

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE  
ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BATNA

FACULTE DES SCIENCES  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

*THESE*  
*présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences*

**Spécialité : Physique des Rayonnements**

par :  
*Abdenasser GHEZAL*

**Etude de l'implosion d'une cible cylindrique magnétisée induite  
par un faisceau d'ions lourds**

Soutenance publique le **20 Octobre 2010** devant le jury composé de :

A. SOUDANI	Professeur (UB)	<b>Président</b>
A. SID	Maître de Conférences A (UB)	<b>Rapporteur</b>
S. TOBBECHE	Maître de Conférences A (UB)	<b>Examineur</b>
S. CHEGROUCHE	Directeur de Recherche (CRND)	<b>Examineur</b>
A. MELLAH	Directeur de Recherche (CRNA)	<b>Examineur</b>
B. MEFTAH	Directeur de Recherche (COMENA)	<b>Examineur</b>

## SOMMAIRE

	<i>Page</i>
<b>INTRODUCTION GENERAL</b>	<i>1</i>
<b>CHAPITRE I : LES ETAPES DE LA FUSION INERTIELLE</b>	
<b>I. 1. Les étapes de la fusion</b>	
I.1.1. Introduction	<i>4</i>
I.1.2. Étapes de la fusion par confinement inertiel	<i>4</i>
I.1.2.1 Phase d'interaction	<i>4</i>
I.1.2.2 Phase de compression	<i>4</i>
I.1.2.3 Phase de décélération	<i>7</i>
I.1.2.4 Ignition et Phase d'allumage	<i>10</i>
I.1.2.5 Gain	<i>10</i>
<b>I.2. Les deux voies de la fusion</b>	<i>11</i>
I.2.1. Introduction	<i>11</i>
I.2.2. La fusion par confinement magnétique	<i>12</i>
I.2.2.1. Réactions nucléaires	<i>12</i>
I.2.2.2. Plasma de fusion	<i>12</i>
I.2.2.3. Confinement magnétique et tokamak	<i>14</i>
I.2.2.4. Champ magnétique dans un tokamak	<i>14</i>
I.2.3. La fusion par confinement inertiel (FCI)	<i>16</i>
I.2.3.1. La fusion inertielle classique	<i>16</i>
I.2.3.2. L'attaque directe	<i>19</i>
I.2.3.3. L'attaque indirecte	<i>19</i>
I.2.3.4. L'allumeur rapide	<i>22</i>
I.2.3.5. Les moyens de chauffage et de génération de courant	<i>24</i>
I.2.3.6. L'allumage par point chaud	<i>24</i>
I.2.3.7. Compression du combustible	<i>26</i>
I.2.3.8. Une symétrie d'éclairement parfaite	<i>26</i>
I.2.4. Problème technique	<i>27</i>
I.2.5. Conclusion	<i>29</i>
I.2.6. Références	<i>30</i>
<b>CHAPITRE II : LES INSTABILITES DANS LES PLASMAS DE FUSION INERTIELLE PAR FAISCEAU D'IONS LOURDS</b>	
<b>II.1. Les instabilités</b>	<i>32</i>
II.1.1. Introduction	<i>32</i>
II.1.2. Les Instabilités deux Faisceaux	<i>32</i>
II.1.3. Les Instabilités Faisceau-Plasma	<i>33</i>
II.1.4. Les Instabilité de Rayleigh-Taylor	<i>38</i>
II.1.5. Les Instabilités de Weibel	<i>42</i>
II.1.5.1. Introduction	<i>42</i>
II.1.5.2. Travail original de Weibel	<i>42</i>
II.1.5.3. L'instabilité de Weibel due au dépôt d'énergie	<i>44</i>
II.1.5.3.1. Fonction de distribution	<i>44</i>
II.1.5.3.2. L'analyse de l'instabilité de Weibel	<i>48</i>
II.1.5.3.3. Lois d'échelle	<i>49</i>

<b>II.2. Architecture de la cible</b>	56
II.2.1. Introduction	56
II.2.2. Dans la fusion inertielle	56
II.2.2.1. Les cibles	56
II.2.2.2. Conception des cibles de fusion par confinement inertielle	56
II.2.2.3. Microballons en polymère	57
II.2.2.4. Tri et caractérisation des microballons	58
II.2.2.5. Technologies de remplissage	58
II.2.2.6. Redistribution du DT solide	59
II.2.2.7. Cavités de conversion	59
II.2.2.8. Technologies d'injection	60
II.2.3. Dans la fusion par ions Lourds	60
II.2.4. Conclusion	63
II.2.5. Référence	64

### **CHAPITRE III: PRODUCTION D'IONS LOURDS ET LEUR FREINAGE DANS LA MATIERE**

III.1. Introduction	67
III.2. Le confinement inertielle par ions lourds	68
III.2.1. Implosion par ions lourds	70
III.2.2. Les accélérateurs d'ions	70
III.3. Le confinement inertielle par ions légers	70
III.4. Implosion par Z-Pinch	70
III.5. Implosion par laser	71
III.6. Freinage des ions lourds dans la matière et dans le plasma	71
III.7. Conclusion	72
III.8 Référence	73

### **CHAPITRE IV : DETONATION DE LA REACTION DE FUSION**

IV.1. Introduction	75
IV.2. Modèle à un fluide	75
IV.3. Modèle multi-fluides	78
IV.3.1. Effets physique	78
IV.3.2. Les équations du modèle	79
IV.3.3. Simulation numérique	81
IV.3.4. Résultats numériques	82
IV.4. Référence	85

<b>CONCLUSION GENERALE</b>	86
----------------------------	----

<b>COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS</b>	87
---------------------------------------	----

<b>ABREVIATION</b>	
--------------------	--

<b>RESUME</b>	
---------------	--

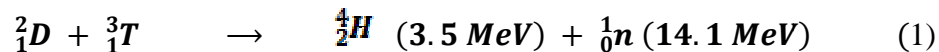
## INTRODUCTION GENERALE

Dans un souci de concision, plutôt qu'une revue des principes de la fusion thermonucléaire contrôlée, nous avons choisi de nous restreindre aux notions qui seront utiles dans la suite.

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la fusion inertielle contrôlée ayant pour but l'obtention d'énergie par fusion nucléaire d'éléments légers, fusion créée par les ions lourds. L'objectif général de la fusion thermonucléaire contrôlée est d'amener un mélange de combustible d'éléments légers (deutérium, tritium, etc.) dans des conditions de température et densité telles qu'elles puissent produire un nombre de réactions nucléaires suffisantes pour l'obtention de l'énergie (c'est-à-dire que l'énergie nucléaire récupérée soit plus grande que l'énergie investie dans le confinement). La réaction de fusion nucléaire D-T (1) est le résultat d'une interaction à très courte portée entre les nucléons constitutifs des noyaux [C. Blanc (1995)].

La fusion thermonucléaire sera une source inépuisable d'énergie (le deutérium se trouvent en quantités suffisantes dans l'eau des océans et le tritium peut être produit dans la réaction de fusion elle-même), sans déchet nucléaire et sans risque (il n'y a pas de masse critique comme dans la fission, donc pas de risque d'emballement). Les recherches dans le domaine de la fusion ont débuté il y a plusieurs dizaines d'années.

La réaction de fusion artificielle la plus attractive du point de vue de sa réalisation pratique est la réaction Deutérium–Tritium (D-T), où D est  ${}^2_1\text{H}$  et T est  ${}^3_1\text{H}$ . Cette réaction est la plus favorable [Engelmann (1979)]:



car l'hélium-4 a une énergie de liaison par nucléon particulièrement élevée, ce qui maximise l'énergie produite par fusion. En plus, la section efficace est beaucoup plus importante que dans d'autres cas, par exemple pour D+D.

Pour franchir la répulsion coulombienne des noyaux, il faut qu'ils aient des énergies cinétiques plus grandes que le potentiel électrostatique de répulsion, d'où la nécessité d'avoir des températures très grandes.

Pour avoir une source réelle d'énergie, il ne suffit pas simplement que les ions combustibles aient une énergie cinétique suffisante, mais il faut aussi que le bilan d'énergie soit globalement positif (énergie produite par les réactions nucléaires > l'énergie investie dans le plasma combustible). Pour cela il faut avoir une forte probabilité de collisions, d'où l'importance des densités élevées. Ces conditions de confinement s'appellent le critère de Lawson [J. Wesson, (1997)], qui dit que:

$$n\tau \sim 3 \times 10^{14} \text{ [s/cm}^3 \text{]}$$

où  $n$  est la densité du plasma et  $\tau$  le temps de confinement, ayant en même temps une température autour de 10 keV.

Deux voies principales sont envisagées pour essayer de résoudre ce problème: la voie magnétique (tokamak) [Wagner (1982)] et la voie laser (confinement inertielle) [Floux (1970)], qui maintiennent les particules en utilisant le rayonnement électromagnétique. La voie magnétique mise sur un plasma de faible densité ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) confiné sur un temps

assez long, tandis que le voie inertielle FCI confine un plasma de haute densité ( $n_e \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ ) pendant des temps très courts ( $\sim 10 \text{ ps}$ ), temps de maintien inertielle du plasma, avant la détente hydrodynamique. Le travail de cette thèse se situe dans le contexte de la voie ions lourds.

La fusion par confinement inertielle est une voie de recherche explorée pour obtenir la fusion des éléments légers, parallèlement à la fusion par confinement magnétique. Alors que, dans cette dernière, le confinement maintient le plasma à une très faible densité ( $10^{-5}$  fois la densité de l'air) pendant des temps de l'ordre de la seconde, la méthode "inertielle" consiste à réaliser des densités beaucoup plus fortes ( $10^6$  fois la densité de l'air) maintenues pendant des temps déterminés par l'inertie du système (typiquement quelques dizaines de picosecondes). Les lasers et les ions lourds permettent une très grande concentration de l'énergie dans les temps nécessaires à la fusion par confinement inertielle.

Le principe de la fusion par confinement inertielle consiste à comprimer, par les ions lourds, les éléments combustibles (une petite capsule de l'ordre d'un millimètre de diamètre [Lindl(1992)] pour obtenir des conditions de température et de densité suffisamment hautes afin d'amorcer les réactions nucléaires).

Quelle que soit la technique employée, la problématique de la fusion nucléaire reste la même : vaincre la répulsion des noyaux de deux éléments légers afin qu'ils mettent en commun leurs nucléons pour constituer un élément plus lourd. La réaction de fusion nucléaire la moins difficile à réaliser est celle qui peut intervenir entre le deutérium (D) et le tritium (T), deux isotopes de l'hydrogène. Elle donne naissance à un noyau d'hélium 4 (particule alpha) doué d'une énergie de 3,52 MeV et à un neutron de 14,06 MeV.

L'amorçage et la détonation de la réaction de fusion nécessite de forte de forte densité afin d'atteindre les conditions d'allumage et de réalise le critère de Lawson. Dans ces conditions le combustible est comprimé à des densité surfacique,  $\rho R$ , supérieurs, à  $2 \text{ g/ccm}$ , ce qui est énorme et nécessite une énergie driver proche du Méga Joule par impulsion.

Une méthode récemment proposé dans le but de réduire la densité d'allumage du combustible et de réalisé la fusion inertielle dans des densités facilement réalisable. Il s'agit d'appliquer de forts champs magnétiques à la cible. La technique de la fusion d'une cible cylindrique magnétisée constitué une combinaison entre la vois inertielle et la voie magnétique de la fusion thermonucléaire.

Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à l'étude de deux phénomènes physiques dans l'implosion d'une cible cylindrique magnétisée par un faisceau d'ions lourds. Il s'agit de la détonation de la réaction de fusion, supposée initialement amorcer au centre de la cible, vers le reste du combustible. On s'intéresse également à l'étude de l'instabilité de Weibel excité.

Ce travail est organisé comme suit :

Les chapitres 1 et 2 sont essentiellement des parties introductives permettant d'introduire certaines notions qui seront utiles pour la suite. Le premier est consacré à la présentation générale de quelques notions relatives aux étapes de la fusion par confinement inertielle: phase d'interaction, de compression, de décélération, ignition et phase d'allumage et gain ainsi que les deux voies de la fusion : la fusion par confinement magnétique et la fusion inertielle.

Au cours du deuxième, les différentes instabilités de deux faisceaux, faisceau-plasma, de Rayleigh-Taylor, et celles de Weibel sont développées. Dans ce même chapitre, il est présenté l'architecture de la cible utilisée dans la fusion inertielle et dans la fusion par ions lourds. Le troisième chapitre est consacré à la production d'ions lourds et les différents drivers utilisés. Le dernier chapitre, sur lequel est basé notre travail, est consacré à la

détonation de la réaction de fusion on décrivant les différents modèles d'équation à un fluide et multi-fluide, les résultats numériques obtenus sont décrits ainsi qu'une comparaison des résultats obtenus avec les résultats expérimentaux. Enfin, une conclusion est donnée vers la fin pour résumer les résultats et les données obtenus dans le cadre de ce travail.

## CHAPITRE I

### LES ETAPES DE LA FUSION INERTIELLE

#### I.1 Les étapes de la fusion inertielle

##### I.1.1. Introduction

En réalité, il existe plusieurs phases dans le processus de la FCI qui sera décrit d'une manière succincte pour le concept du point chaud [Pfalzner S. (2006)].

##### I.1.2. Étapes de la fusion par confinement inertiel

###### I.1.2.1. Phase d'interaction

La phase d'interaction est la phase initiale où l'énergie est fournie à la capsule contenant le combustible DT. Il y a principalement deux options pour l'absorption d'énergie - par des faisceaux de laser ou des faisceaux de particules d'ions. Pour les phénomènes dans lesquels seulement l'absorption d'énergie elle-même est d'importance, souvent aucune distinction n'est faite entre le laser et les faisceaux de particules : le terme *driver* est utilisé pour la source d'énergie dans le contexte de la FCI.

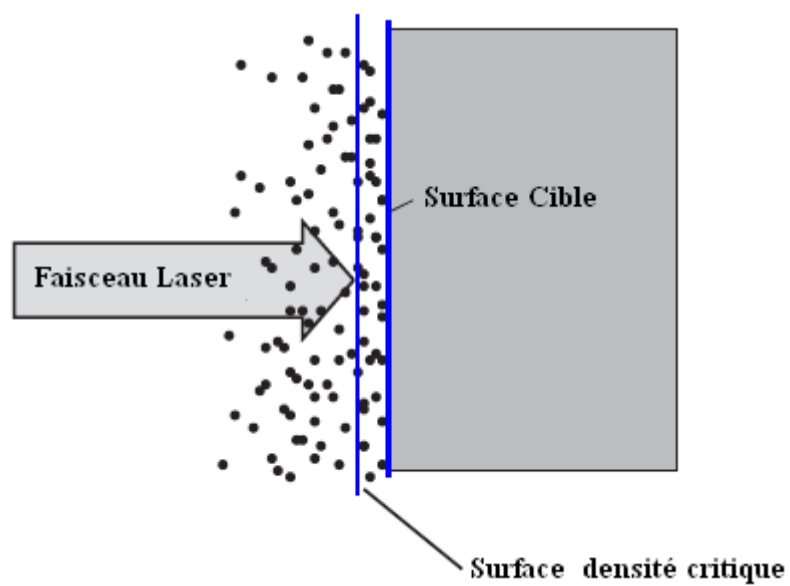
Cependant, le processus initial d'interaction diffère de manière significative lorsque le laser ou les faisceaux de particules sont utilisés comme drivers. Fondamentalement, les faisceaux de laser agissent seulement sur la surface de la matière, tandis que les faisceaux de particules pénètrent à une certaine distance dans la matière. Par conséquent les détails du processus de la phase d'interaction dépendent du type de driver utilisé. Dans l'un ou l'autre cas, le but est de transférer autant d'énergie possible pour assurer la compression du plasma.

Puisque la recherche avec des drivers de laser est beaucoup plus avancée en terme de réalisation des conditions de fusion, pour ce moment nous supposons le faisceau de laser comme driver. Dans ce cas-ci, un plasma est créé immédiatement dès que le faisceau laser entre en contact avec la surface externe de la capsule et se détend à l'extérieur de cette surface. Comme il est montré sur la figure I.1, la densité du plasma sera plus grande près de la surface de la capsule et diminuera plus loin. Dès que le plasma sera créé, le faisceau laser pénètre pour atteindre la capsule. Maintenant, le problème est qu'à partir d'une certaine *densité critique*, le plasma gênera le faisceau de laser pour avancer plus loin. Puisque la surface de densité critique est située à une certaine distance de la surface solide de la cible, l'énergie de laser n'est plus déposée directement sur la surface de capsule.

L'endroit de la surface critique de densité dépend fortement de la longueur d'onde, de l'intensité et de la longueur d'impulsion du faisceau laser. Le choix de ces paramètres est ainsi essentiel pour un accouplement efficace de l'énergie de laser à la cible. Ces paramètres déterminent non seulement l'écart entre la surface critique et la surface de la cible, mais également la quantité d'ablation et l'efficacité de la phase de compression ultérieure [Pfalzner S. (2006)].

###### I.1.2.2. Phase de compression

Pour une extension large, la phase d'interaction détermine déjà comment est réussie la phase de compression (c.-à-d., à quel degré la capsule peut être illuminée uniformément sur sa surface entière). La non-uniformité d'ignition se produit sur deux échelles microscopiques et macroscopiques. Les non-uniformités macroscopiques peuvent, par exemple, être provoquées par un nombre insuffisant de faisceaux ou l'existence d'un déséquilibre de puissance entre les différents faisceaux. Une raison des non-uniformités microscopiques est la présence des fluctuations spatiales dans un simple faisceau lui-même.



*Figure I.1*  
*Schéma de la densité critique formée lorsqu'un laser*  
*interagit avec la cible.*



Le point important est que les deux types de non-uniformité peuvent mener aux instabilités dans la phase de compression. Il y a deux manières de traiter les instabilités macroscopiques. L'évident est de réduire les non-uniformités macroscopiques en prenant un nombre suffisant de faisceaux. Ceci est réalisé dans le schéma d'*attaque directe* de la FCI. Cependant, utiliser beaucoup de faisceaux de laser rend de tels systèmes très chers et techniquement stimulants. Plusieurs expériences à petite échelle avec l'attaque directe ont été effectuées avec juste quelques faisceaux de haute puissance afin de faire des essais et de déduire comment un système à plusieurs faisceaux sera performant.

Comme alternative à cette approche « *attaque directe* », l'approche par *le rayon X* ou l'*attaque indirecte* ont été développés, principalement aux Etats-Unis, mais également en France, au Royaume-Uni et au Japon. Dans cet arrangement l'énergie de laser est d'abord absorbée dans un *hohlraum*, qui est essentiellement une enveloppe extérieure de la capsule de la FCI. Le schéma de l'attaque indirecte est montré dans figure I.2. Ici le laser ne heurte pas la capsule directement mais frappe l'enveloppe de l'extérieur. Cette enveloppe se compose d'un matériau de Z élevé qui émet des rayons X quand elle est chauffée par les faisceaux laser. C'est les rayons X qui conduisent à l'implosion de la capsule de la FCI. Les conceptions courantes de cible permettent une conversion de l'énergie de laser en rayons X d'environ 70-80%. Bien que, cette conception a besoin d'un apport en forte énergie, elle est moins sensible aux instabilités hydrodynamiques et les conditions sur l'uniformité des faisceaux de laser ne sont pas très exigeantes.

Le choix de l'un des schémas d'attaque directe et d'attaque indirecte présenté rapidement n'est toujours pas clair quand à la meilleure solution pour produire de l'énergie de fusion inertielle (EFI) dans un réacteur et ils restent beaucoup de campagnes expérimentales vigoureuses sur les deux systèmes de conception.

Dans le passé les expériences « *attaque directe* », avec les plus puissants lasers, sont les GEKKO XII de l'université d'Osaka au Japon et la mise à niveau d'Omega de l'université de Rochester, laboratoire du laser énergétique, aux Etats-Unis. Le système de GEKKO XII est composé de 12 faisceaux qui fournissent une énergie de 10 kJ en 1 ns à une longueur d'onde de 0.5 ou 0.35  $\mu$  m.

GEKKO XII a été redimensionné pour la recherche dans le domaine de l'allumage rapide et planifié pour utiliser un dispositif avec 60 faisceaux et depuis le projet a été abandonné. Aujourd'hui seul Omega, avec la mise à niveau, qui a 60 faisceaux et atteint une énergie de 40 kJ pour différentes formes d'impulsion. Cependant, il y a des programmes pour utiliser le National Ignition Facility (NIF), qui est maintenant en construction et optimisé pour le système d'attaque indirecte afin d'exécuter quelques expériences avec l'attaque indirecte.

Le système d'attaque indirecte est tout d'abord favorisé par les Etats-Unis et la France et les nouveaux systèmes de laser (NIF et laser MegaJoule (LMJ)) sont en construction. Cependant, pour une centrale, le processus d'allumage d'une capsule en entier doit être répété à un taux de l'ordre de secondes plutôt que de jours (comme dans les prochaines expériences) qui pourrait par la suite faire de l'attaque directe le système le plus favorable.

Quelque soit l'arrangement, les instabilités ne puissent pas être complètement évitées. Ces instabilités peuvent se produire quand un fluide plus dense pousse un fluide moins dense comme dans l'exemple classique de l'eau sur l'huile. Si cet état métastable est perturbé, un mélange entre les deux fluides peut surgir.

Dans la FCI, il n'existe pas de fluide lourd et léger, c'est pourquoi les instabilités de Rayleigh-Taylor se produisent quand les cibles sont comprimées, le plasma chaud pousse sur le plasma froid. C'est équivalent à un fluide lourd qui pousse le fluide léger (le léger « pousse » le lourd, ou le lourd « tombe » dans le léger) et dans cette situation les instabilités de Rayleigh-Taylor peuvent se développer. Un mélange de plasma chaud et

froid se produit qui entraîne en effet à un refroidissement non désiré du plasma chaud [Pfalzner S. (2006)].

Cet état est évidemment mauvais pour la compression, ainsi les cibles doivent être conçues de telle manière que les instabilités de Rayleigh-Taylor soient réduites au minimum. Il s'avère que le rapport du rayon de la coquille  $R(t)$  et son épaisseur  $\Delta R(t)$  est le paramètre crucial (voir la figure I.3). Les calculs montrent que le rapport d'aspect  $R(t)/\Delta R(t)$  de la coquille doit être de l'ordre de 25-40, mais pas simplement au début mais à tout moment pendant l'implosion. Ainsi la nécessité d'éviter des instabilités de Rayleigh-Taylor influence directement la conception de la capsule contenant le deutérium-tritium de la FCI. Les paramètres importants pour le taux de croissance des instabilités de Rayleigh-Taylor pendant l'ablation sont le nombre d'ondes des instabilités, l'accélération du plasma et le gradient de densité dans le plasma. Il s'avère que des longueurs d'onde harmoniques courtes de ces non-uniformités sont heureusement atténuées par la conductivité thermique. Les non-uniformités les plus destructives sont la longueur d'onde intermédiaire. Pour plus de détail et une description détaillée de la façon dont ces paramètres influencent la conception de la cible, il est recommandé le chapitre 8 de la référence [Pfalzner S. (2006)].

Maintenant supposons que la cible est conçue d'une manière idéale afin d'éviter les instabilités de Rayleigh-Taylor, quelles sont les autres conditions existant pour la phase de compression? L'accélération devrait être exécutée de sorte que la création de prétendus électrons chauds soit évitée le plus possible. Ces électrons chauds peuvent *préchauffer* le combustible et créer leurs propres fronts de choc. Le préchauffage du combustible est indésirable, parce que, comme il est décrit ci-dessus, il sera alors plus difficile de le comprimer.

Éviter le préchauffage est particulièrement nécessaire si un laser est utilisé comme driver. Cependant, pour éviter le préchauffage la forme d'impulsion peut être choisie de telle manière que l'aspect des chocs additionnels indésirables soit évité à un certain degré. Néanmoins, les ondes de chocs ne peuvent pas être complètement évitées si on veut accumuler la pression dans un temps raisonnable. Par conséquent une petite puissance de pré-impulsion est utilisée et une succession d'impulsions de plus en plus intenses peuvent accélérées (comprimé) alors le combustible qui est presque isentropique [Pfalzner S. (2006)].

### I.1.2.3. Phase de décélération

Quand la partie intérieure du combustible atteint le centre de la capsule, commence la phase de décélération. L'énergie cinétique de la partie intérieure du combustible est convertie en énergie interne. Le résultat est que la température et la densité augmentent au centre, tandis que la partie principale du combustible demeure relativement non perturbé.

Dans le concept du point chaud (hot spot), des vitesses d'implosion du combustible de  $2 \times 10^7$  cm/s (200 Km/s) au moins sont nécessaires pour créer la température et la densité nécessaires pour imploser le plasma dans le point chaud central.

Pour obtenir des densités et des températures élevées du combustible dans la région du point chaud, une succession d'impulsions de plus en plus intenses est nécessaire pour réaliser la compression isentropique nécessaire.

