



Stage en laboratoire Master 1 Physique  
Laboratoire d'accueil : CELIA  
Domaine du haut carré , 43 rue Pierre Noailles  
33405 Talence Cedex  
Maitre de Stage : Emmanuel D'humères

---

---

# Modélisation de l'accélération d'électrons par laser

---

---

Hédot Romain

# Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui ont rendu ce stage possible et qui m'ont aidé durant ce laps de temps.

Je remercie tout d'abord Mr Balcou, directeur du Centre Laser Intense et Applications (CELIA) de m'avoir autorisé à effectuer mon stage au sein de ce laboratoire.

Je remercie également Mr Emmanuel d'Humières qui a accepté de me prendre en tant que stagiaire, et qui, malgré tous les événements ayant eu lieu durant cette période, aura su rester extrêmement disponible et patient devant toutes les questions posées.

Je remercie au final Armand, Jonathan, William, Guilhem, Aurore, Teddy, Sébastien et Jérôme ainsi que nombres d'autres personnes du CELIA qui ont contribué à rendre ce stage agréable. Je m'excuse aussi auprès de Mr Loïc Baucher qui aura eu fort à faire pour que je cesse enfin de lancer des simulations sur le serveur local.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Éléments théoriques</b>	<b>2</b>
I. Lasers et plasmas	2
1) Les lasers ultra intenses [2]	2
2) Description cinétique des plasmas [2] [5]	2
II. Interaction laser-plasma	3
1) Notion de densité critique et éclairement de Compton [2] [3]	3
a) Densité critique	3
b) Éclairement de Compton	4
2) Accélération des électrons	4
a) Accélération des électrons dans le vide [2]	4
b) L'accélération par sillage	4
c) Le régime de bulle [3]	5
III. Le code Particle In Cell (PIC)[2]	5
1) Présentation théorique	5
2) Mode opératoire du code PIC	6
3) Les limites du code PIC	6
<b>2 Modélisation de l'accélération des électrons</b>	<b>7</b>
I. Première approche : Modélisation 1D	7
1) Mise en évidence des notions importantes de l'accélération par laser	7
a) Comparaison polarisation plane, polarisation circulaire du laser	7
b) Étude de la notion de densité critique	7
c) Visualisation de l'onde plasma	8
2) Étude paramétrique de l'accélération	9
a) Étude à intensité laser variable	9
b) Étude à épaisseur variable	9
c) Étude à densité variable	10
d) Étude à durée d'impulsion laser variable	11
3) Tentative d'optimisation de l'accélération	11
II. Modélisation 2D	12
1) Le régime de bulle	12
2) Étude paramétrique en 2D	13
3) Étude des spectres en énergies des électrons	14
III. Étude du projet réalisé en Inde (2013)	14
1) cas 1 : pré-plasma en x uniquement.	14
2) cas 2 : pré-plasma en x et y	14
<b>Conclusion</b>	<b>15</b>
<b>A Figure simulation 1D</b>	<b>18</b>
<b>B Figure simulation 2D</b>	<b>21</b>



# Introduction

Depuis leur création dans les années 60, les lasers ont connu de grandes évolutions. Ne pouvant délivrer, au début, qu'une faible énergie ( $kW$ ) pendant un temps court (quelques  $\mu s$ ), ceux-ci ont quand même ouvert la voie à de nombreuses théories et évolutions expérimentales. Aujourd'hui, les technologies et méthodes employées (CPA,...) nous permettent d'obtenir des lasers ultra intenses qui offrent encore plus de possibilités.

Dans le même temps, l'évolution de l'étude des plasmas (gaz de particules neutres et ionisées étant globalement neutre), considéré comme le 4ème état de la matière, et ayant des propriétés physiques particulières (les ions peuvent vaincre la répulsion coulombienne et donner lieu à des réactions nucléaires, possibilité de supporter de forts gradients de champs électriques) ont permis d'ouvrir la voie à de nombreuses applications dans différents domaines.

Il est en particulier possible d'accélérer des particules d'un plasma à l'aide d'un laser ultra intense via l'interaction laser-plasma. Un tel processus permet d'obtenir des accélérations élevées pouvant être utiles dans de nombreux domaines (médecine : destruction cellule cancéreuse, physique : accélérateur de particule, ...)

Le but de ce stage est de s'intéresser à l'accélération des électrons d'un plasma à l'aide de l'interaction laser en modélisant ce phénomène. Dans un premier temps nous reviendrons sur les éléments essentiels, aussi bien pour l'accélération des électrons que pour sa modélisation.

Ensuite nous effectuerons une étude en trois étapes du phénomène : une première partie (modélisation 1D) qui nous servira à nous familiariser avec les outils utilisés et avec les processus et notions liés à l'accélération des électrons.

Dans un deuxième temps une étude plus approfondie (modélisation 2D) nous servira à observer de manière beaucoup plus réaliste et phénoménologique le processus.

Pour terminer, nous nous intéresserons à un cas particulier correspondant à un projet ayant lieu en Inde, que nous détaillerons plus tard.

*Note :* Les intensités laser mises en jeu sont de l'ordre de  $10^{18} W.cm^{-2}$ , cela implique que les électrons sont considérés comme des particules relativistes.

# Chapitre 1

## Éléments théoriques

### I. Lasers et plasmas

---

#### 1) Les lasers ultra intenses [2]

Lors de ce stage nous allons utiliser des lasers ultra-intenses (tache focale de quelques micromètre de diamètre, durée d'impulsion inférieure à  $500\text{fs}$ , éclairement crête supérieur à  $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ ). Dans notre cas, un tel laser est obtenu via la technique CPA (Chirped pulse amplification), qui se déroule en trois étapes :

- dans un premier temps le faisceau (préalablement produit par l'oscillateur) est étiré à l'aide d'un système de réseau (ou une fibre). Il en ressort  $10^3$  à  $10^4$  fois plus long.
- Ensuite l'impulsion est amplifiée  $10^{11}$  fois (dans un système de cavités dont la bande passante est identique au spectre du faisceau).
- pour finir le faisceau est comprimé afin de revenir aux dimensions du faisceau initial mais amplifié.

Ce système peut être résumé à l'aide du schéma ?? :

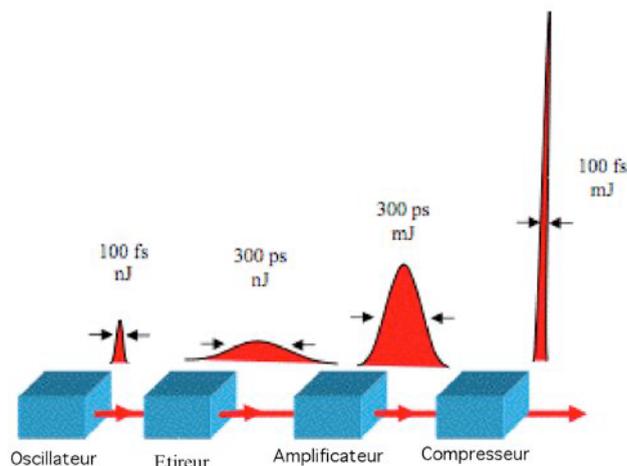


FIGURE 1.1 – Schéma du principe de fonctionnement des lasers CPA

Lors de ce stage nous utiliserons de tels lasers pour accélérer les électrons du plasma.

#### 2) Description cinétique des plasmas [2] [5]

Plutôt que de chercher à décrire le mouvement de chaque particule le constituant, cela revenant à chercher le mouvement d'un nombre de particules proches du nombre d'Avogadro, nous utiliserons plutôt une approche statistique.

En effet avec un tel nombre de particules celles ci deviennent vite indiscernables, on résonne alors en fonction de distribution. Cette fonction de distribution nous donnant la probabilité que la particule soit à la position  $\vec{r}$  avec une vitesse  $\vec{v}$

Cette fonction de distribution est issue de la densité de probabilité pour les N particules :  $D(r_1, \dots, r_N, p_1, \dots, p_N)$  dont l'évolution est donnée par l'équation de Liouville :

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\partial D}{\partial t} + \sum_1^N \frac{d\vec{r}_i}{dt} \frac{\partial D}{\partial \vec{r}_i} + \sum_1^N \frac{d\vec{p}_i}{dt} \frac{\partial D}{\partial \vec{p}_i} = 0 \quad (1.1)$$

La fonction issue d'une telle équation étant très complexe, il est préférable de la décomposer en plusieurs éléments, on aura donc une fonction de distribution composée de fonction de distribution simple ( $f_1 =$  probabilité qu'une particule se trouve à l'intérieur de  $dp_1$ ) et des fonction de distribution double. ( $f_{12}$ ) qui suivent aussi l'équation de Liouville.

Pour que cette description soit valable , il faut que le système d'équations obtenu soit fermé, notamment en faisant des hypothèses simplificatrices sur l'une des fonctions de distribution obtenues.

Dans notre cas, on considère le plasma non collisionnel et on négligera les corrélations entre particules ,ainsi seules les interactions lointaines collectives sont gardées, c'est à dire les interactions dont la portée est supérieure à la longueur de Debye ( $\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}$ ), notre relation de fermeture est alors donnée par l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + Ze(\vec{E} + \vec{E}' + \vec{v}_1 \wedge (\vec{B} + \vec{B}')) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = 0 \quad (1.2)$$

où ( $\vec{E}'$  et  $\vec{B}'$ ) sont les champs auto-consistants produits par le plasma.

