFAS1		Co-encadrant
Mr. Ahmed Sidi Moussa	Physicien Médicale Principal	CSAC	Examineur

Remerciement :

قال رسول الله صلى الله عليه و سلم

(من لا يشكر الناس لا يشكر الله)

رواه الترمذي

Tous d'abord nous remercions Allah pour le courage et la patience nécessaires pour réaliser ce travail.

*Nous sommes également très honorés de remercier notre encadreur monsieur **Djemai Bara**, chercheur au centre de recherche CDTA pour leur soutien tout au long de la réalisation de ce projet, leur implication et leur disponibilité, qui ont grandement contribué à la qualité du résultat final.*

*Nous adressons également nos remerciements à notre Co-encadreuse, **Lydia Boumedine**, pour ses conseils éclairés, ses corrections pertinentes et ses orientations.*

*Nous remercions **M. Laoues Mustapha**, Maitre de conférences B qui nous a fait l'honneur de présider notre jury de mémoire, et merci à **M. Sidi Moussa Ahmed**, physicien médical principal au centre de cancérologie de Sidi Abdellah d'acceptant de faire partie de notre jury.*

*Nous voulons exprimer notre plus grand merci à **M. Oueld Mohamed**, Maitre de conférences B à l'Université de Blida 1, qui a laissé sa marque dans ce travail avec son expertise dans l'utilisation de Géant4.*

*Et nous remercions toutes l'équipe de CDTA de milieu laser ioniser tout particulièrement **Dr D. BENNACEUR-DOUMAZ** directrice de recherche, chercheur permanent au CDTA. Et **Mme Karima Annou** Maitre de recherche A au CDTA.*

Résumé

Les progrès actuels dans la recherche dans le domaine du traitement et du diagnostic du cancer connaissent une croissance remarquable, parmi ces progrès se trouve la protonthérapie et l'imagerie protonique par l'interaction laser- plasma. Ces innovations présentent un bénéfice par rapport aux d'autres méthodes de traitement et diagnostic conventionnelles, grâce aux accélérateurs laser plasma.

Notre étude porte sur l'impact des électrons suprathermiques relativistes dans le domaine de la protonthérapie et de la dosimétrie d'imagerie utilisant des lasers CPA. Nous avons réalisé une étude paramétrique à l'aide du logiciel Matlab, qui nous a permis d'obtenir une large gamme d'énergies pour les faisceaux de protons. Enfin, nous avons utilisé ces faisceaux de protons pour voir la distribution de dose en fonction de la profondeur à l'aide d'une simulation utilisant le code Monte Carlo Geant4.

Mots clé :

Laser CPA, mécanisme d'accélération TNSA, Protonthérapie, imagerie protonique, Suprathermalité.

ملخص

تشهد التطورات الحالية في البحث في مجال علاج السرطان وتشخيصه نموا ملحوظا ، ومن بين هذه التطورات العلاج بالبروتون والتصوير بالبروتون عن طريق تفاعل الليزر والبلازما. هذه الابتكارات لها فائدة على طرق العلاج والتشخيص التقليدية الأخرى ، وذلك بفضل مسرعات ليزر البلازما..

تعتمد دراستنا على تأثير الإلكترونات فوق الحرارية النسبية في مجال العلاج بالبروتون وقياس الجرعات التصويرية باستخدام ليزر CPA. حيث أجرينا دراسة رقمية باستخدام برنامج Matlab ، سمح لنا الأخير بالحصول على مجموعة واسعة من الطاقة لحزم البروتونات. في النهاية استخدمنا حزم البروتونات هذه لرؤية توزيع الجرعة بدلالة العمق باستخدام كود المحاكاة Monte Carlo Geant4.

Table des matières

Introduction générale.....	7
Chapitre I : La protonthérapie et l'imagerie médical par l'interaction laser plasma.....	9
I.1 Introduction :	11
I.2 Le cancer :	11
I.2.1 Définition du cancer :	11
I.2.2 Diagnostic :	12
I.2.3 Traitement de cancer :	12
I.3 La protonthérapie :	12
I.3.1 Pic de Bragg :	13
I.3.2 Accélérateur de particules conventionnelles :	14
I.4 Accélérateurs laser plasma (LPA) :	15
I.4.1 Faisceaux de protons générés par un LPA :	15
I.4.2 Principe de l'accélérateur laser-plasma :	15
I.4.3 Mécanisme d'accélération TNSA :	16
I.4.4 Les impulsions laser CPA :	17
I.5 Diagnostic :	18
I.5.1 L'imagerie protonique :	18
I.5.2 Principe de l'imagerie par proton :	19
I.5.3 Radiographie par faisceaux de protons générés avec un LPA :	19
Conclusion :	20
Chapitre II : Résultats des simulation numérique.....	22
Partie A : Modélisation de l'accélération en présence de la compétition des deux phénomènes de la relativité et suprathérmicité.....	23
II.1 Introduction	23
II.2 Expansion relativiste du plasma avec distribution de Maxwell-Jüttner	23
II.2.1 Equations de base du Modèle :	23
II.2.2 L'influence de la relativité des électrons énergétiques θ sur l'expansion	27
.....	29
II.3 Cas des électrons suprathérmiques (κ) :	29
II.3.1 Définition du modèle :	30
II.3.2 La fonction de distribution κ relativiste :	30
II.4 Résultats et discussions :	33

II.4.1	Effet de la suprathérmicité (κ) et la relativité des électrons énergétiques θ sur l'énergie des protons :	33
II.4.2	Effet de la relativité des électrons énergétiques θ sur l'énergie maximale des protons accélérés :	36
	Conclusion :	37
	Partie B: Calcule des SOBPs Vs relativité & suprathérmicité	38
III.1	Introduction :	39
III.2	Pic de Bragg étalé SOBP :	39
III.3	Simulation :	39
III.4	Geant4 :	39
III.5	Simulation de la protonthérapie par Geant4 :	40
III.5.1	Cas d'un cube d'eau :	40
III.5.2	Validation de la simulation : cas d'une tumeur cérébrale :	40
III.6	Résultats et discussions :	42
III.6.1	Pour le cube d'eau :	42
III.7	Pour le fantôme de tête :	47
III.8	Radiographie par protons :	48
	Conclusion :	48
	Conclusion générale :	49
	Bibliographies:	50

Introduction générale

Le traitement du cancer nécessite une optimisation continue des traitements. Cette optimisation représente un défi majeur pour les scientifiques qui cherchent à améliorer les différentes méthodes de traitement. En 1946, le physicien Robert R. Wilson a suggéré d'utiliser des champs de protons dans le traitement du cancer en raison de leurs propriétés physiques uniques, notamment le pic de Bragg. Ce pic permet une administration précise de la radiation dans des zones cibles spécifiques du patient, minimisant les dommages aux tissus sains. Cependant, l'accélération des particules est un problème qui nécessite des investissements significatifs. Les coûts élevés sont principalement dus à la taille et à la technologie utilisée pour accélérer les particules à des vitesses élevées.

Pour résoudre ce problème, les recherches actuelles se concentrent sur des alternatives des accélérateurs conventionnels. Dans ce travail, nous étudierons l'accélération de particules chargées par un laser ultra-intense avec une durée ultra-courte.

L'accent sera mis sur le mécanisme TNSA, qui permet de produire des faisceaux de protons avec des caractéristiques spéciales. Ces faisceaux permettent de fournir une dose de radiation précise et localisée directement dans la tumeur, sans toucher aux organes environnants. Le TNSA utilise le champ électrique de séparation de charges généré par les électrons énergétiques pour accélérer les protons le long de la direction normale à la cible solide. Le transport des électrons est un aspect crucial de l'interaction laser-plasma. Lorsque le laser interagit fortement avec les électrons libres du pré-plasma, il génère un faisceau d'électrons énergétiques dans le plasma. Ces électrons sont ensuite chauffés, atteignant des vitesses relativistes, c'est-à-dire proches de la vitesse de la lumière.

Notre travaux de mémoire sont réalisés dans le cadre du projet « OFIALIAM » Optimisation des Faisceaux des Ions Accélérés par Laser Intense pour les Applications Médicales dans la division des « MIL » Milieux Ionisés et Laser du CDTA. Après une initiation physique et numérique à cette merveilleuse et noble thématique, nous devons maîtriser toutes les étapes du processus d'accélération des ions par laser CPA. Nous nous intéresserons également aux notions de base sur la technique d'amplification des impulsions lasers appelée « CPA » Chirped Pulse Amplification, le principe de fonctionnement d'un accélérateur compact à base de plasma-laser pour les applications médicales. Après qu'on aura pu intégrer la thématique, la tâche principale qui nous sera affectée, en premier lieu, sera l'étude d'optimisation des

faisceaux de protons accélérés en fonction des paramètres du laser et de la cible, tenant compte de la compétition entre les phénomènes de suprathérmicité et de relativité des électrons énergétiques en régime TNSA. Ces deux phénomènes caractérisent les propriétés des électrons accélérés lors de l'interaction entre un laser ultra-intense et une cible solide.

Pour ce faire, nous développerons un code numérique sous Matlab qui prendra en considération de ces deux phénomènes.

Les calculs de modélisation que nous effectuerons nous permettront d'obtenir des faisceaux de protons dans une gamme d'énergie allant de 60 à 280 MeV.

En seconde lieu, la deuxième tâche demandée sera la recherche du SOBP (Spread-Out Bragg Peak) dans cette gamme d'énergie optimisée des faisceaux accélérés. Nous étudierons particulièrement le cas des tumeurs cérébrales afin d'appliquer et de valider notre simulation MC-Géant4. Et approcher au cas réel dans l'interaction laser-plasma. Cela nous permettra d'avoir un faisceau de protons utilisable cliniquement en protonthérapie avec des énergies différentes.

Enfin, nous souhaitons valider la gamme de paramètres kappa et la relativité associées aux caractéristiques des faisceaux de protons calculés. Il s'agit d'effectuer des simulations du SOBP (Spread-Out Bragg Peaks) à l'aide du logiciel Géant4.

Notre stage au CDTA nous a permis d'approfondir nos connaissances sur les lasers ultra-intenses et ultra-courts, ainsi que sur le mécanisme TNSA. Nous avons également appris à utiliser des logiciels de calcul pour simuler mathématiquement ces phénomènes et à interpréter physiquement les résultats numériques obtenus. En particulier, nous avons pu simuler des faisceaux de protons et leurs interactions avec des fantômes d'eau en utilisant le logiciel Géant4 qui est basé sur la simulation Monte-Carlo.

Objectif du manuscrit

Le but de notre projet de recherche est d'étudier l'effet de ces électrons chauds (relativistes) sur le faisceau de protons qui nous permettront d'obtenir le meilleur faisceau de protons accélérés et de contrôler ce dernier pour l'appliquer en protonthérapie et pour l'imagerie protonique.

Le présent manuscrit est organisé de la façon suivante : il est divisé en deux chapitres distincts.

- Le premier chapitre sera consacré à la recherche bibliographique sur la protonthérapie et les bases théoriques de l'interaction laser-plasma, un domaine de recherche prometteur qui ouvre la voie à des avancées significatives en protonthérapie et imagerie protonique.
- Le deuxième chapitre sera divisé en deux parties (A et B). La partie « A » sera consacrée à la modélisation de l'accélération en présence de la compétition des deux phénomènes de la relativité et de la suprathermalité. En effet, deux études seront présentées : la première sera un modèle analytique bien connu de l'expansion relativiste du plasma avec distribution de Maxwell-Jüttner, et la deuxième traitera du cas suprathermique relativiste pour les électrons accélérés. Nous introduirons dans les deux études les équations du modèle fluide ainsi que le formalisme auto-semblable que nous aurons à utiliser pour les résoudre. Ce dernier permettra de réduire le système d'équations différentielles aux dérivées partielles à un système d'équations différentielles ordinaires facile à résoudre numériquement, il sera valable quand la neutralité de charge sera vérifiée dans le milieu. On finira par une simulation numérique pour déterminer les paramètres nécessaires à introduire dans la deuxième partie « B ».
- La partie B du deuxième chapitre sera dédiée à la simulation par Géant4 des faisceaux de protons accélérés, caractérisés par les paramètres détaillés dans la partie A. Nous allons appliquer ces paramètres à différents fantômes et étudier les pics de Bragg étalés obtenus.

Nous terminerons notre manuscrit par une conclusion.

chapitre I:

*La Protonthérapie et l'imagerie
médicale par l'interaction laser
plasma*

I.1 Introduction :

Ce chapitre initial de notre étude se penche sur la complexité du cancer, une maladie aux multiples facettes. Nous débuterons par une exploration des progrès récents dans les traitements, en nous focalisant sur la protonthérapie. Cette méthode de pointe, qui utilise des protons pour viser les tumeurs avec une grande précision, réduit les dommages aux tissus sains avoisinants. Nous évaluerons son efficacité, ses bénéfices comparés aux méthodes conventionnelles, et son potentiel pour améliorer la qualité de vie des patients.

Poursuivant, nous analyserons l'importance de l'imagerie protonique dans le diagnostic précis du cancer. Grâce à cette technologie avancée, il est possible d'obtenir des images détaillées des tumeurs, ce qui est essentiel pour une planification thérapeutique affinée et pour mesurer l'efficacité du traitement.

Nous explorerons également les perspectives offertes par les accélérateurs laser-plasma, une alternative prometteuse pour l'avenir. Ces systèmes marquent un progrès notable dans le domaine des accélérateurs, en proposant une solution plus compacte et potentiellement plus accessible pour la production de faisceaux de particules énergétiques.

Notre but dans ce chapitre est de mettre en lumière les avancées qu'elles représentent dans la lutte contre cette pathologie, tout en considérant les enjeux et les perspectives liés à leur adoption en clinique.

I.2 Le cancer :

I.2.1 Définition du cancer :

Le cancer est caractérisé par une prolifération cellulaire incontrôlée qui peut se manifester n'importe où dans l'organisme. En temps normal, les cellules se multiplient et se renouvellent de manière régulée pour répondre aux besoins du corps. Avec le cancer, cette régulation est perturbée : des cellules anormales persistent alors qu'elles devraient périr, et de nouvelles cellules se forment sans nécessité. Ces cellules excédentaires peuvent engendrer des masses appelées tumeurs.