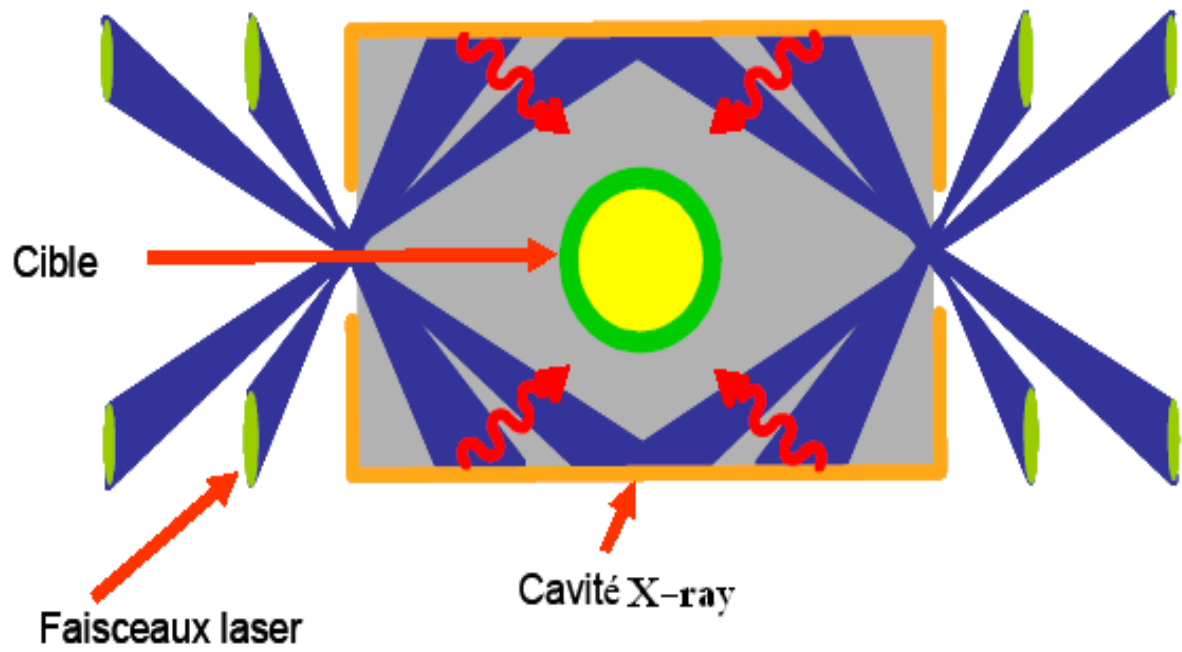
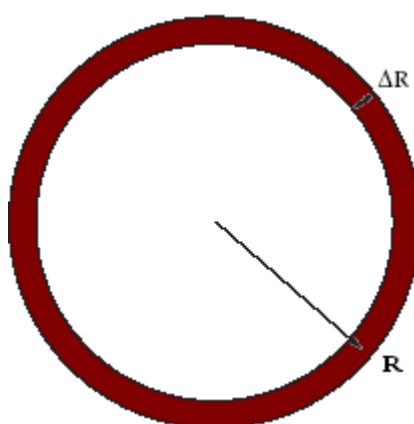


Figure I.2  
*Schéma de l'attaque indirecte.*



*Figure I.3*  
*Les paramètres  $R$  et  $\Delta R$  pour la définition du rapport d'aspect.*

Dans la phase de décélération la dernière impulsion de la série d'impulsions successives doit agir en même temps que la première impulsion sur le combustible comprimé au centre. Ainsi la synchronisation des chocs est essentielle pour que cette phase soit réussie [Pfalzner S. (2006)].

#### **I.1.2.4. Ignition et Phase d'allumage**

Quand les conditions de température et de densité dans le point chaud sont atteintes, l'allumage se produit. Les particules  $\alpha$  produites déposent leur énergie principalement dans cette zone centrale et la réchauffe très rapidement. Les rayonnements, les neutrons de fusion, et la conductivité thermique des électrons transportent alors cette énergie du point chaud central au reste du combustible. La température de cette région externe augmente, de sorte que les réactions de fusion dans cette région puissent également avoir lieu et l'allumage se propage sur l'ensemble du combustible.

Le processus entier prend approximativement 10 ps. Pendant ce temps une très haute pression est obtenue qui implose le reste du combustible et thermalise les particules  $\alpha$ . C'est alors la fin du cycle de la FCI. Dans un réacteur, c'est le moment où la prochaine cible doit être injectée et débutera, encore une fois, le processus en entier. Puisque, c'est dans la dernière étape que les particules  $\alpha$  sont produites [Pfalzner S. (2006)].

#### **I.1.2.5. Gain**

Dans le processus de fusion l'énergie est seulement gagnée si l'énergie déposée par les produits de fusion excède l'énergie nécessaire investie. Malheureusement, cette énergie investie n'est pas simplement l'énergie requise pour chauffer le combustible : plusieurs inefficacités doivent être prises en considération le long du processus. D'abord, il faut considérer les pertes dues au driver lui-même à cause des rayonnements etc., le résultat de cette inefficacité du driver donne un facteur de perte d'énergie initialement mise dans le système de 3-20.

En outre, il y a des pertes dans la dynamique de compression par exemple par les instabilités de Rayleigh-Taylor et l'efficacité limitée de l'allumage mentionnée ci-dessus. L'inefficacité d'implosion nécessite un facteur plus élevée de 10-20 pour l'énergie investie. Ces pertes d'énergie pendant le processus de la FCI sont les problèmes réels pour réaliser la fusion viable, ainsi les gains élevés en efficacité du driver et en énergie sont les points cruciaux. Le premier point est une question de développement technologique, le second point, il exige la conception adéquate des cibles et les caractéristiques adéquates du faisceau [Pfalzner S. (2006)].

## I.2. Les deux voies de la fusion

### I.2.1. Introduction

L'énergie de fusion est réalisable en provoquant la fusion des noyaux d'éléments légers, notamment les isotopes de l'hydrogène. En raison de la barrière de potentiel existant autour des noyaux, le milieu réactif doit être porté à une température suffisamment élevée de l'ordre de 10 keV pour la réaction (D, T). Deux concepts principaux sont actuellement étudiés pour exploiter cette source d'énergie thermonucléaire : le *confinement magnétique* et le *confinement inertiel*.

La fusion d'éléments légers (hydrogène et ses isotopes) en éléments plus lourds (hélium) libère une grande quantité d'énergie. L'agitation thermique du mélange combustible porté à de très hautes températures permet de réaliser la fusion, ainsi appelée « thermonucléaire ». A ces températures, dépassant cent millions de degrés Kelvin, le mélange se trouve à l'état de plasma chaud complètement ionisé.

Deux régimes de combustion sont envisagés pour obtenir un bilan énergétique favorable, et viable pour un réacteur industriel, qui correspond notamment à deux façons de confiner le plasma: le premier régime est quasi-stationnaire, un plasma peu dense est contenu par une structure magnétique fermée et de grand volume – c'est la voie de la fusion par **confinement magnétique**. Le second régime est explosif, la fusion est réalisée dans un petit volume de plasma, lancé en compression extrêmement rapide pour le chauffer et libérer l'énergie – c'est la voie de la fusion par **confinement inertiel**.

Les recherches en fusion magnétique utilisent des installations de grande taille : les tokamaks et les stellarators, ce qui a favorisé une coordination au niveau international, pour la construction de machines de plus en plus grosses (JET en Europe, JT 60 au Japon, D3D aux USA, ASDEX en Allemagne, Tore Supra en France). Le consortium international réuni autour la construction du projet ITER est proche, en termes de financements mis en jeu, du nombre de pays impliqués et d'organisation sur le plan international, de celui autour du CERN.

Dans la filière inertielle, la compression de la cible de combustible se fait soit à l'aide de faisceaux laser, soit de faisceaux de particules (ions légers ou ions lourds), qui requièrent également de grandes installations : deux grandes installations laser sont actuellement en construction dans le monde, le laser « NIF » (National Ignition Facility) en construction aux USA sous l'égide du DOE, et le laser « LMJ » (laser mégajoule) en construction en France sous l'égide du CEA-DAM.

Le tableau I.1 donne une comparaison des temps de confinement et des densités dans les deux approches (*confinement magnétique et inertiel*) [Pfalzner (2006)].

	<i>FCM</i>	<i>FCI</i>
Densité des particules $n_e / \text{cm}^{-3}$	$10^{14}$	$10^{26}$
Temps de confinement $\tau / \text{s}$	10	$10^{-11}$
Critère de Lawson $n_e \tau / \text{scm}^{-3}$	$10^{15}$	$10^{15}$

Table I.1  
Paramètres de Confinement dans *FCM* et *FCI*.

## 1.2.2. La fusion par confinement magnétique

Le *confinement magnétique* consiste à injecter des faisceaux d'atomes neutres ou/et des ondes haute fréquence dans un plasma de combustible très dilué et déjà chaud pour le porter à la température d'ignition, le confinement du plasma étant assuré par une configuration adéquate de champ magnétique.

### 1.2.2.1. Réactions nucléaires

La production d'énergie par la fusion nucléaire s'appuie sur le principe d'équivalence entre masse et énergie qu'a énoncé Einstein. Lorsque l'on provoque la fusion de deux noyaux atomiques convenablement choisis, on obtient un dégagement d'énergie issu de la différence de masse entre les produits de la réaction et les noyaux réactifs [CEA (1987)].

Plusieurs réactions de fusion sont envisageables (éq I.1 à I.4). Toutefois, deux conditions doivent être remplies dans l'optique de la production d'énergie. Tout d'abord, la réaction choisie doit bien évidemment s'accompagner d'un dégagement d'énergie (réaction exoénergétique), ce qui implique l'utilisation de noyaux légers [C. Blanc (1995)]. Ensuite, la section efficace (figure I.4) de réaction doit être aussi élevée que possible. Du point de vue de ces deux contraintes, la réaction dite deutérium-tritium (D-T) est la plus intéressante (éq. I.1). La fusion de ces deux isotopes de l'hydrogène se traduit par la production d'un noyau d'Hélium (particule  $\alpha$ ) et d'un neutron, emportant tous deux l'énergie produite (17.59MeV) sous forme d'énergie cinétique.



Notons que le deutérium (D) est naturellement très abondant. Le tritium (T) n'existe pratiquement pas à l'état naturel mais peut être produit en bombardant du lithium par un flux neutronique. Ceci rend de nouveau la réaction D-T particulièrement attractive.

En effet, les solutions technologiques actuellement envisagées dans le cadre des recherches sur les futurs réacteurs proposent l'utilisation des neutrons produits pour régénérer le tritium de manière continue, par exemple en entourant la chambre de réaction d'une couverture de lithium [J. Wesson (1997)].

### 1.2.2.2. Plasma de fusion

La réaction de fusion nucléaire D-T (I.1) est le résultat d'une interaction à très courte portée entre les nucléons constitutifs des noyaux [C. Blanc (1995)]. Elle a lieu seulement lorsque les noyaux atomiques sont très proches l'un de l'autre ( $d \approx 10^{-15}\text{m}$ ), ce qui est rendu difficile par la répulsion coulombienne qui s'exerce entre eux. La solution la plus réaliste consiste à chauffer le mélange deutérium-tritium à des températures très élevées, de l'ordre de centaine de millions de Kelvin. Dans ces conditions, ce mélange constitue un plasma au sein duquel les noyaux sont séparés de leurs électrons et les réactions de fusion possibles.

Le plasma ainsi constitué est le siège de pertes énergétiques, en particulier par l'intermédiaire des collisions coulombiennes et de mécanismes turbulents.

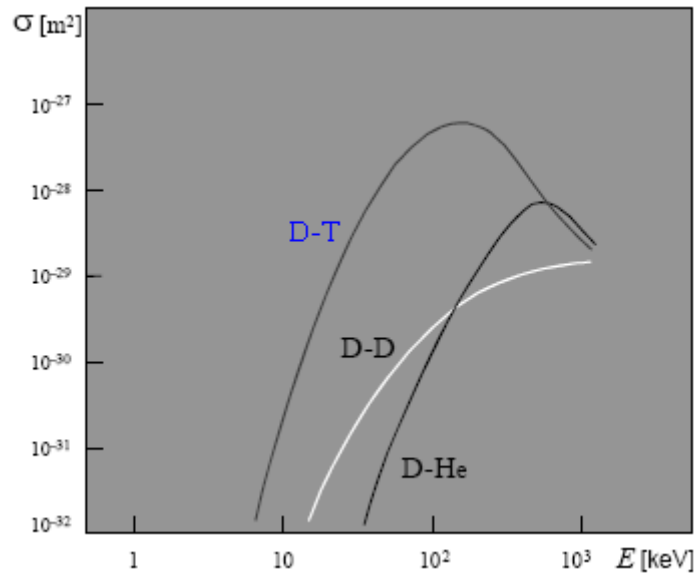


Figure I.4  
Sections efficaces des principales réactions de fusion.



Un moyen de quantifier ces pertes est l'introduction de la quantité  $\tau_E$ , appelée temps de confinement de l'énergie et définie à l'état stationnaire comme le rapport entre,  $W$ , l'énergie stockée dans le plasma et  $P_{inj}$ , la puissance nécessaire à l'entretien de ce plasma. Plus  $\tau_E$  sera élevé, meilleur sera le confinement et meilleures seront les performances du plasma. On peut montrer que le produit  $n_e T_i \tau_E$  est caractéristique de ces performances, où  $n_e$  est la densité électronique et  $T_i$  température ionique. Plus précisément, le plasma d'un réacteur stationnaire et rentable du point de vue énergétique devra vérifier la condition suivante [J. Wesson (1997)].

$$n_e T_i \tau_E \geq 3 \times 10^{21} \text{ keV.s.m}^{-3} \quad (I.5)$$

Le but ultime des études sur la fusion contrôlée est donc l'optimisation de ce triple produit et la condition (I.5) est appelée critère de Lawson [Lawson, (1957)], [J. Wesson, (1997)].

### 1.2.2.3. Confinement magnétique et tokamak

Le Tokamak est un dispositif toroïdal comprenant une chambre à vide torique (en forme d'anneau) dans laquelle le plasma est confiné par l'action conjointe d'un champ magnétique externe et du courant circulant dans le plasma. C'est un exemple de la technique: le confinement magnétique.

Il est impossible d'utiliser une enceinte matérielle pour confiner un plasma tel qu'évoqué ci-dessus. Devant de telles températures et en dépit de la faible capacité calorifique du plasma, la paroi s'éroderait, introduisant des particules lourdes au sein du milieu ionisé, qui lui seraient très rapidement fatales (extinction de la décharge). L'idée consiste donc à utiliser le fait qu'une particule chargée a une trajectoire hélicoïdale autour d'une ligne de champ magnétique. Par conséquent, on conçoit qu'une configuration magnétique telle que les lignes de champ se referment sur elles-mêmes peut être à même de confiner le plasma. C'est la base du concept de confinement magnétique [CEA, (1987)].

Parmi les systèmes de confinement possibles, le plus performant sur la route du futur réacteur à fusion est le tokamak. Il s'agit d'un système sophistiqué où le plasma participe à son propre confinement. Les bobines principales de la machine créent le champ magnétique toroïdal, auquel il est nécessaire de superposer un champ poloïdal qui lui est perpendiculaire, de manière à obtenir une configuration stable. Ce dernier est généré par un courant circulant dans le plasma, qui fait alors office de circuit secondaire d'un transformateur dont le primaire est constitué des bobines extérieures (voir figure I.5).

A l'heure actuelle, les meilleures performances en deutérium-tritium ont été obtenues dans le tokamak européen JET [Gomezano.,C. et al.(1998)]. Toutefois, dans l'optique d'un fonctionnement continu, il sera nécessaire de mettre en œuvre des décharges stationnaires et le tokamak possède des bobines supraconductrices, ce qui permet d'obtenir des plasmas performants pendant des durées de l'ordre de la centaine de secondes [AIEA, (1988)].

### 1.2.2.4. Champ magnétique dans un tokamak

Dans la section 1.2.3, il a été discuté la superposition du champ magnétique toroïdal et du champ magnétique poloïdal. Le premier est créé par les bobinages de la machine alors que le second provient du courant induit dans la direction toroïdale. Les lignes de champ ainsi formées sont donc hélicoïdales. Aux erreurs de champ près (dus notamment au nombre fini de bobines), la configuration magnétique est axisymétrique, i.e. invariante par rotation autour de l'axe magnétique de la machine. Les lignes de champ s'enroulent donc autour de tores fictifs appelés surfaces magnétiques. Les particules pouvant se déplacer le long des lignes de champ, la densité et la température des diverses espèces du plasma de fusion sont constantes sur ces surfaces emboîtées.

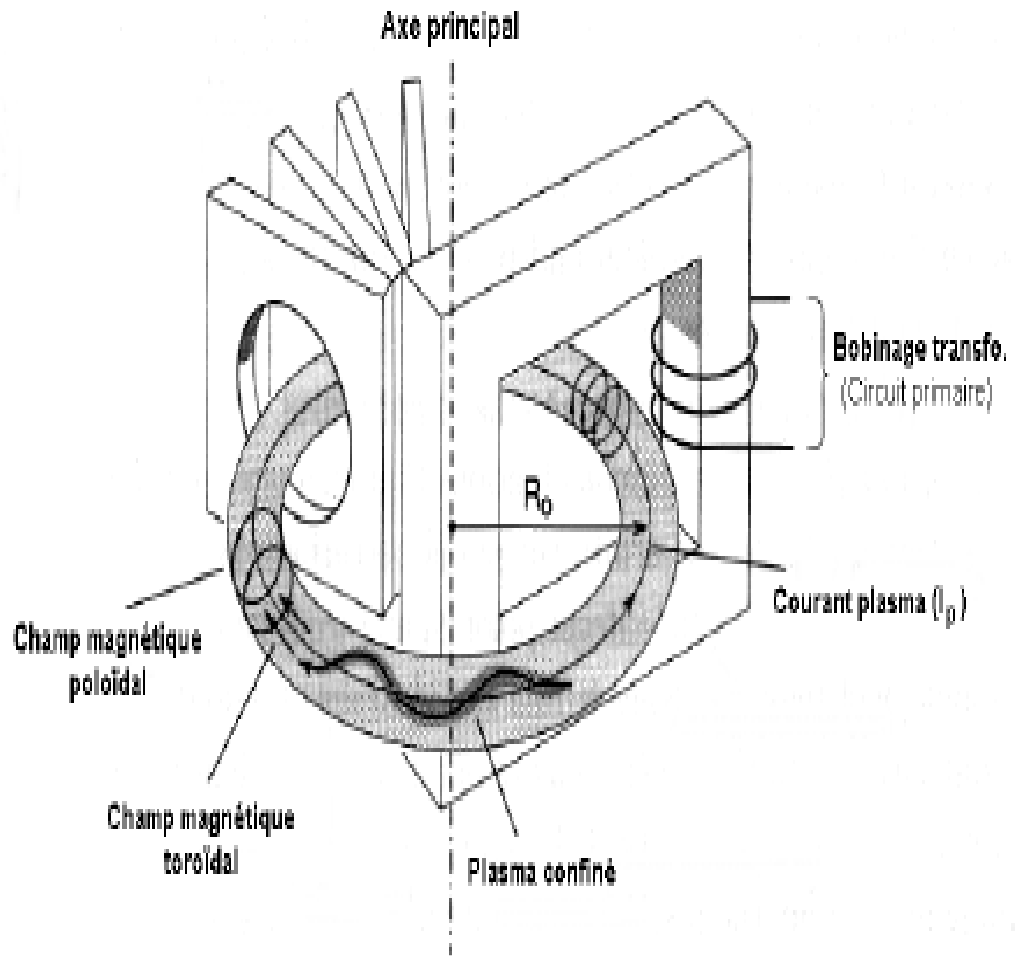


Figure 1.5  
Vue schématique d'un Tokamak.

Dans un tokamak, une bonne approximation est de considérer que le champ de confinement varie comme l'inverse de la distance à l'axe du tore ( $B_0 \propto 1/R$ ) où  $B_0$  est le module du champ magnétique et  $R$  la distance entre le point considéré et l'axe de symétrie principale de la machine. Dès lors, il est naturel de qualifier le côté extérieur de la machine de côté bas champ et le côté intérieur de côté haut champ.

D'autre part, le confinement du plasma impose que pour chaque rotation poloidale, les lignes de champ effectuent plusieurs rotations toroïdales. Le rapport entre le nombre de tours poloidaux et toroïdaux est appelé facteur de sécurité et dénoté  $q$  avec la définition, valable pour un tokamak à grand rapport d'aspect.

$$q = \frac{rB_\chi}{R_0 B\varphi}, \quad (\text{I.6})$$

où  $B\varphi$  est le module du champ magnétique toroïdal,  $B_\chi$  celui du champ poloidale  $r$  est la distance à l'axe du plasma et  $R_0$  le grand rayon. Une autre grandeur très importante du point de vue du confinement est le cisaillement magnétique. Celui-ci est défini par

$$s_m = \frac{d \ln q}{d \ln r} = \frac{r}{R_0} \left( \frac{dq}{dr} \right) \quad (\text{I.7})$$

### I.2.3. La fusion par confinement inertiel (FCI)

Dans la voie inertielle, une cible minuscule, qui contient un mélange de D-T, est comprimée par des faisceaux d'ions ou de lasers très intenses pour obtenir des densités et températures extrêmement élevées; on obtient ainsi suffisamment de réactions de fusion pendant le temps très court durant lequel cette cible en implosion reste confinée sous l'effet de sa propre inertie

Dans le concept du confinement inertiel qui nous concerne dans ce travail, la température d'ignition est atteinte par une *compression rapide* d'une cible contenant du Deutérium-Tritium, au moyen de particules chargées (ions, électrons). La densité de plasma obtenue à la fin de l'implosion de la cible doit être très élevée ( $10^3$ - $10^4$  fois la densité normale), afin qu'une fraction *suffisante* du combustible donne lieu à des réactions de fusion durant le court laps de temps pendant lequel le combustible est *confiné par sa propre inertie* avant de se refroidir rapidement par expansion. Ce temps de confinement inertiel est de l'ordre de quelques picosecondes. Il peut cependant être plus long si la cible comporte une enveloppe extérieure composée de matériaux lourds.

Le principe de la fusion par confinement inertiel consiste à comprimer, par laser ou ions lourds, les éléments combustibles (une petite capsule de l'ordre d'un millimètre de diamètre [Lindl (1992)] pour obtenir des conditions de température et de densité suffisamment hautes afin d'amorcer les réactions nucléaires).

#### I.2.3.1. La fusion inertielle classique

La fusion inertielle classique suppose que la compression et le chauffage soient réalisés en même temps. Pour cela on chauffe la capsule externe du combustible (appelée ablateur) à l'aide des faisceaux laser de puissance (de durée  $\sim$ ns) ou du rayonnement X (figure I.6, à gauche), qui est vaporisée et ionisée, en formant un plasma de plusieurs dizaines de millions de degrés. Le plasma commence alors à se détendre, et, par réaction, le ballon combustible reçoit violemment un mouvement radial centripète qui produit une onde de choc dans la même direction (figure I.6, à droite). Cette onde comprime fortement le combustible, et converge vers le centre du ballon, où un point chaud se forme dû à la compression et le transfert de l'énergie de l'onde de choc en énergie thermique.

Ce point chaud doit avoir des conditions suffisantes pour amorcer les réactions de fusion. Une fois le point chaud allumé, les réactions nucléaires doivent se produire en chaîne, fournissant aussi la température nécessaire pour le reste du combustible.

En pratique on ajuste l'intensité du rayonnement en fonction du temps, pour qu'elle suive l'évolution du front d'ablation, afin que la compression soit la plus efficace possible (isentropique).

En pratique Il existe deux types des schémas différents pour réaliser le chauffage et l'implosion du combustible quelque soit le driver utilisé qu'il soit un faisceau d'ions lourds ou un laser de puissance: Il s'agit de *l'attaque directe* [Nuckolls (1972)] et *l'attaque indirecte* [Lindl (1995)].

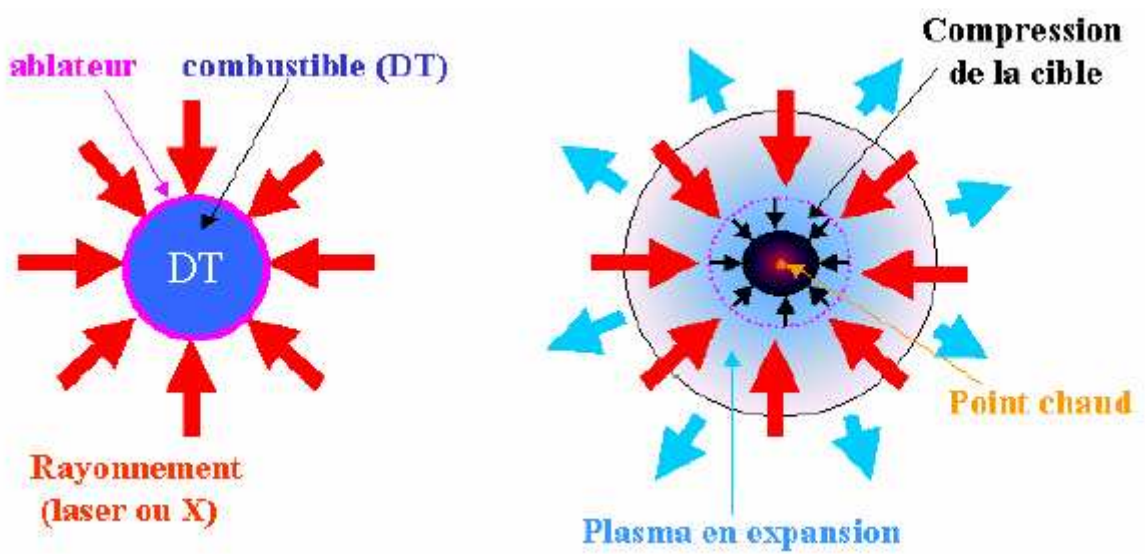


Figure I.6  
*Principe de la fusion par confinement inertielle.*

### I.2.3.2. L'attaque directe

Dans le schéma de l'attaque directe le ballon est irradié directement par les faisceaux du driver (figure I.7). Dans le cas de la fusion d'une cible sphérique par laser, on peut avoir jusqu'à quelques dizaines-centaines des faisceaux ns disposés symétriquement autour du micro-ballon (194 des faisceaux sur NIF à Livermore et 240 sur MJ au CESTA à Bordeaux).

Le transfert d'énergie est satisfaisant, mais par contre la symétrie d'éclairement s'avère très critique. Pour s'affranchir de ce problème on envisage le schéma de l'attaque indirecte.