## II. Interaction laser-plasma

L'interaction laser plasma est caractérisée par 2 paramètres importants : la densité critique du plasma et l'éclairement de Compton. De plus lors de telles interactions a lieu l'accélération des électrons via différents processus que nous allons détailler ici.

### 1) Notion de densité critique et éclairement de Compton [2] [3]

#### a) Densité critique

Une onde laser ne peut pénétrer dans un plasma qu'à condition que la densité électronique de celui ci n'excède pas une certaine valeur dite "densité critique".

Cette densité est donnée à partir de la relation de dispersion du plasma issue de la combinaison entre l'équation de mouvement des électrons et les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) \text{ (équation du mouvement du fluide électronique)} \\ k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{pe}^2 \text{ relation de dispersion} \\ \text{avec } \omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \end{cases} \quad (1.3)$$

qui nous donne :

$$n_c (cm^{-3}) = \frac{\epsilon_0 m_e 4\pi^2 c^2}{e^2 \lambda_0^2} = \frac{1.110^{21}}{\lambda_0^2 (\mu m^2)} \quad (1.4)$$

Si on considère maintenant une onde laser arrivant avec un angle  $\theta$  par rapport à la normale, les équations sont alors modifiées pour prendre en compte l'incidence oblique du laser, dans ces conditions l'onde pénètre dans le plasma tant que  $n < n_e$  avec :

$$n_e = n_c \cos^2 \theta \quad (1.5)$$

### b) Éclairement de Compton

Il existe de même un éclairement limite dit champ de Compton  $E_c = \frac{m_e \omega_0 c}{e}$  qui permet de normaliser l'équation de mouvement fluide.

A l'aide de ce champ limite, on détermine le paramètre  $a_0$  qui nous permet de définir l'énergie acquise pour l'électron dans deux cas distincts :

- $a_0 \left( = \frac{E}{E_c} \right) > 1$ , pour un plasma sous-dense, l'électron est relativiste,  $E > 10^{18} \text{W/cm}^2$ . Un électron de ce type soumis à une onde plane oscille selon le champ transverse de l'onde et acquiert une vitesse proche de  $c$ . Dans ces conditions l'électrons acquiert une certaine énergie.
- si  $a_0 > 1$  pour un plasma super critique met en mouvement les électrons de surfaces qui acquièrent ici aussi une certaine énergie.

### Note : Démonstration de l'expression du champ de Compton

On souhaite utiliser des paramètres normalisés dans l'équation du mouvement du fluide électronique :

$$m_\alpha \frac{dv_\alpha}{dt} = q_\alpha E \quad (1.6)$$

on utilise les paramètres normalisés suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{m_\alpha}{m_e} = \tilde{m} \\ \frac{q_\alpha}{e} = \tilde{q} \\ \frac{v_\alpha}{c} = \tilde{v} \\ \omega_0 t = \tilde{t} \end{array} \right. \quad \text{d'où on obtient : } \left\{ \begin{array}{l} \tilde{m} \frac{d\tilde{v}}{d\tilde{t}} = \tilde{q} \frac{E \times e}{m_e \omega_0 c} \\ \text{on normalise ainsi le champs E : } \tilde{E} = a_0 = \frac{E}{E_c} \end{array} \right. \quad (1.7)$$

On a donc  $E_c = \frac{m_e \omega_0 c}{e}$

## 2) Accélération des électrons

Lors de ce stage nous nous placerons à des densités inférieures à la densité critique, l'accélération des électrons sera donc une accélération dites de sillage, c'est à dire en suivant le champ électrique du faisceau laser.

### a) Accélération des électrons dans le vide [2]

Lorsque un électron est soumis à un champs laser intense (d'amplitude  $a$ ), une énergie importante de l'ordre du potentiel pondéromoteur est gagnée par l'électron dans la phase ascendante du champ avant d'être cédée à l'onde dans la phase descendante du champ.

Afin d'éviter cette limitation d'énergie transmise à l'électron, on utilise des impulsions extrêmement brèves afin que l'amplitude d'oscillation des électrons soit plus grande que le rayon de focalisation du faisceau.

Dans de telles conditions, deux types d'accélération sont possibles :

- L'électron se trouve dans la zone de focalisation avant l'arrivée du laser et il ne peut gagner de l'énergie que pendant une fraction de la période laser. Il peut alors échapper à l'influence du faisceau.
- L'électron n'est pas dans la zone de focalisation du faisceau, il est alors pré-accéléré avant l'arrivée du faisceau, puis piégé dans l'onde laser et ainsi accéléré sur une distance de plusieurs longueur d'onde.

### b) L'accélération par sillage

Il y a trois principaux types d'accélération par sillage possible :

- Le sillage auto-modulé [4] : La durée d'impulsion laser est initialement trop élevée pour la formation du régime de sillage forcé, mais le plasma va moduler et adapter le laser à l'onde plasma générée par la première impulsion. Ce phénomène a lieu pour de grandes valeurs de la durée d'impulsion laser. Il était très utilisé lorsque les lasers courts étaient peu développés. Cependant cette méthode ne permet pas d'obtenir des accélérations élevées.

- Le sillage forcé [1] : Le laser utilisé est un laser CPA extrêmement intense, le spectre en énergie des électrons sera très large, on l'accélération (très élevée) sera globale. Cette méthode permet d'atteindre des énergies très élevées (spectre en énergie des électrons large) mais sans un contrôle total du processus. On pourra le visualiser pour de grande valeur d'amplitude du champ électrique du laser.
- Le régime de bulle : c'est le régime le mieux contrôlé, il permet d'obtenir des électrons mono-énergétiques. C'est en majeure partie ce régime que nous allons utiliser, nous allons donc l'étudier un peu plus en détails.

### c) Le régime de bulle [3]

Dans ce régime (figure 1.2) les électrons sont expulsés d'une zone par le laser, on considère alors la forte concentration d'ions comme une sphère autour de laquelle les électrons gravitent. Si l'on injecte ensuite les électrons dans cette sphère, ceux-ci vont être soumis à un fort champ et vont être accélérés. Nous allons ici voir plus particulièrement en quoi consiste ce régime et ce qu'il offre comme avantage.

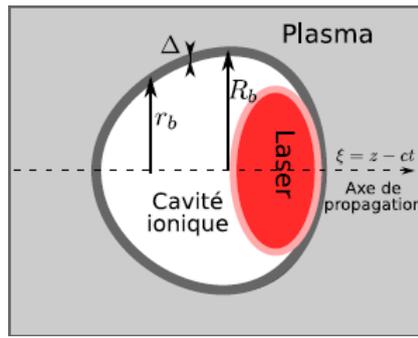


FIGURE 1.2 – Schéma du modèle de la bulle.

Ce modèle est basé sur le fait que dans ce régime de cavitation, pour des faisceaux laser suffisamment étroits, seule une fine couche d'électrons (épaisseur  $\Delta$ ) circule autour de la bulle.

Le pseudo-potential régnant à l'intérieur de la boucle ne dépendant que du rayon de la bulle, la trajectoire des électrons suit la loi suivante :

$$\frac{r_b^2}{4} \frac{d^2 r_b}{d\xi^2} + \frac{r_b}{2} \left( \frac{dr_b}{d\xi} \right)^2 + \frac{r_b}{4} \left( 1 + \frac{1 + \frac{\hat{a}}{2}}{\left( 1 + \frac{\beta r_b^2}{4} \right)^2} \right) = -\frac{\hat{a}^2}{4 + \beta r_b^2} \quad (1.8)$$

De plus, pour obtenir une telle bulle le laser doit respecter deux conditions : tout d'abord la durée d'impulsion laser  $\tau$  doit respecter la condition suivante :  $\tau \leq \frac{1}{\omega_{pe}}$  avec  $\omega_{pe}$  la fréquence plasma. En plus de cette première condition, on doit avoir la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser ( $fwhm$ ) qui respecte la condition suivante :  $fwhm \leq \frac{c}{\omega_{pe}}$ .

## III. Le code Particle In Cell (PIC)[2]

### 1) Présentation théorique

Les phénomènes mis en jeu dans les cas étudiés lors du stage seront de natures cinétiques et non linéaires.

Pour les résoudre, on utilisera un code numérique, ici le code PIC, basé sur la résolution des équations de Maxwell couplées aux équations cinétiques relativistes des différentes espèces présentes dans le plasma.

Le couplage entre ces équations se faisant à l'aide du calcul des densités de charges et de courants.

Ce code résout les équations de Maxwell via une méthode de différences finies en les discrétisant sur un pas d'espace régulier. Les champs, les densités de courant et de charges sont connus pour chaque nœud du maillage de même que l'équation de Vlasov, grâce à la méthode des caractéristiques pour des macro-particules (= ensemble

de particules qui conservent la masse et la charge des particules de l'espèce dont le comportement est étudié). Pour chaque espèce on a donc un système de deux équations :

$$\begin{cases} \frac{dp}{dt} = Ze(E + \frac{p}{\gamma} \wedge \vec{B}) \\ \frac{dx}{dt} = \frac{p}{\gamma} \end{cases} \quad \text{avec } p, x \text{ l'impulsion et la position de la macro-particule et } \gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{mc^2}} \text{ le facteur de Lorentz} \quad (1.9)$$

Le calcul des densités de charge et de courant aux nœuds du maillage nécessite de donner un poids, c'est à dire une certaine densité volumique de particules à ces macro-particules.