Les tumeurs malignes, associées au cancer, ont la capacité d'envahir les tissus adjacents. Elles peuvent aussi libérer des cellules cancéreuses qui migrent et s'implantent ailleurs dans l'organisme, formant de nouvelles tumeurs, un processus connu sous le nom de métastase. À

l'inverse, les tumeurs bénignes ne se diffusent pas et ne récidivent généralement pas après leur ablation, bien qu'elles puissent atteindre des tailles importantes et être fatales dans certains cas, comme pour les tumeurs cérébrales bénignes.

I.2.2 Diagnostic :

Le diagnostic est une étape essentielle pour le traitement du cancer. En effet, un diagnostic correct et précoce permet de sauver des vies : une détection anticipée permet de mieux contrôler, voire éradiquer les cellules cancéreuses avant qu'elles ne se propagent, ou pire encore se métastasent. D'après les statistiques de l'Organisation mondiale de la Santé (OMS), 8,8 millions de personnes meurent chaque année d'un cancer, principalement dans les pays à revenu faible ou intermédiaire, où le diagnostic intervient souvent trop tard. [1].

Le diagnostic se fait par la réalisation de plusieurs examens, qu'ils soient cliniques (par le médecin), avec les modalités d'imagerie, les biopsies et marqueurs tumoraux.

Il existe maintenant, plusieurs modalités d'imagerie médicale : l'échographie, l'imagerie à résonance magnétique (IRM), la radiographie, le scanner, et la médecine nucléaire (scintigraphie, tomographie par émission de positrons (Tep scan)).

I.2.3 Traitement de cancer :

De nos jours, il existe différentes modalités pour traiter le cancer : la chirurgie, la chimiothérapie, la radiothérapie interne : « curiethérapie », radiothérapie externe par rayons gamma...etc. Ces techniques dépendent du type du cancer et de son stade d'avancement. De ce fait, certains patients n'ont droit qu'à un seul choix de traitement, d'autres en revanche, peuvent avoir une combinaison de plusieurs traitements, on donne comme exemple la chirurgie combinée au traitement par radiothérapie conventionnelle. Aujourd'hui, on distingue la radiothérapie par protons ou proton thérapie qui occupe une place importante pour le traitement de cellules cancéreuses situées dans des zones à risques ou des organes sensibles comme l'œil. On traitera dans la section suivante.

I.3 La protonthérapie :

La radiothérapie est une méthode courante de lutte contre le cancer. Elle implique l'utilisation de radiations pour cibler et détruire les cellules cancéreuses. Ce processus, appelé irradiation,

empêche ces cellules de se multiplier et les élimine. Les radiations peuvent être générées par des accélérateurs de particules ou des sources radioactives. Bien que la radiothérapie soit souvent utilisée, elle ne demeure pas systématique, son application dépend de plusieurs facteurs, tels que l'emplacement et le stade du cancer, ainsi que la condition physique du patient. Une nouvelle technologie de radiothérapie a vu le jour : la protonthérapie.

La proton thérapie est une forme avancée de radiothérapie externe qui utilise des faisceaux de particules chargées, spécifiquement les protons, qui sont caractérisés par une masse plus élevée que les électrons utilisés dans la radiothérapie conventionnelle. En raison de cette différence de masse, les protons présentent une propriété appelée pic de Bragg. Ce phénomène physique se produit lorsque les protons ralentissent en traversant les tissus corporels. Ils déposent la majeure partie de leur énergie à une profondeur spécifique, puis s'arrêtent brusquement. Cela offre un avantage significatif en termes de protection des tissus sains. En effet, comme les protons délivrent leur dose maximale à une profondeur précise, ils minimisent les dommages aux tissus situés en amont et en aval de la tumeur.

I.3.1 Pic de Bragg :

La courbe de Bragg illustre comment le pouvoir d'arrêt linéaire (TLE) d'une particule chargée (dans notre cas le proton) change avec la distance qu'elle parcourt dans un milieu spécifique. Au cours de son trajet, le proton ne libère pas une quantité constante d'énergie. Juste avant d'atteindre la fin de son parcours, il y a une augmentation significative de la perte d'énergie, connue sous le nom de "pic de Bragg".

En ajustant l'énergie du faisceau de particules pour que le pic de Bragg coïncide avec l'emplacement de la tumeur, on peut optimiser l'énergie déposée directement dans la tumeur tout en minimisant l'impact sur les tissus et organes sains environnants.

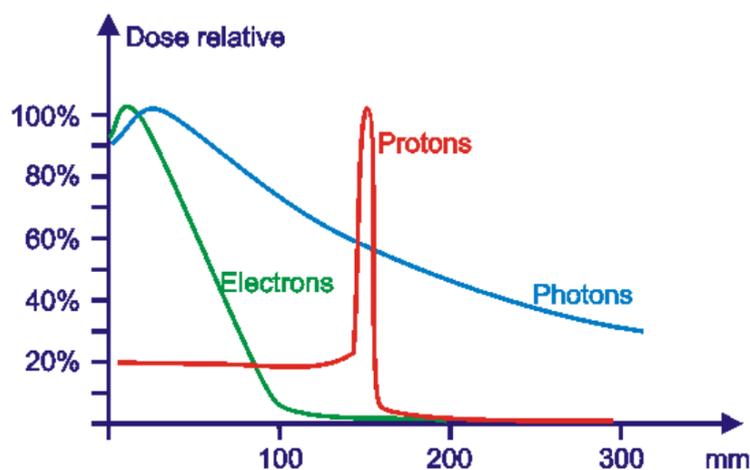


Figure I-1: Pic de Bragg représentant la diffusion de la dose en fonction de la profondeur dans les tissus

Les courbes représentent sur les doses relatives de radiation délivrées à différentes profondeurs dans un matériau par des protons, des électrons et des photons.

La courbe des protons, marquée en rouge, présente un pic prononcé, connu sous le nom de pic de Bragg, autour de 150 mm. Cela indique que la majorité de la dose est délivrée à cette profondeur spécifique avant de diminuer rapidement. Contrairement à celle des électrons et photons où montrant un dépôt majoritaire au niveau superficiel puis une diminution rapide avec l'augmentation de la profondeur. Cela signifie une moins grande précision que les protons en termes de localisation du dépôt d'énergie.

Tous les cancers ne sont pas éligibles à la protonthérapie ce traitement peut être bénéfique pour les tumeurs cérébrales, les tumeurs de l'œil, les cancers de la tête et du cou [2].

I.3.2 Accélérateur de particules conventionnelles :

Afin de produire des faisceaux de particules chargées utilisables en thérapie, on utilise des accélérateurs de particules, qui se chargeront d'accélérer des électrons, ions et protons à des vitesses extrêmement élevées. On distingue plusieurs types d'accélérateurs de particules, classés accélérateurs linéaires et circulaires.[3]

Accélérateur de particules	Type	Longueur/Taille	Énergie (Max)
Grand collisionneur de hadrons (LHC)	Synchrotron	27 km	14 TeV
Le Tevatron	Synchrotron	6,3 km	1 TeV
Centre d'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC)	Linac	3 km	50 GeV

Tableau a: type des accélérateurs avec son taille et énergie

En général, pour obtenir des collisions à des énergies plus élevées, les accélérateurs doivent être de plus grande taille, car cela permet d'accélérer les particules sur de plus longues distances avant la collision. Cela souligne le défi technique et financier de la construction de ces grands équipements, ce qui nécessite des alternatives à ces accélérateurs traditionnels.

C'est sur cela qu'est basée notre étude. Les accélérateurs laser-plasma, qui sont encore en phase de recherche, peuvent être une bonne alternative à ces derniers.

I.4 Accélérateurs laser plasma (LPA) :

L'avènement des accélérateurs laser-plasma marque une ère nouvelle dans le domaine de la physique des particules et ouvre des horizons prometteurs pour le traitement du cancer. Ces dispositifs exploitent les propriétés uniques du plasma, un état de la matière composé d'électrons libres et d'ions, pour générer des champs électriques d'une intensité sans précédent. Cette technologie révolutionnaire permet d'accélérer des particules à des vitesses relativistes sur des distances extrêmement courtes, offrant ainsi une alternative compacte et potentielles plus économique aux accélérateurs traditionnels.

Nous continuons toujours à réfléchir à cette nouvelle technologie en raison de ses capacités, qui en font une alternative aux accélérateurs conventionnels qui présentent des contraintes majeures telles que leur taille (pouvant atteindre des kilomètres) et leur coût élevé.

I.4.1 Faisceaux de protons générés par un LPA :

Les faisceaux de protons générés par laser sont très énergétiques possèdent des caractéristiques uniques : ils sont brefs (de l'ordre de la picoseconde), bien collimatés et présentent une émission laminaire. Aussi ces faisceaux de protons sont influencés par plusieurs paramètres, notamment les caractéristiques du laser, la géométrie de la cible et les électrons du plasma en expansion. [4]

I.4.2 Principe de l'accélérateur laser-plasma :

L'accélération des électrons dans l'interaction laser-plasma a été observée depuis les années 1970, au premier temps était considéré comme un effet néfaste, dans le contexte de la fusion inertielle, où les électrons suprathermiques préchauffent la cible. Mais il est rapidement apparu que ces électrons pouvaient être bénéfiques comme transfert de l'énergie des électrons aux ions rapides (principalement des protons), Dans les expériences récentes utilisant des impulsions ultra-intense (dépassant les $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$) et des cibles minces (à l'ordre de micromètre), les ions sont principalement accélérés dans la direction avant, en provenance de la face arrière de la cible.

L'énergie des électrons peut être transmise aux ions de deux manières principales. Premièrement, les ions situés à la surface de la cible peuvent être poussés et accélérés par la séparation de charge qui se forme à cette surface, avant d'être davantage accélérés à travers la cible par une onde de choc se déplaçant dans le plasma. Deuxièmement, les atomes à l'arrière de la cible peuvent être ionisés et accélérés en raison de la séparation de charge générée par les électrons qui s'échappent dans le vide. Le champ électrique du laser perturbe la densité électronique, créant des champs adaptés à l'accélération d'électrons et d'ions lourds. Ce processus, notamment utilisé dans l'accélération de protons qui ouvrent des perspectives prometteuses pour diverses applications Comme le domaine médecine (Protonthérapie, Imagerie médicale) et la médecine nucléaire (préparation des radioisotopes).[5]

Les mécanismes d'accélération des ions dépendent à la fois des paramètres de l'impulsion laser et de la cible. Ils peuvent varier en fonction des conditions d'interaction laser-cible. Actuellement, plusieurs mécanismes d'accélération des ions sont connus et ont fait l'objet d'études approfondies. Ils incluent : le TNSA (Target Normal Sheath Acceleration), le SLPA (Skin-Layer Ponderomotive Acceleration), le RPA (Radiation Pressure Acceleration), le BOA (Laser Break-Out Afterburner), le CESA (Collisionless Electrostatic Shock Acceleration), l'ISWA (Ion Solitary Wave Acceleration) et le régime CEA (Coulomb Explosion Acceleration). [6]

Pour cette recherche, nous nous intéressons au mécanisme TNSA en raison de sa simplicité et de sa large gamme d'énergies.

I.4.3 Mécanisme d'accélération TNSA :

L'interaction d'une impulsion laser intense (jusqu'à 10^{22} w/cm²) avec un plasma préformé et une cible solide micrométrique sous-jacente génère des électrons chauds avec un spectre d'énergie lié à l'intensité du laser. Ces électrons pénètrent dans la cible avec un angle θ et s'échappent dans le vide derrière la cible. Seule une petite fraction des électrons peut s'échapper avant que la cible ne soit suffisamment chargée pour retenir même les électrons avec des énergies en MeV. Ces électrons sont alors confinés électrostatiquement à la cible, circulant en aller-retour à travers celle-ci, créant un champ de séparation de charge. À la surface arrière, les champs électriques induits peuvent ioniser les atomes et accélérer rapidement les ions normaux. Les trajectoires ioniques dépendent de l'orientation locale de la surface arrière et des champs électriques générés par la distribution de densité d'électrons. Les

ions, accélérés par des champs électriques quasi-statiques, forment un faisceau de haute qualité en partant d'une surface solide froide.[5]

Pour accélérer spécifiquement des protons, on utilise un aimant pour générer un champ magnétique qui attire les électrons de la face arrière, permettant ainsi de créer un faisceau de protons.

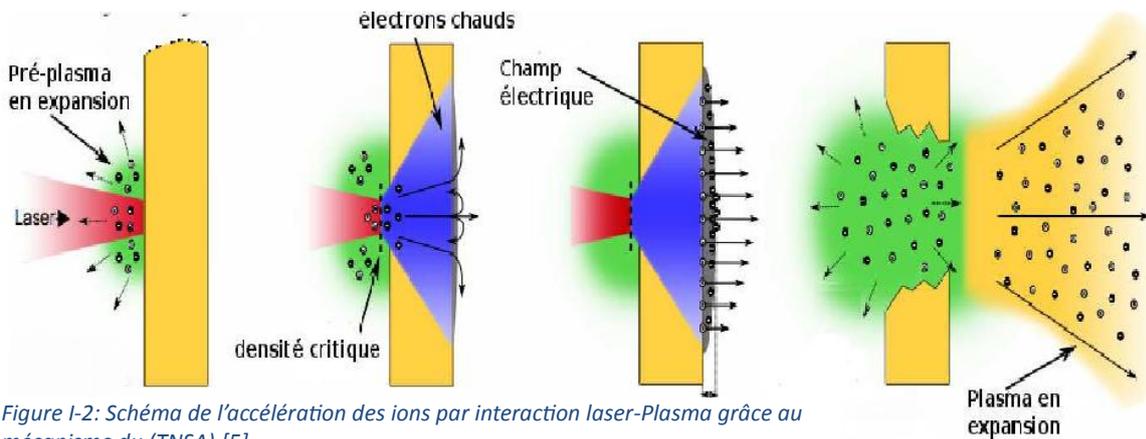


Figure I-2: Schéma de l'accélération des ions par interaction laser-Plasma grâce au mécanisme du (TNSA).[5]

I.4.4 Les impulsions laser CPA :

Avec l'invention des laser CPA par Donna Strickland et Gérard Mourou à l'Université de Rochester en 1985 les scientifiques atteignent à amplifier les impulsions de laser à fin d'augmenter la gamme énergétique de faisceaux générés.[7]

La technique CPA consiste à transporter ce qui se fait dans le domaine spatial à le domaine temporel pour gérer la dimension des faisceaux laser et éviter les dommages dans les amplificateurs, son processus se fait dans 3 étapes distinctes : **étirement temporel, Amplification et finalement la Compression.**

Étirement temporel : Une impulsion laser ultracourte est allongée temporellement de plusieurs ordres de grandeur. Cela réduit sa puissance crête, mais c'est essentiel pour éviter les dommages aux optiques lors de l'amplification.