### I.2.3.3. L'attaque indirecte

L'attaque indirecte utilise le rayonnement X pour comprimer le micro-ballon combustible. Pour cela on utilise une cavité auxiliaire rempli de gaz, au milieu duquel se trouve le micro-ballon (figure I.8). Les faisceaux laser irradient les parois de la cavité, produisant un très fort flux de rayonnement X. Le matériau de la cavité doit avoir un grand numéro atomique (d'habitude l'or) pour réaliser une conversion efficace laser-X. Le rôle du gaz est d'empêcher la détente du plasma des parois vers le ballon. L'avantage de ce montage est que le rayonnement X est très uniforme, réalisant une compression bien symétrique. Par contre le gros inconvénient est la conversion laser-rayonnement X dont le rendement est relativement faible.

Plusieurs expériences ont été menées dans différents laboratoires internationaux. Le schéma de l'attaque directe a été privilégié dans les laboratoires ILE d'Osaka et LLE de Rochester, cependant que l'attaque indirecte a été choisie par les équipes du LLNL et CEADAM.

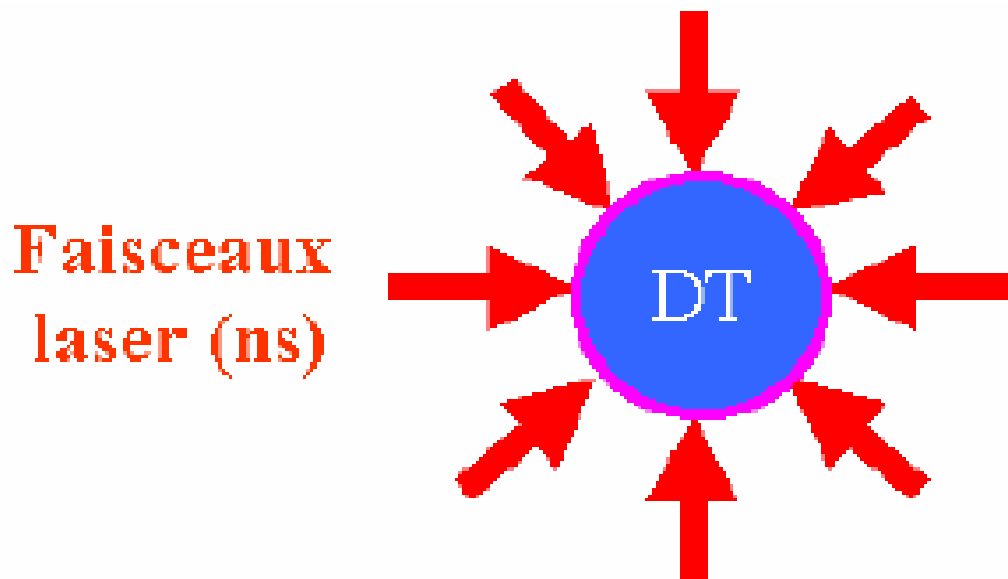
Un exemple de résultat expérimental est:  $n\tau \sim 4.10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{s}$ ,  $T \sim 1.7 \text{ keV}$ ,  $\rho \sim 100 \rho_0$  et un gain de  $\sim 10^{-3}$  [Storm (1988)].

Pour avoir un gain de 10 dans la FCI classique, les estimations actuelles prévoient qu'il faut une énergie de confinement de 1 MJ, avec les conditions suivantes sur les densités surfacique et électronique [Atzeni (1992)]:

$$\rho_r = 0.4 \text{ g/cm}^2 \text{ et } n_e = 10^{26} \text{ cm}^{-3}$$

Les dimensions du plasma entourant le combustible sont de l'ordre de quelques mm, ce qui favorise l'apparition des instabilités paramétriques. Ces instabilités ont des conséquences diverses, en général négatives. Des ondes plasma y sont produites, absorbant une partie importante de l'énergie laser (diffusion Raman stimulée, diffusion Brillouin stimulée) [Kruer, (1991)]. En plus, des instabilités peuvent chauffer le combustible avant la phase finale de la compression, ce qui réduit son efficacité. Finalement, la non uniformité de l'éclairage empêche une compression uniforme, conduisant à un mélange du plasma chaud avec le combustible froid (instabilité Rayleigh-Taylor) [Takabe, (1985)].

Afin de s'affranchir de tous ces problèmes, des grosses installations sont maintenant en construction en France (Laser MégaJoule de Bordeaux) et aux Etats-Unis (NIF – National Ignition Facility). Avec des énergies sur cible de l'ordre de quelques MJ, ces lasers devront permettre l'obtention de l'ignition.



*Figure I.7*  
*Schéma de l'attaque directe.*

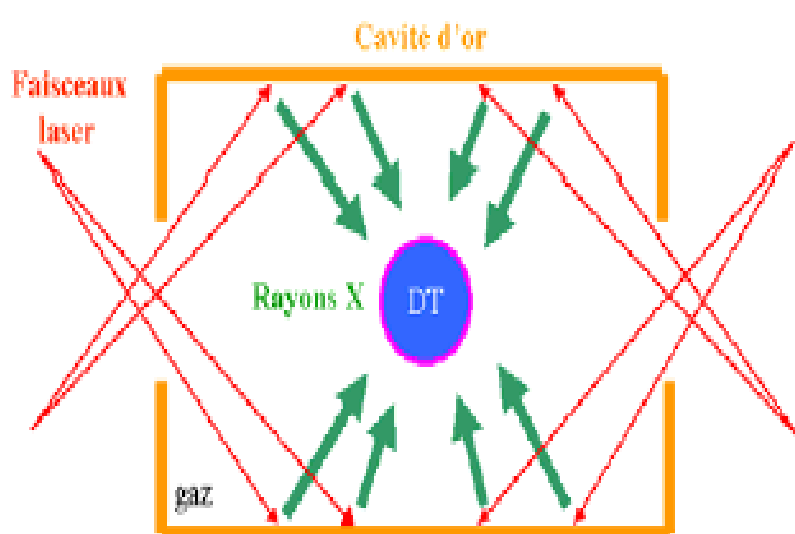


Figure I.8  
*Schéma de l'attaque indirecte.*



#### I.2.3.4. L'allumeur rapide

L'allumeur rapide est un concept relativement récent [Tabak, (1994)] qui dissocie les phases de compression et de chauffage. Ce concept a l'avantage de relâcher les contraintes sur la symétrie de l'éclairement, baissant ainsi l'énergie laser nécessaire à la fusion.

D'abord on réalise une compression modérée (adiabatique), avec des lasers de puissance en régime ns; cette compression n'a pas vocation à créer un point chaud (figure I.9-a), ce qui relâche sensiblement les conditions énergétiques sur le laser ns.

Dans une deuxième étape, après un temps suffisamment court (temps de stagnation pour que la cible soit toujours comprimée), un premier faisceau laser à ultra-haute intensité (UHI), de  $\sim 100$  ps de durée et d'une intensité de  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, interagit avec la couronne du plasma (de longueur millimétrique) entourant le cœur comprimé et creuse un canal dans le plasma (figure I.9-b). Le canal est formé par l'expulsion latérale et la pression du plasma. L'expulsion latérale est induite par le champ laser qui éjecte les électrons transversalement, ces derniers entraînant aussi les ions par le champ statique de charge d'espace du plasma. La poussée longitudinale est réalisée par la pression du laser, et peut être rallongée considérablement par transparence induite. Cette transparence induite est un effet relativiste, où la masse des électrons augmente et la fréquence plasma change, permettant au faisceau laser de pénétrer le plasma jusqu'à des densités 10 fois plus grandes que la densité critique classique. Ceci fait un gain de parcours de quelques dizaines de microns dans le plasma sur-critique.

Dans la dernière étape, une deuxième impulsion laser très courte ( $> 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>, 10 ps) passe dans le canal déjà créé par la première impulsion UHI (qui sert de guide optique), et interagit avec le plasma sur-critique ( $10n_c$ ), qui se trouve à plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$  du cœur comprimé (figure I.9-c). Les photons ne pouvant traverser ce plasma très dense, ce sont les électrons supra-thermiques créés par l'interaction du laser UHI avec le plasma dense qui vont se propager sur une centaine de microns et atteindre la région périphérique du cœur où ils se thermalisent en déposant leur énergie sur une petite zone (le point chaud).

La température du combustible peut alors monter vers le seuil d'ignition. Pour déposer l'énergie dans une telle zone, il faut que les électrons aient un libre parcours moyen dans le DT dense compatible avec la distance à parcourir jusqu'au cœur. Les calculs de pouvoir d'arrêt des électrons dans le DT comprimé [Deutsch (1996)] montrent que les électrons doivent avoir une énergie approximative de 1.5 MeV pour déposer le maximum d'énergie dans un point chaud du cœur.

Pour que l'allumeur rapide soit capable d'apporter localement, au niveau du cœur comprimé, le supplément d'énergie, il faut que les électrons aient les propriétés suivantes:

- ✓ propagation à travers le plasma dense sans perte d'énergie importante ;
- ✓ forte directivité du faisceau ;
- ✓ fort dépôt d'énergie au point chaud du DT comprimé.

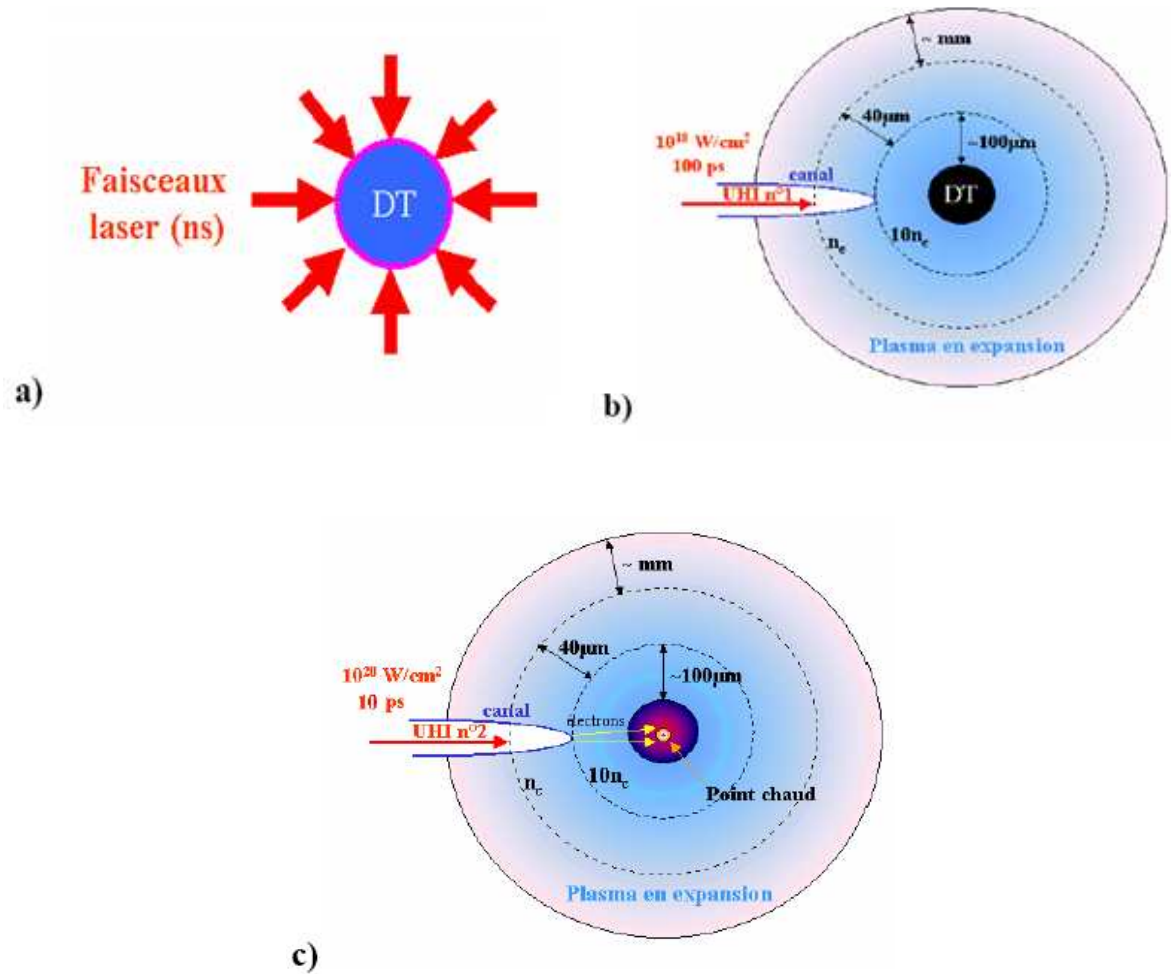


Figure I.9

*Schéma allumeur rapide*

*a) compression classique; b) creusement d'un canal dans le plasma; c) génération des électrons rapides qui traversent le plasma sur-critique*

### I.2.3.5. Les moyens de chauffage et de génération de courant

L'injection de particules neutres de grande vitesse et les ondes radiofréquence constituent les grandes voies pour chauffer et générer du courant dans un plasma.

L'injection de neutres rapides est un chauffage très efficace dont la physique est bien comprise. On utilise actuellement des sources d'ions positifs permettant de générer des neutres d'environ 100 keV qui cèdent leur énergie préférentiellement aux ions. L'injection de neutres permet également de générer du courant au centre du plasma.

L'onde magnéto-sonique rapide a une très bonne efficacité de chauffage sur les ions ou les électrons suivant le scénario et permet aussi de générer du courant. La physique de cette interaction est bien comprise.

L'onde à la fréquence hybride basse est la méthode la plus efficace (grâce à la génération d'électrons suprathérmiqes) pour générer du courant dans les machines actuelles ou dans la partie externe d'un réacteur. La compréhension générale de l'absorption est encore très partielle.

Les ondes à la fréquence cyclotronique électronique permettent un contrôle très précis du chauffage des électrons ou de la génération de courant. Cette caractéristique la fait utiliser pour le contrôle des modes MHD de « déchirement néoclassique » qui pourraient dégrader la qualité du confinement.

Pour atteindre des taux de combustion élevés, il est nécessaire d'obtenir des masses surfaciques élevées.

La phénoménologie de la compression et de la combustion d'une sphère de DT est présentée sur la figure I.10. Dans son principe, la cible est constituée d'une coquille comportant le combustible (DT) sous forme d'une couche cryogénique entourée d'un matériau léger appelée ablateur [Guy Laval, (1995)].

a) La cible est irradiée grâce à l'énergie initiale délivrée par le driver (soit du rayonnement soit des particules).

b) L'ablateur, transformé en plasma sous l'effet de l'élévation de température, se détend vers le vide et, par effet fusée, impose une accélération centripète au combustible qui gagne ainsi de l'énergie cinétique. C'est l'implosion de la cible.

c) En fin d'implosion, l'énergie cinétique est transférée au DT sous forme d'énergie interne.

d) Si les conditions d'allumage sont atteintes, la combustion thermonucléaire s'amorce, le DT brûle en dégageant de l'énergie thermonucléaire.

On appellera :

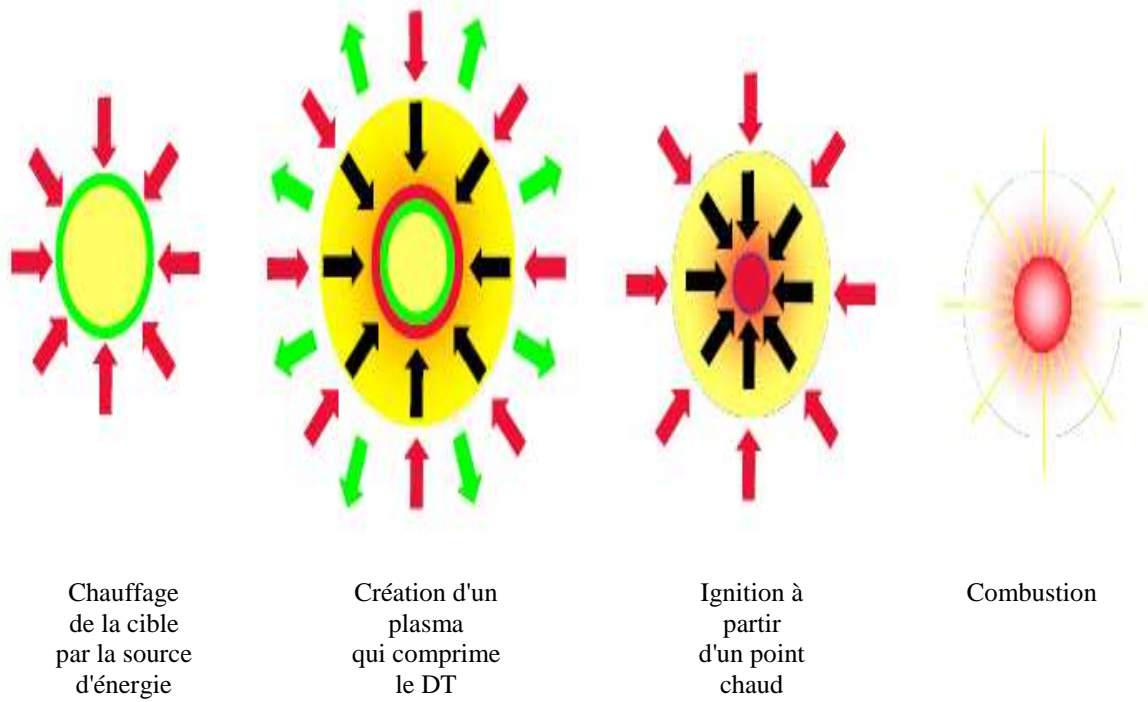
- *Gain thermonucléaire* GTN le rapport de l'énergie thermonucléaire dégagee à l'énergie interne investie dans le milieu fusible ;

- *Gain de la cible* G le rapport de l'énergie thermonucléaire dégagee à l'énergie délivrée à la cible par le driver.

### I.2.3.6. Allumage par point chaud

Il faut tout d'abord minimiser l'énergie déposée par le laser dans le mélange de DT. La compression demande relativement peu d'énergie : environ 15 à 40 kJ par mg, si elle est conduite de façon efficace. En revanche, atteindre la *température* requise pour initier la combustion nécessiterait une énergie beaucoup plus élevée: 1,1 MJ par mg. Afin de diminuer cette contrainte, seule une faible partie de la masse du combustible (10 à 20  $\mu\text{g}$ ) est portée à la température d'allumage.

Cette "étincelle" à haute température appelée *point chaud* (Hot Spot), confinée par le reste du combustible très dense qui l'entoure, pourra initier une combustion auto entretenue, à condition de "recapturer" une fraction sensible de l'énergie de fusion dégagee, essentiellement celle véhiculée par les particules alpha émises.



*Figure I.10*  
**Phénoménologie de l'implosion.**

### I.2.3.7. Compression du combustible

Dans ces conditions, l'énergie totale de compression et de chauffage du point chaud s'élève à environ 60 kJ.

Cette énergie doit être communiquée au combustible en premier lieu sous forme d'énergie cinétique: la vitesse nécessaire d'implosion, de l'ordre de 400 km/s, nécessite une pression voisine de 100 mégabars (Mbar), soit  $10 \times 10^{12}$  pascals. Cette pression et cette vitesse peuvent être obtenues avec un laser de puissance et une cible adéquate faite d'une coquille composée d'une couche externe en plastique et d'une couche interne en DT sous forme de glace (*Les microcibles cryogéniques, éléments clés des expériences de confinement inertiel sur le LMJ*). Lorsqu'un faisceau laser intense interagit avec une cible, un plasma est en effet formé sur sa surface par *ablation*, puis éjecté vers l'extérieur à grande vitesse.

Par contre-réaction, une quantité de mouvement centripète (si la cible est sphérique) est transférée à la partie encore froide, processus que l'on peut appeler, par analogie, *effet fusée*. La pression engendrée est maximale au voisinage du front d'ablation. Elle est reliée à l'intensité du laser et à sa longueur d'onde par la loi d'échelle:

$$P_{Mbar} = 40 (I_{PW/cm^2} / \lambda_{\mu m})^{2/3} \quad (I.8)$$

Cette loi indique que les courtes longueurs d'onde sont plus efficaces, à éclairage donné, pour induire de fortes pressions: une pression de 100 mégabars peut être obtenue avec un laser d'intensité voisine de  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> pour une longueur d'onde de 0,35 micromètre.

L'énergie laser nécessaire dépend du rendement hydrodynamique de l'implosion induite par l'ablation. Un rendement de 5% conduit, dans cet exemple, à une énergie de 1,2 MJ. Une mise en forme temporelle adéquate de l'impulsion laser peut permettre d'optimiser le processus de compression. D'autres paramètres doivent dans le même temps être optimisés, en premier lieu la symétrie d'éclairage du microballon contenant le mélange de DT.

### I.2.3.8. Une symétrie d'éclairage parfaite

L'exemple précédent suppose en effet une symétrie sphérique parfaite de l'échantillon et de son éclairage, car tout écart à la sphéricité diminuerait l'efficacité de la compression jusqu'à empêcher le point chaud d'apparaître.

Le laser utilisé devra donc comporter un grand nombre de faisceaux (figure I.11) pour assurer la meilleure symétrie d'éclairage possible. En réalité, des erreurs de pointage, de positionnement de l'échantillon et d'équilibrage d'éclairage sont inévitables. Des spécifications techniques rigoureuses, comme une incertitude de pointage inférieure à 50 micromètres, ont été établies par les spécialistes du CEA afin de maintenir la non-uniformité d'éclairage en dessous de 1%, ce qui permet de réunir les conditions propres à l'*ignition*.

### **I.2.4. Problème technique**

Un problème important concerne l'uniformité de l'irradiation de la cible pour réaliser une implosion la plus sphérique possible. Plusieurs méthodes sont en compétition.

1. L'attaque directe au moyen de plusieurs faisceaux se recouvrant les uns les autres.
2. L'attaque indirecte qui consiste à envoyer les faisceaux à l'intérieur d'une cavité faite d'un matériau de numéro atomique élevé et à utiliser le rayonnement X thermique résultant de cette interaction. Ce rayonnement X irradie plus uniformément la bille placée au centre de la cavité. Avec de l'or, des taux de conversion du rayonnement laser en rayonnement X de l'ordre de 80% ont été atteints.
3. Une autre approche consiste à substituer aux faisceaux laser des faisceaux d'électrons ou d'ions de 1 MeV. Les dispositifs qui les produisent ont un très bon rendement énergétique. Cependant la focalisation des faisceaux pose des problèmes. La réalisation d'un accélérateur d'ions lourds (par exemple, l'uranium) de 10 GeV, délivrant 1 MJ en 10 ns est en cours d'étude.

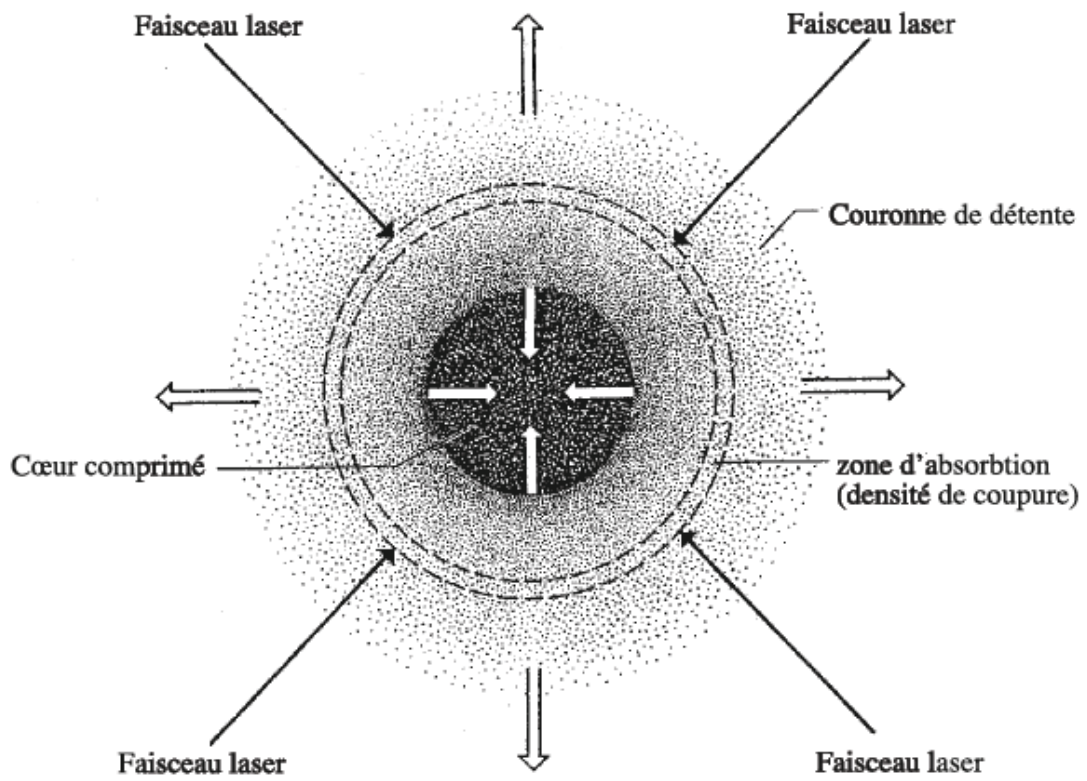


Figure I.11

*Schéma de fusion induite par laser. La sphère de D-T interagit avec les faisceaux lasers et se vaporise superficiellement. Par réaction, la couronne comprime le cœur central.*

### I.2.5. Conclusion

Les conditions de la fusion sont toujours à l'étude jusqu'à maintenant, mais deux étapes importantes principales ont été atteintes indépendamment: des éclats de neutrons  $2 \times 10^{14}$  ont été mesurés [Soures *et al.* (1996)] et 600 fois la densité liquide ( $\sim 120 \text{ g/cm}^3$  et  $\rho R \sim 0.1 \text{ g/cm}^2$ ) du combustible comprimé a été réalisée [Yamanaka, (1989)]. Lors de l'expérience avec un rendement de champ de neutron élevé la température obtenue est de 15 keV et la densité est seulement de  $2 \text{ g/cm}^3$ . Avec une forte densité, les essais de la température maximale est autour de 300 eV, C'est une température très basse pour produire un nombre appréciable de réactions de fusion.

La production accessible de densité et de neutron sont principalement limitées par l'énergie fournie par le laser.