## 2) Mode opératoire du code PIC

On initialise le système en plaçant les particules en fonction de leur densité et avec une vitesse tirée aléatoirement selon une distribution maxwellienne de température qui dépend de l'espèce considérée.

On calcule ensuite les champs où se trouvent les particules et on résoud les équations relativistes du mouvement en découplant l'action du champ magnétique de celle du champ électrique.

On assigne ensuite les différents courants aux nœuds du maillage et on résouds les équations de Maxwell.

On effectue ces opérations sur un grand nombre de boucle temporelle.

On peut résumer le mode opératoire via le schéma 1.3 :

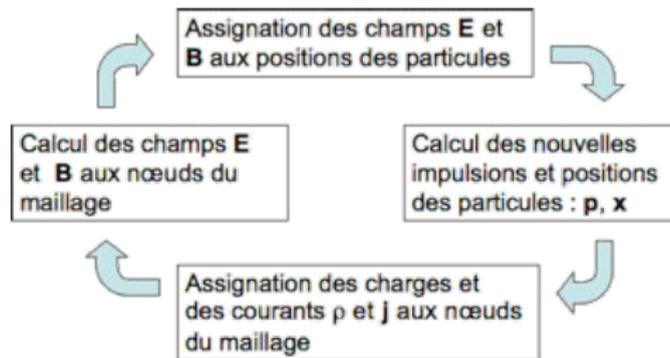


FIGURE 1.3 – Mode opératoire de la méthode PIC.

## 3) Les limites du code PIC

De tels codes ne peuvent être employés sans avoir au préalable respecté dans leur écriture certains critères dit "critère de stabilité" que nous allons simplement rappeler ici :

- le couplage de la méthode particulaire utilisée avec les équations de Maxwell impose un pas d'espace inférieur à  $3\lambda_{De}$ , si le pas dépasse cette valeur, les électrons chauffent indéfiniment c'est le "chauffage numérique".
- La discrétisation du pousseur de particules est stable si le pas de temps est inférieur à  $2\omega_p^{-1}$ .
- Le calcul des champs est toujours explicite et impose donc  $\frac{\Delta x}{\Delta t} \geq c$  pour une simulation mono-dimensionnelle. C'est à dire que la vitesse de l'information numérique doit être plus grande que celle des particules.
- Comme tous les codes particulaires celui-ci possède un mécanisme d'auto-chauffage
- Enfin les résultats obtenus dépendent fortement des conditions limites associés aux bords de la boîte de simulation et ceux que ce soit pour les particules ou pour les champs. Il faut donc choisir le plus grand système possible pour limiter l'influence de ces conditions limites.

Maintenant que les bases et les outils nécessaires à la modélisation de l'accélération ont été présentés, nous allons commencer la modélisation et l'étude de ce phénomène.

*Note :* Le code PIC utilisé pendant le stage est un code PICLS [Y. Sentoku and A. Kemp Jour. Comp. Phys. 2008].

# Chapitre 2

## Modélisation de l'accélération des électrons

### I. Première approche : Modélisation 1D

---

Cette première approche très simplifiée, aussi bien au point de vue du code que des résultats obtenus, nous servira pour nous familiariser avec le code PIC mais aussi avec la simulation d'accélération d'électrons.

En nous intéressant à un cas simple (plasma à bords raides), puis à un cas plus réaliste (plasma gaussien), il sera alors possible de visualiser certains phénomènes expliqués dans la partie théorique (onde plasma, densité critique,...).

Enfin une étude paramétrique, nous permettra de définir les paramètres optimaux du plasma et du laser pour une accélération maximale que l'on essaiera de modéliser dans la dernière sous partie.

#### 1) Mise en évidence des notions importantes de l'accélération par laser

Dans cette première étude, nous allons chercher à visualiser les notions importantes de l'accélération d'électrons par laser présentées dans la partie théorique.

##### a) Comparaison polarisation plane, polarisation circulaire du laser

Dans un premier temps on se placera dans notre cas de base dont les caractéristiques sont les suivantes :  $an_0 = 0.01 = \frac{n_e}{n_c}$ ,  $e = 130 \text{ microns}$ ,  $\tau_{laser} \sim 40 \text{ fs}$ ,  $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2 \Rightarrow E_y = 2,69$

On compare alors les résultats obtenus sous polarisation linéaire ( $E_y = 2,69$ ;  $E_z = 0$ ) et sous polarisation circulaire ( $E_y = E_z = 2,69$ ).

On obtient les résultats présentés en Annexe A image A.1

Il est alors clairement visible que les électrons sont moins accélérés sous polarisation circulaire. Les phénomènes liés à ces deux types d'accélération sont quand à eux identiques. Il sera alors beaucoup plus pratique et simple pour nous d'utiliser une polarisation linéaire par la suite.

##### b) Étude de la notion de densité critique

En faisant varier  $an_0$ , et notamment en l'augmentant, il est possible d'atteindre ce que l'on a caractérisé comme étant la densité critique, densité à partir de laquelle l'onde laser ne traverse plus le plasma entièrement, l'onde est réfléchie à partir d'une certaine longueur (épaisseur de peau) qui diminue en augmentant la densité.

Pour un plasma ayant une densité surcritique ( $an_0 \gg 1$ ) l'onde ne pénètre pas dans le plasma elle est totalement réfléchie. Dans ces conditions, seuls les électrons de bords gagnent de l'énergie et sont accélérés, cette accélération se propage le long du plasma, mais reste extrêmement faible.

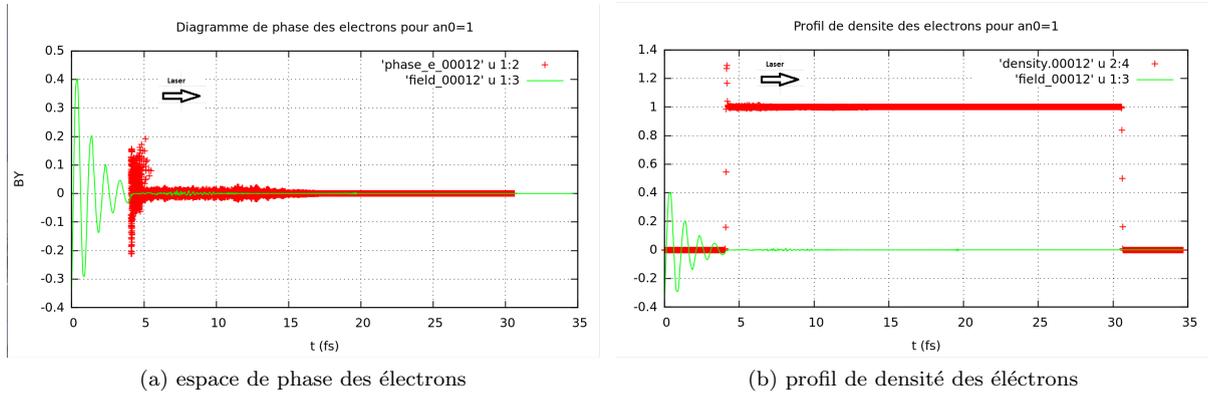


FIGURE 2.1 – Observation de la notion de densité critique

On a donc bien la présence d'une densité critique, que l'on évitera d'atteindre afin de rester dans des conditions d'accélération exploitables.

*Note : Lorsqu'on modifie la densité du plasma, il est nécessaire de modifier la résolution (res), c'est à dire le nombre de mailles par longueur d'onde en conséquence, afin que la simulation soit correcte (sans chauffage*

*numérique). Pour adapter la résolution on utilise la formule suivante :  $res = 40 \times \sqrt{\frac{n_e}{100}}$*

### c) Visualisation de l'onde plasma

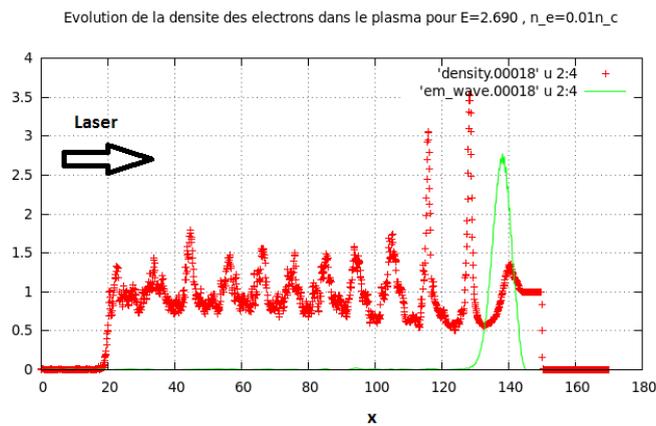


FIGURE 2.2 – Observation de l'onde plasma créée dans le sillage du laser

Lorsqu'on se place dans notre cas de base, l'analyse de la répartition de la densité des électrons dans le plasma pendant et après le passage de l'onde, montre la formation d'une structure oscillante, il s'agit de l'onde plasma créée dans le sillage de l'onde laser et dans laquelle les électrons sont accélérés.