Amplification : L'impulsion étirée est ensuite amplifiée de manière efficace dans un milieu laser. Cette étape permet d'atteindre des niveaux d'intensité très élevés.

Compression : Après l'amplification, l'impulsion est ramenée à une durée proche de celle d'origine. Cela se fait en comprimant l'impulsion dans le temps. Une fois toutes les fréquences amplifiées, l'impulsion est recombinaée, lui restituant ainsi la puissance totale de chacune des fréquences.

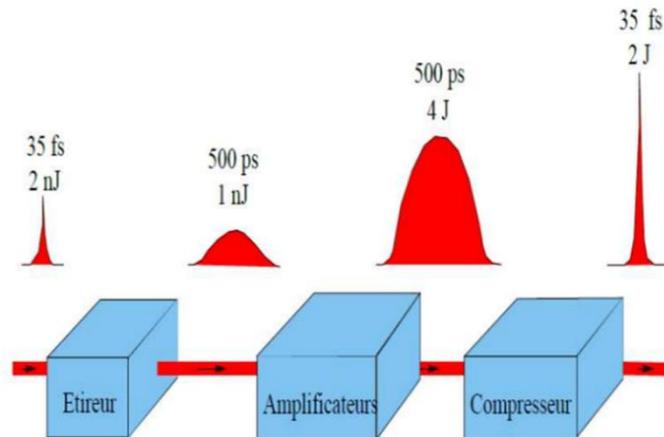


Figure I-3: Principe d'amplification CPA[3]

I.5 Diagnostic :

L'imagerie médicale joue un rôle crucial dans le domaine de la médecine. Elle est utilisée pour diagnostiquer, surveiller et traiter diverses affections et maladies. Cette discipline permet de produire des images du corps humain en utilisant différentes techniques. Grâce à ces images, les médecins et les professionnels de la santé peuvent visualiser l'intérieur du corps sans avoir recours à une intervention chirurgicale.

Avant une séance de protonthérapie, il est courant que le patient subisse un examen d'imagerie pour déterminer avec précision les contours de la tumeur et des organes environnants. Les méthodes d'imagerie les plus fréquemment utilisées en protonthérapie sont la radiographie, l'échographie, le scanner à rayons x et l'angiographie.

I.5.1 L'imagerie protonique :

L'étude de la radiographie par protons comme méthode de diagnostic remonte aux années 70 et 80. Toutefois, en raison de son coût inférieur, la radiographie par rayons X a supplanté cette technologie et s'est imposée comme le principal outil de détection du cancer dans les

établissements de santé. Néanmoins, l'intérêt pour les protons et les ions en général s'est accru dans le domaine de la radiothérapie grâce à leur capacité à délivrer des doses précises. Bien que leur adoption soit progressive, les centres spécialisés dans la radiothérapie par protons et ions carbone se développent, répondant au besoin d'exploiter pleinement les propriétés dosimétriques des ions. [8]

Les études récentes indiquent que la radiographie par protons est particulièrement intéressante pour ses capacités d'imagerie. Même si elle a une résolution spatiale moindre comparée à la radiographie par rayons X, sa résolution de densité est supérieure, ce qui est crucial pour identifier précisément les contours des tumeurs et suivre les cibles mobiles.[9]

I.5.2 Principe de l'imagerie par proton :

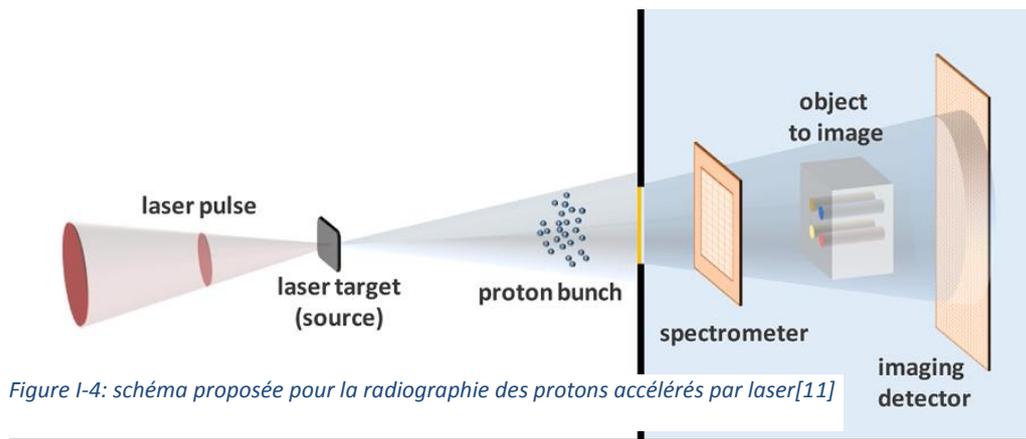
Dans le processus de radiographie par protons, on mesure l'affaiblissement des protons qui traversent un matériau en dirigeant le faisceau sortant vers un détecteur grâce à des aimants quadripolaires. Lors de leur passage à travers la matière, les protons sont influencés principalement par trois phénomènes dus aux interactions nucléaires et électromagnétiques : l'absorption, la dispersion de Coulomb et la perte d'énergie. Premièrement, l'interaction des protons avec les noyaux atomiques entraîne leur absorption, quantifiable par une loi exponentielle. Deuxièmement, ils subissent une légère déviation de leur trajectoire due à la dispersion de Coulomb multiple (MCS), ce qui brouille l'image radiographique en raison de la dispersion angulaire et affecte l'atténuation globale si un collimateur est utilisé pour limiter l'angle de MCS. Troisièmement, les protons perdent de l'énergie en interagissant avec les électrons, un phénomène décrit par la théorie de Bethe-Bloch, ce qui induit un flou supplémentaire dans l'image à cause des aberrations chromatiques des lentilles magnétiques.[10]

I.5.3 Radiographie par faisceaux de protons générés avec un LPA :

Dans le domaine de l'imagerie protonique, on utilise souvent un faisceau de particules mono-énergétique pour mesurer l'épaisseur d'un objet en termes d'équivalent en eau. Cette mesure se fait grâce à une courbe d'étalonnage qui relie l'intensité détectée à l'épaisseur de l'eau. Toutefois, cette méthode standard ne convient pas pour les faisceaux de protons produits par des lasers, car leur énergie peut varier d'un tir à l'autre. Pour obtenir des images précises, il

est essentiel de mesurer le spectre d'énergie de chaque faisceau individuellement et d'ajuster la courbe d'étalonnage en conséquence. De plus, il faut tenir compte de la divergence des particules, et pour cela, l'utilisation d'un spectromètre (voir figure I-4) positionnel en amont de l'objet à imager est recommandée pour ne pas altérer le faisceau de protons.[11]

Conclusion :



Ce premier chapitre a posé les bases théoriques de l'interaction laser-plasma, un domaine de recherche prometteur qui ouvre la voie à des avancées significatives en protonthérapie et imagerie protonique. Nous avons exploré le mécanisme TNSA par lequel un faisceau laser intense peut interagir avec un plasma pour générer des ondes de plasma capables d'accélérer des particules à des énergies élevées. Cette compréhension fondamentale est cruciale pour le développement de techniques de protonthérapie plus efficaces, permettant une lutte ciblée contre le cancer avec une précision accrue et moins d'effets secondaires.

L'imagerie protonique se distingue par sa haute définition dans la visualisation des tissus biologiques, marquant un progrès significatif pour le diagnostic et la gestion des thérapies contre le cancer. Au cœur de cette technologie se trouve l'interaction laser-plasma, essentielle pour générer les faisceaux de protons requis pour cette technique d'imagerie.

En résumé, l'interaction laser-plasma est une pierre angulaire des avancées technologiques qui transforment la médecine actuelle. L'éventail des applications potentielles de ces innovations est large, promettant des traitements plus ciblés et moins agressifs pour les patients cancéreux et ouvrant des horizons nouveaux dans la recherche en physique des plasmas et médicale.

Chapitre II :

Résultats des simulations

numériques

Partie A :

*Modélisation de l'accélération en
présence de la compétition des
deux phénomènes de la relativité
et de la suprathérmalité*

II.1 Introduction

De nouvelles techniques d'accélération de particules chargées tels que les protons, utilisant des technologies avancées, peuvent aider à améliorer les caractéristiques importantes des faisceaux de protons accélérés, telles que l'énergie obtenue et les spectres d'énergie. On parle spécialement des faisceaux de protons accélérés par laser.

Nous avons parlé dans le premier chapitre du mécanisme d'accélération TNSA, qui est considéré comme le plus efficace pour l'accélération des faisceaux de protons, où ces protons gagnent de l'énergie le long de la direction normale à la cible solide grâce au champ électrique de séparation de charges mis en place par les électrons énergétiques.

Le transport des électrons est un aspect essentiel de l'interaction laser-plasma. Lorsque le laser interagit fortement avec les électrons libres du pré-plasma, il génère un faisceau d'électrons énergétiques dans le plasma. Ces électrons sont alors chauffés, atteignant des vitesses relativistes, c'est-à-dire proches de la vitesse de la lumière.

L'objectif de cette partie est d'étudier l'effet de ces électrons chauds (relativistes) sur le faisceau de proton accéléré en termes de : l'énergie max des protons accélérés, le nombre des protons, ainsi que de la divergence des électrons, dans le cas des électrons dits maxwelliens et dans le cas des électrons suprathermiques, et ainsi voir la possibilité de les utiliser en proton thérapie pour traiter les tumeurs.

II.2 Expansion relativiste du plasma avec distribution de Maxwell-Jüttner

La distribution de Maxwell-Jüttner permet de modéliser de manière précise la distribution des vitesses des électrons et des ions, cette distribution est une généralisation de la distribution de Maxwell pour les particules relativistes dans un plasma, et cette description théorique est importante pour comprendre le comportement des plasmas. [12]

II.2.1 Equations de base du Modèle :

Lorsqu'un laser (ultra-intense avec une durée ultra-courte) ultra-puissant et bref interagit avec la face avant d'une cible solide épaisse de plusieurs micromètres, il génère des électrons

chauds relativistes à l'avant et à l'arrière en quelques femtosecondes. Ces électrons, se propageant dans la direction du laser, traversent et chauffent la cible, provoquant son ionisation ainsi que celle de sa face arrière. Au cours de ce processus, le faisceau d'électrons interagit avec la matière de la cible sur une épaisseur à plusieurs dizaines de micromètres, percutant les ions et les électrons présents, tout en étant influencé par un puissant champ électrique de séparation de charges. Suite à ces interactions, le faisceau d'électrons se thermalise et atteint un état d'équilibre quasi-stable après une durée prolongée de centaines de femtosecondes à plusieurs picosecondes. Enfin, on peut supposer que les électrons chauds relativistes à l'arrière de la cible adoptent une distribution de Maxwell-Jüttner relativiste locale unidimensionnelle pendant une période prolongée en régime auto-similaire. [12]

II.2.1.1 Fonction de distribution :

$$F_{e,\infty}(x, p_e) = \frac{1}{2m_e c K_1(\theta^{-2})} \exp\left[-\frac{\gamma_e^{-1}\psi}{\theta^2}\right] \quad [12]$$

$$\theta^2 = \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \quad \psi = \frac{e\Phi}{m_e c^2} \quad \text{C'est le potentiel électrique}$$

Avec k_B , K_1 , T_e , m_e , c , e , x , p_e , et γ sont respectivement la constant de Boltzmann, la fonction de MacDonald du premier ordre, la température des électrons, la masse des électrons, la vitesse de la lumière, la charge, la position des électrons, l'impulsion électronique et le facteur relativiste.

II.2.1.2 La densité électronique :

La densité électronique peut être obtenue en intégrant la fonction de distribution relativiste de Maxwell-Jüttner sur l'espace des impulsions.

Par conséquent on obtient :

$$n_e = \exp(\psi/\theta^2) \quad [12]$$

La densité n et la vitesse v des ions sont décrites par les équations fluides, de continuité et de mouvements, donnés comme suit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

[12]

$$\frac{\partial \gamma v}{\partial t} + v \frac{\partial \gamma v}{\partial x} = -\mu \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2)$$

II.2.1.3 Hypothèse de quasi-neutralité :

Un plasma est un état de la matière dans lequel les atomes ou les molécules sont partiellement ou totalement ionisés. Les phénomènes d'ionisation et de recombinaison sont en équilibre pour maintenir le plasma globalement neutre en charge. Cependant, si la neutralité de charge est rompue, un champ électrique très intense se crée localement, ce qui permet au plasma de revenir à un état stable. En d'autres termes, le plasma est un état de la matière où les particules chargées coexistent et interagissent de manière dynamique.