Des nouveaux résultats peuvent seulement être obtenus quand la construction de la prochaine génération de lasers sera accomplie. La réalisation de NIF et de LMJ révélera certainement des résultats. On le prévoit qu'avec ces lasers « *le break event* » sera atteint : le rendement en énergie sera plus que l'énergie actuelle investie sur la cible [Pfalzner S. (2006)].

Les objectifs aussi bien technologiques que scientifiques de chacune des filières (*magnétique et inertielle*) et de la fusion restent cependant de véritables challenges.

Les recherches sur la fusion sont en effet à la veille de l'étape cruciale de *démonstration* de la maîtrise du plasma en combustion. Elle nécessite de construire des installations complexes de très grande taille : contrairement aux autres filières de production d'énergie, le passage par de petits prototypes n'est pas possible.

Dans la *filière magnétique* en effet, le confinement est d'autant meilleur que le volume du plasma est important. L'extrapolation des lois d'échelles du confinement, issues des bases de données accumulées ces vingt dernières années, permet d'envisager avec confiance l'accès à un régime de combustion thermonucléaire quasi-continu dans le projet ITER. C'est une machine de recherche, qui ne vise pas encore la récupération d'énergie ni la production de tritium, bien que l'intégration des technologies essentielles doive être démontrée.

L'étape de démonstration, pour ITER de 2010 à 2035, sera suivie, si elle remplit ses objectifs, par un réacteur pré-industriel : la filière du confinement magnétique travaille déjà à la conception de DEMO qui prendra le relai pour 2030/40. Les recherches sur cette voie sont donc à long terme, on n'envisage pas d'aboutissement avant le milieu du siècle (100 ans de recherche en tout), pour une production déployée dans la deuxième moitié du siècle.

Dans la *filière inertielle*, les simulations, confirmées par des expériences, ont montré que l'ignition devrait être obtenue avec un apport d'énergie de l'ordre du mégajoule. Les chaînes laser de l'installation LMJ en projet sont dimensionnées pour réaliser cet objectif. Il n'est pas prévu d'expérimenter un dispositif de récupération de l'énergie. D'autres projets visent des objectifs comparables avec des faisceaux d'ions lourds.



## I.2.6 Références

- [AIEA (1988)] Equipe Tore Supra, in Proceedings of the 12th International Conference on Plasma, Physics and Control. Nuclear Fusion Research (International Atomic Energy Agency, Nice, France, 1988), Vol. 1, p. 9.
- [J. Adam (1993)] La fusion nucléaire (Editions Pour la Science, Paris, 1993).
- [S. Atzeni S. (1992)] *Thermonuclear burn performances of volume-ignited and centrally ignited bare deuterium-tritium microspheres*, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1980 (1992).
- [C. Blanc (1995)] Physique nucléaire, particules (Masson, Paris, 1995).
- [F. Chen (1984)] Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion : Plasma Physics (Plenum Press, New York, 1984).
- [CEA (1987)] Commissariat à l'Energie Atomique, La Fusion nucléaire (Masson, Paris, 1987).
- [Deutsch C. et al (1996)] *Interaction physics of the fast ignitor concept*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2483-2486 (1996).
- [Floux F. et al (1970)] *Nuclear Fusion Reactions in Solid-Deuterium Laser-Produced Plasma*, Phys. Rev. A **1**, 821-824 (1970).
- [Guy Laval (2007)] La fusion nucléaire : de la recherche fondamentale à la production d'énergie, Rapport sur la science et la technologie N° 26, EDP science, 2007, ISBN 978-2-86883-862-9
- [C. Gormezano et al.(1998)] Phys. Rev. Lett. **80**, 5544 (1998).
- [Kruer (1991)] W. L. Kruer, *Intense laser plasma interactions: From Janus to Nova*, Phys. Fluids B **3**, 2356-2366 (1991).
- [Lawson, J. D. (1957)] *Proc. Phys. Soc. London, Sect.B*, **70**, 6.
- [Lindl (1992)] J. D. Lindl, R. L. McCrory and E. M. Campbell, *Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion*, Physics Today **45**, 32-40 (1992).
- [Lindl (1995)] J. D. Lindl, *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*, Phys. Plasmas **2**, 3933-4024 (1995).
- [Nuckolls (1972)] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, *Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications*, Nature **239**, 139-142 (1972).
- [Pfalzner S. (2006)] An Introduction to Inertial Confinement Fusion, 2006, Series in plasma physics
- [Soures *et al.* (1996)] Soures, J. M., McCrory, R. L., Verdon, C. P., Babushkin, A., Bahr, R. E., Boehly, T. R., Boni, R., Bradley, D. K., Brown, D. L., Craxton, R. S., Delettrez, J. A., Donaldson, W. R., Jaanimagi, R. Epstein and P. A., and Jacobs, S. (1996). *Phys. Plasmas*, **3**, 2108.
- [Storm (1988)] E. Storm, *et al*, *Progress in laboratory high gain ICF (inertial confinement fusion):Prospects for the future*, Technical Report UCRL-99427, International seminar on nuclear war, Rev. **1** (1988).
- [Tabak (1994)] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wiks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry and R. J. Mason, *Ignition and high gain with ultra-powerful lasers*, Phys. Plasmas **1**, 1626-1634 (1994).
- [Takabe (1985)] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth and R. L. Morse, *Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma*, Phys. Fluids **28**, 3676-3682 (1985).
- [J. Wesson(1997)] Tokamaks (Clarendon Press, Oxford, 1997).

[Yamanaka, (1989)]Yamanaka, C. (1989a). *in Proc. 5th Int. Conf. Emerging Nuclear Energy Systems, ed. by U.V. Mollendorf and B. Goeld, World Scientific, Singapore, 125.*

## CHAPITRE II

### LES INSTABILITES DANS LES PLASMAS DE FUSION INERTIELLE PAR FAISCEAU D'IONS LOURDS

#### II.1. Les instabilités

##### II.1.1. Introduction

Les instabilités dans les plasmas de fusion suscitent, depuis de nombreuses années [Kent G.I. et al (1969), Perkins F.W. et al (1971), Schroder C. et al (2001)], un très vif intérêt de par de leur rôle dans le transport à travers des lignes de champ magnétique dans les machines à confinement magnétique. Bien que de telles fluctuations soient facilement observables dans des machines linéaires. Il n'est pas simple de déterminer à quel type d'instabilité elles correspondent. Si de telles fluctuations sont souvent identifiées comme étant des ondes de dérive, les conditions expérimentales permettent aussi le plus souvent l'apparition d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz ou Rayleigh-Taylor et la confusion devient alors possible. Des études complémentaires sur l'évolution radiale de la phase des fluctuations révèlent l'existence d'autres catégories d'instabilités, dont le domaine d'existence se situe à l'intersection des autres instabilités.

Dans les expériences de la fusion inertielle, des défauts d'éclairement de la cible ou de fabrication de cette dernière pourront induire des *instabilités hydrodynamiques* qui dégraderont l'implosion. Ces instabilités seront amplifiées soit pendant la phase d'accélération de la coquille, soit pendant la phase de ralentissement en fin d'implosion. On s'intéresse dans ce chapitre à l'étude des instabilités électrostatiques et électromagnétiques qui peuvent être excités dans le plasma créé lors des expériences de la fusion thermonucléaire inertielle induite par un faisceau d'ions.

##### II.1.2. Les Instabilités deux Faisceaux

Les problèmes d'instabilités faisceaux-plasmas jouent un rôle crucial dans de nombreux domaines de la physique. Le scénario du pico-allumeur rapide pour la fusion inertielle a ravivé l'intérêt pour ce genre d'étude car il met en jeu l'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec un plasma dense et chaud de fusion inertielle dans lequel circule de surcroît un courant de retour. En supposant les ions du plasma immobiles, le système obtenu est sensible à un certain nombre d'instabilités déjà bien connues. Citons tout d'abord l'instabilité « double-faisceaux » qui concerne des modes longitudinaux ( $\mathbf{k} // \mathbf{E}$ ) avec un vecteur d'onde parallèle aux faisceaux. Viennent ensuite les instabilités transverses ( $\mathbf{k}_{\text{perp}}, \mathbf{E}$ ) dites de « Weibel » [E. S. Weibel(1959)] et de « filamentation ». Les modes originaux de Weibel ont un vecteur d'onde aligné sur les faisceaux tandis que les modes de « Filamentation » ont leur vecteur d'onde normal aux faisceaux.

On remarque donc que les modes les plus étudiés correspondent à des orientations particulières du vecteur d'onde. L'espace réel devant néanmoins être reconstruit par une sommation sur tout l'espace de Fourier, on remarque aussi que certains auteurs estiment qu'il est nécessaire d'étendre l'étude des instabilités à toutes les orientations de  $\mathbf{k}$  et certains auteurs [M. Tatarakis et al.(2003), L.O. Silva et al.(2003)] ont récemment évoqué la nécessité de ce genre d'études pour interpréter leurs simulations numériques.

Selon la littérature, il apparaît que l'une des données importantes du problème est l'angle ( $\mathbf{k}, \mathbf{E}$ ) qui interdit l'usage de l'approximation longitudinale (ou électrostatique) consistant à supposer  $\mathbf{k} // \mathbf{E}$ .

En effet, les instabilités « Double Faisceau » et « Filamentation », sont des modes purement transverses.

### II.1.3. Les Instabilités Faisceau-Plasma

Nous allons maintenant analyser cette instabilité quand les électrons du plasma et ceux du faisceau ont une agitation thermique qui élargit les fonctions de distribution. Supposons des formes maxwelliennes :

$$f = \frac{\omega_b^2}{\sqrt{2}v_{tb}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(v-v_{tb})^2}{v_{tb}^2}\right) + \frac{\omega_p^2}{\sqrt{2}v_{tp}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{v^2}{v_{tp}^2}\right) \quad (\text{II.1})$$

où  $\omega_p$  est la fréquence plasma des électrons du plasma,  $\omega_b$  est la fréquence plasma du faisceau,  $v_{tp} = \sqrt{T_p/m_e}$  et  $v_{tb} = \sqrt{T_b/m_b}$  où  $T_p$  et  $T_b$ , sont les températures électroniques respectives du plasma et du faisceau.

Les conditions de Penrose [Penrose (1960)] permettent de déterminer les domaines des paramètres sans dimension  $\frac{n_b}{n_p}, \frac{T_b}{T_p}$  et  $\frac{v_0}{v_{tp}}$  pour lesquels il y a stabilité ou instabilité. Le résultat est montré sur la figure II.1. Dans les conditions usuelles (faisceaux non relativistes) la densité du plasma est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle du faisceau, tandis que la température du faisceau est souvent inférieure, ou au plus comparable, à celle du plasma.

Dans ces circonstances on voit sur la figure II.1 que si la vitesse moyenne du faisceau est égale à quelques fois la vitesse thermique du plasma, le système est instable.

Il semble d'autre part qu'il y ait d'autres régimes d'instabilité, moins évidents quand on a simultanément  $T_b \ll T_p$  et  $v_0 \ll v_{tp}$ . La courbe de seuil entre les pointilles sur la figure II.1 correspond à un passage à *Critères de Penrose (perturbations électrostatiques)* l'instabilité quand le minimum de  $f$  devient suffisamment profond.

Pour y voir plus clair sur la nature de l'instabilité dans les différentes gammes de paramètres, nous revenons à une étude de la relation de dispersion pour des distributions maxwelliennes des électrons du faisceau et du plasma. Cela se fait en égalant à zéro le constant diélectrique longitudinal du système :

$$K_L(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{k_r^2 v_{tp}^2} Z'\left(\frac{\omega}{k_r v_{tp}}\right) - \frac{\omega_b^2}{k_r^2 v_{tb}^2} Z'\left(\frac{\omega - k_r v_{tb}}{k_r v_{tp}}\right) = 0, \quad (\text{II.2})$$

où  $Z'$  est la dérivée de la fonction de dispersion des plasmas. La résolution générale de cette équation est très difficile. Mais, dans diverses situations particulières de l'interaction faisceau-plasma, on a des relations de dispersion approchées qui sont des formes limites de cette équation et qui peuvent être résolues. Elles correspondent à des instabilités physiquement distinctes.

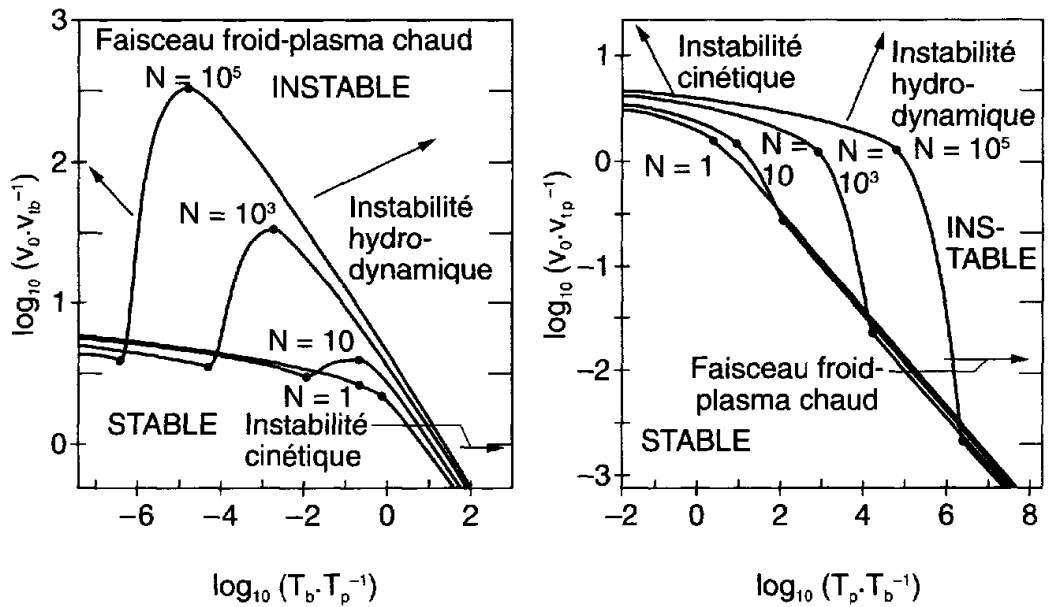


Figure II.1

*Instabilité faisceau-plasma. Courbes de stabilité-instabilité de Penrose pour diverses valeurs de  $N = \frac{n_p}{n_b}$ . Divers régimes d'instabilité physiquement différents apparaissent.*

### 1) Instabilité hydrodynamique faisceau froid-plasma

A partir de la valeur asymptotique de la fonction  $Z'$  pour les grandes valeurs de l'argument, on peut établir les conditions pour lesquelles l'interaction est assez bien décrite par le modèle hydrodynamique. Il faut pour cela que l'on ait :

$$\left| \frac{\omega}{k_r v_{tp}} \right| \gg 1 \text{ et } \left| \frac{\omega - k_r v_0}{k_r v_{tb}} \right| \gg 1 \text{ et pour le mode le plus instable deviennent : } \left| \frac{v_0}{v_{tp}} \right| \gg 1 \text{ et } \frac{v_0}{v_{tb}} \left( \frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \gg 1.$$

La dernière condition est visiblement la plus stricte. On voit que l'instabilité est proche de sa forme hydrodynamique quand on a :

$$v_{tp} \ll \frac{\omega_r}{k_r} \ll (v_0 - v_{tb})$$

et quand les fonctions de distribution du plasma et du faisceau sont toutes deux assez pointues et bien séparées l'une de l'autre, comme sur la figure II.2.

### 2) Instabilité cinétique résonnante faisceau chaud-plasma froid

Il apparait une autre limite de l'instabilité quand  $v_0 \gg v_{tp}$  mais avec  $\frac{v_{tb}}{v_0} \gg \left( \frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3}$ , dans ce cas l'élargissement thermique fini de la fonction de distribution du faisceau devient important et il faut utiliser la description cinétique (Vlasov) de la susceptibilité du faisceau. Cependant, le plasma de son coté peut encore être considéré comme "froid". On obtient ainsi pour  $|\omega_i| \ll |\omega_r|$  la relation de dispersion approchée :

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{k_b^2} \left[ P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f'_{b0} dv}{v - \frac{\omega_r}{k_r}} + \frac{k_r}{|k_r|} i\pi f'_{b0} \left( v = \frac{\omega_r}{k_r} \right) \right] = 0. \quad (\text{II.3})$$

Pour  $n_b \ll n_p$ , cela nous donne :

$$\omega_r \approx \omega_p \text{ et } \frac{\omega_i}{\omega_p} \approx \frac{\pi}{2} \frac{\omega_b^2}{k_r^2} f'_{b0} \left( \omega = \frac{\omega_p}{k_r} \right) \quad (\text{II.4})$$

Le taux d'instabilité maximum est donné par :

$$\frac{\omega_{imax}}{\omega_p} \approx 0.58 \frac{n_b}{n_p} \left( \frac{v_0}{v_{tp}} \right)^2. \quad (\text{II.5})$$

Il se produit  $k_r$  tel que  $\frac{\omega_p}{k_r} = v_0 - v_{tb}$

On voit que cette instabilité est très déférente de l'instabilité hydrodynamique. Elle demande une description cinétique du faisceau et dépend de l'interaction résonnante (instable) de l'onde et des particules du faisceau (Figure. II.3) ; on l'appelle souvent *l'instabilité cinétique faisceau chaud-plasma chaud*.

On remarque que son taux de croissance est bien plus petit que celui de l'instabilité hydrodynamique faisceau-plasma. Du point de vue énergétique elle est aussi très différente de l'instabilité hydrodynamique.

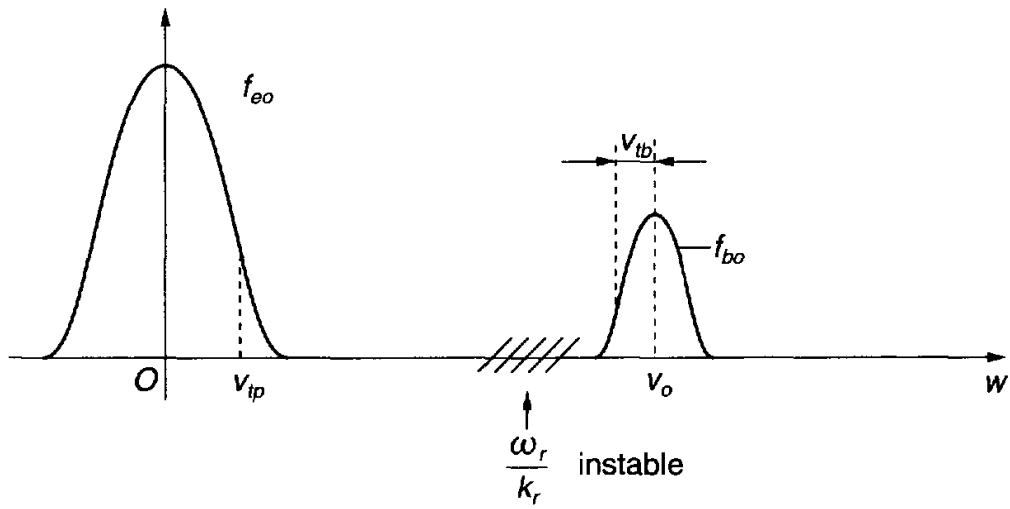


Figure II.2

*Système faisceau-plasma avec élargissements  
thermiques faibles. Instabilité quasi hydrodynamique  
(proche du modèle des plasmas froids).*

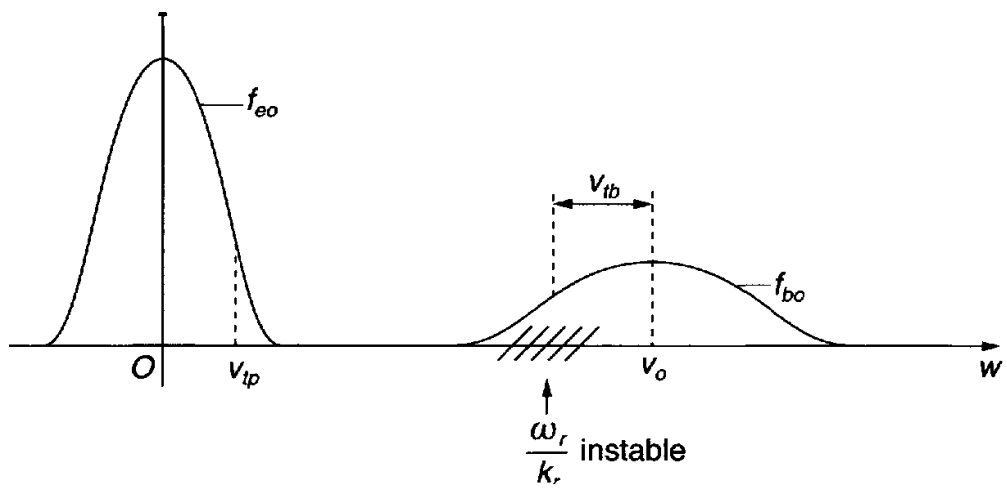


Figure II.3

*Faisceau chaud-plasma froid ; instabilité cinétique.*



## II.1.4. Les instabilités Rayleigh-Taylor

Il existe de nombreux types d'instabilités hydrodynamiques : Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov, Kelvin-Helmoltz; la plus répandue (et la principale qui concerne l'implosion d'une coquille) est l'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui se produit quand une interface entre un fluide lourd et un fluide léger est soumise à une accélération  $\vec{a}$  dirigée du léger vers le lourd (le léger « pousse » le lourd, ou le lourd « tombe » dans le léger).

Un défaut d'éclairement induira au premier ordre un écart relatif de vitesse  $\Delta V/V$  qui produira en fin de compression un défaut de sphéricité. Pour que les conditions d'allumage soient respectées, il faut que ce défaut n'excède pas une fraction (de l'ordre du %) du rayon du point chaud. Cette condition se reporte sur le paramètre RC, appelé rapport de convergence, rapport du rayon initial de la coquille au rayon du point chaud.

Ordre de grandeur : un rapport de convergence de 30 nécessitera un écart à l'uniformité d'éclairement inférieur à 2 %.

Durant l'implosion d'une coquille, on distingue deux zones (et deux périodes) instables au sens de Rayleigh-Taylor :

- le front d'ablation, où le plasma de détente pousse la coquille dense. L'instabilité peut se développer durant toute la phase de mise en vitesse et conduire à une rupture du piston.

On montre que le taux de croissance des perturbations augmente avec le rapport d'aspect  $R/\Delta R$  de la coquille ( $\Delta R$  est son épaisseur) pendant son accélération. Ce rapport d'aspect sera donc fixé par le taux d'amplification maximal tolérable, et donc par l'amplitude maximale des perturbations initiales (rugosité de la coquille ou défauts d'éclairement).

- l'interface entre le DT froid et le DT chaud, durant la phase de ralentissement où les gradients de pression et de densité sont opposés [Sakagami et Nishihara, (1990)].

Au cours du temps, la pression dans le point chaud au centre de la capsule augmente, devient supérieure à la pression externe, et ralentit la coquille formée de combustible froid et dense. L'interface entre le point chaud et le combustible principal devient instable; les défauts qui se sont développés durant la phase précédente s'ajoutent aux défauts préexistants (rugosité du DT cryogénique) ; l'ensemble va servir de germes à l'instabilité; son développement peut conduire à la situation schématisée figure II.4, où une partie du point chaud non perturbée est entourée d'une zone de mélange où la température n'est plus suffisante pour satisfaire les conditions d'allumage (pollution du point chaud). Si la capsule a été dimensionnée pour obtenir juste les conditions d'allumage sans instabilités, le point chaud effectivement obtenu est trop petit.

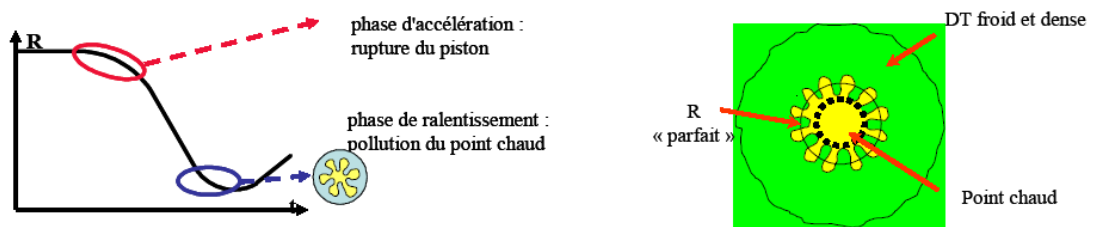


Figure II.4

*Périodes de développement d'instabilités hydrodynamiques  
et corruption du point chaud.*

Seuls des modèles numériques très complexes permettent le calcul complet du développement de ces instabilités en prenant en compte l'ensemble du spectre des défauts, et l'évaluation de l'épaisseur de la zone polluée. À partir d'une situation optimisée en l'absence d'instabilités hydrodynamiques, on retrouve les conditions d'allumage en présence d'instabilités en appliquant à la cible un facteur d'échelle qui porte en particulier sur les paramètres « rayon » et « temps ».

L'instabilité de Rayleigh-Taylor est engendrée par la superposition de deux fluides de densités différentes dans un champ de forces constant, typiquement le champ de pesanteur. Elle est schématiquement représentée de la manière suivante : lorsque, dans le champ de pesanteur terrestre, le fluide léger est situé au dessus du fluide lourd, il n'y a pas d'instabilité alors que si le fluide lourd est sur le fluide léger, une instabilité se développe. C'est le cas notamment avec un nuage et un système de choc, ou qu'un fluide d'une certaine densité flotte au dessus d'un fluide de densité plus faible (une huile flottant au dessus de l'eau).

Lorsqu'on réalise la fusion est avec une compression homogène, qui signifie focalisation pour une parfaite implosion sphérique. En réalité, ceci n'est jamais atteint, pour les raisons suivantes :

- La conversion de l'énergie cinétique de l'implosion de l'énergie interne du combustible est imparfaite, réduisant au maximum la compression.
- Une perturbation d'une implosion sphériquement symétrique peut mener aux turbulences à l'échelle réduit et même à la dissolution de la coquille.
- Le point chaud augmente et aura une plus grande surface en raison de l'inégalité de la structure, qui à son tour réduit la température obtenue et peut donner naissance à des particules  $\alpha$  qui risque de quitter le point chaud plus tôt, de ce fait diminuant l'auto-chauffage (voir la figure. II.5) [Pfalzner S. (2006)].