*Note : En réalité le profil de densité du plasma initial n'est pas celui à bords raides, il se rapproche plus d'une gaussienne, cependant cela n'influe en rien sur les résultats précédents, et les conclusion et observations effectuées sont les mêmes dans les deux cas. Dans la suite nous effectuerons une comparaison entre les deux plasmas.*

## 2) Étude paramétrique de l'accélération

Après avoir visualisé les notions importantes de l'interaction laser plasma, nous allons effectuer une étude paramétrique afin de mieux appréhender les phénomènes ayant lieu et l'influence de chaque paramètre de la simulation sur l'accélération de électrons.

Lors de cette étude, nous allons donc faire varier indépendamment chaque paramètre du plasma et du laser, et on relèvera le  $(\beta\gamma)_{max}$  des électrons accélérés (grâce au diagramme de phase), dont on déduira l'énergie cinétique maximale gagnée par les électrons au cours de l'interaction. Cette étude se fera pour un plasma simple (bords raides) et plus réaliste (gaussien).

*Note : L'énergie cinétique se déduit à l'aide de la relativité restreinte, en effet on a :*

$$\begin{cases} E_c = (\gamma - 1)mc^2, \\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \Rightarrow \gamma = \sqrt{1 + (\gamma\beta)^2} \end{cases} \text{ ainsi : } E_c = (\sqrt{1 + (\gamma\beta)^2} - 1)mc^2 \quad (2.1)$$

On utilisera aussi le résultat :  $m_e c^2 = 511keV$

### a) Étude à intensité laser variable

On effectue tout d'abord une étude à intensité laser variable, on utilisera quatre valeurs de champs différents :

- $E_y = 1 = 4 \times 10^{18} W.cm^{-2}$
- $E_y = 2.69 = 10^{19} W.cm^{-2}$
- $E_y = 15 = 5,5 \times 10^{19} W.cm^{-2}$
- $E_y = 26.9 = 10^{20} W.cm^{-2}$

L'évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée est alors donnée par les courbes présentées en annexe A image A.2a

On observe tout d'abord que l'énergie maximale acquise par les électrons augmente avec l'énergie laser, ce qui est normal, les électrons acquérant de l'énergie issue du laser. On ne peut toutefois pas utiliser ici des valeurs de champ supérieures, cela représenterait des intensités qu'on ne peut atteindre actuellement.

Il est aussi visible qu'une énergie minimale est requise pour pouvoir accélérer les électrons, en effet pour  $E_y = 1$  l'énergie acquise par les électrons est trop faible pour considérer qu'ils sont accélérés.

Enfin on voit clairement que l'accélération d'électrons dans un plasma gaussien est plus faible que pour un plasma à bords raides, cela est en parti du à la forme du plasma. En effet pour un plasma gaussien, les électrons ne voient pas le champs sous la même intensité selon leur position dans le plasma.

Cette dernière observation est valable pour chaque étude que nous allons faire et sera entièrement visible sur l'étude en épaisseur où une comparaison directe aura lieu dans le cas d'un plasma épais.

### b) Étude à épaisseur variable

Cette fois ci seule l'épaisseur du plasma varie, nous effectuerons cette étude pour trois épaisseurs différentes :

- $e = 10\lambda_{laser} \simeq 10\mu m$
- $e = 100\mu m$
- $e = 1000\mu m$

Les deux premières épaisseurs sont tracées sur le même graphique (Annexe A A.2b), mais par soucis d'échelles de temps les courbes pour un plasma épais ( $e = 1000\mu m$ ) sont placées sur un graphique différent qui va nous servir pour effectuer une comparaison directe entre les deux types de plasma étudiés (Annexe A A.3 ).

De manière identique à l'intensité, on observe bien la nécessité d'avoir une épaisseur minimum de plasma pour que l'accélération soit efficace et contrôlable.

En effet dans le cas  $e = 10\mu m$  les électrons sont, sous l'action du champ laser, arrachés à la cible, créant alors un déficit de charges dans la cible qui va se caractériser par la création d'une force coulombienne de rappel. L'électron va alors revenir vers la cible avec une vitesse élevée et va ainsi se mettre à osciller autour de la cible, échappant ainsi au contrôle du manipulateur. Utiliser un plasma trop court n'est donc pas bénéfique.

Cela se confirme avec les autres deux courbes, on observe en effet que les électrons gagnent beaucoup plus d'énergie lorsque le plasma est épais, en effet dans ce cas, la phase d'accélération a lieu sur plus de distance,

l'accélération finale est donc supérieure. Cependant une limite existe, et nous allons l'observer à l'aide du troisième cas.

Pour un plasma épais ( $e = 1000\mu m$ ), l'énergie maximale gagnée est très élevée, cependant cette énergie semble atteindre une valeur critique. En effet, sur le graphique (Annexe A image A.3, le laser quitte le plasma à  $t = 6800fs$  alors que l'énergie cinétique maximale diminue bien avant. Ainsi, il existe une épaisseur limite au delà de laquelle le laser n'est plus assez puissant pour accélérer les électrons. Cette limite augmente avec l'énergie du laser.

En repérant la position du maxima d'énergie cinétique, il est alors possible de déterminer la longueur limite du plasma pour laquelle le laser est efficace.

Cette limite est de  $x = 780 \pm 10\mu m$  pour un plasma gaussien et de  $x = 580 \pm 10\mu m$  pour un plasma à bords raides.

### c) Étude à densité variable

On va cette fois jouer sur les valeurs de la densité du plasma, tout en restant sous-dense ( $n_e < n_c$ ), afin d'éviter la réflexion totale de notre faisceau. On va donc se placer dans les trois cas suivant :

- $an_0 = 0,001$
- $an_0 = 0,01$
- $an_0 = 0,1$

Ici, l'évolution est légèrement plus complexe (Annexe A A.2c ), en effet, on observe bien la présence d'une densité minimum pour pouvoir accélérer les électrons, mais aussi, une densité maximum au delà de laquelle, l'accélération est moins efficace. Cette analyse est clairement visible dans le cas du plasma raide où la densité  $an_0 = 0.01$  offre une meilleure accélération que dans le cas  $an_0 = 0.1$  et que la densité  $an_0 = 0.001$ .

Il semble donc y avoir un optimum de densité, pour lequel l'accélération est "maximale".

Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons étudier l'évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée en fonction de la densité (figure 2.3) non pas sur toute la durée de la simulation mais à un temps donné (l'axe des abscisses sera donc ici la densité  $an_0$ ). Ici on se placera à  $t = 524fs$  après le début de la simulation.

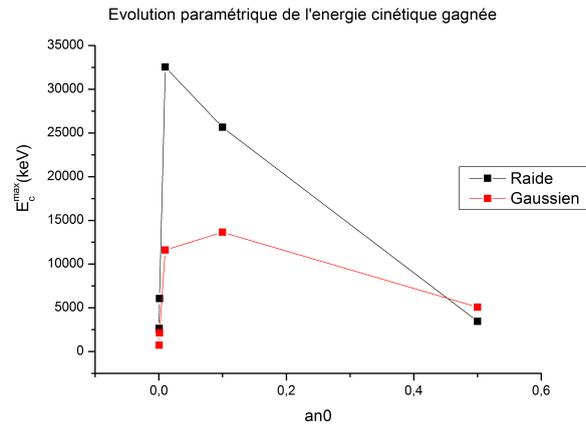


FIGURE 2.3 – Évolution de l'énergie cinétique maximale à un temps donné en fonction de la densité : recherche d'optimum

Les courbes obtenues montre bien la présence de cet optimum de densité, aussi bien pour le plasma à bords raides (courbe noire) que pour le plasma gaussien (courbe rouge). Les deux valeurs étant toutefois légèrement différentes. En effet, pour que le couplage laser-plasma soit efficace il nous faut une densité minimum.

On a donc :

- pour le plasma à bords raides :  $an_{0,max} = 0.01$
- pour le plasma gaussien :  $an_{0,max} = 0.06$

#### d) Étude à durée d'impulsion laser variable

Pour faire varier la durée d'impulsion on fait varier le nombre  $\tau$  d'oscillation laser, on s'intéresse aux quatre cas suivant :

- $\tau = 3$  ce qui correspond à une durée laser de  $T \sim 10fs$
- $\tau = 6$  ce qui correspond à une durée laser de  $T \sim 20fs$
- $\tau = 15$  ce qui correspond à une durée laser de  $T \sim 50fs$
- $\tau = 25$  ce qui correspond à une durée laser de  $T \sim 80fs$
- $\tau = 40$  ce qui correspond à une durée laser de  $T \sim 130fs$

De la même manière que pour la densité, il est possible d'observer un optimum pour la durée d'impulsion. Sur la courbe (Annexe A image A.2d) il est aussi clairement visible que pour une durée trop grande l'accélération est quasi-nulle.

Ceci est du aux conditions nécessaires pour obtenir le sillage forcé. En effet, comme dit dans la partie théorique, pour que le sillage forcé se mette en place, il faut qu'une impulsion de l'onde laser soit comprise dans une période de l'onde plasma. Si l'impulsion laser est trop grande, celle ci n'est pas comprise dans l'onde plasma et le régime de bulle ne se forme pas.

L'étude menée à un temps fixé (figure 2.4), identique à celle menée pour la densité, montre bien la présence d'optimum de durée d'impulsion laser. En effet, pour un couplage efficace, il est nécessaire d'avoir  $\tau \leq 1/\omega_{pe}$ .