Si la longueur locale spécifique de la densité des ions dépasse la longueur de Debye λ_D des plasmas en expansion, il est effectivement logique de supposer la quasi-neutralité du plasma. Ainsi, nous pouvons formuler l'équation suivante :

$$n_e = n_i$$

Cette hypothèse libère les équations décrivant l'écoulement de toute dépendance vis-à-vis d'une quelconque longueur caractéristique du plasma. De cette manière, le plasma reste quasi-neutre pendant l'expansion. [13]

II.2.1.4 Solution analytique auto-semblable de l'expansion des plasmas :

La théorie auto-semblable permet de bien décrire l'expansion du plasma lorsque celui-ci s'approche de la quasi-neutralité, c'est-à-dire après un long temps d'expansion. En utilisant un modèle mathématique qui décrit l'expansion du plasma comme un fluide isotherme (à température constante) et auto-similaire (qui garde la même forme au cours du temps), on peut comprendre et prédire le comportement du plasma dans cette phase tardive de son expansion. L'étude de l'expansion des plasmas créés par laser nécessite la résolution d'équations hydrodynamiques fortement non-linéaires, généralement possible uniquement via des simulations numériques. Ces équations décrivent l'expansion de plasmas unidimensionnels dans le vide et admettent des solutions auto-semblables, c'est-à-dire invariantes par changement d'échelle. La méthode mathématique pour trouver ces solutions consiste à introduire une nouvelle variable ξ combinant les variables d'espace et de temps,

transformant ainsi les équations aux dérivées partielles en équations différentielles ordinaires. Le choix de la transformation n'est pas unique et peut être guidé par des considérations physiques. La théorie des groupes de transformations permet de déduire les variables auto-semblables et d'étudier le comportement auto-semblable de ces équations. [13]

Les variables x et t vont apparaître uniquement sous la forme du rapport $\xi = x/t$. [12]

Où x est la position et t est le temps.

Depuis :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\xi}$$

Les équations fluides décrivant la dynamique du plasma peuvent se simplifier.

Le système d'équation deviendra alors :

$$\begin{cases} (v - \xi) \frac{dn}{nd\xi} + \frac{dv}{d\xi} = 0 \\ (v - \xi) \frac{d\gamma v}{d\xi} + \mu \frac{d\psi}{d\xi} = 0 \end{cases}$$

L'équation (1) deviendra alors :

$$(v - \xi) \frac{dn}{d\xi n} = -\frac{dv}{d\xi} \quad (3)$$

Tant dis que l'équation (2) devient :

$$(v - \xi) \frac{d\gamma v}{d\xi} + \mu \frac{d\psi}{d\xi} = 0 \quad (4)$$

Le système d'équations formées par les équations (3) et (4) admet une solution si le déterminant de ses coefficients est égal à 0.

On trouve :

$$v - \xi = \theta \sqrt{\mu} \gamma^{-3/2} \quad (5)$$

La solution analytique correspondant à une expansion :

$$v = \xi + \theta\sqrt{\mu}\gamma^{-3/2} \quad (6)$$

En dérivant (6) par rapport à ξ on trouve :

$$\frac{dv}{d\xi} = \frac{1}{1 + \theta\sqrt{\mu}\frac{3v}{2}\gamma^{1/2}} \quad (7)$$

On injecte maintenant l'équation (7) à (3 et 4), nous obtenons un système d'équations différentielles de la densité des ions n et du potentiel électrique ψ en fonction de la variable self-similaire ξ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{d\xi} = -\frac{n}{\theta\sqrt{\mu}\gamma^{-3/2} + \mu\theta^2 \cdot 3v\gamma^{-1}} \\ \frac{d\psi}{d\xi} = -\theta\sqrt{\mu}\gamma^{-3/2} \left(\frac{1}{1 + \theta\sqrt{\mu}\frac{3v}{2}\gamma^{1/2}} \right) \end{array} \right. \quad (8)$$

$$(9)$$

Ce système d'équation ainsi que l'équation (7) seront discrétisés sous un logiciel de calculs, la solution ne sera pas analytique mais purement numérique utilisant la méthode numérique de Runge-Kutta.

Pour étudier cette dynamique, et pour comprendre le mécanisme physique, des figures de densités ioniques et des vitesses ioniques normalisées, ainsi que du potentiel électrique, ont été tracés en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différentes valeurs la relativité des électrons énergétiques.

II.2.2 L'influence de la relativité des électrons énergétiques θ sur l'expansion

La figure II-1 montre que pour une distribution Maxwellienne relativiste, la densité du plasma décroît d'une façon monotone durant l'expansion, nous avons observé que lorsque la relativité des électrons énergétiques θ augmente la densité est plus importante par rapport à des valeurs plus petites. En examinant les valeurs de ξ_{lim} pour chaque énergie

$$\xi_{lim} (\theta^2=300) : 7.93 \quad \xi_{lim} (\theta^2=400) : 8.83 \quad \xi_{lim} (\theta^2=500) : 10 \quad \xi_{lim} (\theta^2=600) : 15$$

Nous pouvons déduire que dans le cas où la relativité des électrons énergétiques θ est plus basse, l'expansion est rapide par rapport au cas où la relativité des électrons énergétiques θ est

plus élevée, la valeur de ξ_{lim} représentant la fin de l'expansion du plasma, correspond à la position du front de l'expansion où le formalisme auto-semblable n'est plus applicable c'est-à-dire où la quasi neutralité de charge du plasma n'est plus vérifiée.

Nous remarquons dans la figure II-2, une augmentation de la vitesse durant l'expansion que la vitesse diminue en augmentant la relativité des électrons énergétiques θ . Cependant, en calculant l'accélération, nous observons que pour $\theta^2=300$, elle est de 2.31 m/s^2 , et pour $\theta^2=400$, l'accélération est de 2.43 m/s^2 , et pour $\theta^2=500$ elle atteint 2.5 m/s^2 . Donc, l'accélération s'accroît avec la relativité des électrons énergétiques θ .

Cela indique que l'expansion s'effectue plus rapidement et que les ions sont plus accélérés en fonction de la variable auto-semblable durant l'expansion dans le cas où la relativité des électrons énergétiques θ est importante.

Nous observons dans la figure II-3, l'augmentation du potentiel et nous remarquons également que pour une valeur de ξ , les valeurs du potentiel sont importantes lorsque la relativité des électrons énergétiques θ augmente. Il existe donc une relation entre le potentiel et la relativité des électrons énergétiques θ : quand la relativité augmente, le champ accélérateur augmente.

Ont conclu que le champ accélérateur et l'accélération augmente avec la relativité des électrons énergétiques θ , de même pour le nombre des protons accélérées, il est important aussi avec l'augmentation de l'énergie des électrons relativiste.

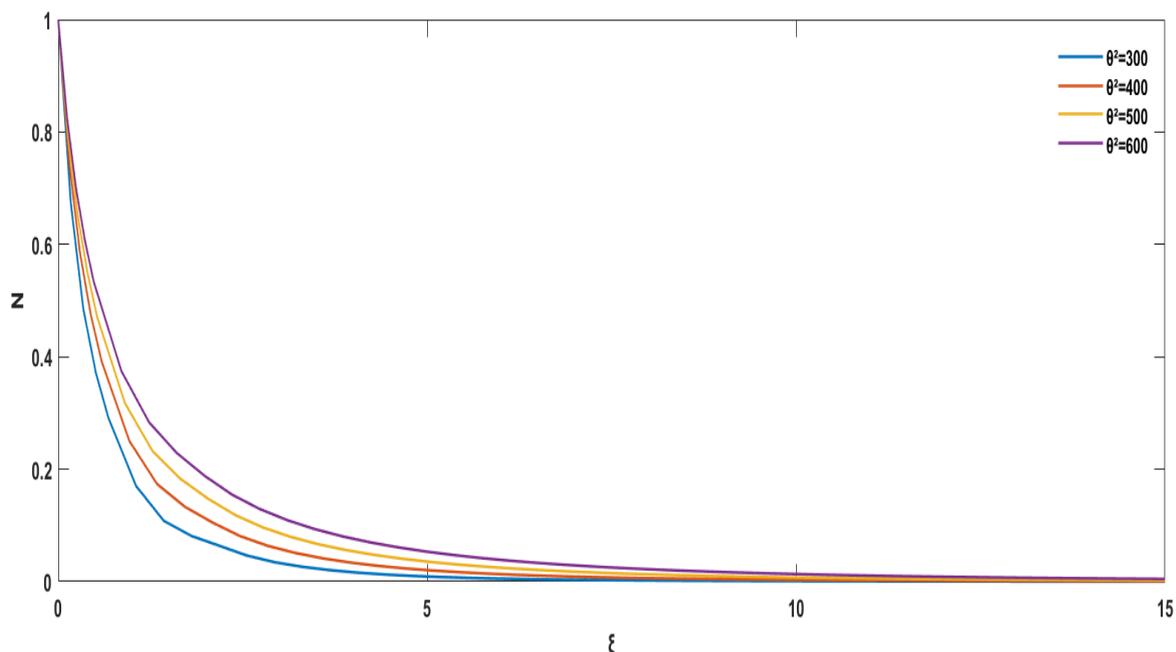


Figure II-1: la variation de la densité des électrons en fonction de la variable auto-semblable pour différentes valeurs d'énergie des électrons relativiste θ^2

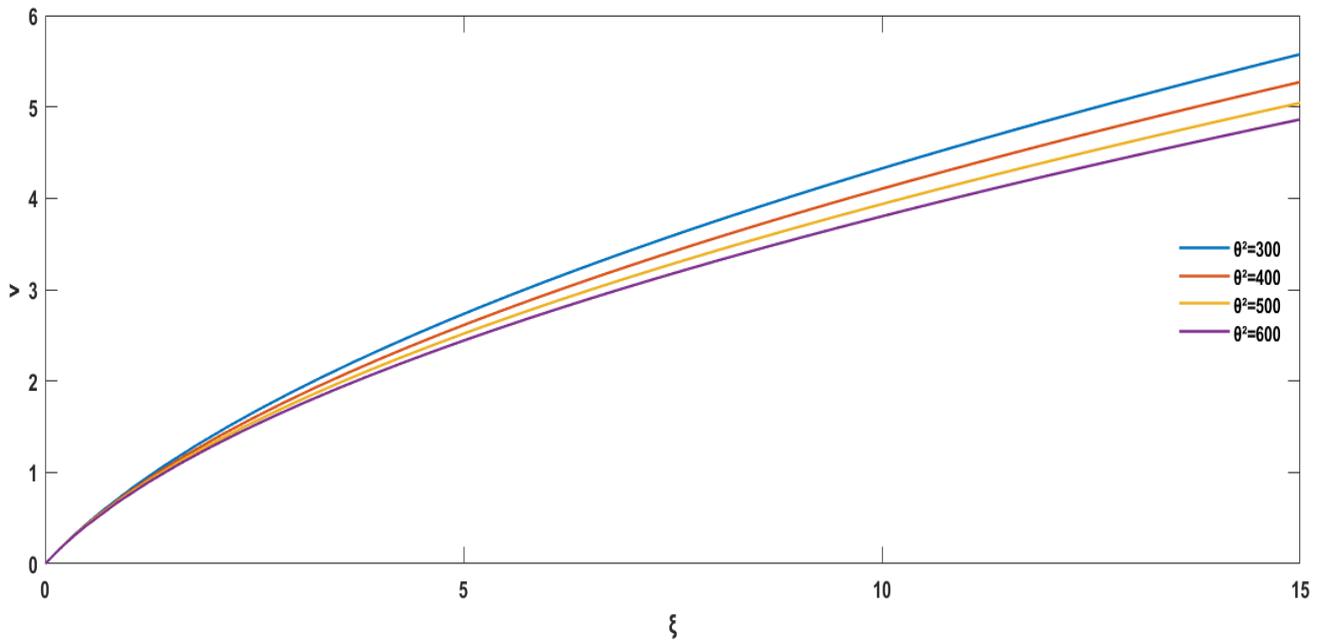


Figure II.2 : la variation de la vitesse en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différentes valeurs d'énergie des électrons relativiste θ^2

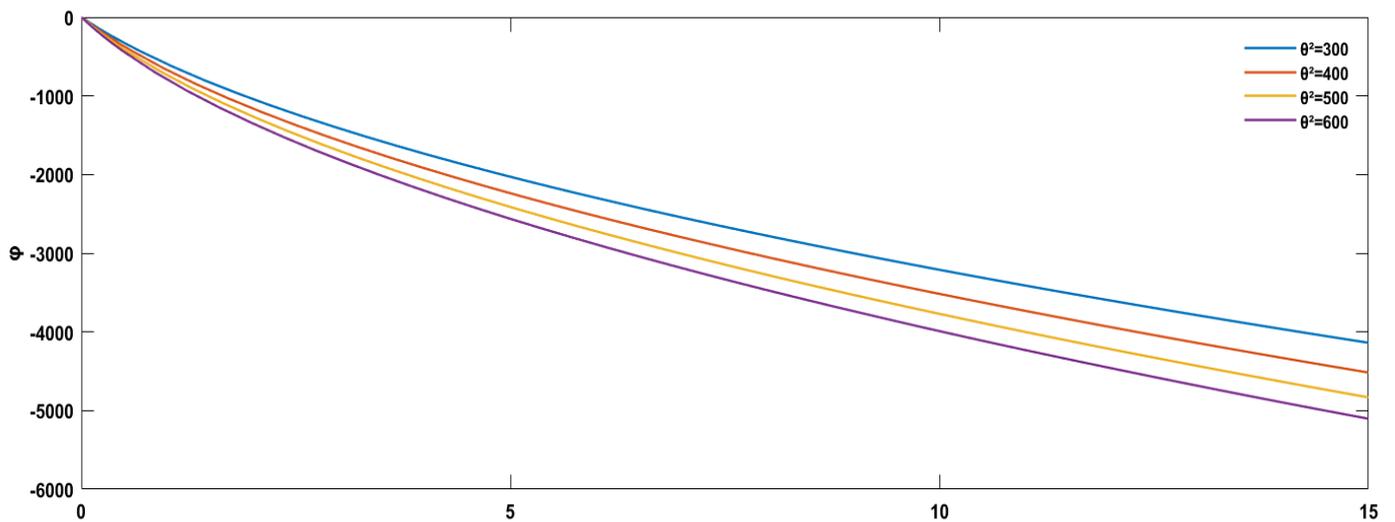


Figure II-3: la variation de potentielle en fonction de la variable auto-semblable ξ pour différents valeur d'énergie des électrons relativiste θ^2

II.3 Cas des électrons suprathermiques (kappa) :

Dans de nombreux plasmas naturels et de laboratoire, les électrons libres ne suivent pas une distribution d'énergie de Maxwell caractérisée par une température cinétique $k_b T_e$. On observe plutôt des déviations par rapport à la distribution de Maxwell, notamment au niveau de la

queue haute énergie. Dans le cas maxwellien, la distribution correspond à une gaussienne classique, tandis que la distribution kappa est non-maxwellienne et présente une décroissance en loi de puissance pour les particules plus énergétiques. [15]

Cela est dû à la présence d'une population d'électrons énergétiques qui se comportent de manière relativiste. (Avec un paramètre kappa), qui ne suivent pas une distribution maxwellienne.