Le défaut maximum acceptable  $\Delta R_f$  du rayon final  $R_f$  est environ 33% [Lindl (1995); Andre et al.(2003)] (c.-à-d.  $\Delta R_f/R_f = C \Delta v/v < 1/3$ ); s'il est plus grand, le processus de fusion n'est pas réussi.

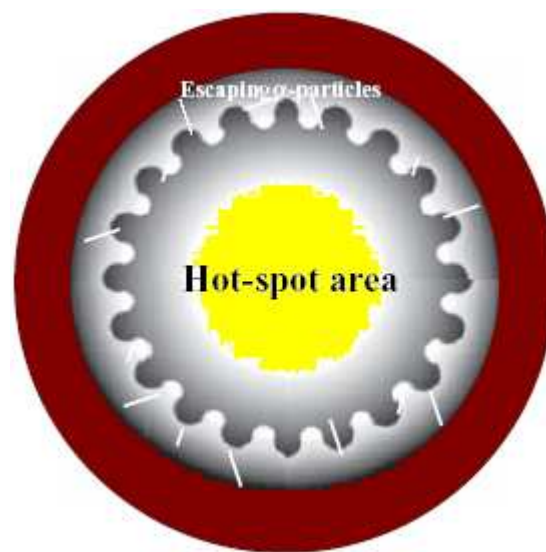
Le rapport de convergence  $C = R_i/R_f$  décrit le rapport du rayon initial et final de la capsule. Une valeur typique est de l'ordre de  $C = 30$ .

avec

$$\Delta R_f/R_f = C \Delta v/v < 1/3$$

Il s'en suit donc, qu'une uniformité de la vitesse d'implosion supérieure à un 1% est requise pour réussir l'implosion de la fusion par confinement inertiel (FCI).

L'obstacle principal pour une compression sphériquement symétrique est causé par les instabilités de Rayleigh-Taylor (RT) [Taylor (1950)] qui sont les plus dominantes dans la FCI. Autres instabilités RT, les instabilités de Richtmyer-Meshkov [Richtmyer, (1960)] et de Kelvin Helmholtz [Kelvin (1910)] qui peuvent aussi se produire, mais parce qu'elles sont moins importantes dans le contexte de la FCI, elles seront brièvement discutées dans ce document.



*Figure II.5*

*Schéma de la diminution de la surface du point chaud par auto-chauffage du aux fuites des particules  $\alpha$  avant terme.*

## II.1.5. Les instabilités de Weibel

### II.1.5.1. Introduction

Dans la fusion par confinement inertiel (ICF), utilisant un faisceau énergétique d'ions lourds (une impulsion de laser intense), le faisceau incident produit une température anisotrope dans le plasma formé. Ceci est dû au fait que le plasma formé est préférentiellement chauffé dans la direction du faisceau ionique (du champ électrique laser).

Cette anisotropie en température peut être interprétée, dans le cadre de la théorie cinétique, par une distribution anisotrope en vitesses des électrons [Hora(1975), A. Bendib(1997), A. Sid(2003)]. Il a été démontré que cette distribution anisotrope excite les modes électromagnétiques instables dites de Weibel [E. S. Weibel(1959), A. Ramani(1978), J. P. Matte(1987)].

Si cette instabilité est excitée, Il ya possibilité que la cible perd une partie de son énergie. Donc, les caractéristiques d'implosion de la cible sont influencées. Des champs magnétiques de Giga Gauss dus à cette instabilité peuvent être générés dans la couronne du plasma.

L'étude de l'instabilité de Weibel est prise en compte dans le contexte de la fusion inertielle étant donné l'importance des champs magnétiques auto générés dans les plasmas créés par laser.

### II.1.5.2. Travail original de Weibel

E. S. Weibel fut le premier a démontré qu'une distribution anisotrope dans l'espace des vitesses peut exciter des modes électromagnétiques instables [Weibel E.S (1959)]. Le calcul est fait dans le cadre de la théorie cinétique, où il suppose que le plasma non perturbé est caractérisé par une fonction de distribution bi-maxwellienne :

$$F_0(\vec{v}) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi T_x} \right)^{1/2} \frac{m_e}{2\pi T_\perp} \exp\left( -\frac{m_e v_x^2}{2T_x} - \frac{m_e v_\perp^2}{2T_\perp} \right) \quad (\text{II.6})$$

où  $T_x$  et  $T_\perp$  sont la température électronique dans la direction Ox et dans les directions perpendiculaires à Ox respectivement.

Le champ électromagnétique  $(\delta\vec{E}, \delta\vec{B})$ , est décrit par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \delta\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{\nabla} \delta\vec{E} \cong \mu_0 \vec{J} = -e\mu_0 \int \vec{v} f(\vec{v}) d^3\vec{v} \quad (\text{II.8})$$

Weibel a considéré deux approximations dans son calcul :

- ✓ l'approximation linéaire qui consiste à développer la fonction de distribution à partir d'un état d'équilibre :  $f = F_0 + \delta f$ , où la dépendance spatio-temporelle des quantités perturbées est donnée sous forme de modes normaux :  
 $(\delta\vec{J}, \delta\vec{E}, \delta\vec{B}, \delta\vec{f}) \propto \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r})$ , où  $k$  est le vecteur d'onde et  $\omega$  est la pulsation complexe ( $\omega = \omega_r + i\gamma$ )
- ✓ l'approximation non collisionnelle qui consiste à considérer que l'évolution spatio-temporelle du plasma est décrite par l'équation de Vlasov perturbée :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right) \delta \vec{f} - \frac{e}{m_e} (\delta \vec{E} + \vec{v} \times \delta \vec{B}) \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (\text{II.9})$$

Pour la simplicité, le champ magnétique de l'ordre 0 est supposé nul. Ce qui correspond à un plasma non magnétisé.

$$\vec{B} = (\vec{B}_0 = 0) + \delta \vec{B}$$

Le mode étudié est défini dans le système (Ox, Oy, Oz) par la géométrie suivante :

$$\delta \vec{E} (\delta E, 0, 0), \delta \vec{k} (0, \delta k, 0), \delta \vec{B} (0, 0, \delta B).$$

A partir des éq. II.1, II.2 et II.3, la relation de dispersion est la suivante :

$$c^2 k^2 - \omega^2 = \frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \int \left( v_x \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} - \frac{k v_x^2 \frac{\partial F_0}{\partial v_y}}{k v_x - \omega} \right) d^3 \vec{v} \quad (\text{II.10})$$

En considérant une faible anisotropie en température.  $\Delta T_e = \frac{2}{3}(T_x - T_e) \ll 1$ , où  $T_x = T_e + \Delta T_e$  et  $T_{\perp} = T_e - \frac{\Delta T_e}{2}$ , la fonction bi-maxwellienne peut être écrite sous la forme :

$$f = P_0(\mu) f_M(v) + P_2(\mu) \frac{m_e v^2}{2T_e} \frac{\Delta T_e}{T_e} f_M(v) \quad (\text{II.11})$$

où  $f_M$  est la fonction de distribution de Maxwell de température  $T_e$  et de densité  $n_e$  et  $\mu = v_x/v$ . Ce résultat montre que l'anisotropie en température correspond d'un point de vue cinétique à la seconde anisotropie de la fonction de distribution projetée sur la base des polynômes de Legendre,  $P_i(\mu)$ .

Le taux d'instabilité dans ce cas est proportionnel à l'écart en température  $\Delta T_e$  :

$$\gamma_{max} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta T_e}{T_e}\right)^{3/2} \frac{v_t}{c} \omega_p \quad (\text{II.12})$$

Bien que les fonctions de distribution anisotropes dans l'espace des vitesses engendrent des modes électromagnétiques instables [Weibel E.S (1959)], pour des fonctions de distributions angulairement symétrique selon l'axe Ox  $f(v_x, v, x)$ .

Les deux modes  $k_x$  et  $k_{\perp}$  ont été étudié dans les plasmas sur dense pour  $(k\lambda \ll 1)$  [Epperlein E. M et al (1985)] et aussi pour  $(k\lambda > 1)$  par [A. Ramani et al (1978)] où  $\lambda$  est le libre parcours moyen donné par la relation :

$$\lambda(n_e, T) = \frac{4\pi (\epsilon_0 k_B T)^2}{n_e e^4 (Z+1) \ln \Lambda} \quad (\text{II.13})$$

$T$ ,  $n_e$  et  $e$  sont la température, la densité et la charge d'électron respectivement.  $Z$  est le numéro de charge d'ion,  $\ln \Lambda$  correspond au logarithme coulombienne.

Il à été démontré dans ces articles, que dans la zone de conduction les modes  $k_x$  sont stables, alors que les modes  $T_{\perp}$  sont modérément instables avec un taux de croissance de l'ordre de  $10^9 \text{ s}^{-1}$ .

En utilisant une simulation de Fokker-Planck il a été démontré dans la référence [Matte J. P. et al (1987)] des modes  $k_x$  stables dans la région de conduction et fortement instables dans le plasma sous dense avec un taux de croissance de l'ordre de  $10^{11} \text{s}^{-1}$  au voisinage de la couche critique.

Plusieurs sources peuvent contribuer à l'excitation de l'instabilité de Weibel, l'instabilité de Weibel due au transport thermique, à l'expansion de la couronne [Bendib A. et al (1987), Matte J. P. et al (1987), A. Ramani et al (1978)] et à l'absorption collisionnelle [Bendib K. (1998), Sid A. (2003)].

### II.1.5.3. L'instabilités de Weibel due au dépôt d'énergie

Dans la fusion par confinement (ICF), le faisceau du driver produit une anisotropie dans le plasma créé. Cette anisotropie est due au chauffage préférentiel du plasma suivant la direction d'incidence du faisceau ionique dans le cas de L'ICF par un faisceau d'ions lourds et suivant la direction du champ électrique laser dans le cas de l'ICF par impulsions laser.

#### II.1.5.3.1. Fonction de distribution

Dans notre modèle, la fonction de distribution électronique,  $f$ , est supposée une b-maxwellienne locale, où l'anisotropie dans la température électronique est due au dépôt de l'énergie du faisceau incident dans le plasma, soit:

$$f = \left(\frac{m_e}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{n_e}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\perp}^2}{T_{\perp}}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\parallel}^2}{T_{\parallel}}\right), \quad (\text{II.14})$$

où  $e$ ,  $m_e$ ,  $n_e$ ,  $T_{\parallel}$  et  $T_{\perp}$  sont respectivement la charge électrique élémentaire, la masse de l'électron, la densité électronique, la température électronique dans la direction d'incidence du faisceau driver et la température électronique dans la direction perpendiculaire.

Dans le cas de la fusion par ions lourds, l'anisotropie en température est donnée par:  $\Delta T = T_{\parallel} - T_{\perp} = W_0$ . Dans ce cas le mode Weibel excité est le mode parallèle à la direction d'incidence. Mais dans le cas de l'ICF par laser, l'anisotropie en température est donnée par:

$\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel} = W_0$ . Dans ce cas, le mode Weibel excité est le mode perpendiculaire à la direction d'incidence,  $k = k_{\perp}$ .

L'anisotropie en température correspond dans le cas de la fusion par laser à l'énergie moyenne d'oscillation de l'électron dans le champ laser. Elle peut être calculée dans le cadre de la théorie fluide sous la forme :

L'énergie moyenne d'oscillation de l'électron,  $W_0 = \Delta T$ , représente l'anisotropie dans la température électronique. Cette énergie peut être calculée à partir de l'équation de conservation de l'impulsion perturbée en tenant compte des collisions électron-ion [Braginski (1985), Silin (1965), Bruce Langdon (1980)], soit:

$$\frac{\partial v_o}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E - \nu_c v_o,$$

où,  $v_o$ ,  $E$  et  $\nu_c$  sont respectivement la vitesse d'oscillation de l'électron, l'amplitude du champ électrique laser et la fréquence de collisions.

Dans l'équation de mouvement précédente, nous avons ignore la force due au gradient de pression étant donné que cette dernière s'annule au premier ordre car la perturbation électromagnétique n'a pas d'influence sur la densité électronique. Nous avons aussi considéré que la variation spatio-temporelle des quantités perturbées suit la variation du champ électrique laser considéré comme un mode normal :  $E \sim \exp(i\omega_L t)$ , Il en résulte de la résolution de l'équation de mouvement l'expression suivante de l'énergie moyenne d'oscillation :

$$W_0 = \frac{1}{4} m_e |v_0|^2 = \frac{e^2}{2\epsilon_0 c m_e \omega_L^2} (1 - (\frac{v_c}{\omega_L})^2), \quad (\text{II.15})$$

où  $\epsilon_0$ ,  $c$  et  $I = \frac{1}{4} c \epsilon_0 |E|^2$  sont la permittivité électrique dans le vide, la vitesse de la lumière dans le vide et l'intensité de l'onde laser respectivement.

La fréquence de collisions,  $\nu_c \sim n_e / (T)^{3/2}$ , correspond au collisions électrons-ions, où  $n_e$  est la densité électronique et  $T$  est la température électronique.

L'équation (II.15) montre que  $W_0$  décroît quand la fréquence devient importante. Ceci s'interprète par le fait que la température électronique subit une isotropisation due aux collisions électrons-ions. Il en résulte que les collisions électrons-ions diminuent le taux d'instabilité des modes Weibel excités dans un plasma.

$$T = \int_0^\infty \left(\frac{m_e}{2} v^2\right) f d^3\vec{v} / \int_0^\infty f d^3\vec{v}$$

Il est nécessaire de calculer les trois premières anisotropies de la fonction de distribution développée sur la base des polynômes de Legendre,  $P_l(\mu)$  [Abramowitz, M. and Stegun, I.A. (1965)]. Ces anisotropies sont nécessaires pour l'analyse de l'instabilité de Weibel dans le cadre de la théorie de Fokker-Planck [Bendib and Luciani (1987)]. Nous développons la fonction de distribution électronique non perturbée (éq. II.14) sur les polynômes de Legendre :,  $P_l(\mu = \frac{v_{\parallel}}{v})$ :  $f = \sum_0^\infty P_l(\mu) f_l(v)$ . Donc, la fonction de distribution isotrope,  $f_0$ , la première anisotropie,  $f_1$ , et la deuxième anisotropie,  $f_2$ , sont exprimées comme suis:

$$f_0 = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{\perp}}\right)^{3/2} n_e \exp(-y) \left\{ (1 + \widetilde{W}_0)^{-1/2} + \frac{y}{3} \widetilde{W}_0 (1 + \widetilde{W}_0)^{-3/2} \right\}, \quad (\text{II.16})$$

$$f_1 = 0, \quad (\text{II.17})$$

$$f_2 = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{\perp}}\right)^{3/2} n_e \exp(-y) \left\{ \frac{2y}{3} \widetilde{W}_0 (1 + \widetilde{W}_0)^{-1/2} \right\}, \quad (\text{II.18})$$

où  $y = \frac{m_e v^2}{2T_{\perp}}$  et  $\widetilde{W}_0 = \frac{W_0}{T_{\perp}}$ . Le paramètre d'échelle  $\widetilde{W}_0$  mesure l'effet énergétique direct du driver sur la cible. En même, il mesure l'anisotropie en température dans le plasma créé qui est la source de l'instabilité de Weibel.

Nous avons présenté sur les figures II.6 et II.7, la fonction de distribution isotrope  $f_0(y)$  et la seconde anisotropie  $f_2(y)$  pour diverses valeurs de  $\widetilde{W}_0$ .

On constate que les anisotropies d'ordres supérieurs de la fonction de distribution deviennent importantes pour les grandes valeurs du paramètre d'échelle.



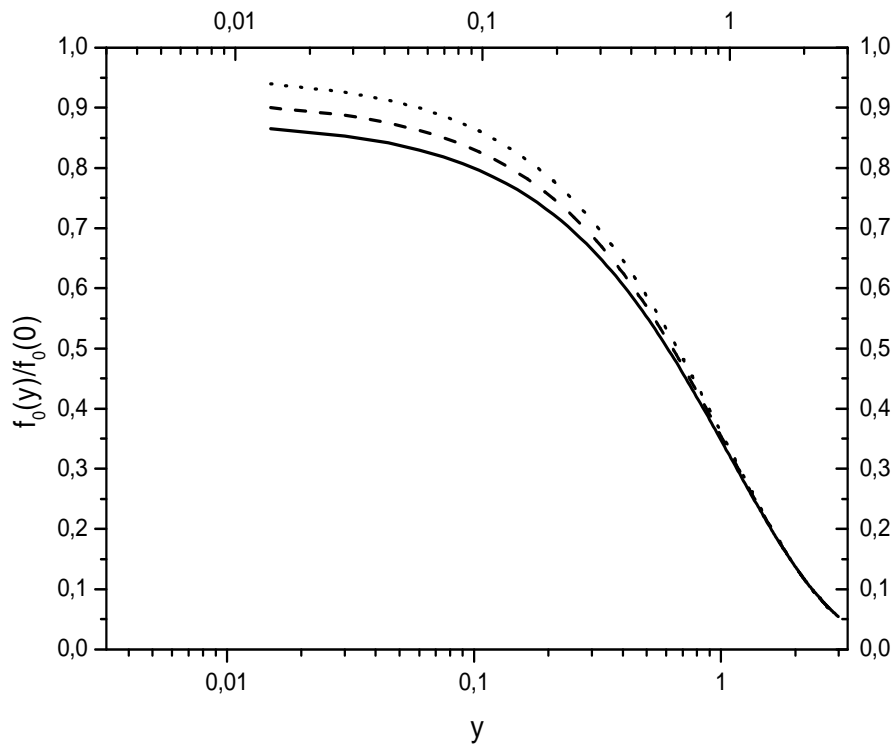


Figure II.6

*La fonction de distribution isotrope en fonction de  $y$  pour diverses valeurs du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_o$ .*

*La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_o = 0.1$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_o = 0.2$  et la courbe pleine correspond à  $\widetilde{W}_o = 0.3$*

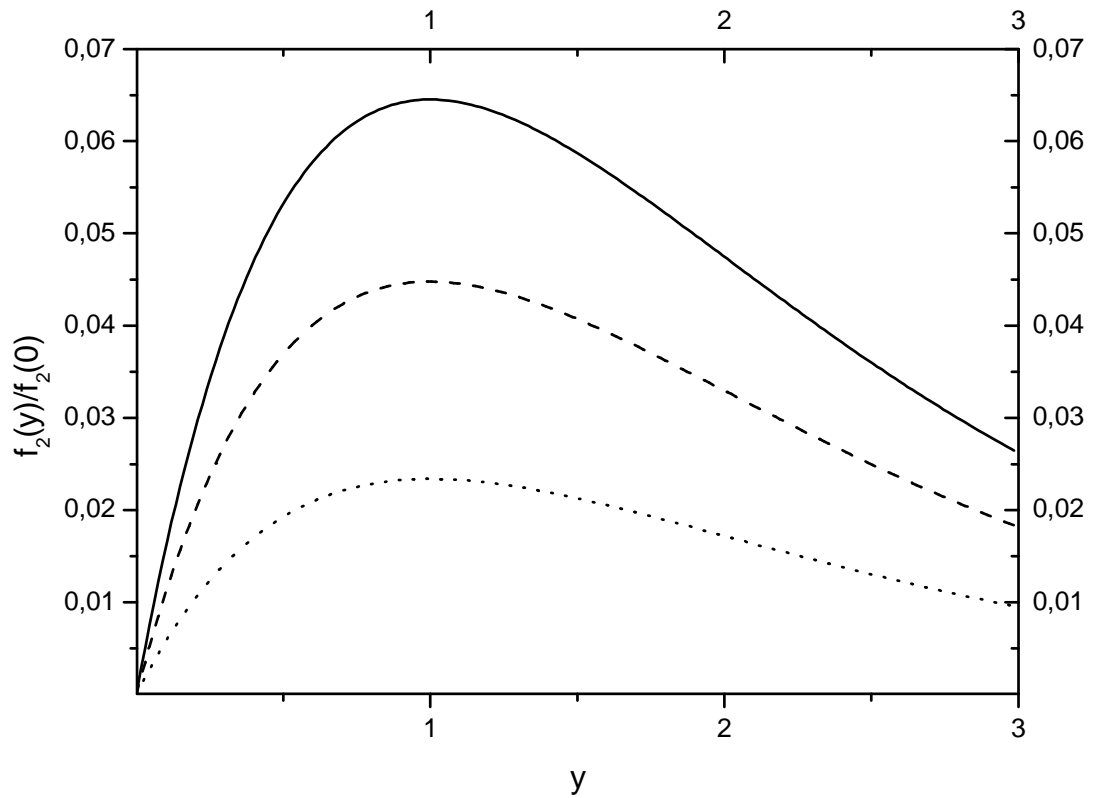


Figure II.7

la deuxième fonction de distribution d'anisotropie,  $f_2$  en fonction de  $y$  pour diverses valeurs du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0$ .

La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.1$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.2$  et la courbe pleine correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.3$

### II.1.5.3.2. L'analyse de l'instabilité de Weibel

L'instabilité de Weibel est une micro-instabilité qui nécessite un traitement cinétique, cependant le calcul analytique de la relation de dispersion qui tient compte de collision à partir de l'équation de Fokker-Planck est difficile. Cette difficulté est due au faite que le terme de collision dans l'équation de Fokker-Planck est non linéaire.

Quelques approches pour la relation de dispersion des modes Weibel excité dans les plasmas de la fusion inertielles, spécialement dans le cas de la fusion inertielle par laser, sont reportées dans la littérature. Par exemple, dans la référence [Wallace, J. M. and Epperlein, E. M. (1991)], une relation de dispersion Weibel a été établie dans la limite collisionnelle où la longueur d'onde du mode Weibel excité est supérieur au libre parcours moyen de l'électron. Cependant, Ramani et Laval [Ramani A. and Laval J. (1978)] ont établie une relation de dispersion valable dans la limite du plasma non collisionnelle. On trouve que le taux de croissance calculé à partir de la relation de dispersion d'Epperlein est inférieur à celui calculé à partir de la relation de dispersion de Ramani et Laval.

Une relation de dispersion dans le régime semi-collisionnel a été établie par Matte J. P. et ces collaborateurs [Matte J. P., Bendib (1987)]. Cette relation est obtenue dans les approximations locale et du gaz de Lorentz est valable dans tous le régime des collisions. Le taux d'instabilité et la vitesse de groupe du mode Weibel,  $k$ , sont donnés par:

$$v_g(k) = \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} v_t \int_0^\infty y^{5/2} F(y, k\lambda) f_1 dy \right] / D \quad (\text{II.19})$$

et

$$\gamma(k) = \left[ \frac{3}{64\pi} \frac{n_e}{\lambda v_t^2} \frac{c^2}{\omega_p^2} k^2 + p \frac{3\sqrt{2^5}}{5} \lambda v_t k^2 \int_0^\infty y^{9/4} G(y, k\lambda) f_2 dy \right] / D, \quad (\text{II.20})$$

où  $D = \int_0^\infty y^3 F(y, k\lambda) \frac{\partial f_0}{\partial y} dy$  et  $v_t = \sqrt{T/m_e}$  est la vitesse thermique des électrons.

Les fonctions F et G sont calculées avec une précision meilleur que 5% en utilisant des fits numériques des fractions continues, soit:

$$F = \left[ \left( 1 + \left( \frac{\alpha}{\delta} \right)^2 \right)^{-1/2} \right] / 2$$

et

$$G = 2(1 + \alpha^2 \theta) / [3(1 + \alpha^2 \beta)(1 + 2F)],$$

où  $\alpha = 8k\lambda y^2$ ,  $\delta = 3\pi/2$ ,  $\theta = 30\beta/\delta^2$  et  $\beta = (5\delta^2 252 - \frac{3}{4}) / (\delta^2 - 30)$ .

Le taux de croissance le plus instable du mode Weibel et sa vitesse de groupe sont calculés comme suis :

$$\gamma_{\max} = \frac{2^{15/4} v_t^{5/2} \omega_p}{3^{3/2} \sqrt{\pi} \sqrt{n_e} c} \frac{\left[ \int_0^\infty \sqrt{y} f_2 dy \right]^{3/2}}{\int_0^\infty f_0 dy} \quad (\text{II.21})$$

$$v_g = \frac{v_t}{\sqrt{2}} \frac{\int_0^\infty \sqrt{y} f_1 dy}{\int_0^\infty f_0 dy}, \quad (\text{II.22})$$

En considérant les expressions explicites de  $f_1$  (eq. II.17) et  $f_2$  (eq. II.18), les deux équations précédentes se présentent en fonction du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0$ , sous les formes:

$$\frac{\gamma_{\max}}{10^{11} \text{s}^{-1}} = 4.416 \times 10^3 \sqrt{\frac{T_\perp}{\text{KeV}}} \sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}} \frac{\widetilde{W}_0^{\frac{3}{2}}}{(1+\widetilde{W}_0)^{-\frac{1}{4}} + \frac{1}{3} \widetilde{W}_0 (1+\widetilde{W}_0)^{-\frac{3}{4}}} \quad (\text{II.23})$$

$$v_g = 0, \quad (\text{II.24})$$

L'analyse numérique de ces équations, nous permet d'analyser l'instabilité de Weibel.

Car,  $v_g \sim f_1 = 0$ , le mode Weibel excité par ce mécanisme n'est pas convectif. Mais d'autres sources Weibel, tels que ceux dues au gradient de température, peuvent participer à la convection de ces modes. Nous avons présenté, sur la figure II.8, le spectre du taux de croissance,  $\gamma(k\lambda)$ , où  $k$  est le nombre d'onde du mode Weibel et  $\lambda$  est le libre parcours moyen de l'électron. Nous avons aussi présenté (figure II.9) le taux de croissance du mode Weibel le plus instable,  $\gamma_{\max}$ , en fonction du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0$ .