- $\tau = 5$  pour un plasma à bord raide, soit une impulsion de  $\tau = 16,5fs$
- $\tau = 4$  pour un plasma gaussien, soit une impulsion de  $\tau = 13,2fs$

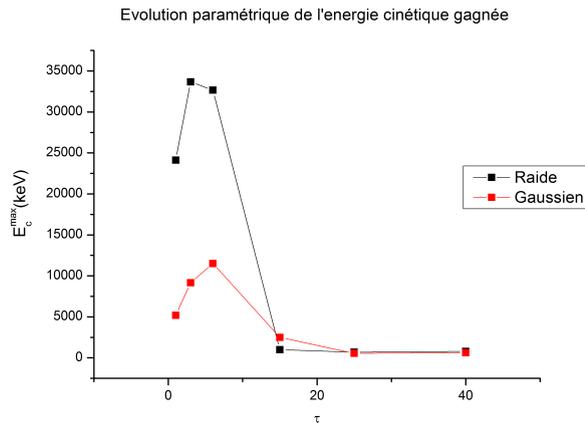


FIGURE 2.4 – Évolution de l'énergie cinétique maximale à un temps donné en fonction de la durée d'impulsion laser : recherche d'optimum

Cette étude paramétrique à une dimension, nous a donc permis de visualiser certaines notions importantes de l'accélération d'électrons par laser, et nous a aussi servi à montrer certaines propriétés de ce processus, notamment la présence de paramètres optimaux (densité, durée d'impulsion laser) et limites (épaisseur, intensité,...). On peut noter que ces simulations 1D sont très peu "couteuses", un processeur suffit, pour faire tourner les simulations pendant quelques minutes voire quelques heures pour les plus longues.

### 3) Tentative d'optimisation de l'accélération

En regroupant les résultats précédant, il est possible théoriquement d'optimiser l'accélération des électrons pour un cout énergétique identique. Cette étude est effectuée à la fois pour un plasma gaussien et à bords raides. Pour deux intensités laser, nous avons combiné les paramètres optimaux :

Les cas étudiés seront les suivants :

- $E_y = 15$ ,  $e = 600\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 4$  plasma à bords raides (optimisé)
- $E_y = 15$ ,  $e = 600\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 6$  plasma à bords raides
- $E_y = 15$ ,  $e = 800\mu m$ ,  $an_0 = 0.06$ ,  $\tau = 5$  plasma gaussien (optimisé)

- $E_y = 15$ ,  $e = 800\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 6$  plasma gaussien
- $E_y = 2.69$ ,  $e = 600\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 4$  plasma à bords raides (optimisé)
- $E_y = 2.69$ ,  $e = 600\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 6$  plasma à bords raides
- $E_y = 2.69$ ,  $e = 800\mu m$ ,  $an_0 = 0.06$ ,  $\tau = 5$  plasma gaussien (optimisé)
- $E_y = 2.69$ ,  $e = 800\mu m$ ,  $an_0 = 0.01$ ,  $\tau = 6$  plasma gaussien

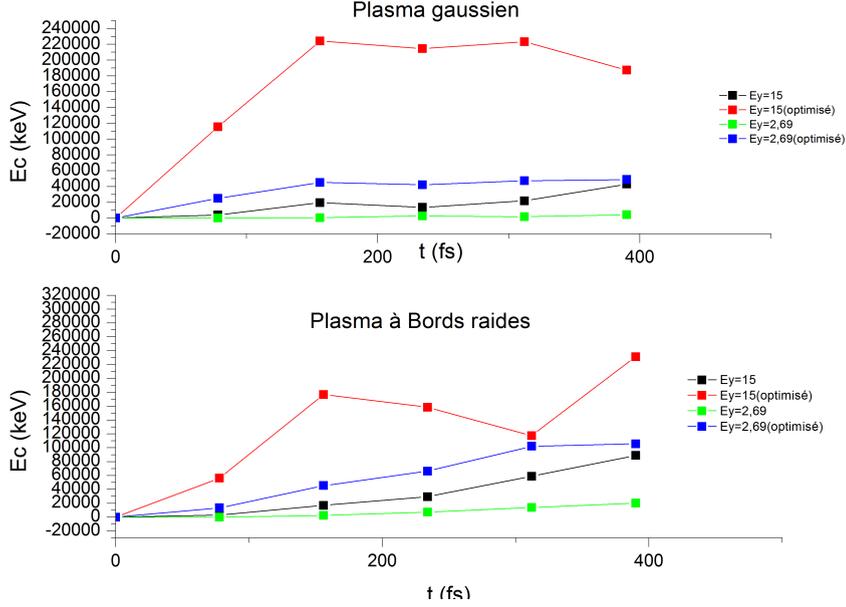


FIGURE 2.5 – Comparaison entre "accélération optimisée" et "accélération de base"

Les résultats obtenus confirment bien cette étude, en effet, avec les paramètres optimisés on obtient une accélération supérieure au cas de base. Il est même possible pour un cout énergétique moindre d'obtenir une accélération supérieure. Il est clairement visible que l'accélération obtenue avec  $E_y=15$  (non optimisé) est inférieure à celle obtenue pour  $E_y=2,69$  (optimisé). Cela est du au fait qu'avec de tels paramètres le laser et l'onde plasma s'accordent parfaitement.

A travers la modélisation 1D, nous avons pu observer certaines notions importantes pour l'accélération par laser, cependant cette modélisation 1D ne représente qu'une idée de ce qui se passe réellement. Pour compléter cette étude nous allons maintenant utiliser un code PIC 2D.

## II. Modélisation 2D

La modélisation 2D va nous permettre d'observer de manière beaucoup plus proche de la réalité ce qu'il se passe lors de l'accélération des électrons. Cette approche sera aussi beaucoup plus phénoménologique.

### 1) Le régime de bulle

En modélisant différents cas, et en affichant les profils de densité il est possible d'observer les différents types de sillage présentés de manière théorique.

Ici, nous allons surtout nous intéresser au régime de bulle. En traçant le profil de densité de notre cas de base, il est possible d'observer la formation des structures de bulles (Annexe B B.1)

A l'aide de ce profil on peut donc clairement observer la succession de bulles se formant dans le sillage du laser, et surtout la différence de densité autour et à l'intérieur de la bulle.

Les électrons tournent autour de la bulle avant de pénétrer dans celle-ci sous l'action combinée du laser et des forces coulombiennes dues à la différence de charge. A l'intérieur de la bulle les électrons, soumis à une très grande force coulombienne, sont accélérés.

Cette accélération a lieu en majeure partie dans l'axe de propagation du laser (ici selon les x croissant).

*Notes :* La densité fournie dans la légende du graphique est la densité de charge, ce qui explique les valeurs négatives visibles dans la légende.

De plus il est utile de noter qu'une coupe selon un  $y$  constant du profil obtenu, nous ramènera au profil de densité nous permettant d'observer l'onde plasma.

## 2) Étude paramétrique en 2D

Nous allons maintenant reproduire l'étude paramétrique effectuée dans le cas 1D, afin de confirmer et d'approfondir les résultats obtenus. Les courbes en Annexe B B.2 représentent les résultats obtenus.

Il est clairement visible que ces résultats sont identiques à ceux des simulations 1D, seules quelques différences sont notables.

Tout d'abord, l'accélération est beaucoup plus faible en 2D. En effet dans le cas 1D on fixe les électrons selon l'axe  $x$ , et idem pour le laser, les électrons n'ont qu'une seule possibilité de déplacement et voient tous le laser à intensité identique. Le chauffage et l'accélération sont donc maximisés selon cette direction, ce qui n'est pas le cas en 2D où les électrons ne voient pas tous le même champ instantané aussi bien à cause de leur position qu'à cause des gradients de densité et de champ. De plus les électrons se déplacent selon les deux axes. L'accélération est donc moins efficace.

L'accélération est donc moins importante en réalité que celle que nous pouvons observer en 1D ou même en 2D puisque la propagation selon les  $z$  n'est pas encore prise en compte.

Ensuite, il est possible d'observer une légère inflexion de l'accélération en certains points. Afin de vérifier d'où peut provenir une telle variation, nous avons effectué une étude du champ électrique qui se propage dans le plasma. Nous avons donc regardé l'évolution du champ **instantané**.

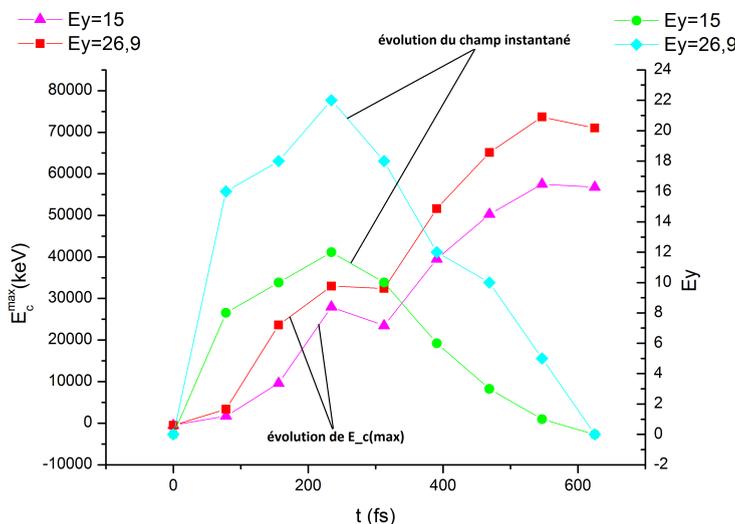


FIGURE 2.6 – Étude de l'évolution du champ instantané.