II.3.1 Définition du modèle :

Dans notre modèle le plasma, correspond à un plasma créé avec une forte intensité laser CPA $I_L \approx 10^{21}$ W/cm². Le choix des paramètres TNSA utilisés étant dans l'objectif de rapprocher la réalité expérimentale, soit (d'après la littérature) pour $I_L \geq 10^{18}$ W/cm² les électrons du plasma peuvent être relativistes et non thermiques. Donc les électrons acquièrent une énergie cinétique importante et l'objectif de notre étude est de montrer l'influence de ces électrons (les électrons relativistes) sur l'accélération dans le plasma.

II.3.2 La fonction de distribution kappa relativiste :

Afin de modéliser les particules énergétiques dans les plasmas, de manière physiquement réaliste, nous utilisons une nouvelle fonction de distribution Kappa comme suit :

$$f_{kl}(p) = C_{kl} \left[1 + \frac{\sqrt{1+p^2-1}}{k\theta^2} \right]^{-k} \quad (1) \quad [14]$$

Où p est la quantité de mouvement totale d'une particule normalisée par mc , et C_{kl} est le coefficient normalisé de la fonction de distribution

Pour avoir C_{kl} , il suffit de normaliser l'équation (1) comme suit:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_{kl} dp = 1$$

On trouve alors C_{kl}

$$C_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\frac{2\sqrt{\pi}\delta(k)}{\delta(k+\frac{1}{2})} \left(\left(\frac{1}{k-1} \right) {}_1F_1 \left(k, \frac{3}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2} \right) + F \left(k + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2} \right) \right)} \right)$$

Par intégration de la fonction de distribution par rapport « p » on trouve la densité électronique spatiale est donnée par :

$$n_e = \left(\frac{k\theta^2 - \psi}{k\theta^2} \right)^{-k} \left(\frac{{}_1/(k-1) {}_1F_1 \left(k, \frac{3}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right) + {}_2F_1 \left(k, \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right)}{{}_1/(k-1) {}_1F_1 \left(k, \frac{3}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2} \right) + {}_2F_1 \left(k, \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, 1 - \frac{2}{k\theta^2} \right)} \right) \quad (2)$$

Où ψ est le potentiel électrique normalisé

${}_2F_1$ Est la fonction hypergéométrique gaussienne, θ^2 l'énergie des électrons relativiste, et κ l'indice kappa.

Le modèle est régi par l'équation de continuité et l'équation de mouvement :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 & (3) \\ \frac{\partial \gamma v}{\partial t} + v \frac{\partial \gamma v}{\partial x} = -\mu \frac{\partial \psi}{\partial x} & (4) \end{cases}$$

Avec l'hypothèse de quasi-neutralité le plasma reste quasi-neutre pendant l'expansion.

$$n_e = n_i$$

Et avec solution analytique auto-semblable de l'expansion des plasmas les équations (3) et (4) deviennent respectivement (5) et (6) :

$$\begin{cases} (v - \xi) \frac{dn}{d\xi} = -\frac{dv}{d\xi} & (5) \\ (v - \xi) \frac{d\gamma v}{d\xi} + \mu \frac{d\psi}{d\xi} = 0 & (6) \end{cases}$$

Ainsi en dérivant l'équation (1) par rapport à ψ :

$$\frac{\partial ne}{\partial \varphi} = \left(\frac{k\theta^2 - \psi}{k\theta^2} \right)^{-k} \left(\frac{3k {}_1F_2 \left(\left(\frac{5}{2}, k+1 \right), \left(k+\frac{3}{2} \right), 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right)}{(k-1) \left(k+\frac{1}{2} \right) (k\theta^2 - \psi)^2} - \frac{k {}_1F_2 \left(\left(\frac{3}{2}, k+1 \right), \left(k+\frac{3}{2} \right), 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right)}{\left(k+\frac{1}{2} \right) (k\theta^2 - \psi)^2} + \frac{kne}{(k\theta^2 - \psi)} \right) \quad (7)$$

On sait que :

$$\frac{dne}{d\xi} = \frac{\partial ne}{\partial \psi} \frac{d\psi}{d\xi}$$

Donc :

$$\frac{dne}{d\xi} = \left(\frac{k\theta^2 - \psi}{k\theta^2} \right)^{-k} \left(\frac{3k {}_1F_2 \left(\left(\frac{5}{2}, k+1 \right), \left(k+\frac{3}{2} \right), 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right)}{(k-1) \left(k+\frac{1}{2} \right) (k\theta^2 - \psi)^2} - \frac{k {}_1F_2 \left(\left(\frac{3}{2}, k+1 \right), \left(k+\frac{3}{2} \right), 1 - \frac{2}{k\theta^2 - \psi} \right)}{\left(k+\frac{1}{2} \right) (k\theta^2 - \psi)^2} + \frac{kne}{(k\theta^2 - \psi)} \right) \frac{d\psi}{d\xi}$$

Pour faciliter le calcul on suppose que $\frac{\partial ne}{\partial \psi} = A$

$$\frac{dne}{d\xi} = A \frac{d\psi}{d\xi} \quad (8)$$

On injecte l'équation (8) dans (5), on aura :

L'équation devient :

$$\frac{(v-\xi)A}{n} \times \frac{d\psi}{d\xi} = - \frac{dv}{d\xi} \quad (9)$$

Le système d'équations formé par les équations (6) et (9) admet une solution si le déterminant de ses coefficients est égal à 0.

On trouve pour le déterminant

$$v - \xi = \sqrt{\frac{\mu n}{A\gamma^3}}$$

Alors

$$v = \sqrt{\frac{\mu n}{A\gamma^3}} + \xi \quad (10)$$

En dérivant (10) :

$$dv = d \left(\sqrt{\frac{\mu n}{A\gamma^3}} \right) + d\xi$$

La dérivée de v étant longue, donc on posera que le dérivé de $\mu n = F$

Et le dérivé de $A\gamma^3 = H$ avec $H = dA\gamma^3 + d\gamma^3 A$ pour faciliter la rédaction

$$d\left(\sqrt{\frac{\mu n}{A\gamma^3}}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\mu n}{A\gamma^3}\right)\left(\frac{F \times A\gamma^3 - H \times \mu n}{(A\gamma)^6}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

On obtient la formule finale de $\frac{dv}{d\xi}$

$$\frac{dv}{d\xi} = \frac{1}{1 - \left(\frac{1}{2}\left(\frac{\mu n}{A\gamma^3}\right)\left(\frac{F \times A\gamma^3 - H \times \mu n}{(A\gamma)^6}\right)^{-\frac{1}{2}}\right)} \quad (11)$$

Maintenant on injecte l'équation (11) dans l'équation (7)

$$\frac{(v-\xi)\gamma^3}{1 - \left(\frac{1}{2}\left(\frac{\mu n}{A\gamma^3}\right)\left(\frac{F \times A\gamma^3 - H \times \mu n}{(A\gamma)^6}\right)^{-\frac{1}{2}}\right)} + \mu \frac{d\psi}{d\xi} = 0$$

Donc

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \frac{(v-\xi)\gamma^3}{\mu \left(1 - \left(\frac{\mu n}{2A\gamma^3}\right)\left(\frac{F \times A\gamma^3 - H \times \mu n}{(A\gamma)^6}\right)^{-\frac{1}{2}}\right)} \quad (12)$$

II.4 Résultats et discussions :

Nous avons varié le paramètre de suprathérmalité κ et le paramètre relativiste des électrons énergétiques θ . Dans le but d'optimiser ces deux phénomènes et d'observer l'effet de chacun de ces paramètres en compétition sur l'énergie.

II.4.1 Effet de la suprathérmalité (κ) et la relativité des électrons énergétiques θ sur l'énergie des protons :

Pour comprendre l'influence de la suprathérmalité κ et la relativité des électrons énergétiques θ , nous étudions la variation de l'énergie en fonction de ξ pour différentes valeurs de θ et de κ dans la figure II-4(a-f). Nous remarquons qu'il y a une augmentation de l'énergie au cours de l'accélération pour les six cas de la figure, on constate deux parties. Dans

la première partie, il n'y a pas d'influence, cette partie correspond à la création du plasma, le début de l'expansion proche de la cible où il y a des collisions, avant le front. Pour la deuxième partie, il y a une influence, cette partie se situe dans le front. Nous aboutissons à 3 observations distinctes :

- Nous observons que, quel que soit le degré de relativité (faiblement à fortement relativiste) représenté par les différentes valeurs de θ , les énergies sont plus élevées lorsqu'il y a une forte proportion d'électrons suprathermiques. Par exemple, pour $\kappa=2$, la suprathermalité est importante, tandis qu'elle est faible pour $\kappa=6$. Les valeurs maximales d'énergie sont plus hautes pour $\kappa=2$ que pour $\kappa=6$, pour toutes les valeurs. Et pour un θ fortement relativiste ($\theta=10$) : E_{max} est de 281,92 MeV pour $\kappa=2$ par contre 229,92 MeV pour $\kappa=6$.

Ceci montre qu'on peut contrôler les énergies obtenues en fonction de kappa ainsi que de θ , ce qui nous permettra d'avoir des énergies suffisantes pour traiter plusieurs tumeurs qu'elles aient besoin d'une énergie moindre de 60MeV ou de grandes énergies allant à 250MeV.

- Concernant le taux d'accélération, nous remarquons que lorsque θ augmente, ξ augmente, en sachant que $\xi =x/t$, et que pour augmenter ξ , il faudrait diminuer 't'. Ainsi, dans le cas où ξ augmente, le taux d'accélération diminue.
- En conclusion, lorsque θ est élevé, ou lorsque la relativité est forte, le taux d'accélération diminue. Donc, pour augmenter le taux d'accélération, il faut diminuer θ .
- Nous remarquons que les valeurs de l'énergie sont élevées dans le cas où la relativité et la suprathermalité sont importantes. Quand $\kappa =2$ et $\theta=10$ la valeur d'énergie est jusqu'à 281.74 MeV.
- Pour conclure, il y a une compétition entre la suprathermalité et la relativité pour améliorer la gamme énergétique.

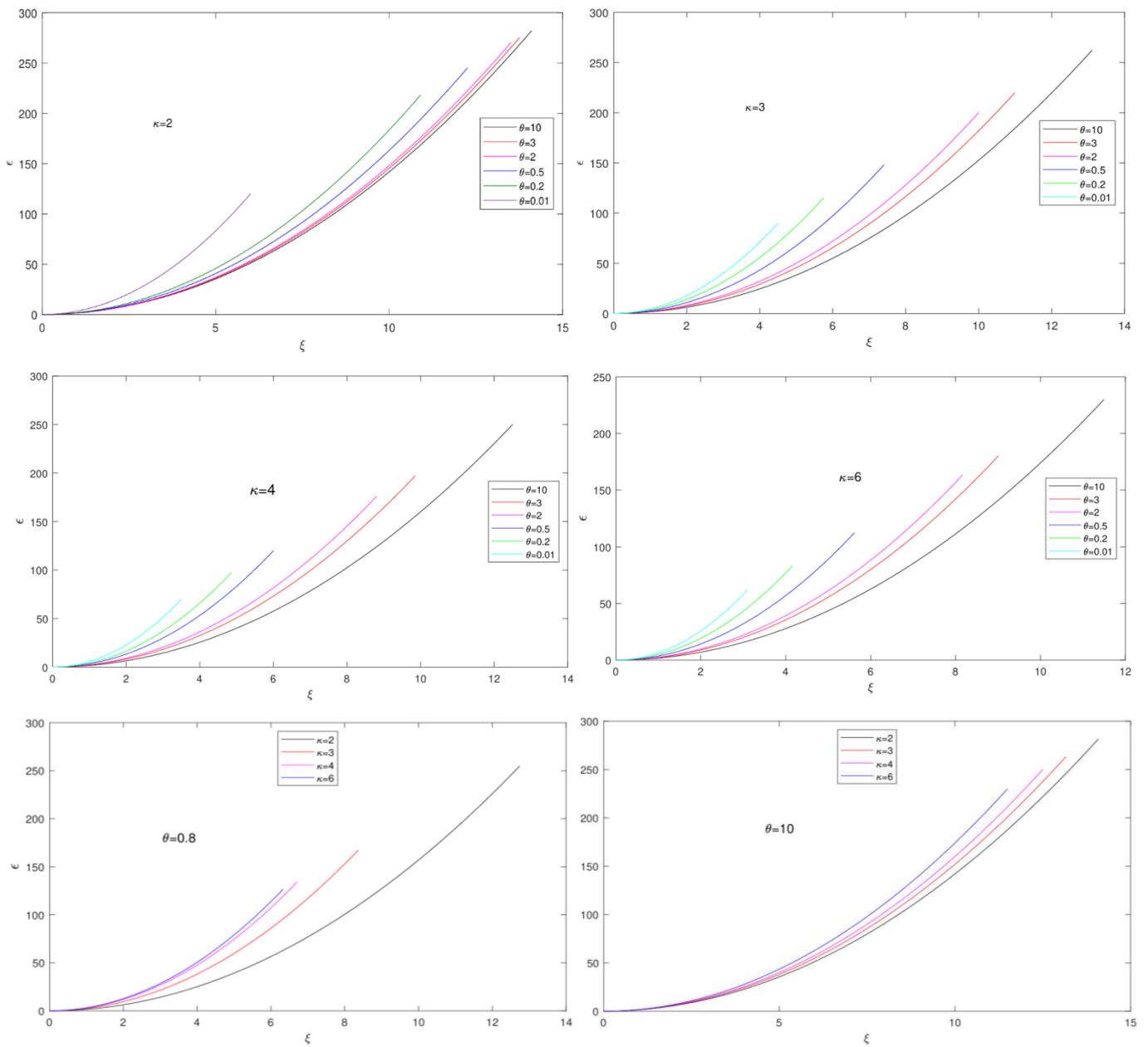


Figure II.4 (a-f): Evolution spatio-temporelle de l'énergie des faisceaux des protons accélérés en fonction de ξ tout en variant les paramètres θ et κ

II.4.2 Effet de la relativité des électrons énergétiques θ sur l'énergie maximale des protons accélérés :

La figure II-5 montre les profils de l'énergie maximale des protons en fonctions de la relativité des électrons énergétiques θ pour différentes valeurs de kappa, nous observons que les profils de l'énergie maximale augmentent exponentiellement entre $\theta=0$ et 6, puis on remarque l'apparition d'un plateau en énergie, pour $\kappa=2$, à $\theta=4$, pour $\kappa=2, 3$ et 4 dans la figure en commençant respectivement par $\theta=4, 6$ et 8 pour chaque profil

Pour le cas de $\kappa=6$ le profil d'énergie augmente exponentiellement tout au long de l'intervalle de θ étudié. Il s'agit d'un résultat intéressant et très important. En effet, cette tendance montre que le faisceau de protons résultant pour cette gamme de θ est quasi-mono énergétique avec de hautes énergies acquises C'est-à-dire que c'est un faisceau très peu divergeant dans cette gamme (Plateau en énergie de l'ordre de 280MeV pour $\kappa=2$, dans les 245 MeV pour $\kappa=3$ et dans les 225 MeV pour le $\kappa=4$). Et le cas de kappa égal 2 montre la plus forte énergie des protons par rapport aux autres valeurs de kappa. Nous avons donc, réussi à montrer et optimiser l'effet de la relativité des électrons énergétiques θ et la suprathérmicité sur l'énergie des protons.