### II.1.5.3.3. Lois d'échelle

Dans les expériences de la fusion inertielle, les paramètres hydrodynamiques caractérisant le plasma créés sont liés aux paramètres du faisceau du driver. Dans la référence [Fabro R., Max C. F. and Fabre E. (1985)], une loi d'échelle est obtenue pour la température électronique. Cette loi est obtenue par le calcul du bilan d'énergie à la couche critique du plasma créé par laser, soit:

$$\frac{T_{ec}}{\text{KeV}} = 4,3 \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{W/cm}^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{4/3} \quad (\text{II.25})$$

où  $T_{ec}$ ,  $I_a$  et  $\lambda_L$  sont respectivement, la température électronique à la couche critique, l'intensité laser absorbée et la longueur d'onde laser.

La densité électronique à la couche critique,  $n_c$ , est donnée par :

$$\frac{n_c}{\text{cm}^{-3}} = 1.1 \times 10^{21} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{-2} \quad (\text{II.26})$$

La fréquence de collisions à la couche critique est donnée en fonction de la température  $T_e$  la densité  $n_e$  et le nombre d'ionisation  $Z$  comme suis:

$$\frac{\nu_c}{\text{s}^{-1}} = 3.4 \times 10^{-9} (Z + 1) \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \left( \frac{T_e}{\text{KeV}} \right)^{-3/2} \ln \Lambda \quad (\text{II.27})$$

$\ln \Lambda$  est le logarithme Coulomb. Dans les expériences de la fusion inertielle  $\ln \Lambda \approx 10$ .

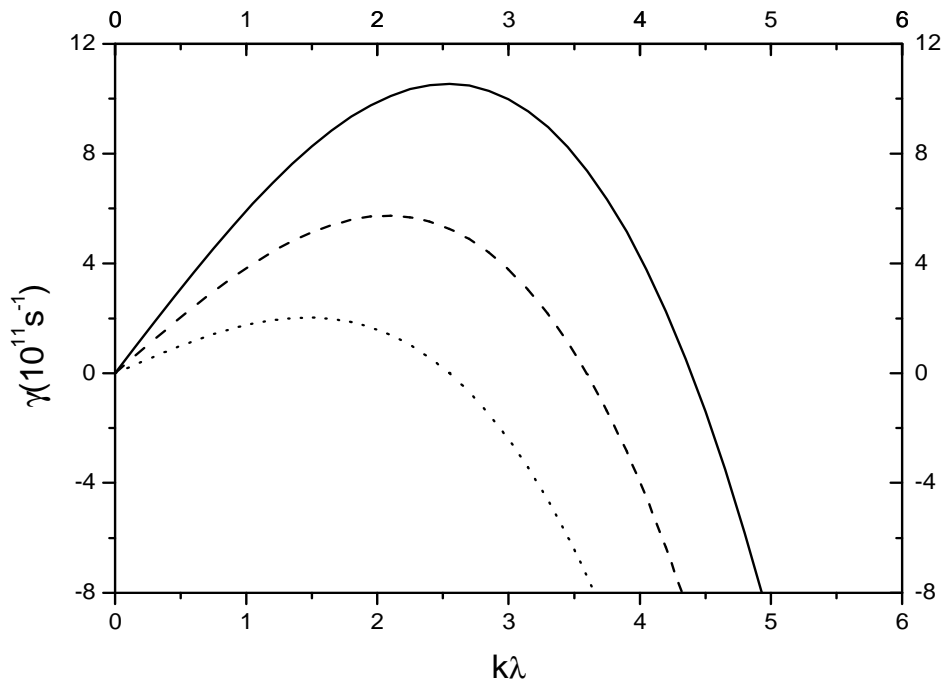


Figure II.8

*Le spectre du taux de croissance,  $\gamma(k\lambda)$ .*

*$k$  est le nombre d'onde du mode Weibel et  $\lambda$  est le libre parcours moyen de l'électron.*

*La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.01$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.02$  et la courbe plein correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.03$ .*

$$T = 1\text{KeV et } n_e = 10^{21}\text{cm}^{-3}$$

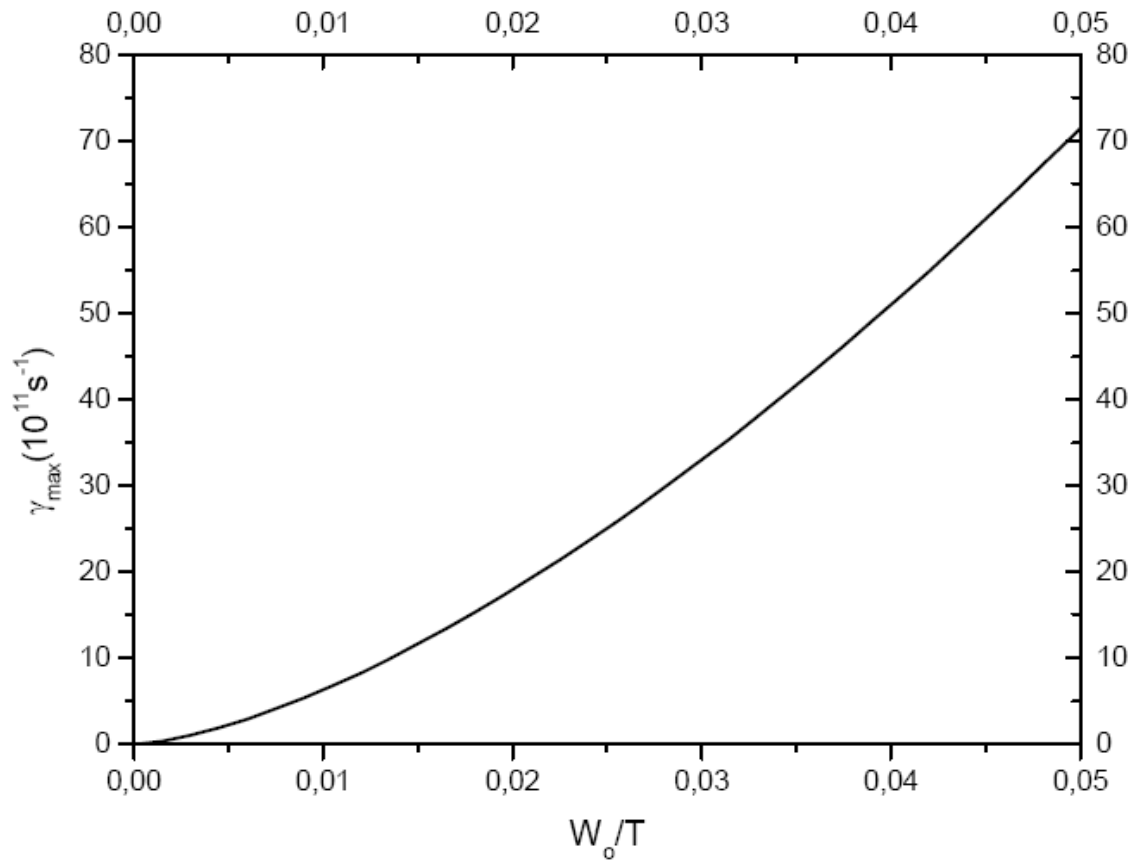


Figure II.9

$\gamma_{\max}$  en fonction du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0 = \frac{W_0}{T}$ .

$T_e = 1 \text{ KeV}$  et  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

En tenant compte des équations (II.25, II.26), la fréquence de collisions à la couche critique dans l'approximation d'une couronne isotherme peut être exprimée en fonction de paramètres de l'impulsion laser comme suis :

$$\vartheta_c(s^{-1}) \approx 4.2 \times 10^{11} (Z + 1) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{-4} \quad (II.28)$$

$$\frac{\vartheta_c}{\omega_L} \approx 2.2 \times 10^{-5} (Z + 1) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{-3} \quad (II.29)$$

Ces équations montrent que les collisions sont efficaces pour les courtes longueurs d'ondes. Le paramètre d'échelle (éq. II.15) est donnée par:

$$\begin{aligned} \widetilde{W}_0 = 2.16 \times 10^{-3} \left( \frac{I}{10^{14} W/cm^2} \right) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-2/3} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{2/3} \times \\ \left[ 1 - 5 \times 10^{-10} (Z + 1)^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-2} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{-6} \right] \end{aligned} \quad (II.30)$$

$I_a = A I_L$ , où  $I_L$  l'intensité de l'impulsion laser et  $A$  est le coefficient d'absorption.

Le coefficient d'absorption [Hora H. (1975), Ginsburg L. (1960)] due à l'absorption par bremsstrahlung inverse, dans le profile spatial linéaire de densité, est obtenue dans l'approximation WKB par:

$$A_{IB} = 1 - \exp \left( - \frac{32 v_t L_n}{15 c \lambda} \right) \quad (II.31)$$

$L_n = \left| \frac{\vec{v}_{ne}}{n_e} \right|^{-1}$  est la longueur du gradient de densité.

Dans le cas où on peut considéré que l'expansion du plasma est unidimensionnelle, la longueur du gradient de densité est proportionnelle à la vitesse de l'expansion et à la durée de l'impulsion laser,  $\tau$ , soit:

$L_n \approx C_s \tau$ , où  $C_s = \sqrt{\frac{Z T_e}{m_i}}$  la vitesse du son dans le plasma coronal et  $m_i$  est la masse de l'ion.

En utilisant l'équation (II.25),  $L_n$  peut être exprimé par la loi d'échelle suivante:

$$\frac{L_n}{\mu m} \approx 9.4 \times 10^{11} \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{2/3} \frac{\tau}{s} \quad (II.32)$$

L'absorption par bremsstrahlung inverse est donnée donc par:

$$A_{IB} \approx 1 - \exp \left( - 5.51 \times 10^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda}{\mu m} \right)^{4/3} \frac{\tau}{ns} \right) \quad (II.33)$$

Autres mécanismes participant à l'absorption de l'énergie laser dans la couronne; notamment le mécanisme d'absorption résonnante au voisinage de la couche critique. Donc, l'absorption effective est plus grande que celle due au bremsstrahlung inverse. (eq. II.33),  $A > A_{IB}$ , il en résulte que dans les expériences de fusion inertielle utilisant des nano seconde impulsions et des longueurs d'ondes  $\lambda_L \leq$  micrometer, on peut considéré avec

une bonne approximation que l'énergie de l'impulsion laser est totalement absorbée dans la couronne :  $I_a = I_L$  and  $A = 1$ .

Il est important d'exprimer l'intensité locale  $I$  de l'impulsion laser en fonction des paramètres physique du plasma et les paramètres de l'impulsion laser incident.

L'évolution spatial du champ électrique laser,  $E_0(x)$ , dans la couronne, dans le cas d'un profile linéaire de densité, est décrite par la fonction  $Ai$  d'Airy [Hora H (1969), Sid A. (2003), Ginsburg L. (1960)], soit:

$$E_0(x) = 2\sqrt{\pi} \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{\frac{1}{6}} E_v Ai(\xi) \exp\left(-\frac{\vartheta_c(x)}{\omega_L}\right) \quad (\text{II.34})$$

où  $E_v$  is l'amplitude du champ électrique laser à l'interface plasma-vide ( $x = L_n$ ), et  $\xi = \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{\frac{2}{6}} \left( \frac{x}{L_n} + i \frac{\vartheta_c(x)}{\omega_L} \right)$  coordonnée spatiale adimensionnelle.

L'intensité laser à la couche critique,  $x = 0$ , est donnée par:

$$I_c = 4\pi \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{\frac{2}{6}} I_v Ai^2(0) \exp\left(-\frac{2\vartheta_c(0)}{\omega_L}\right) \quad (\text{II.35})$$

En tenant compte des équations (II.29, II.32, II.35), l'intensité du laser à la couche critique s'exprime par::

$$\frac{I_c}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} = 2.8 \times 10^4 \frac{I_v}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} \left( \frac{I_a}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} \right)^{1/9} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-1/9} \left( \frac{\tau}{s} \right)^{1/3} \times$$

$$\exp\left( -4.4 \times 10^{-5} (Z + 1) \left( \frac{I_a}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-3} \right) \quad (\text{II.36})$$

Les équations (II.23, II.25, II.26, II.30) nous permet d'établir une loi d'échelle pour le taux de croissance du mode Weibel le plus instable à la couche critique, soit:

$$\gamma_{max} = 1.4(2 - A - 2\sqrt{1 - A})^{\frac{3}{2}} A^{-\frac{1}{2}} I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2} \times$$

$$\exp\left[ -6.6 \times 10^{-5} (Z + 1) A^{-1} I_L^{-1} \lambda_L^{-3} \right] \quad (\text{II.37})$$

$I_L$  est l'intensité de l'impulsion laser incident et  $A$  est le coefficient d'absorption. Notons bien que l'intensité à l'interface plasma-vide est donné par :  $I_v = (2 - A - 2\sqrt{1 - A}) I_L$ . Dans l'équation précédente  $I_L$  est en  $10^{14}W/cm^2$ ,  $\lambda_L$  est en  $\mu m$  et  $\gamma_{max}$  est en  $10^{11}s^{-1}$ .

Nous avons présenté sur la figure II.10  $\gamma_{max}$  :en fonction de l'intensité de l'impulsion laser,  $I_L$ , et sur la figure II.11,  $\gamma_{max}$  : en fonction de la longueur d'onde laser,  $\lambda_L$ .

Dans le cas d'une absorption totale,  $A = 1$ , l'équation précédente se simplifié comme suis:

$$\gamma_{max} = 1.4 I_L \lambda_L^{\frac{1}{2}} \tau^{1/2} \exp\left[ -6.6 \times 10^{-5} (Z + 1) I_L^{-1} \lambda_L^{-3} \right] \quad (\text{II.38})$$



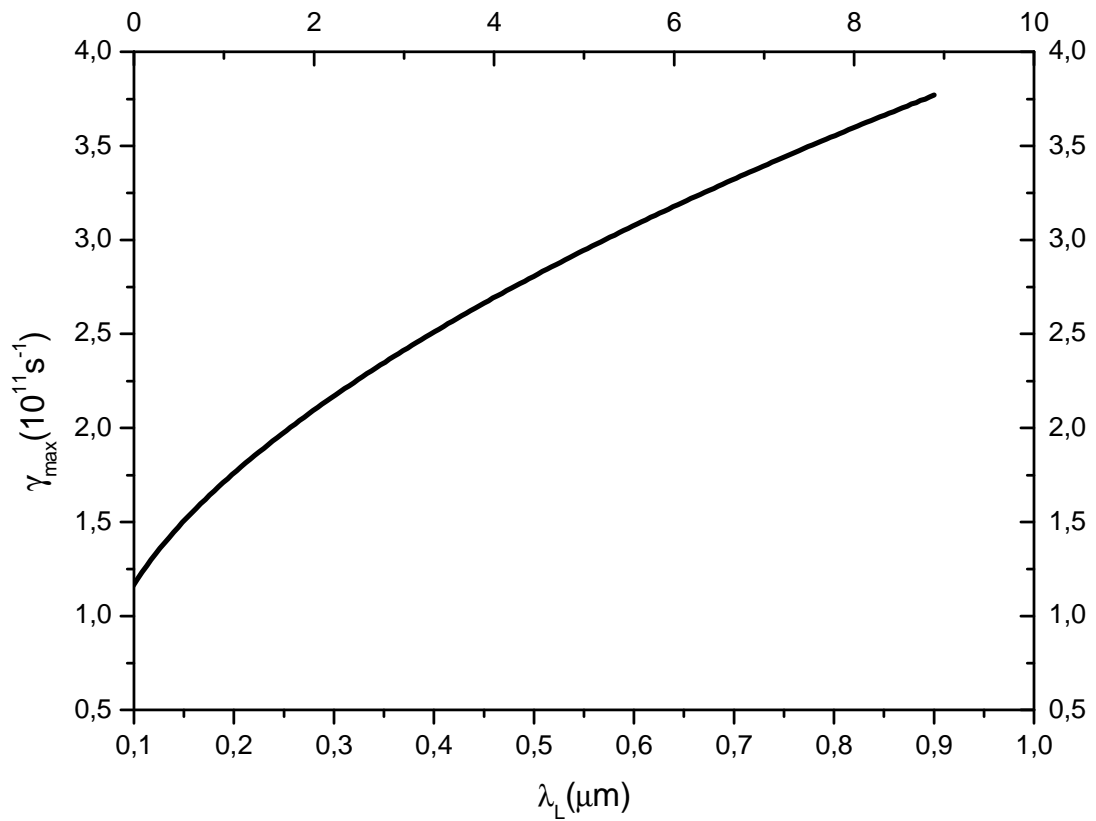


Figure II.10

$\gamma_{\max}$  en fonction de la longueur d'onde laser,  $\lambda_L$

$$\tau = 1\mu\text{m}, Z = 10 \text{ et } I_L = 10^{15} \text{ W/cm}^3$$

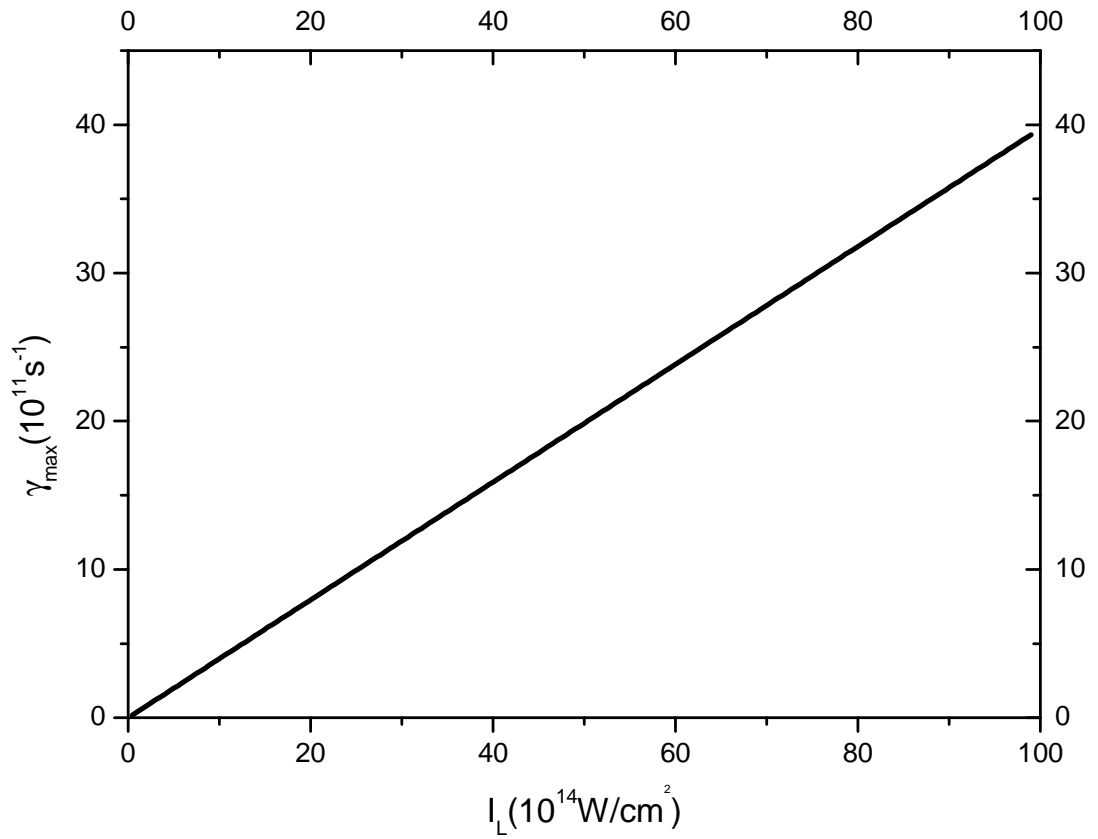


Figure II.11

$\gamma_{max}$  en fonction de l'intensité laser,  $I_L$

$\tau = 1 \text{ ns}$ ,  $Z = 10$  et  $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$

On constate que  $\gamma_{\max} \sim I_L \lambda_L^{\frac{1}{2}} \tau^{1/2}$ , ceci correspond aux résultats de la référence [Bendib A., Bendib K. et Sid A. (1997)] obtenus dans le cadre de la théorie de Fokker-Planck. Il est aussi en bonne accord au moins d'une façon qualitative avec les expériences de la fusion inertielle par laser qui montrent une stabilité relative pour des impulsions brefs et des longueurs d'ondes courtes comme dans le cas de l'allumage rapide (fast ignition).

## 2. Architecture de la cible

### II.2.1. Introduction

La structure des cibles dépendra du type de driver utilisé (laser ou faisceau d'ions), du type d'irradiation (directe ou indirecte), il n'est donc pas possible d'en donner une description définitive, mais, il y a un large éventail des techniques de fabrication envisageables. De plus, la démonstration de la combustion du DT en laboratoire n'ayant pas encore été faite, les solutions envisagées aujourd'hui évolueront inévitablement. Toutefois, comme il est déjà signalé, on peut retenir que le combustible pourra se présenter sous la forme d'une coquille de DT cryogénique déposé à l'intérieur d'une coquille de plastique (CH) ou d'un matériau à Z faible [M. Decroisette *al.*].

Les principales méthodes pour la fabrication des cibles la fusion par confinement inertiel sont :

### II.2.2. Dans la fusion inertielle

#### II.2.2.1. Les cibles

En ce qui concerne la fusion à confinement inertiel, les sujets, qui focalisent aujourd'hui les efforts de la R & D se situent dans les domaines de la microtechnique de l'usinage et des développements associés à la cible. Comme dans le cas de la fusion magnétique, le progrès scientifique fait dans ces domaines peut être considéré comme une source potentielle de retombées technologiques.

L'obtention de réactions de fusion par confinement inertiel est indissociable de la réalisation d'une cible, contenant un mélange fusible deutérium-tritium, porté dans des conditions de densité et de température telles que les réactions de fusion thermonucléaires puissent s'amorcer. Dans la plupart des concepts, le combustible est constitué d'une couche de DT solidifié d'épaisseur parfaitement homogène qui tapisse de manière uniforme la paroi interne d'un microballon.

Les filières technologiques et matériaux pour réaliser des cibles d'une telle complexité comportent aujourd'hui beaucoup d'incertitudes.

En effet, les cibles pour la simulation sont des objets fabriqués en très petites séries pour des cadences de tir de l'ordre de l'unité par jour. Les technologies actuelles devront donc être largement adaptées voire reconçues

#### II.2.2.2. Conception des cibles de fusion par confinement inertiel

Plusieurs types de cibles sont envisagés en fonction du mode d'irradiation. Le National Research Laboratory (NRL) a proposé une cible pour une irradiation laser en attaque directe [Bodner *et al.*(2000)]. Celle-ci est composée de quatre parties : un microballon en polymère de quelques  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, recouvert d'un dépôt d'or ou de

palladium, une couche de mousse de CH<sub>x</sub> imbibée de DT solidifié à 20K, une couche de DT solide et un cœur composé de DT vapeur en équilibre avec le solide. Le LLNL a défini une cible de type « attaque indirecte » mise en condition par faisceaux d'ions [Callahan-Miller et Tabak, (1999)]. Cette configuration est proche de celle envisagée pour les lasers. La différence principale réside dans la présence d'un « radiateur » qui permet de convertir le faisceau d'ion en rayonnement X. L'ensemble des autres éléments sont communs aux filières laser et ions lourds.

Toutefois, comme on l'a déjà décrit, on peut retenir que le combustible pourra se présenter sous la forme d'une coquille de DT cryogénique déposé à l'intérieur d'une coquille de plastique (CH) ou d'un matériau à Z faible.

Les contraintes de fabrication sont drastiques : la sphéricité et l'uniformité d'épaisseur de la couche de DT doivent être respectées à environ 1 %, et la rugosité doit être inférieure au micron. Le remplissage en DT de la capsule de plastique et la formation de la couche cryogénique sont donc des étapes importantes: on peut penser par exemple au remplissage par perméation, l'uniformité de l'épaisseur de la couche s'obtenant par effet « beta layering », exploitant la décomposition  $\beta$  du tritium ; mais ces méthodes sont lentes au regard du rythme d'injection (quelques Hz), et de nouvelles techniques devront être trouvées. Au plan de la rentabilité économique d'un réacteur, il a été évalué que le coût d'une cible ne devrait pas dépasser 0,30 €.

Une fois réalisée, la cible (au sens large, c'est-à-dire la capsule dans sa cavité si l'on procède par l'attaque indirecte) doit être injectée dans la chambre. Se posent donc les problèmes du suivi de trajectoire pour obtenir les précisions temporelle et spatiale requises d'irradiation, en notant que la vitesse d'injection est de l'ordre de celle d'une balle de fusil et que la cible doit garder son intégrité dans un environnement à haute température (500 – 1500 °C).

### II.2.2.3. Microballons en polymère

Pour les expériences de fusion liées au programme Simulation, les microballons en CH<sub>x</sub> sont élaborés par la technique du mandrin dépolymérisable qui comporte plusieurs étapes.

Un mandrin sphérique en poly-alpha-méthylstyrène (PAMS) est d'abord réalisé par des techniques de micro-encapsulation à l'aide d'un injecteur qui se déroule en deux étapes principales. La première consiste à injecter deux phases liquides à travers deux tubes concentriques : une phase aqueuse et une phase organique composée d'un solvant et de polymère dissous. La double goutte eau/phase organique est introduite dans une seconde phase aqueuse. La seconde étape consiste à chauffer pour évaporer le solvant de la phase organique du lot complet de microballons liquides.

Sur ce mandrin, est ensuite réalisé un dépôt sous vide de polymère plasma (dépôt GDP –Glow Discharge Polymerization) à partir de trans-2-butène et d'hydrogène. Les mandrins sphériques en PAMS sont placés dans une coupelle qui permet leur agitation. Le dépôt croît ainsi de manière homogène sur toute la surface des ballons [Dumay *et al.*, (2002)].