Sur ce graphique 2.6, les courbes rouge et violette, liées à l'ordonnée gauche représentent l'évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée durant la simulation pour deux valeurs d'amplitude laser. Les courbes verte et bleue représentent l'évolution de la valeur du champ **instantané** pour les deux même valeurs d'amplitude laser.

On peut alors voir que cette variation de l'énergie cinétique a lieu au niveau du point de focalisation du laser (champs instantané maximal). En effet à ce niveau, deux phénomènes ont lieu : tout d'abord, le champ instantané diminue au delà de ce point, l'énergie fournie est donc moins élevée mais reste suffisante pour accélérer les particules. Ensuite, un déphasage a lieu, les électrons voient alors la phase descendante (non accélératrice) du champ. Au bout de quelques dizaines de femtosecondes les électrons sont de nouveaux en phase avec le champ.

### 3) Étude des spectres en énergies des électrons

Pour terminer cette étude en 2D nous avons calculés les spectres en énergies des électrons après accélération pour différentes valeurs d'amplitude et de durée d'impulsion du laser ( Annexe B B.3).

On peut alors observer ce qui était décrit en théorie : Dans les cas permettant l'apparition du régime de bulle, le spectre se caractérise par l'apparition d'une structure monoénergétique, au contraire des autres cas. Avec une intensité laser élevée, il est possible d'atteindre des énergies plus élevées (spectre plus large) mais sans structure monoénergétique, avec donc moins de contrôle sur le processus.

Ainsi chaque cas présente des avantages et peut donc être utilisé à des fins différentes : pour le médical le régime de bulle permet d'obtenir des particules aux énergies souhaitées tout en gardant le "contrôle" sur le processus, alors qu'en physique, pour des accélérateurs de particules, une énergie maximale plus élevée peut être requise.

Ainsi la simulation 2D nous à permis de confirmer les résultats obtenus en 1D, tout en les affinant et en nous permettant de visualiser certains phénomènes ayant lieu lors de ce processus et qui sont invisibles en 1D. Ces simulations sont toutefois plus "couteuses", en effet de telles simulations nécessitent plusieurs processeurs ( $\sim 15$ ) et un temps de calcul non négligeable (1 semaine pour les plus longues).

Pour obtenir une simulation complète et entièrement conforme à la réalité il est possible d'utiliser des simulations 3D, cependant celle ci sont beaucoup trop couteuses aussi bien en temps qu'en processeurs.

Nous allons maintenant utiliser l'ensemble des connaissances acquise précédemment pour traiter le cas d'un projet réalisé en Inde.

*Notes :* Pour toutes les simulations 2D, il est nécessaire de bien définir le point de focalisation du faisceau laser (gaussien) afin d'éviter que celui ne diverge trop et ne vienne fausser les résultats obtenus. Cette observation est surtout valable pour une faible densité. Pour des densités plus élevées ( $\geq 0.01$ ) la focalisation du laser par le plasma peut éventuellement rattraper cet oubli.

## III. Étude du projet réalisé en Inde (2013)

---

Nous allons maintenant nous intéresser au projet Indien. Dans ces expériences, l'accélération est quelque peu différente : le laser interagit avec une cible solide, il frappe légèrement au dessus (cas 1) ou bien avec un angle et toujours légèrement au dessus (cas 2).

Le laser utilisé étant très intense, une phase de pré-chauffage a lieu avant l'arrivée du faisceau et permet d'arracher quelques électrons de la cible provoquant l'apparition d'un pré-plasma, que nous simulerons exponentiel (programme simulation en Annexe C) tout d'abord suivant les x (cas 1) puis suivant les deux directions (cas 2). Au final le laser vient frapper dans ces préplasmas sans toucher complètement la cible solide.

Il est important de noter que ces expériences sont très récentes (2013), et les résultats n'ont pu être obtenus que tard durant le stage, leur analyse n'est donc pas complète. Cette partie ne présente donc qu'un effleurement des résultats obtenus, mais qui nous aura toutefois permis d'observer certaines particularités.

### 1) cas 1 : pré-plasma en x uniquement.

Le profil de densité et le diagramme de phase obtenus sont disponibles en Annexe C C.1. Certaines particularités se font remarquer : en premier lieu les électrons les plus énergétiques se propagent tous suivant l'axe des x au niveau du bord supérieur, de plus le spectre en énergie des électrons obtenu est continu et sans structure monoénergétique, ce qui reste à expliquer.

### 2) cas 2 : pré-plasma en x et y

Le profil de densité et le diagramme de phase obtenus sont disponibles en Annexe C C.2. Ici, le pré-plasma selon l'axe y est trop dense, le laser est réfléchi et seul les électrons de bords sont légèrement accélérés. Il faut donc réduire la densité du pré-plasma en y avant de pouvoir effectuer une analyse de résultats.

Il est utile de noter que ces deux simulations auront tourné sur 256 processeurs pendant 4 jours.

# Conclusion

Durant ce stage nous nous sommes donc intéressés à l'accélération des électrons par laser. Nous avons notamment étudié les mécanismes (onde plasma, régime de bulles) ayant lieu lors de telles interactions via des simulation 1D et 2D. Nous avons de même observé certaines limites et conditions nécessaires à l'accélération (densité critique, durée d'impulsion laser).

Pour finir, l'étude d'un cas spécifique correspondant à une expérience qui a eu lieu en Inde nous a permis de visualiser les avantages et les inconvénients d'utiliser un pré plasma exponentiel dans l'accélération des électrons.

Ces études effectuées en 1D et 2D représentent des approximations de ce qui passe réellement, voir même une représentation proche de la réalité pour le 2D.

Un moyen de visualiser et de comprendre, de manière complète et conforme à la réalité, les phénomènes mis en jeu est la modélisation 3D. Cependant celle-ci reste très « coûteuse » en temps de calcul et n'a pas pu être abordée ici.

L'accélération d'électrons par laser présente donc de nombreux avantages, et s'implante dans de nombreux domaines (médecine, physique, ...). Un tel processus permettrait notamment d'obtenir des accélérateur de particules sur de faible distances et à faible cout énergétique, et présente donc de nouvelles perspectives dans nombre de domaines.

# Bibliographie

- [1] A.Pukhov. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Sciencesmag*, 2004.
- [2] Emmanuel d’Humières. *Accélération de protons par interaction laser-plasma et application*. PhD thesis, Université Paris 6, 2006.
- [3] Clément Rachetin. *Accélération d’électron dans l’interaction laser-plasma : développement et caractérisation d’un injecteur optique*. PhD thesis, École Polytechnique, 2009.
- [4] V.Malka. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 2002.
- [5] V.T.Tikhonchuk. Plasma kinetic, 2012-2013.

# Appendices

# Annexe A

## Figure simulation 1D

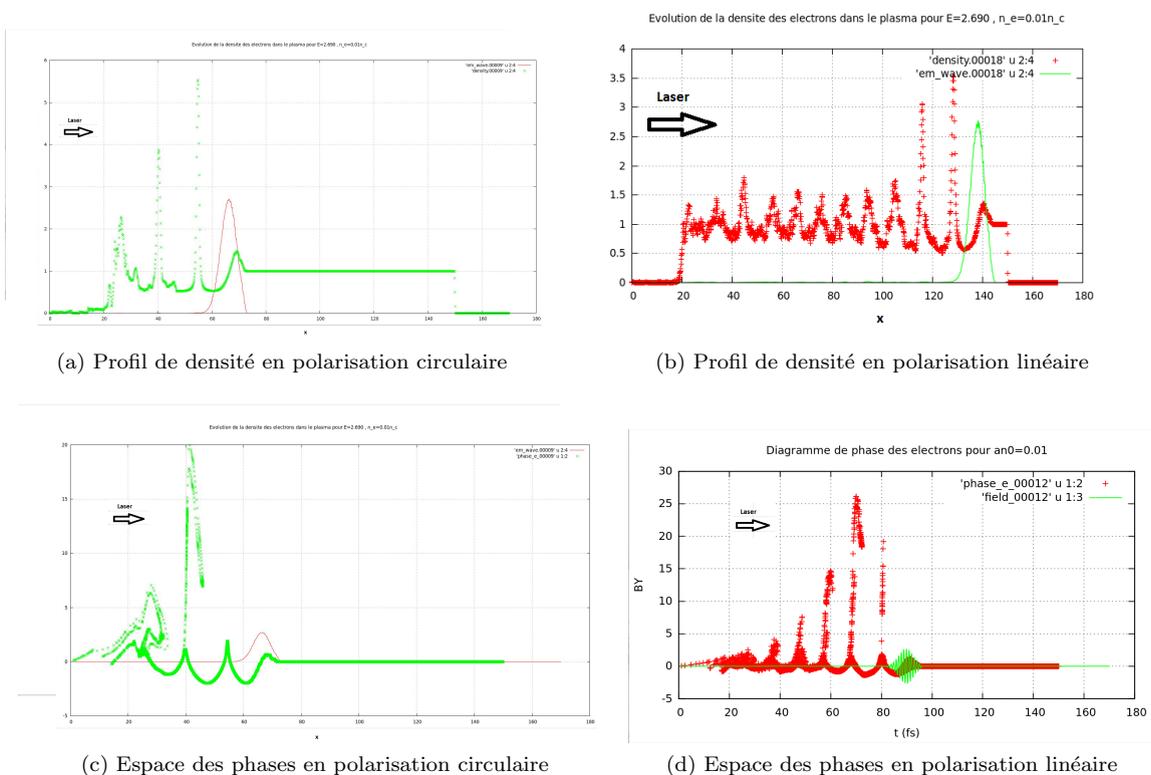
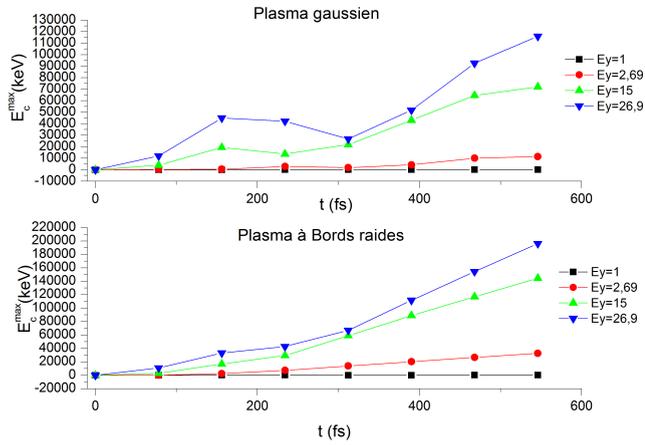
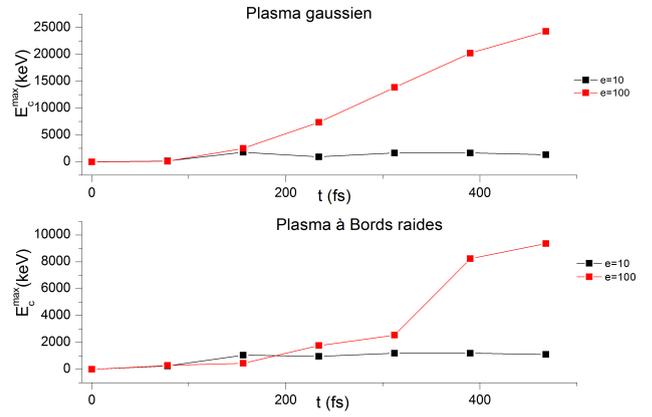