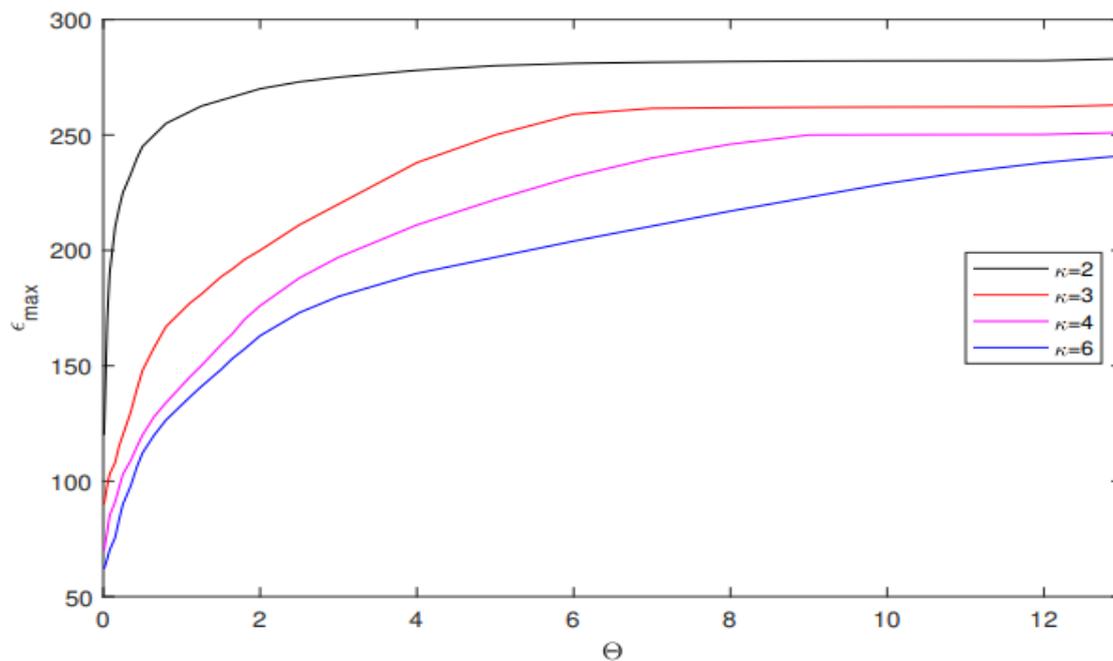


Figure II-5 : la variation de l'énergie maximale en fonction de θ pour différentes valeurs de κ

Conclusion :

Dans cette partie, nous avons présenté le modèle analytique hydrodynamique pour étudier les effets des électrons relativistes produits par interactions laser-plasma, et nous avons réalisé deux cas d'études : le cas des électrons maxwelliens et le cas des électrons suprathermiques.

La distribution maxwellienne présente des limites pour décrire les plasmas contrairement à la distribution kappa qui est mieux adaptée pour modéliser les distributions de particules énergétiques dans les plasmas car elle prend en compte deux aspects important : les effets de la relativité et les interactions entre les particules. Grâce à ces deux facteurs la distribution kappa permet une description plus précise des plasmas. [16]

Notre simulation mathématique nous a permis d'optimiser le faisceau de protons intense. Nous avons réussi à optimiser nos faisceaux en variant la relativité des électrons énergétiques θ et la suprathérmicité kappa.

Cette étude nous a permis d'atteindre des énergies entrant dans la gamme du traitement du cancer et d'améliorer la gamme énergétique jusqu'à 280 MeV, de sorte qu'une variation d'énergies puisse être utilisée pour différents cas de cancer (superficiels ou profonds). Ceci est considéré comme un grand pas pour les applications thérapeutiques prochainement.

Et l'étude d'optimisation de l'énergie au front des faisceaux des protons accélérés, dans la phase qui suit nous se focalisant au calcul du nombre des protons en fonction des deux paramètres κ et θ régissant la compétition des deux phénomènes étudiés. Ceci dans l'objectif de les utilisés comme inputs dans la recherche des SOBPs équivalents par simulation MC-Géant4, ces résultats seront utilisés comme des données d'entrée dans la simulation par Geant4, afin d'étudier l'évolution de la distribution de dose, comme exposé dans la dernière partie de ce manuscrit.

Partie B :

***Calcul des SOBPs Vs relativité &
suprathermalité :***

Simulation MC-Geant4

III.1 Introduction :

Après une étude d'optimisation des faisceaux de protons accélérés en fonction des paramètres du laser et de la cible, en tenant compte de la compétition entre les phénomènes de suprathérmicité et de relativité des électrons énergétiques en régime TNSA, nous avons obtenu des faisceaux de protons dans une gamme d'énergie allant de 60 à 280 MeV.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la recherche du SOBP (Spread-Out Bragg Peak) dans cette gamme d'énergie optimisée des faisceaux accélérés. Nous étudions particulièrement le cas des tumeurs cérébrales afin d'appliquer et de valider notre simulation MC-Geant4.

III.2 Pic de Bragg étalé SOBP :

Des pics de Bragg seules ne sont pas assez larges pour couvrir la plupart des volumes de traitement. Le faisceau de protons incident forme un SOBP en pénétrant séquentiellement des absorbeurs d'épaisseur variable. Chaque absorbeur contribue à une courbe de pic de Bragg individuelle à l'ensemble du SOBP. Un ensemble de pics seuls est délivré avec une profondeur décroissante et une dose réduite jusqu'à ce que la modulation souhaitée soit atteinte. Enfin l'ensemble de ses pics de Bragg appelé SOBP (Spread Out Bragg Peak).[17]

III.3 Simulation :

Le but visé dans cette partie est l'estimation des doses délivrées en protonthérapie par des protons générés par laser en régime TNSA, pour des effets thérapeutiques et diagnostiques, tout en améliorant la distribution spatiale des doses dans le volume de la tumeur et en protégeant les tissus sains environnants en minimiser la dose pour ces dernières. Cette étape est réalisée par une simulation Monte-Carlo utilisant le code Geant4, en cherchant le pic de Bragg étalé lors de pénétration dans le corps humain.

III.4 Geant4 :

Geant4 est un logiciel de simulation son nom est l'abréviation de « GEometry And Tracking ». Est un ensemble de classes écrit en C++, qui permet de simuler le passage de

particules dans la matière grâce à un calcul Monte Carlo. Qui soutient des domaines allant de la physique des particules à la simulation de l'espace, et s'est élargie pour inclure la physique médicale et biologique, comme les interactions entre les radiations et l'ADN. Geant4 peuvent modéliser des phénomènes sur un spectre énergétique allant de eV au PeV (10^{15} eV), Il nous offre aussi une flexibilité de définir des géométries et des matériaux, de suivre les particules avec une physique précise, de visualiser les interactions et d'obtenir des données simulées. [18]

III.5 Simulation de la protonthérapie par Geant4 :

III.5.1 Cas d'un cube d'eau :

Dans notre exemple nous avons créé un " World " de la simulation du protonthérapie constitué d'air de $1 \times 1 \times 1 \text{ m}^3$ À l'intérieur de ce monde, nous avons placé un cube d'eau plus petit de $25 \times 25 \times 25 \text{ cm}^3$. Ensuite nous avons défini la position du faisceau par rapport au monde et le type de particule que nous souhaitons simuler.

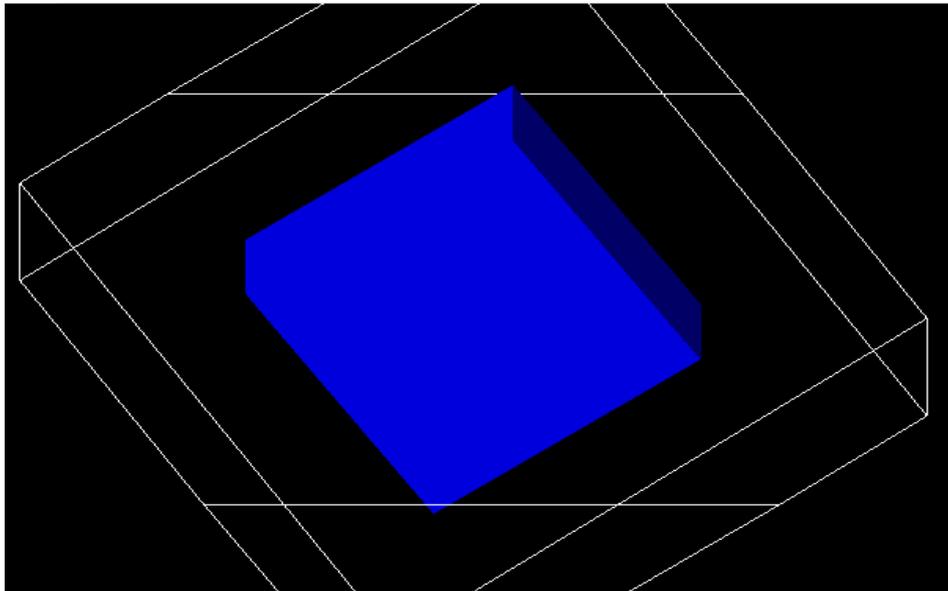


Figure III-1: Géométrie cubique par Geant4 d'un fantôme d'eau

III.5.2 Validation de la simulation : cas d'une tumeur cérébrale :

Pour assurer que notre simulation est juste, nous devons valider notre code. Pour cela, nous avons suivi la référence [19]. Nous avons simulé les interactions des protons avec un fantôme

de tête d'un rayon de 8.4 cm, situé dans world de dimensions (40x30x30 cm³), Pour un nombre de 200 particules de protons à l'énergie de 108.8 MeV. (Pour des paramètres de TNSA, $I_L = 1.21 \cdot 10^{20}$ $\tau_L = 0.51$ s, $d = 50 \mu\text{m}$ $r = 9 \mu\text{m}$).

Nos résultats sont illustrés dans les figures III-2 et figure III-3, qui montrent respectivement l'interaction des protons avec la matière et le pic de Bragg obtenus.

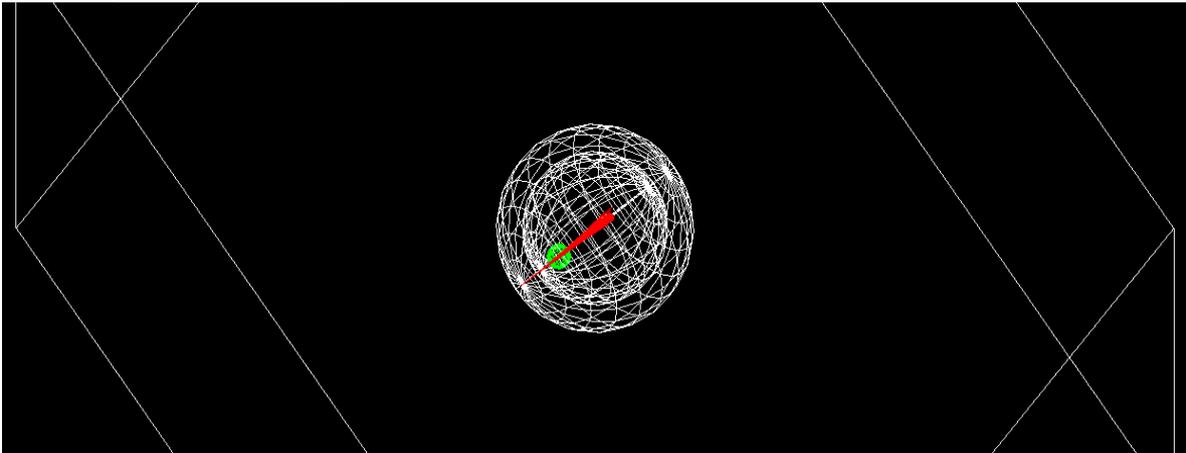


Figure III-2: Illustration graphique par le code Geant4 de l'interaction des protons avec le tête fantôme

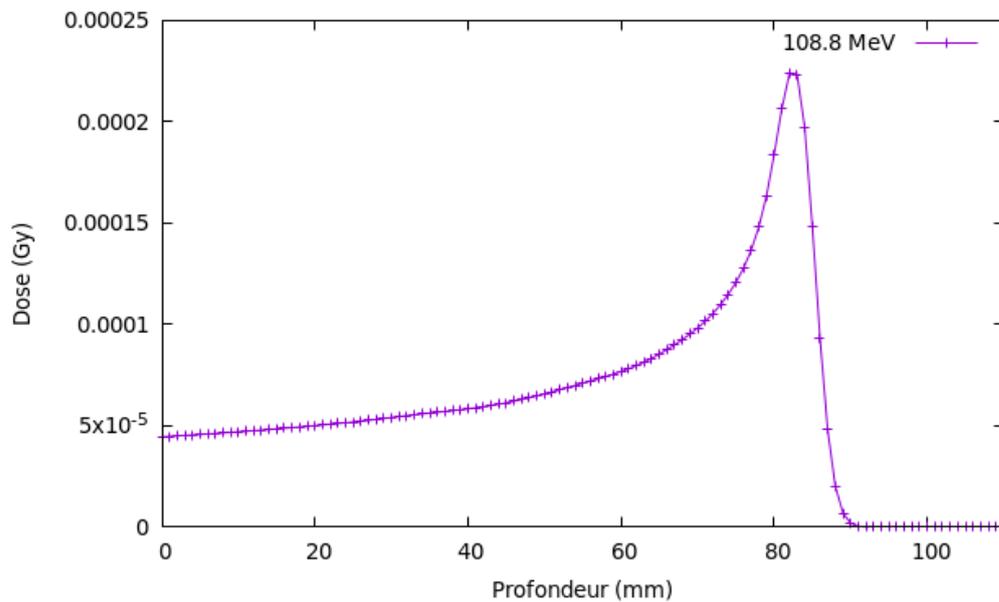


Figure III-3: Distribution de la dose en fonction de la profondeur pour l'énergie 108.8 MeV pour $I_L = 1.21 \cdot 10^{20}$ $\tau_L = 0.51$ s, $d = 50 \mu\text{m}$ $r = 9 \mu\text{m}$

En comparons les résultats obtenus par rapport à ceux mentionnés dans la référence (figure III-4), nous pouvons affirmer que le code est fiable.