À la fin du dépôt, le mandrin initial est finalement dépolymérisé par traitement thermique sous gaz neutre. Le PAMS, dont la température de décomposition est inférieure à celle du

polymère plasma en  $\text{CH}_x$ , est éliminé par perméation au travers de la paroi du dépôt GDP. Un microballon en  $\text{CH}_x$  autoporté est alors obtenu [Theobald *et al.*, (2000)].

Ces microballons doivent satisfaire à des spécifications très strictes : un diamètre de 2,4 mm, une épaisseur de 175  $\mu\text{m}$ , des rugosités internes et externes hautes fréquences inférieures à 20 nm, un défaut de sphéricité inférieur au pour dix mille, un défaut de concentricité inférieur au pour mille. Ils doivent donc être caractérisés très finement par des techniques spécifiques qui permettent d'effectuer des mesures à l'échelle nanométrique.

Des optimisations au-delà du pourcent en termes de sphéricité et de concentricité ont d'ores et déjà été atteintes. Les rugosités aux hautes fréquences sont inférieures à 10 nm. En revanche, les déformations aux modes intermédiaires (10 à 100) restent à optimiser, et les meilleurs microballons obtenus à ce jour se situent à deux ordres de grandeur au dessus de l'objectif visé. Ces déformations sont dues à une convolution des défauts de forme du mandrin en PAMS et de défauts ponctuels qui apparaissent lors de la croissance du dépôt GDP.

Pour la transposition à la fabrication de cibles pour un réacteur de fusion, il faudra :

- concevoir des cibles et des scénarios d'implosion permettant d'obtenir du gain avec des défauts géométriques de l'ordre du pourcent au pour mille. Une fabrication de masse d'objet de spécifications aussi sévères que celles envisagées pour le programme simulation paraît illusoire aujourd'hui. Les concepts d'allumage rapide prennent alors tout leur intérêt, en permettant de relâcher les contraintes sur la cible et la qualité de son irradiation ;
- les techniques de synthèse du PAMS et de microencapsulation sont sans doute assez facilement transposables à une fabrication à grande échelle. Cependant, la phase de dépôt par polymérisation plasma nécessite une modification notable de la technologie. Un réacteur d'étude fonctionnant sur le principe du lit fluidisé et permettant de traiter simultanément de très nombreux mandrins a été développé par General Atomics [Goodin *et al.*, (2003)]. Ce prototype permettra de réaliser les recherches technologiques pour concevoir une installation de production.

#### II.2.2.4. Tri et caractérisation des microballons

Dans le cas de cibles pour la FCI, une caractérisation fine et unitaire des cibles semble exclue. Il sera nécessaire que les procédés de fabrication soient suffisamment bien maîtrisés pour garantir les propriétés géométriques des cibles. Ceci semble possible avec les technologies présentées dans le paragraphe précédent pour des objets dont les défauts géométriques sont compris entre le pourcent et le pour mille.

#### II.2.2.5. Technologies de remplissage

Il est envisagé de remplir les microballons en polymère par perméation gazeuse du DT à température ambiante sous quelques centaines de bars. Les microballons remplis sont ensuite refroidis à 20 K pour solidifier le DT, réduire la pression dans le microballon, et bloquer la perméation. Ils doivent enfin être transportés sans rupture de la chaîne du froid jusqu'au moment du tir, car une élévation de température augmenterait la pression interne dans le microballon et induirait son explosion mécanique. La faisabilité de ces différentes étapes a été validée expérimentalement pour des cibles manipulées unitairement sur le laser Omega Upgrade de l'université de Rochester.

Des modèles permettant d'évaluer les inventaires tritium nécessaires pour chaque configuration de cibles ont été développés [Schwendt *et al.*, (2003)]. Dans le cas de cibles en attaque indirecte, le paramètre le plus critique impactant l'inventaire tritium est le choix de remplissage des cibles avant ou après l'assemblage du microballon dans la cavité de

conversion. Dans le second cas, l'inventaire peut être multiplié par trente en raison des volumes morts nettement plus importants. Cet aspect milite fortement pour la première solution, mais cela implique un assemblage cryogénique du microballon dans la cavité. Dans ce cas, l'inventaire serait de 0.25 kg à 1 kg de tritium.

#### II.2.2.6. Redistribution du DT solide

La principale difficulté réside dans la conformation d'une couche de DT solidifié à une température d'environ 18,2 K tapissant de manière la plus uniforme possible la paroi interne du microballon, et dont la rugosité de l'interface solide/vapeur est minimale. Les caractéristiques de cette couche de DT ont une influence très importante sur le gain de la réaction de fusion. Pour les obtenir, il est nécessaire que le gradient de température sur la surface externe du microballon n'excède pas quelques centaines de  $\mu\text{K}$  [Baclet *et al.*, (2004)].

Pour réaliser un tel environnement thermique sur une grande quantité de microsphères, un procédé de type lit fluidisé cryogénique est envisagé. Si ce concept était validé, il faudrait ensuite retirer un microballon du lit fluidisé, l'insérer dans une cavité de conversion et l'injecter dans le réacteur. Ces différentes étapes doivent être réalisées en quelques secondes pour conserver les caractéristiques géométriques de la couche de DT solide. Des prototypes technologiques seraient nécessaires pour valider ces différents concepts.

Le « Fall and Strike Technique », étudiée par les équipes russes du Lebedev Physical Institute de Moscou, est une autre solution qui consiste à laisser tomber dans un microballon contenant du DT liquide en le refroidissant simultanément [Aleksandrova *et al.*, (1996)].

Uniformiser la couche de DT dans une cavité, même si cela n'est pas impossible, imposerait des contraintes géométriques très sévères sur cet élément et des coûts de fabrication et d'assemblage sans doute prohibitifs.

#### II.2.2.7. Cavités de conversion

Dans le cas de l'attaque indirecte, le microballon doit être positionné au centre géométrique d'une cavité dont la fonction est de convertir le rayonnement incident en rayonnement X qui va imploser la sphère contenant le DT solidifié.

Dans le cas d'une irradiation laser, les cavités de conversion sont en métal lourd pour obtenir une conversion laser/X efficace.

Le matériau structurant de la cavité est un mélange  $\text{LiF}/\text{BeF}_2$  mis en forme par moulage. Ce matériau est choisi car il est également le refroidisseur utilisé dans la chambre du réacteur.

Les métaux lourds sont déposés sur sa surface interne par dépôt physique sous vide (pulvérisation magnétron ou fil explosé).

Dans le cas d'une irradiation par faisceaux d'ions, l'énergie laser est convertie dans un radiateur « constitué » de diverses mousses de  $\text{CH}_x$  dopés par des atomes lourds [Collier *et al.*, (1999)], et des mousses métalliques. Ces matériaux ont des densités faibles à ajuster en fonction de leur positionnement dans la cavité. Les mousses de  $\text{CH}_x$  dopées sont fabriquées par des techniques d'émulsions et peuvent être moulées. Pour synthétiser les mousses métalliques, un nouveau procédé, de dépôt chimique sous haute pression assisté par laser est en cours de développement. Ces procédés seraient *a priori* compatibles de production de grand volume.

Le microballon est encapsulé entre deux membranes fines de polymères tendues sur deux demi-cavités qui sont finalement assemblées. Les difficultés sont d'obtenir un centrage précis (quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ ), et rapide (quelques secondes) à température cryogénique (20 K). Enfin les trous d'entrée des faisceaux laser ou d'ions doivent être obturés par des membranes fines de polymères emprisonnant de l'hélium gazeux dans la cavité pour optimiser la symétrie de l'implosion. De telles membranes ultrafines (500nm) en polyimide, collées sur une cavité de conversion, résistant à 1 bar à 20 K ont déjà été synthétisées dans le cadre du programme simulation [Baclet et *al.*, (2004)]. Une augmentation des cadences de production nécessiterait sans doute d'épaissir ces membranes à quelques microns d'épaisseur.

#### II.2.2.8. Technologies d'injection

Les cibles doivent être injectées à une cadence de 5 à 10 Hz au centre de la chambre, avec une grande précision sur leur positionnement et la synchronisation du tir du driver. D'autre part, ces objets relativement fragiles ne doivent pas être endommagés lors de cette injection.

Enfin, la couche de DT solide cryogénique ne doit pas être détruite par le flux de corps noir à 300 K de la chambre, et atteindre la position de tir avec une température de 18,2 K.

Des premiers prototypes ont été conçus et sont actuellement en cours de fabrication chez General Atomics pour étudier cette phase critique d'injection pour les deux types de cibles envisagées (attaques directe et indirecte) [Goodin et *al.*, (2001), Sethian et *al.*, (2003)]. Les cibles sont injectées par un canon à gaz avec des vitesses allant jusque 170 m/s, et une précision de visée au centre de la chambre du réacteur de  $\pm 5\text{mm}$ . Le système de contrôle permet de positionner la cible par rapport aux faisceaux d'irradiation à  $\pm 200\ \mu\text{m}$  quand elle passe au centre chambre. D'autres systèmes, basés sur des injecteurs électromagnétiques, sont également envisagés.

Dans le cas de cibles en attaque directe, des couches de palladium doivent être déposées sous vide sur la surface externe des ballons.

Dans le cas de cible en attaque indirecte, la cavité en LiF/BeF<sub>2</sub> permet à la cible de garder son intégrité mécanique pendant la phase d'injection.

### II.2.3. Dans la fusion par ions Lourds

Dans le concept de la fusion par faisceau d'ions lourd, non seulement le driver est différent mais le mécanisme d'absorption de l'énergie exige également un changement dans la conception de la cible. Absolument, les instabilités presque classiques de Rayleigh-Taylor [Caruso et *al.*, (1992)] sont un grand problème dans l'attaque directe des cibles par faisceau d'ions lourds. Actuellement, il semble très difficile de réaliser l'uniformité de 1% de la cible exigée pour les faisceaux d'ions. Néanmoins, le schéma de l'attaque directe n'est pas complètement écarté, parce que les nouvelles conceptions des cibles dans le contexte de la fusion par laser fournissent l'espoir que cette condition pourrait être détendue. Pour une uniformité d'irradiation de 2-3%, l'attaque directe par les ions lourds pourrait être possible. Cependant, le schéma d'attaque indirecte semble être l'option la plus adéquate.

Le concept de l'attaque indirecte par les ions lourd diffère de celui des lasers, parce que les faisceaux ne frappent pas directement les parois du « hohlraum » mais déposent leur énergie dans des convertisseurs (voir la figure. II.12). Chauffer directement le « hohlraum » nécessiterait des ions de faible énergie et une puissance maximale très élevée. Autrement l'énergie d'ion serait déposée en profondeur à l'intérieur de l'enveloppe et la production des rayons X deviendrait inefficace. Dans ce cas-ci l'accouplement et l'isolation d'énergie entre l'absorption et les étapes du driver deviendraient un problème [Piriz et Atzeni, (1994)].

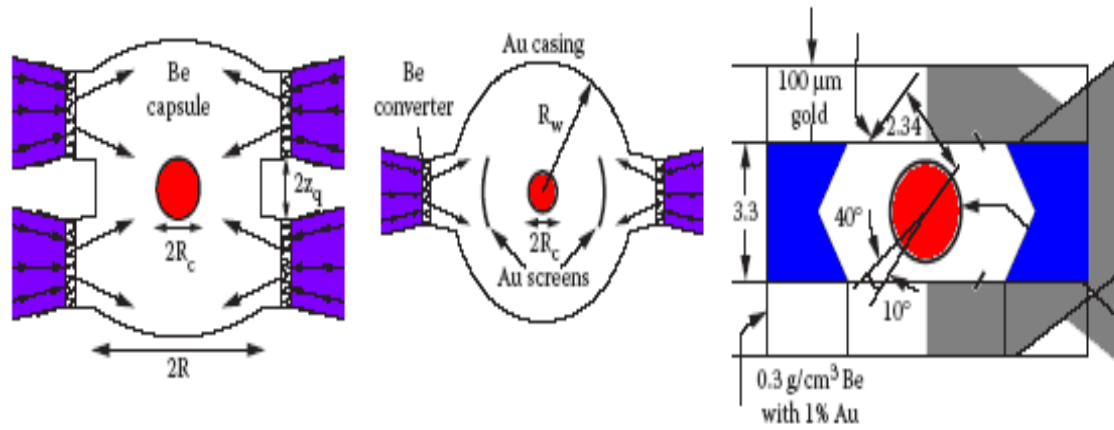


Figure II.12

Esquisse de trois cibles différentes étudiées par le groupe HIDIF (Atzeni et al., 1998).  
Les trois utilisent l'or comme enveloppe et Be comme convertisseur.



Cependant, si on utilise des convertisseurs, l'énergie des faisceaux d'ions est transformée efficacement en rayonnement thermique (rayon X). Le rayonnement thermique est confiné dans l'enveloppe et conduit par la suite à l'implosion de la capsule de fusion. Après, tout ce passe comme dans la fusion par laser : le scénario typique du point chaud « hotspot ».

Comme, la capsule se compose d'une coquille sphérique d'un matériau de Z faible et d'une couche intérieure de combustible DT glacé, l'absorbeur (c.-à-d. convertisseur) doit être chauffé à 100 eV avant qu'il ne commence à émettre efficacement des rayons X dans le « hohlraum », cette énergie doit être fournie dans le plus petit volume possible. Cela signifie que la profondeur de pénétration et le diamètre de faisceau de la cible doivent être réduits au minimum.

Les études de conception des cibles montrent qu'il est préférable de chauffer l'absorbeur (convertisseur) à 0.1 mm de la surface. Dans ce cas, il est important d'utiliser les ions correspondants avec une énergie adéquate pour obtenir cette profondeur de pénétration.

Focaliser un faisceau d'ions sur un point de petite dimension est l'un des problèmes principaux de la fusion par ions lourds. Pour se focaliser sur le même point, le faisceau d'ions doit avoir exactement avec précision la même vitesse et la même direction tout le long de l'irradiation. Plus le faisceau est chaud (c.-à-d., la quantité de mouvement aléatoire), plus la taille finale du point chaud est grande. Cet aspect aléatoire du mouvement s'appelle l'émittance.

Comme il est spécifié dans la fusion par laser, les cibles sont conçues selon certaines caractéristiques du faisceau. Le tableau II.1 montre les paramètres du faisceau, pour une cible référence de deux convertisseurs, selon l'étude de HIDIF (1998). Dans cette étude le rayon du point est de 1.7 mm et la longueur d'impulsion de 6 ns qui est le point de référence pour l'allumage de la cible.

<i>Paramètres</i>	<i>Valeur de Design</i>
Energie des ions	10 GeV
Energie totale du driver	3 MJ
Courant du Linac	400 mA
Anneaux de stockage	12
Longueur finale d'impulsion	6 ns
Puissance du pic	750 TW
Point focal	1.7 mm
Nombre de faisceaux	48

Table II.1

*Paramètres de l'étude de HIDIF pour deux convertisseurs « cible de référence».*

Quant à la conception de laser, on peut décrire comment les différents composants du « hohlraum » et les contraintes d'accélérateur sont efficaces pour une énergie d'entrée donnée et on peut aussi déterminer les exigences en énergie du faisceau de l'accélérateur. Il y a deux processus principaux où l'énergie de la cible est perdue dans le « hohlraum » :

1) la conversion de l'énergie du faisceau en rayon X dans le convertisseur ;  
 2) l'utilisation des rayons X en tant que conducteur d'énergie pour l'implosion. En développant ces deux coefficients rendement de transfert  $\eta_{tr}$  et  $\eta_x$  le rendement de conversion, respectivement, l'énergie d'accélérateur  $E_b$  et l'énergie de conduite  $E_{cap}$  sont reliés par :

$$E_b = \frac{E_{cap}}{\eta_x \eta_{tr}}$$

Pour réaliser une efficacité élevée de conversion, le volume du matériau du convertisseur qui doit être chauffé il faut qu'il soit maintenu petit. La masse du convertisseur chauffée  $m_c$  peut être exprimée :

$$m_c \sim N_c \pi r_f^2 R_{ion}$$

où  $N_c$  est le nombre d'éléments du convertisseur,  $r_f$  la taille du point focale et  $R_{ion}$  de la gamme d'ion dans le matériau du convertisseur. Dans la plupart des conceptions de cibles, le nombre de convertisseurs est deux, mais il y a également des conceptions avec quatre ou huit convertisseurs.

## II.2.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons étalé les différentes instabilités : deux faisceaux, faisceau-plasma, Rayleigh-Taylor, Weibel dans le plasma crée par laser, Weibel due au dépôt d'énergie et dans le plasma crée par ions lourds lors de l'interaction d'une impulsion laser intense et d'ions lourds avec le plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel. L'objectif est de donner les notions de base de ces interactions qui sont directement liés à la fusion inertielle par laser et par ions lourds. Les phénomènes physiques mis en jeu sont présentés et une importance est donnée aux instabilités de Weibel. Notamment les instabilités de Weibel rencontrés dans la fusion par ions lourds et qui présentent un effet limitatif qui peut conduire à une implosion anisotrope et un gain en énergie réduit.

L'étude de l'instabilité de Weibel due au dépôt de l'énergie du driver présentée dans ce paragraphe montre que des modes Weibel fortement instables peuvent être excités au voisinage de la couche critique. Il a été démontré que le taux de croissance du mode Weibel le plus instable est  $\gamma_{max}$  est proportionnel à  $I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2}$ .

Les résultats obtenus sont en accord avec les résultats de la référence [Bendib A., Bendib K. and Sid A.(1997)] calculés dans cadre de la théorie cinétique de Fokker-Planck. Aussi la dépendance de  $\gamma_{max}$  en  $\tau^{1/2}$  est en bon accord avec les expériences de la fusion inertielle par laser. Les instabilités sont réduites pour les impulsions laser brefs et les courtes longueurs d'ondes comme dans le schéma de l'allumage rapide.

En comparant la technique de la fusion par laser et par la fusion par faisceaux d'ions lourds, on constate :

- L'instabilité de Weibel dans le cas de la fusion par laser est ajustable en jouant sur les paramètres de l'impulsion laser tandis que dans le cas de la fusion par ions lourds, l'instabilité de Weibel n'est pas ajustable.

- Le mode Weibel excité dans le cas de la fusion par ions lourds est bien le mode parallèle à la direction d'incidence tandis que le cas de la fusion par ions légers, le mode Weibel excité est le mode parallèle à la direction d'incidence.

Nous attendons que les résultats sur l'instabilité de Weibel due au dépôt de l'énergie du driver permettent d'optimiser les paramètres physiques afin d'obtenir une implosion meilleure et un bon rendement en énergie.

Concernant l'architecture de la cible, la géométrie et les conditions de mise en œuvre sont donc très contraignantes. La précision de réalisation des différentes pièces et des assemblages sont par ailleurs excessivement sévères, de l'ordre du pour mille au pour cent mille en fonction des éléments.

Une première évaluation économique, concernant les frais d'exploitation et de fabrication des cibles pour l'énergie de fusion inertielle, conduite par laser et ions lourds, a été faite. Les résultats montrent que les cibles sont dans la marge de faisabilité commerciale pour l'énergie de fusion [Goodin D.T. et al.,(2004)].

## II.2.5. Références

- [ Abramowitz M. and Stegun I.A., (1965)] Abramowitz M. and Stegun I.A., Handbook of Mathematical functions, (Dover, New York, 1965)
- [Allred J.C., G.H. Blount (1953)], "Experimental studies of Taylor instability", Los Alamos National Laboratory report LA-1600 (1953).
- [Aleksandrova IV. et al (1996)]. Cryogenic Solid Layering and Target Delivery. *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences*, **34**.
- [Andre M. et al (2003)] Andre, M., Cavailler, C., and Jequier, F. (2003). *Le Vide*, **307**, 13.
- [Atzeni, S. et al (1998)] Atzeni, S., Temporal, M., Piriz, A. R., Basko, M. M., Maruhn, J., Lutz, K.-J., Ramis, R., Ramirez, R., Honrubia, J., and ter Vehn, J. Meyer. 1998. *Page 161 of: HIDIF study*.
- [Baclet Ph., et al (2004)]. The LMJ Cryogenic Target Assembly : Functions and Fabrication. *Fusion Science and Technology*, **45** (2) : 276-281.
- [Bendib A. and Luciani J. F. (1987)] Phys. Fluids, 30, 1353 (1987).
- [Bendib K., Bendib A. and Sid A. (1998)] Laser and Particle Beams, 16, 3 (1998)
- [Bendib et al (1997)] Bendib A., Bendib K. and Sid A., Phys. Rev. E 55, 7522 (1997)
- [Braginski, S I (1985)] Braginski S.I., in Reviews of plasmas Physics (M. A. Leonvitch, Consultant Bureau, N. Y. 1985, Vol. 1)
- [Briggs, R. J.] R. J. Briggs, in *Advances in Plasma Physics*, A. Simon, W. B. Thompson Eds., 4, 43 John Wiley & Sons, New York (1971)
- [Bruce Langdon, A. (1980)] Bruce Langdon A., Phys. Rev. Lett. 44, 575 (1980)
- [Bodner SE. Et al (2000)], *Phys. Plasmas*, (2000) **7** : 2298-2301.
- [Callahan-Miller DA., Tabak M. (1999)]. *Nucl. Fusion*, **39** : 1547. [Collier R., et al (1999)] Development of Low-Density CH Foams Doped with Chlorine or with Organo-Metallic Precursors. *Target Fabrication Meeting*, **99** : 08-11. Catalina, Californie.
- [Caruso, A., Pais, V. A., and Parodi, A. (1992)] *Laser Part. Beams*, **10**, 447.
- [Decroisette M. et al] La Fusion Thermonucléaire par Confinement Inertiel : De la Recherche Fondamentale à la Production d'Énergie

- [Dumay B. et al (2002)]. Structure of amorphous hydrogenated carbon films prepared by radio frequency plasma enhanced chemical vapor deposition. An analogy with the structure zone model developed for metals. *Journal of Applied physics*, **92** (11) Part. 1.
- [Epperlein E. M. and Bell A. R. (1985)] *ibid.* 29. 85 (1985)
- [Fabro R., Max C. F. and Fabre E.] Fabro R., Max C. F. and Fabre E., *Phys. Fluids* 28, 1463 (1985)
- [Ginsberg L. (1960)] Ginsburg L., *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, (Cordon and Breach, N. Y., 1960)
- [Goodin D.T. et al. (2001)] *Nucl. Fusion*, 41 : 527.
- [Goodin DT. et al (2003)]. Addressing the Issues of Target Fabrication and Injection for Inertial Fusion Energy. *Fusion Engineering and Design*, **69** : 803-806.
- [Goodin D.T. et al.,(2004)] D.T. GOODIN, A. NOBILE, D.G. SCHROEN, J.L. MAXWELL, and W.S. RICKMAN, Cost-effective target fabrication for inertial fusion energy, March 2004
- [Hora H. (1975)] Hora H., *Laser Plasma and Nuclear Energy* (New York Plenum Press. 1975)
- [Jackson, A] A. Jackson, *Phys. Fluids*, 3, 786 (1960)
- [Kelvin Lord (1910)] *Mathematical and Physical Papers iv, Hydrodynamics and General Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, England.
- [Kent G.I. et al (1969)] G.I. Kent N.C. Jen, F.F. Chen, Transverse Kelvin-Helmholtz Instability in a Rotating Plasma, *Phys. Fluids*, 12 (10), 2140 (1969).
- [Lewis D.J.(1950)], *Proc. R. Soc. London Ser. A* 202 (1950) 81.
- [Lindl, J. D. (1995)] *Phys. Plasmas*, **2**, 3933.
- Matte, J. P., Bendib A. and. Luciani J. F] Matte Bendib A. and. Luciani J. F., J. P., *Phys. Rev. Lett.* 58, 2067 (1987).
- [Nobuhiro O. and Makoto H (2004)] Nobuhiro O. and Makoto H., *J. Korean Astro. Soc.* 37, 547 (2004)
- [Nyquist, H.] H. Nyquist, *B. S. T. J.*, 11, 126 (1932)
- [Perkins F.W. & D.L Jassby (1971)] Velocity Shear and Low-Frequency Plasma Instabilities, *Phys. Fluids*, 14 (1), 102 (1971).
- [Penrose, O.] O. Penrose, *Phys. Fluids*, 3, 258 (1960)
- [Pfalzner S. (2006)] *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*, 2006, Series in plasma physics
- [Piriz, A. R., and Atzeni, S. (1994)] *Plasma Phys. Controll. Fusion*, **36**, 451.
- [Ramani A. and J. Laval (1978)] *Phys. Fluids*. 28, 980 (1978).
- [Rayleigh Lord (1900)], *Scientific Papers*, Vol.II (Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 1900), p.200.
- [Richtmyer, R. D. (1960)] *Commun. Pure Appl. Math.*, **13**, 297.
- [Sakagami H. et Nishihara K. (1990)] Three dimensional Rayleigh-Taylor instability of spherical systems. *Phys. Rev. Lett.*, **65** : 432.
- [Schroder C. et al (2001)] C. Schroder, T. Klinger, D. Block, A. Piel, G. Bonhomme & V. Naulin, Mode Selective Control of Drift Wave Turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5711 (2001)
- [Schwendt M., et al (2003)]. Tritium Inventory of Inertial Fusion Energy Target Fabrication Facilities : Effect of Foam Density and Consideration of Target Yield of Direct Drive Targets. *Fusion Sci. Technol.*, **43** : 217.
- [Sethian JD. et al. (2003)] Fusion energy with lasers, direct drive targets, and dry wall chambers. *Nuclear Fusion*, **43** : 1693-1709.
- [Sharp D.H. (1984)], *Physica* 12D (1984) 3-18.