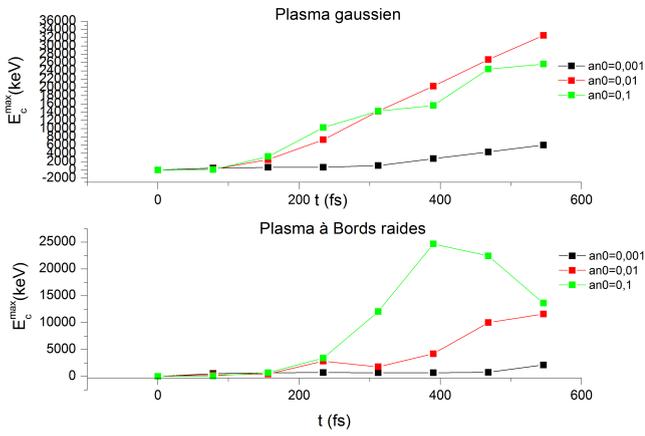
FIGURE A.1 – Comparaison entre polarisation linéaire (A.1a et A.1c) et polarisation circulaire (A.1b et A.1d)



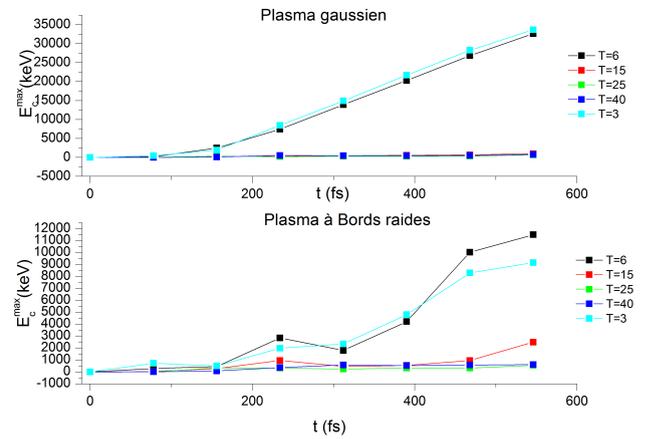
(a) variable : amplitude laser



(b) variable : épaisseur du plasma



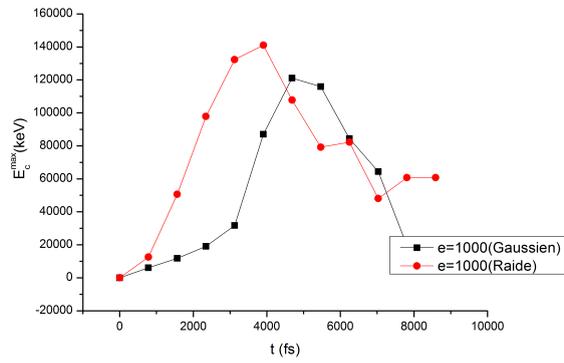
(c) variable : densité du plasma



(d) variable : impulsion laser

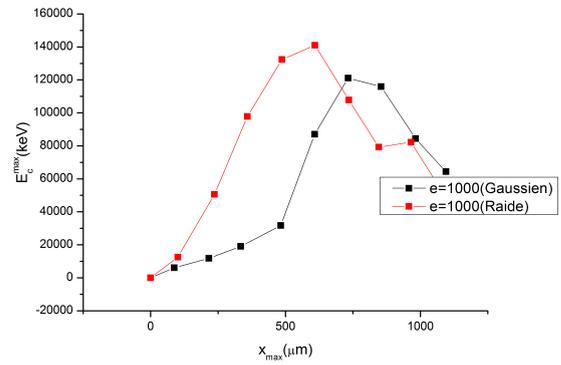
FIGURE A.2 – Résultats de l'étude paramétriques : évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée par les électrons en fonction des différents paramètres

Evolution de l'energie cinétique gagnée par les électrons au cours de la simulation



(a) Évolution en fonction du temps

Evolution de l'energie cinétique gagnée par les électrons au cours de la simulation



(b) Évolution en fonction de la position

FIGURE A.3 – Évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée par les électrons au cours de la simulation pour un plasma épais

## Annexe B

### Figure simulation 2D

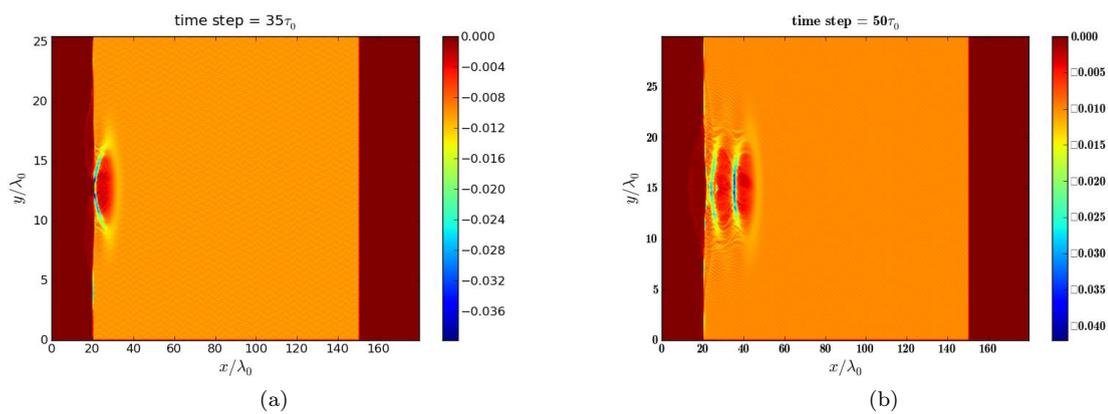


FIGURE B.1 – Observation du régime de bulle

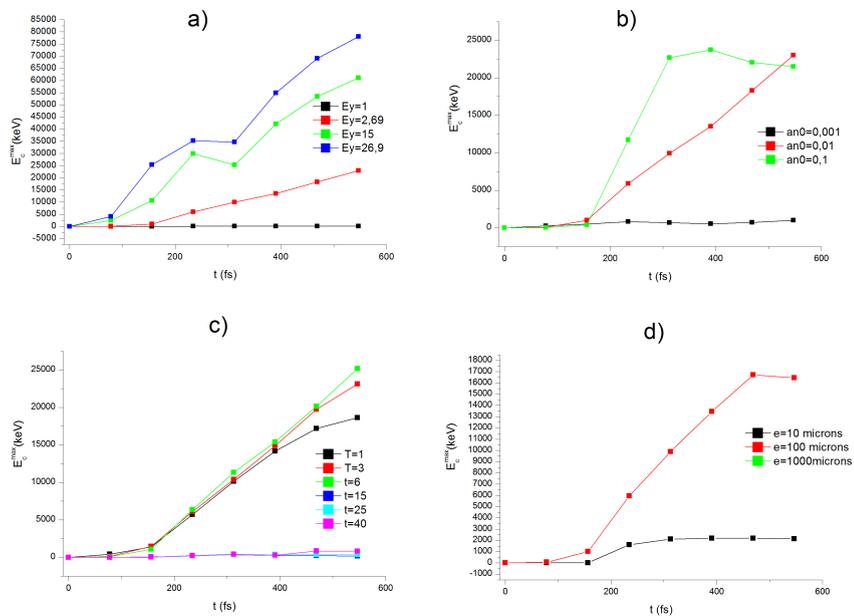


FIGURE B.2 – Évolution de l'énergie cinétique maximale gagnée par les électrons en fonction des différents paramètres