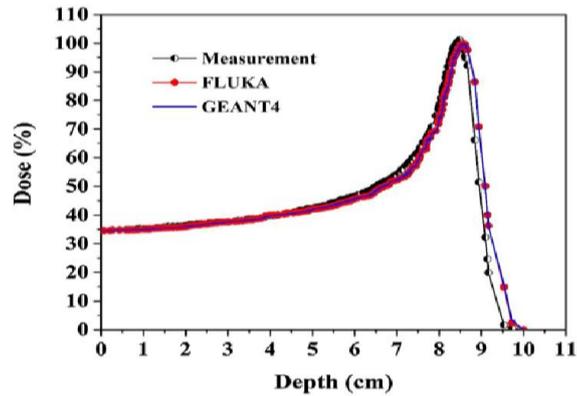


Figure III-4: Distribution de la dose en fonction de la profondeur pour l'énergie 108.8 MeV [19]

III.6 Résultats et discussions :

III.6.1 Pour le cube d'eau :

a. Etude de la distribution de dose en fonction de la relativité des électrons énergétiques θ :

L'étude a été réalisée dans un premier temps pour le cube d'eau, où le paramètre κ est constant et la valeur de θ varie de 0.01 à 10.

Les valeurs de l'énergie (E) et le nombre de protons (N) obtenus par la simulation numérique avec le code Matlab élaboré sont présentés dans les tableaux suivants :

Le tableau B-1 illustre les données en sortie du modèle TNSA dans le cas où une proportion

θ	E(MeV)	$N \cdot 10^{12}$
0.2	218.61	0.517
0.5	245.44	0.311
2	270.31	0.120
3	275.91	0.077
10	281.74	0.032

TableauB-1 : Outputs du modèle TNSA pour $k=2$ et $\theta = [0.2 - 10]$.

importante des électrons énergétiques et suprathermiques est égale à 80% , elle est présente pour $\kappa=2$. Ces données sont utilisées comme inputs pour les calculs Géant4 du SOBP, présentés à la figure III-5. Le plasma électronique est supposé varie du régime faiblement relativiste pour $\theta=0.2$ au régime fortement relativiste pour $\theta=10$. Cette situation correspond à une gamme d'intensité laser CPA, $I_L \approx 10^{18}$ à 10^{21} W/cm².

θ	E(MeV)	N. 10^{12}
0.01	62.02	1.722
0.2	83.17	1.560
0.5	112.38	1.335
2	163.29	0.943
3	180.21	0.813
10	229.92	0.430

TableauB-2 : Outputs du modèle TNSA pour $k=6$ et $\theta = [0.01 - 10]$.

De même pour le tableau B-2, il correspond aux calculs Géant4 des deux SOBPs montrés sur la figure III-6. Il illustre le cas $\kappa=6$ avec 40% des électrons du pré-plasma considérés énergétiques et suprathermiques.

Les valeurs de l'énergie et le nombre de particules sont saisies comme inputs dans le Geant4. Cependant, après avoir confirmé la conservation du comportement global des profils de distribution de dose par une série de simulations de tests, Nous avons simulé pour un nombre de particules de l'ordre de 10^3 au lieu de 10^{12} en raison des contraintes en temps et en moyens de calculs.

Les figures III-5 et III-6 montrent l'étude de la distribution dose en fonction de la profondeur de pénétration en (mm) dans un cube d'eau. On observe des variations dans les pics de distribution de dose ainsi que dans la profondeur de pénétration. Plus précisément, l'augmentation de l'énergie est associée à l'augmentation de θ donc plus de pénétration aux profondeurs, tandis que le nombre de particules qui présent une corrélation directe avec la dose, il augmente lorsque le θ est faible.

La variation du paramètre θ nous offre une large gamme des protons énergétiques, ce que nous pouvons l'exploiter pour le traitement de tumeurs profondes ou superficielles.

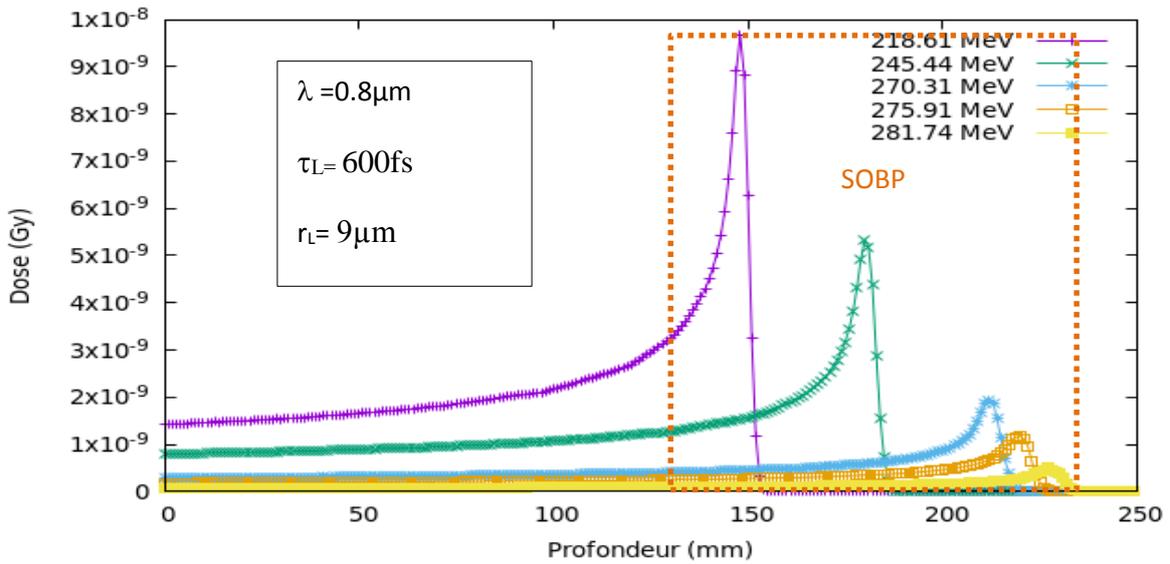


Figure III-5: distribution de dose en fonction de profondeur pour la gamme énergétique de 218.61 MeV à 281.74 MeV

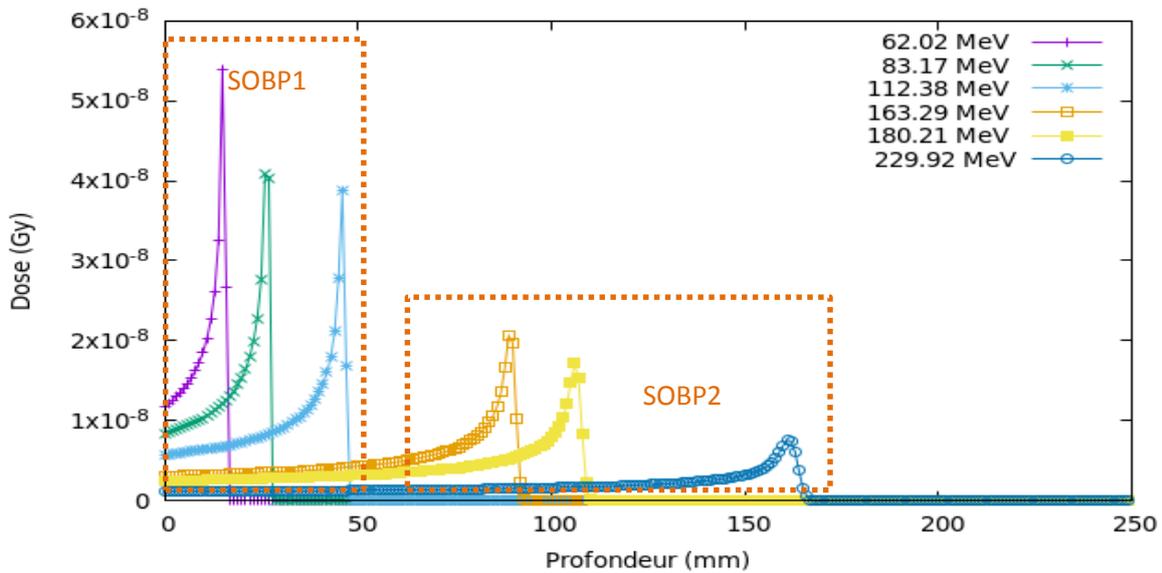


Figure III-6 : distribution de dose en fonction de profondeur pour la gamme énergétique de 62.02 MeV à 229.92 MeV

Figure III-6 : Les SOBP 1 et 2 correspondent respectivement aux tumeurs de petit et grand volume, situées à faible profondeur (près de la surface) et à grande profondeur dans le fantôme cubique d'eau, calculés par GEANT4. Ils montrent les limites longitudinales des tumeurs avec les pics de Bragg correspondants et les énergies des protons (pour les inputs de la simulation, (voir tableau B-2).

b. Etude de la distribution de dose en fonction paramètre Kappa :

La deuxième étude se fait pour qu'on observe l'influence de la proportion des électrons énergétiques et suprathérmiques sur la distribution de dose (la simulation a été réalisée pour le cas d'un cube d'eau).

Les valeurs de l'énergie et le nombre de protons obtenus par la simulation numérique avec Matlab pour un κ varie de 2 à 6 et un θ constant est présentés dans les deux tableaux suivants :

κ	E	$N.10^{11}$
2	281.74	0.322
2.5	272.15	1.060
3	263.20	1.748
4	250.04	2.761
5	239.56	3.567
6	229.92	4.309

Tableau B-3: Outputs du modèle TNSA pour $\theta = 10$ et $\kappa = [2 - 6]$.

Le tableau B-3 représente les données en sortie du modèle TNSA pour le cas où une proportion importante des électrons énergétiques et un régime fortement relativiste $\theta=10$ sont utilisées comme entrées pour les calculs Géant4 du SOBP présentés à la figure III-7, Le plasma électronique est supposé varier la suprathérmicité de $\kappa=2$ jusqu'à $\kappa=6$. Cette situation correspond à une gamme d'intensité laser CPA, $I_L \approx 10^{18}$ à 10^{21} W/cm²

κ	E	$N.10^{11}$
2	254.82	2.393
2.5	212.805	5.626
3	167.39	9.120
4	134.25	11.670
5	130.31	11.973
6	126.60	12.259

Tableau B-4: Outputs du modèle TNSA pour $\theta = 0.8$ et $\kappa = [2 - 6]$.

De même pour le tableau B-4 correspond aux calculs Géant4 des deux SOBPs, montrés sur la figure III-8. Il illustre le cas faiblement relativiste $\theta=0.8$ et varier la suprathérmicité $\kappa=2$ jusqu'à $\kappa=6$ avec les électrons du pré-plasma sont énergétiques

Les figures III-7 et III-8 présente l'étude de la distribution dose en Gy en fonction de la profondeur de pénétration en (mm) dans un fantôme cubique d'eau. On remarque des variations dans les pics de distribution de dose : plus le paramètre κ est faible plus la dose

augment. Contrairement à la profondeur de pénétration qui est associé à l'énergie, elle augmente lorsque le Kappa est important.

La variation du paramètre Kappa propose une large gamme énergétique, comme le paramètre θ . Cependant, on remarque que les pics de SOBP obtenus pour la deuxième étude sont très proches, ce qui nous donne une caractéristique favorable pour le traitement.

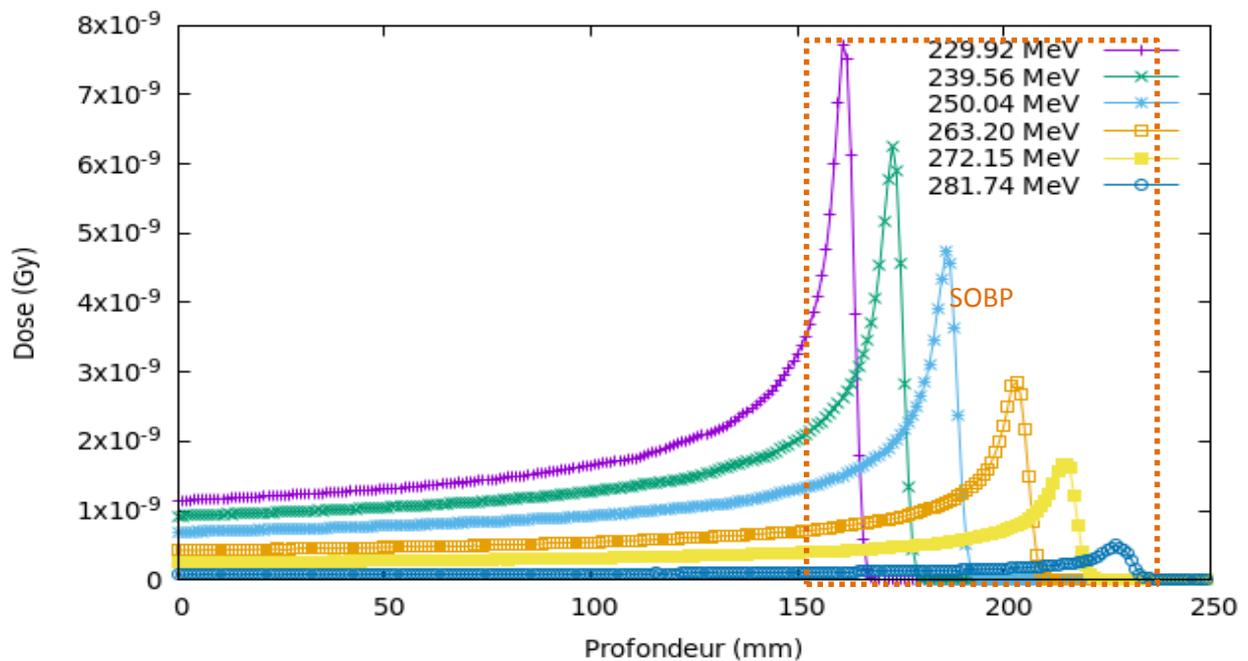


Figure III-7 : distribution de dose en fonction de profondeur pour la gamme énergétique de 229.92 MeV à 281.74 MeV

La figure III-7, montre un SOBP qui se situe en commençant par : 160 mm, jusqu'au 230 mm, il a une distance de 70mm. ce SOBP peut être dirigé pour le traitement des cancers profonds.

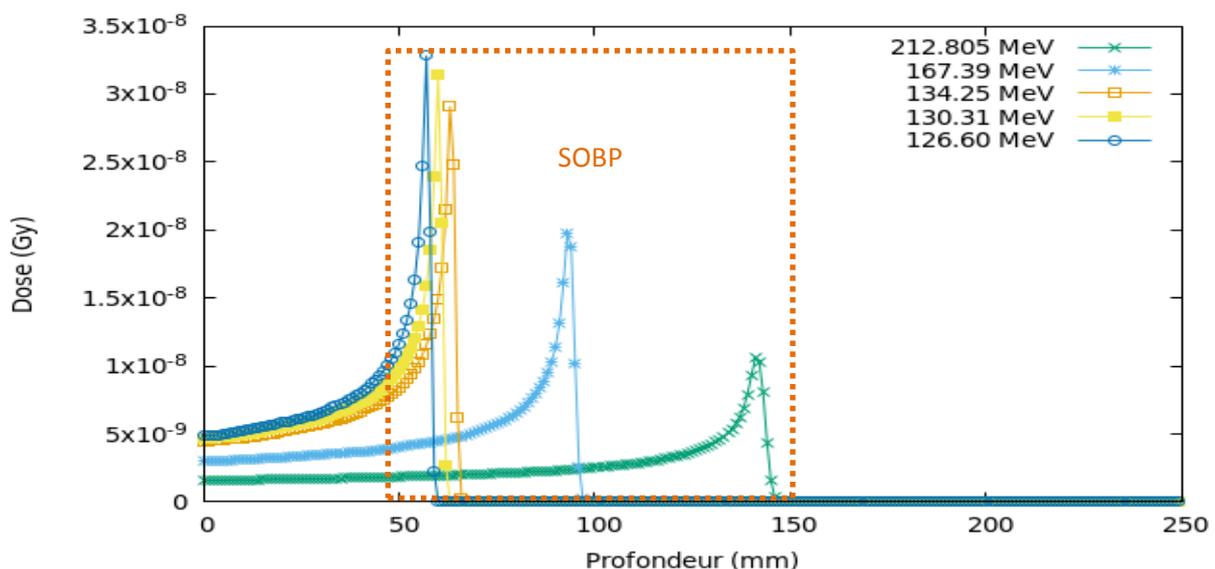


Figure III-8 : distribution de dose en fonction de profondeur pour la gamme énergétique de 126.6 MeV à 212.805 MeV

Figure III-8 : Le SOBP présenté correspond à une tumeur de petit volume à position de faible profondeur dans le fantôme calculé par GEANT4. Les outputs du modèle TNSA utilisé pour produire ce SOBP sont : $k=2.5, 3, 4, 5$, et 6 et $\theta=0.8$.

III.7 Pour le fantôme de tête :

Les énergies du faisceau de protons choisies pour cette simulation sont : 83.17 MeV, 94.3 MeV, 103.4 MeV et 112.38 MeV pour un nombre de protons 1.56×10^3 , 1.49×10^3 , 1.41×10^3 , et 1.335×10^3 respectivement.

La figure III-9, présente la distribution de dose en fonction de la profondeur. Il convient de noter que nous pouvons obtenir des énergies capables de former un pic de Bragg étalé (SOBP) à la position de la tumeur, comme indiqué dans la référence [19].

Le SOBP présenté correspond à une tumeur cérébrale de petit volume positionnée à une profondeur de 8.5 cm. Le SOBP est obtenu selon les paramètres du modèle TNSA pour $k = 6$, ainsi que pour $\theta = 0.2, 0.3, 0.4$ et 0.6 .

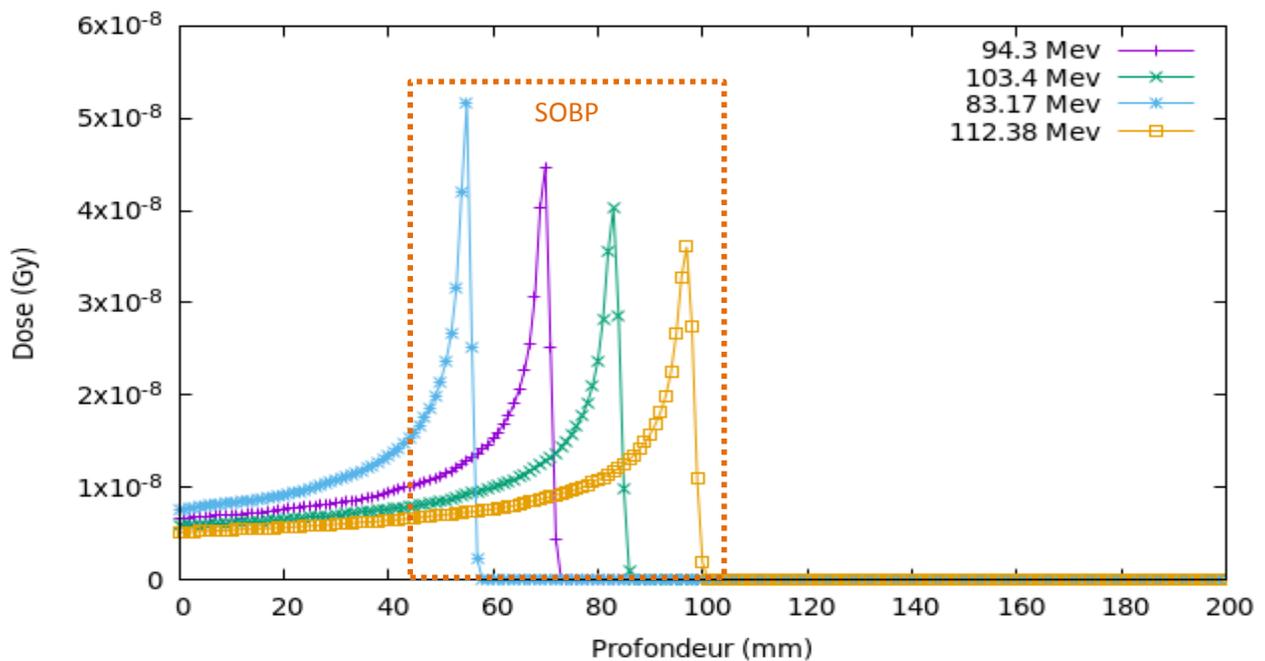


Figure III-9 : distribution de dose en fonction de profondeur pour la gamme énergétique de 94.3 MeV à 112.38 MeV pour le cas d'une tumeur cérébrale

III.8 Radiographie par protons :

La radiographie par des protons accélérés à l'aide de lasers ultra-intenses peut être réalisée, selon les recherches, à des énergies d'environ 60 MeV [20]. De plus, grâce à notre étude analytique de l'expansion du plasma dans la partie « A » de deuxième chapitre, nous avons été capables de générer des faisceaux de protons d'environ 60 MeV.

Conclusion :

Dans cette partie « B », nous avons exploré la simulation de l'interaction des protons dans un cube d'eau avec Geant4. Où nous avons étudiés l'influence de deux paramètres « vitesse des électrons relativistes et Kappa », sur l'énergie et le nombre de particule de proton, pour obtenir donc la profondeur de pénétration et la dose absorbé.

Ensuite, nous avons fait également une simulation de l'interaction protons-fantôme de tête, toujours avec Geant4. Où nous avons constaté que nous avons atteint des énergies qui sont capable de former un SOBP pour une tumeur cérébrale.

De plus, notre étude nous a permis d'obtenir des énergies dans la gamme requise pour la réalisation de la radiographie protonique.

En conclusion, on considère que les énergies des faisceaux de protons obtenus par l'interaction d'un laser CPA avec le plasma par le mécanisme d'accélération TNSA, peut utiliser dans le traitement de cancer par protonthérapie et l'imagerie protonique.

Conclusion générale :

En conclusion, cette étude a exploré les avancées prometteuses dans le domaine de l'accélération des protons par laser, avec le régime TNSA et son application potentielle en protonthérapie et la radiographie protonique. Nous avons étudié l'interaction entre les lasers ultra-intenses et les plasmas, en soulignant le rôle très important joué par les électrons relativistes dans le processus d'accélération des protons. Nous avons également développé un modèle numérique sous Matlab qui décrit les différentes étapes de l'accélération laser-plasma.

Ces résultats, appliqués aux simulations MC-Géant4, ont permis de valider les modèles et de prouver leur applicabilité pratique. Cela ouvre des perspectives pour d'autres études et une optimisation continue en protonthérapie et en imagerie par protons.

Bibliographies:

- [1] A. Saini, M. Kumar, S. Bhatt, A. Malik, and V. Saini, cancer causes and treatments. 2020.
- [2] Nathaniel, D.S. La protonthérapie : efficacité et effets secondaires. 2023.
- [3] Electricity - Magnetism. Accélérateur de particules | Caractéristiques, Énergies & Applications. 2024.
- [4] D. Bara, L'accélération ionique dans l'expansion des plasmas produits par laser : Etude théorique et numérique, Thèse de doctorat, USTHB, 2016.
- [5] J. Badziak, Laser-driven ion acceleration: methods, challenges and prospects, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 959: 012001, 2018.
- [6] M. Roth and M. Schollmeier, Ion Acceleration-Target Normal Sheath acceleration, vol 1: Proceedings of the 2014 CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration, 2016.
- [7] Frédéric Druon, Sentis, M., Salin, F., Catherine Le Blanc, Pascal Salières, Fabien Quéré and Zeitoun, P. Générer des impulsions laser ultra-brèves de très haute intensité : la technique du CPA. Reflets de la physique, 2019.
- [8] R. Amblard, V. Floquet, G. Angellier, J.M. Hannoun-Lévi and J. Héroult. Imagerie protonique pour la protonthérapie : état de l'art. 2015.
- [9] N. Depauw, M.F. Dias, A. Rosenfeld, J.C. Seco, Ion radiography as a tool for patient set-up and image guided particle therapy: a Monte Carlo study, Technol. Cancer Res. Treat., 13(1):69-76, 2014.
- [10] S. Muraro, G. Battistoni and A.C. Kraan, Challenges in Monte Carlo Simulations as Clinical and Research Tool in Particle Therapy: A Review. Front. Phys. 8:567800, 2020.
- [11] Würfl, M., Gianoli, C., Englbrecht, F. S., Schreiber, J., & Parodi, K. A Monte Carlo feasibility study on quantitative laser-driven proton radiography. Zeitschrift Für Medizinische Physik, 2022.
- [12] Huang, Y., Wang, N., Tang, X. and Shi, Y. Relativistic plasma expansion with Maxwell-Jüttner distribution. Physics of Plasmas, 2013.

- [13] A. Diaw Étude théorique et numérique de l'expansion dans le vide d'un plasma créé par laser : cas d'une fonction de distribution des électrons bi-Maxwellienne. Physique des plasmas, thèse de doctorat. Ecole polytechnique ParisTech, 2013.
- [14] Xiao, F. Modelling energetic particles by a relativistic kappa-loss-cone distribution function in plasmas. 2006.
- [15] D. Bennaceur-Doumaz, D. Bara, E. Benkhelifa, and M.Djebli, J. Appl. Phys. 117, 2015.
- [16] Livadiotis, G. Kappa distributions: Thermodynamic origin and Generation in space plasmas. 2018.
- [17] Paganetti, H. Proton Beam Therapy. 2016.
- [18] Khodaei, A., Rashed, A.N.Z., Moradi, F., Abdul-Rashid, H.A. and Bradley, D.A. A review of the Geant4 simulation platform for applications involving optical-based sensing and dosimetry. Radiation Physics and Chemistry, 2023.
- [19] Z. Hashemi, M. Tatari, H. Naik, *et al.*, Simulation of dose distribution and secondary particle production in proton therapy of brain tumor, Reports of Practical Oncology & Radiotherapy, 25, 6, 927-933, 2020.
- [20] Cobble, J.A., Johnson, R.P., Cowan, T.E., Renard-Le Galloudec, N. and Allen, M. (2002). High resolution laser-driven proton radiography.