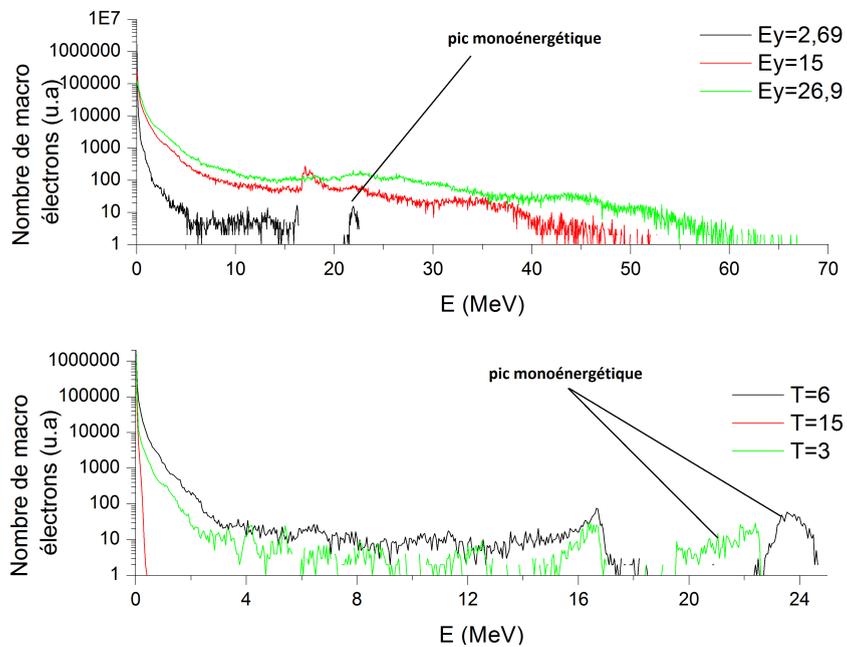


FIGURE B.3 – Spectre en énergie des électrons après la simulation

# Annexe C

## Figure simulation cas Indien

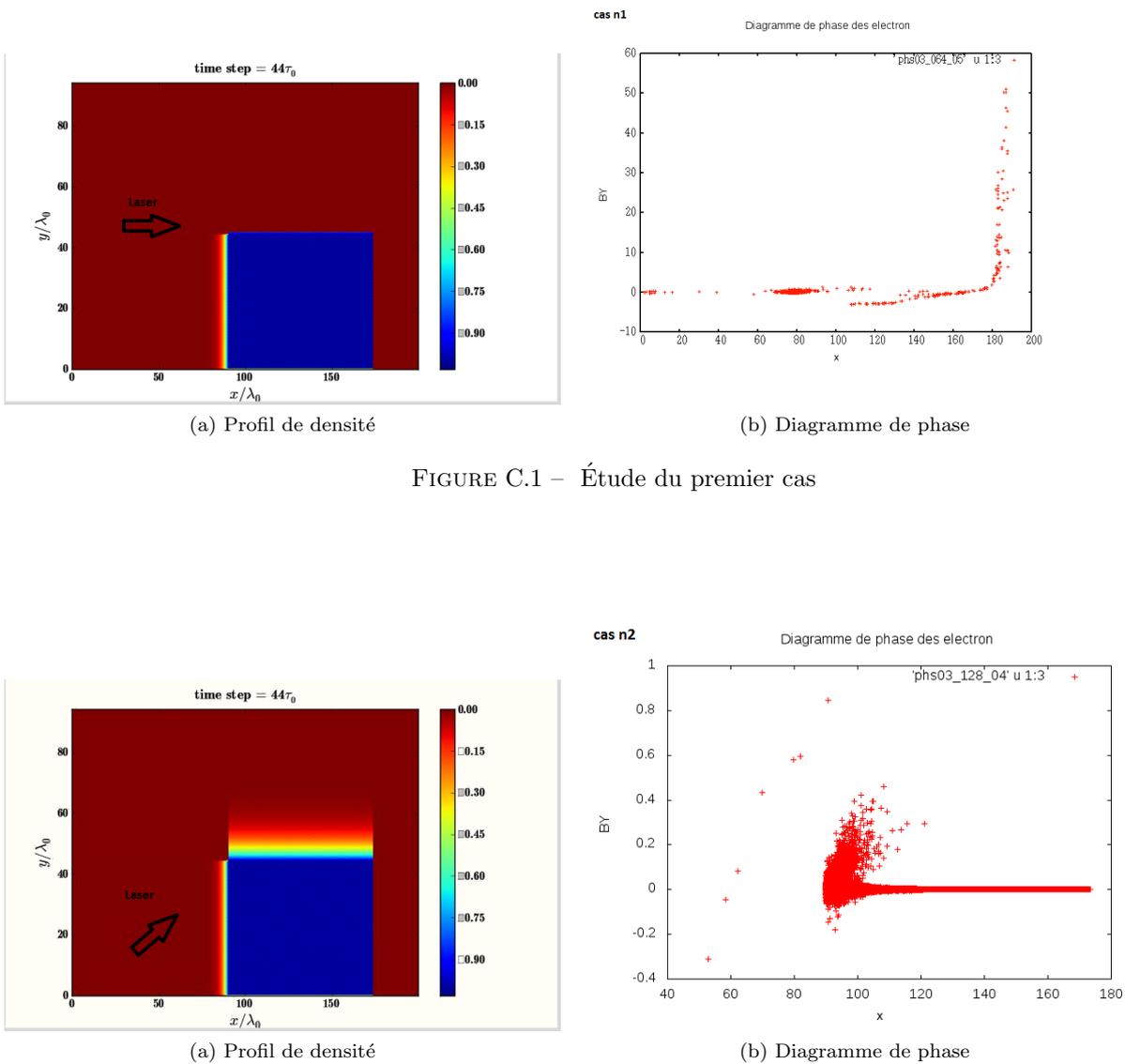


FIGURE C.1 – Étude du premier cas

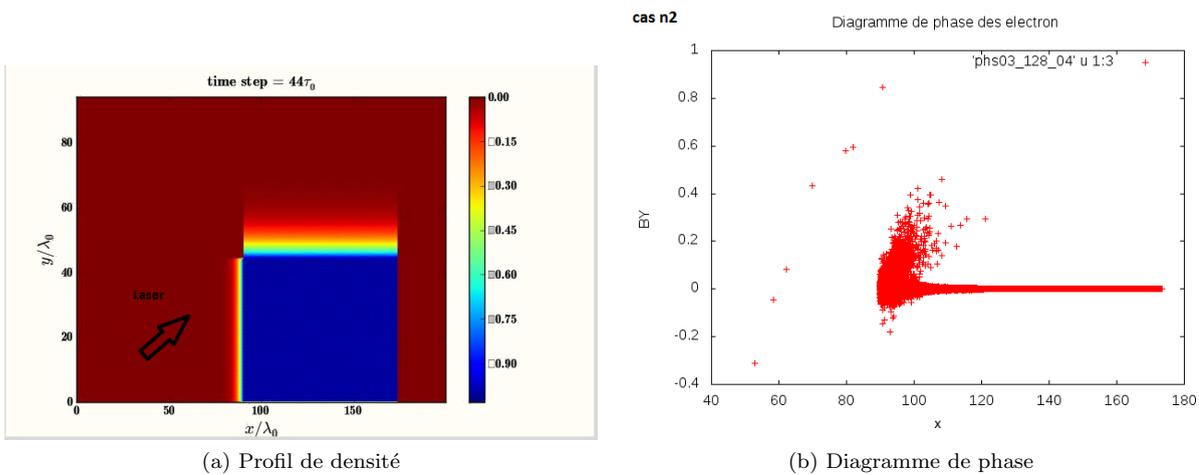


FIGURE C.2 – Étude du deuxième cas

## Programme de simulation pour obtenir un pré-plasma exponentiel suivant l'axe des x et des y (cas 2)

```
else if(igeom.eq.64400) then
  yvac=3000.0d0*dlt_yg
  amicron=1360.0d0*dlt_xg
  do is = 1, N_sp
    do j = l_st(is), l_ed(is)
      if(x(j).gt.vln.and.x(j).le.vln+amicron) then
        wgm(j)=exp(-(9.1d0/amicron)*(vln+amicron-x(j)))
      else
        wgm(j)=1.0d0
      endif
    enddo
  enddo
  do is = 1, N_sp
    do j = l_st(is), l_ed(is)
      if(y(j).gt. yvac .and. y(j).le.yvac+2.d0*amicron)then
        if(x(j).gt.vln+amicron) then
          wgm(j)=exp((9.1d0/(2.d0*amicron))*(yvac-y(j)))
        else
          wgm(j)=0.d0
        endif
      endif
      if(y(j).gt.yvac+2.d0*amicron)then
        wgm(j)=0.d0
      endif
      P(j,1)=0.0
      P(j,2)=0.0
      P(j,3)=0.0
    enddo
  enddo
```