- [Shokri B. and Ghorbanalili M (2004)] Shokri B. and Ghorbanalili M., Phys. Plasmas, 11, 5398 (2004)
- [Sid A. (2003)] Physics of Plasmas, 1, 214 (2003)
- [Silin, V P (1965)] Silin V.P., Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965)
- [Silva L.O. *et al.*(2003)], Phys. Plasmas **9**, 2458 (2003).
- [Tatarakis M.*et al.*(2003)], Phys. Rev. Lett. **90**, 175001 (2003).
- [Taylor G.I. (1950)], Proc. R. Soc. London Ser. A 201 (1950) 192.
- [Theobald M. *et al* (2000)]. Properties of a-C:H Coatings prepared by PECVD for Laser Fusion Targets. *Fusion Technology*, **38** (1) : 62.
- [Wallace J.M., *et. al.*] Wallace J.M., *et. al.*, Phys. Fluids 30, 4,(1987) 1085
- [Wallace, J. M. and Epperlein, E. M (1991)] Wallace, J. M. and Epperlein, E. M., Phys. Fluids B, 3, 1579, (1991)
- [Weibel E. S. (1959)] Weibel E. S., Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959)

## CHAPITRE III PRODUCTIONS D'IONS LOURDS ET LEUR FREINAGE DANS LA MATIERE

### III.1. Introduction

Depuis quelques années, les techniques permettant l'accélération de corpuscules chargés de masse plus élevée que les hélions se sont perfectionnées. La mise au point de sources d'ions permettant l'épluchage préalable d'une partie des électrons orbitaux des atomes de carbone, azote, oxygène et néon, a conduit à la possibilité d'accélérer dans un cyclotron des ions multichargés et d'obtenir des faisceaux homogènes et monoénergétiques en ions lourds. On a atteint des énergies de plus de 10 MeV par nucléon (120 MeV pour  $^{12}\text{C}$  160 MeV pour  $^{16}\text{O}$ , etc.). Le moment cinétique  $p$ , d'un ion de charge  $Z_e$  sur un orbite d'accélération de rayon  $r$  est lié à l'induction  $B$  du cyclotron par la relation :

$$P = B Z_e r \quad (\text{III.1})$$

L'énergie à laquelle on peut accélérer un ion de masse donnée est donc proportionnelle au carré de la charge ionique. On conçoit qu'il soit nécessaire de disposer d'ions multichargés pour pouvoir les porter à des énergies assez élevées et vaincre les barrières de potentiel.

Si  $Z_{ie}$  est la charge du noyau cible et  $Z_{2e}$  celle du noyau projectile,  $A_1$  et  $A_2$  sont les masses atomiques de ces deux noyaux, l'expression de la barrière de potentiel :

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \frac{A_1 + A_2}{A_1} \quad (\text{III.2})$$

montre que pour pénétrer dans les noyaux les plus lourds ( $Z_l$  voisin de 100 et  $A_l$  voisin de 250), un noyau de carbone devra posséder une énergie d'environ 70 MeV et un noyau de néon un peu moins de 100 MeV. On trouvera des détails sur la production d'ions multichargés et sur leur accélération dans les cyclotrons ou les accélérateurs linéaires dans diverses publications de caractère plus ou moins technique [Walker et al. (1954)].

L'excitation coulombienne et la diffusion élastique et inélastique ne seront pas citées ici. La première réaction a probablement été observée par Miller et al. [Miller et al. (1950)] qui bombardaient de l'aluminium et de l'or avec des noyaux de carbone 12 et obtinrent du chlore 34 et de l'astate. Breit et al. [Breit et al. (1952)] encouragèrent ensuite en 1952 les études de réactions nucléaires provoquées par projectiles lourds, en montrant que certains aspects des phénomènes de désexcitation des noyaux composés seraient probablement mieux compris à la suite de ce type d'expériences.

Une des revues a été faite sur le sujet par Fremlin [Fremlin (1959)] dans l'ouvrage de Endt et Demeur sur les réactions nucléaires. On examinera successivement :

- a) Les réactions passant par un noyau intermédiaire obtenu par fusion des noyaux initiaux et la comparaison avec un noyau composé analogue obtenu par proton.
- b) Les réactions de stripping et multi-stripping au cours desquelles l'ion lourd éclaterait avant le choc en plusieurs projectiles. (Théorie de la « chevrotine ».)

- c) Les réactions dites de transfert d'un nucléon du noyau projectile au noyau cible.
- d) Les étoiles de désintégration dues à l'impact de l'ion lourd dans le champ coulombien du noyau cible.
- e) La probabilité de fission après la fusion de l'ion lourd avec un noyau lourd.
- f) La production de noyaux déficients en neutrons et subissant une transformation spontanée par captures électroniques. La production de nouveaux isomères à spin élevé en raison du grand moment angulaire apporté par le projectile.
- g) La production et l'étude des isotopes d'éléments transuraniens.

### III.2. Le confinement inertiel par ions lourds

Les accélérateurs d'ions lourds (Bi, Ar, Xe, Cs) ont également été proposés à partir du milieu des années soixante-dix comme drivers pour la FCI. Il est généralement admis que lorsque les lasers auront démontré la possibilité de brûler du DT en laboratoire et d'atteindre des gains de cibles de  $\sim 10$ , les ions lourds devraient être le vecteur le mieux adapté pour les applications énergétiques [Plass, (1994)].

Même si ce schéma pourra bénéficier des travaux décrits précédemment (en particulier sur toutes les questions d'uniformité d'éclairement ou de structures des cibles), l'équivalent pour les ions de l'état des connaissances du domaine laser n'est pas acquis, les études actuelles portant sur le ralentissement des particules dans les plasmas ou la matière froide. Les travaux réalisés au GSI (Darmstadt) sur l'interaction d'ions lourds avec un aérogel (matériau à basse densité pour étirer la zone d'intérêt); l'objectif est d'analyser par une méthode spectroscopique à l'intérieur du volume d'interaction l'énergie et l'état de charge du projectile (Ar).

Ces travaux donnent lieu à des collaborations avec de nombreux pays européens.

Les accélérateurs d'ions lourds tels que ceux du Cern, du GSI (Darmstadt) ou du Ganil ont des caractéristiques intéressantes (cadence, stabilité, rendement), très supérieures à celles des lasers de puissance actuels, mais leur puissance instantanée est inférieure d'au moins trois ordres de grandeur à ce qui est nécessaire à un réacteur de fusion.

La difficulté est qu'il n'est pas possible, à la différence des lasers, de concevoir un prototype autrement qu'à l'échelle 1 pour obtenir la densité de flux d'énergie requise.

Les expériences réalisées au LBNL montrent qu'il est possible de produire, transporter et accélérer des faisceaux d'ions lourds avec la brillance requise; elles se font actuellement à 10 mA par faisceau; l'objectif est d'atteindre 1 kA.

Une question importante demeure : la focalisation. Bien que très réduite en comparaison avec les ions légers, la difficulté est la suivante : au cours de l'accélération des particules, les forces de charge d'espace, les instabilités éventuelles, les imperfections diverses de la machine peuvent induire des mouvements aléatoires des ions (on dit « chauffer » le faisceau) qui peuvent empêcher une focalisation suffisamment fine.

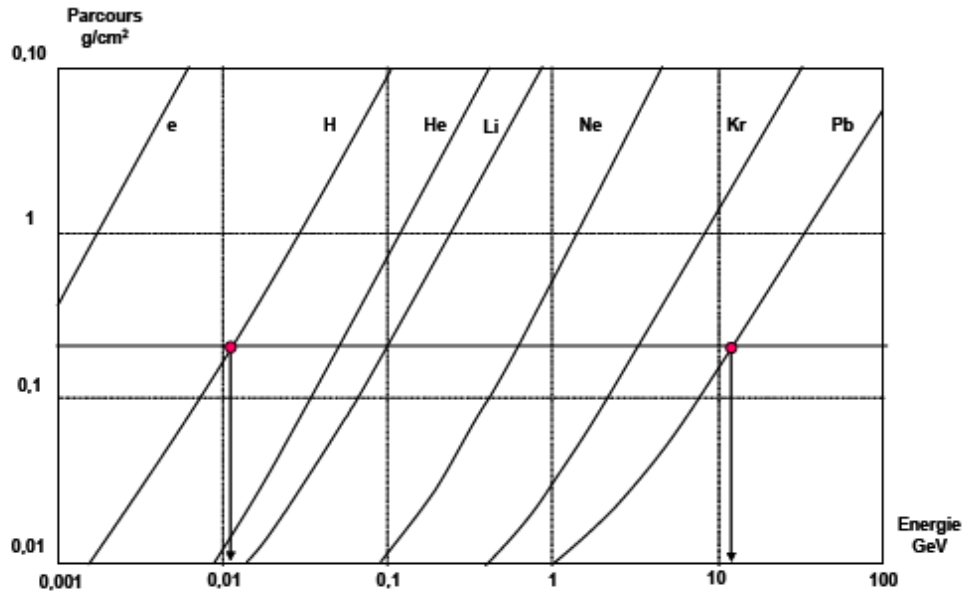


Figure III.1  
Parcours des ions dans la matière.



### III.2.1. Implosion par ions lourds

L'équivalent pour les ions de l'état des connaissances du domaine laser n'est pas acquis, les études actuelles portant sur le ralentissement des particules dans les plasmas ou la matière froide.

Les projets sont nombreux (Heavy Ion Fusion – Virtual National Laboratory aux États-Unis, Heavy Ion Facility au GSI à Darmstadt) mais aucun ne prétend aboutir à la démonstration de l'ignition à court terme.

### III.2.2. Les accélérateurs d'ions

Les difficultés inhérentes aux lasers actuels : faible rendement, faible cadence à très forte énergie ainsi que les difficultés pour trouver des solutions sûres pour la tenue des dernières optiques dans le cas d'un réacteur, ont conduit à considérer d'autres techniques, en particulier les faisceaux de particules [Kessler *et al.*, (1986)].

L'idée est de focaliser l'énergie sur la cible sous forme de faisceaux intenses d'ions énergétiques au lieu de rayonnement lumineux. Les accélérateurs de particules ont des arguments favorables au regard de la FCI : fiabilité, grande durée de vie, taux de répétition élevé (quelques dizaines de Hz), rendement important (20 à 30 %) ; la focalisation ne nécessite pas de lentilles de focalisation, et l'on ne craint pas la détérioration d'un milieu amplificateur.

Le fonctionnement d'une cible irradiée par faisceau d'ions nécessite une pénétration des particules dans la matière de l'ordre de  $0,2 \text{ g/cm}^2$ . L'énergie cinétique nécessaire selon la nature des ions ; elle est obtenue pour des ions légers de quelques 10 MeV environ ou pour des ions lourds de quelques GeV si bien que pour une puissance donnée, 500 TW par exemple, le courant nécessaire serait de 16,6 MA pour des ions de 30 MeV (typiques légers), et 62,5 KA pour des ions de 8 GeV (typiques lourds). Le problème apparaît nettement simplifié dans ce second cas, pour autant que l'on accélère des ions faiblement chargés ( $Z = 1$  ou  $2$ ) de façon à minimiser les forces de charge d'espace.

### III.3. Le confinement inertiel par ions légers

Des études sur les faisceaux d'ions légers ont été effectuées depuis les années 1970 en particulier à la Sandia avec le programme LIF (Light Ion Fusion) et les machines PBFA. Cette technique utilise des générateurs de Marx ; elle a permis d'obtenir des puissances très élevées (36 TW sous 10 MeV avec 36 modules sur PBFA II) et des énergies de plusieurs MJ.

L'objectif était de délivrer sur cibles une puissance de 120 TW en quelques nanosecondes [Moses *et al.*, (1985)].

Cependant, les difficultés de focalisation de faisceaux de plusieurs centaines de milliers d'ampères d'ions  $\text{Li}^+$  se sont révélées insurmontables (la densité de puissance obtenue était deux ordres de grandeur en dessous de la valeur attendue). Les expériences ont été interrompues au profit d'expériences en Z-Pinch.

### III.4. Implosion par Z-Pinch

Les résultats très encourageants obtenus avec la Z-Machine (résultant de la transformation de PBFA) ont conduit la Sandia à imaginer une structure de cible (et de chambre de réacteur) adaptée à la géométrie confinée de la machine, afin de tester les possibilités d'application au problème de l'IFE.

### III.5. Implosion par laser

Une somme importante de connaissances sur la physique de l'interaction a été recueillie par l'ensemble de la communauté scientifique internationale. Les résultats les plus significatifs concernant l'implosion en attaque directe ou indirecte ont été obtenus avec les plus puissants lasers : Phébus, Omega, Gekko-XII et Nova. On peut dire qu'avec ces installations, des valeurs proches de l'objectif pour les paramètres essentiels conditionnant la création du point chaud et la combustion du DT ont été atteintes, et qu'un progrès décisif ne peut désormais être obtenu qu'au prix d'une augmentation de l'énergie des drivers; au vu de ces travaux, le NIF et le LMJ « Laser mégajoule » devraient non seulement atteindre l'allumage, mais réaliser la combustion avec un gain élevé.

De nombreux laboratoires ont développé des programmes d'interaction et d'implosion par laser de puissance ; les installations les plus importantes sont indiquées dans le tableau III.1.

Nom	Pays	Laboratoire	Type	Caractéristiques	Attaque	Situation
OCTAL	France	CEL-V	Verre	8F 1kJ	AD/AI	Fermé
PHEBUS		CEL-V		2F 6kJ	AI	Fermé
LIL		CESTA		8F 60kJ	AD/AI	En fonct.
LMJ		CESTA		240F 1.8MJ	AI/AD	En Constr.
VULCAN	R.U.	RAL	Verre	1F 0.1PW	AR	En fonct.
RAL-PW		RAL		1F 1PW	AR	En Constr.
NOVA	E.U.	LLNL	Verra	10F 40kJ	AI	Fermé
NIF		JJNJ		192F 1.8MJ	AI/AD	En Constr.
OMEGA-UG	E.U.	LLE	Verre	60F 30kJ	AD	En fonct.
NIKE	E.U.	NRL	KrF	1F 5kJ	AD	En fonct.
GEKKO XII	Japan	ILE	verre	12 F 20kJ		
GEKKO		ILE		1F 0.1PW		
PWM		ILE		1F 1PW		
GEKKO PW						

NIF : *National Ignition Facility*

Tableau III.1

*Principales installations laser ; nF = nombre de faisceaux ;  
AD = Attaque directe ; AI = Attaque indirecte ; AR = Allumage rapide.*

### III.6. Freinage des ions lourds dans la matière et dans le plasma

Le dépôt de l'énergie d'ions dans la matière se diffère du dépôt de l'énergie laser. L'ion lourd pénètre dans la matière jusqu' à l'arrêt totale et le dépôt de la totalité de son énergie contrairement à l'impulsion laser qui se propage dans la matière jusqu'à la surface critique. La grande partie de l'énergie est déposée à la fin de son parcours formant le pic de Bragg.

La formule la plus pratique qui caractérise le dépôt de l'énergie d'un ion de haute énergie, en tenant compte de l'excitation, de l'ionisation multiples et de diffusion nucléaire, est donnée par:

$$\frac{dE}{dx} = \min \left( \frac{dE}{dx} \Big|_{Bethe}, \frac{dE}{dx} \Big|_{CLSS} \right) + \frac{dE}{dx} \Big|_{nuc} \quad (III.3)$$

où  $\frac{dE}{dx} \Big|_{Bethe}$  est la fameuse formule de Bethe qui tient compte de l'excitation et l'ionisation.

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{LSS} = C_{LSS} E^{1/2}, \quad (III.4)$$

$$\text{Où } C_{LSS} = \frac{0.0793 (Z_p Z_{st})^{\frac{3}{2}} (1+A)^{3/2}}{(Z_p^{\frac{2}{3}} + Z_{st}^{\frac{2}{3}})^{3/4} A_{st}^{1/2} r_L \cdot 10^4} \left( \frac{E_L}{1.602 \times 10^{-19}} \right)^{1/2} \text{ KeV}^{1/2} / \mu\text{m}$$

$$E_L = (1+A) Z_p Z_{st} e^2 / A a, r_L = (1+A)^2 / 4\pi A N a^2$$

$$a = 0.486 c (Z_p^{\frac{2}{3}} + Z_{st}^{\frac{2}{3}})^{-1/2} \cdot 10^{-8} \text{ cm}, \text{ et } A = A_{st} / A_p \text{ où } N \text{ est la densité de la cible.}$$

$\frac{dE}{dx} \Big|_{nuc}$  est donnée par :

$$\frac{dE}{d\rho x} \Big|_{nuc} = C_{n1} \frac{E^{1/2}}{A_p} \exp \left[ -45.2 \frac{C_{2n} A_p^{0.277}}{E} \right] \text{ MeV} / \text{g/cm}^2 \quad (III.5)$$

où

$$C_{n1} = 4.14 \cdot 10^6 \left( \frac{A_p}{A_p + A_{st}} \right)^{2/3} \frac{Z_p Z_{st}}{A_{st}} (Z_p^{\frac{2}{3}} + Z_{st}^{\frac{2}{3}})^{3/4} \text{ et } C_{n2} = \frac{A_p A_{st}}{A_p + A_{st}} \frac{1}{Z_p Z_{st}} (Z_p^{\frac{2}{3}} + Z_{st}^{\frac{2}{3}})^{-1/2}$$

Dans le contexte de la fusion inertielle par faisceaux d'ions lourds, l'énergie d'ions est principalement absorbée par les électrons libres du plasma. Dans ce cas, tion dans les expressions précédentes doit être remplacé par l'énergie d'un plasmon :  $E_p = \hbar \omega_p$  , où  $\omega_p$  est la fréquence plasma électronique.

### III.7. Conclusion

Les premières expériences d'interaction d'un rayonnement laser avec une cible solide ont montré que les plasmas produits par laser pouvaient contenir des ions de degré d'ionisation élevé, et posséder une énergie de l'ordre du keV [Honig (1963) ; Linlor (1963)].

Dés lors est apparu l'idée de se servir des plasmas créés par laser comme source d'ions pulsée et des propositions ont été formulées pour utiliser les plasmas lasers pour produire des ions multichargés destinés aux accélérateurs [Bourrabier (1966) ; Tonon (1969) ; Peacock (1969) ; Bykovskii (1969)].

Les sources d'ions laser (SIL) sont capables de produire, à partir d'une surface réduite (rayon  $\leq 100 \mu\text{m}$ ), des impulsions de courants intenses d'ions d'états de charge élevés. Des résultats promoteurs ont été obtenus durant les essais d'injection d'ions dans les accélérateurs de Dubna et ITEP (Moscou), ainsi que sur le banc de test du CERN.

Relativement simple dans sa conception et dans son mode opératoire, une SIL pourrait constituer une alternative à l'utilisation des sources conventionnelles pour l'injection d'ions lourds dans un accélérateur de particules.

L'idée de coupler une source laser à un accélérateur s'est concrétisée au début des années 1970, avec l'injection d'ions deutérium, puis de carbone dans le cyclotron de Dubna. Cette activité s'est poursuivie jusqu'à récemment, avec l'accélération d'ions Ta<sup>9+</sup>, Bi<sup>8+</sup> et Pb<sup>25+</sup> dans le synchrotron de Dubna [Kutner (1992)].

Une source d'ions laser a aussi été installée sur accélérateur de 2 MeV, 3 MHz, servant de préinjecteur pour un synchrotron de 3,5 GeV/n à ITEP, Moscou. Le laser CO<sub>2</sub> utilisé délivre une énergie totale de 7J pour une impulsion principale de 100 ns, soit une puissance de 30 MW. Le reste de l'impulsion (i.e. t > 100 ns) est supprimé, afin de produire des courants intenses d'ions d'états de charge élevés. Des paquets de 10<sup>8</sup> ions Mg<sup>8+</sup> ont ainsi pu être injectés dans le synchrotron de Dubna par impulsion de 5 μs.

Les SIL ont également été utilisés comme injecteur dans les accélérateurs de type Van de Graff [Sellmair (1989)].

Le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds GANIL permet d'accélérer des ions lourds fortement chargés, il comporte : un cyclotron injecteur (CO) relié à une source d'ions ; deux cyclotrons identiques qui accélèrent les ions fournis par le cyclotron injecteur (CO) et un "épilucheur" d'ions situé entre les cyclotrons, dont le rôle consiste à modifier la charge de l'ion zinc.

### III.8. Références

- [Breit et al (1952)] BREIT, HULL et GLUCKSTERN, *Phys. Rev.*, 1952, 87, 74.
- [Bourrabier C. et al.,(1966)] BOURRABIER C., CONSOLI T., SLAMA L., *Phys. Letters*, **23**, No 3, 236 (1966)
- [Bykovskii Y.A, Silnov S.M. (1989)] *Sov. J. Plasma Phys.*, **15** (6) 422 (1989)
- [Fremlin (1959)] Heavy ion reactions. Nuclear reactions. Endt et Demeur Ed., North Holland, 1959.
- [Honig R.E., Woolston J.R. (1963)] *Appl. Phys. Letters*, **2**, 138(1963)
- [Kessler G. et al. (1986)] Reactor design aspects for heavy and light ion inertial confinement fusion. Proc; 4th Int. Conf. On Emerging Nuclear Energy Systems (Velarde G, Minguez E. Eds) World Scientific, Madrid.
- [Kutner V.B. et al.,(1992)] KUTNER V.B., BYKOVSKY Y.A., GUSEV V.P., KOZYREV Y.P., PEKLENKOV V.D., *Rev. Sci. Instrum.* **63** (4)2835 (1992)
- [Lefort M. (1960)] Réactions nucléaires provoquées par ions « lourds » intérêt et divers aspects, *Journal de Physique*, Tome 21, Aout-Septembre 1960, p. 665
- [Linlor W.I. (1963)] *Appl. Phys. Letters*, **3**, 210 (1963)
- [Miller (1950)] MILLER, HAMILTON, PURNAM, HAYMOND et ROSSI, *Phys. Rev.*, 1950, 80, 486.
- [Moses G.A. et al. (1985)] Preconceptual design of the light ion beam fusion target development facility. Rep UWFDM-664.
- [Peacock N.J., Pease R.S. (1969)] *Brit J.Appl. Phys. Serie 2*, **2**, 1705 (1969)
- [Plass G. (1994)] Overview of european heavy ion driver development. IAEA technical committee meeting on drivers for ICF, Paris.
- [Sellmair J., Korschinek G. (1989)] *Nucl. Instrum. Methods* A278, 651 (1989)
- [Tonon G., Rabeau M. (1969)] First Int. Conf. Ion Sources, Saclay (France), 605 (1969)

[Walker (1954)] WALKER, FREMLIN, LINK et STEPHENS, Brit. J. appl. Physics, 1954, 5,157.

## CHAPITRE IV DETONATION DE LA REACTION DE FUSION

### IV.1. Introduction

Dans la voie inertielle de la fusion thermonucléaire, la réaction de fusion s'amorce initialement dans un point chaud central comprimé et chauffé par l'onde de choc. Cet amorçage est produit par une source extérieure ou par la conversion de l'énergie de l'onde de choc en énergie thermique.

Il est important de connaître comment se propage la réaction de fusion vers le reste de la combustible. Car ceci nous permet de calculer la fraction du combustible brûlé et d'optimiser les paramètres de l'implosion.

Le paramètre pertinent de l'amorçage de la réaction de fusion dans les cibles cylindriques magnétisées est la densité surfacique  $\rho R$ , car le critère de Lawson se ramène à une condition sur  $\rho R$ . Pour que la réaction soit satisfaite au critère de Lawson et le temps de confinement,  $\rho R$  doit atteindre un certain seuil qui dépend du type du combustible utilisé. Par exemple dans un mélange de Deutérium et Tritium,  $\rho R > 0,2g/cm^2$

Si on s'intéresse au processus de transport sur une échelle globale - par exemple, le transport total thermique dans la phase initiale d'interaction - il n'est pas nécessaire ni pratique d'étudier le plasma en détail quant on inclut les différentes collisions entre les électrons et les ions. Pour les quantités macroscopiques telles que la densité, la température, et la pression, un modèle simplifié du fluide plasma suffit souvent. Pour beaucoup d'applications dans le contexte de la fusion par confinement inertiel (FCI), aucune séparation de charge ne se produit au-dessus de la longueur d'échelle. Dans ce cas le plasma peut être considéré comme un composant fluide simple [Pfalzner S. (2006)].

Dans notre cas, nous avons considéré un modèle à trois fluides où il y a lieu de supposer les équations de continuité, de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie. Pour cela, il y a lieu de prendre pour chaque espèce à savoir le deutérium, le tritium et les électrons, trois équations (équations scalaires) de continuité ou de conservation de nombres de particules, trois équations (équations vectorielles) de conservation de quantité de mouvement, ces équations de quantité de mouvement lorsqu'elles sont projetées sur la direction radiale et l'angle  $\theta$  (coordonnées cylindriques) on obtient six équations scalaires et enfin l'équation de l'énergie.

### IV.2. Modèle à un fluide

Dans ce modèle assez simplifié et largement reporté dans la littérature, le plasma est traité comme étant un fluide simple conducteur. Il est caractérisé par les équations de fluide qui sont l'équation de continuité, l'équation de conservation de l'impulsion et l'équation de l'énergie ou de la chaleur.

Pour un fluide homogène, l'équation de continuité de la matière se présente comme :

$$\frac{dn}{dt} = -n_D n_T \langle \sigma v \rangle \quad (IV.1)$$

où  $n$  est le nombre de réaction de fusion thermonucléaire par unité de volume,  $n_D$  est la densité de deutérium,  $n_T$  est la densité de tritium  $n_D n_T \langle \sigma v \rangle$  représente le taux de réaction, où  $\sigma$  est sa section efficace et  $v$  est la vitesse relative de deux noyaux à fusionner.

Dans le but d'obtenir un ordre de grandeur, on considère que la densité surfacique du plasma est homogène, la fraction du combustible brûlé peut être déduite de l'équation (équ. IV.1).

Si les densités instantanées de tritium et de deutérium sont les mêmes, elles sont données par :

$$n_D = n_T = \frac{n_0}{2} - n$$

Où  $n_0$  est la densité ionique initiale (la somme des densités initiales de deutérium et de tritium).

Introduisons la fraction du combustible brûlée  $f_b$  donnée par :

$$f_b = \frac{n}{n_0/2} \quad (\text{IV.2})$$

Donc, l'équation de continuité (équ. IV.1) se réécrit en termes de  $f_b$  sous la forme :

$$\frac{n_0}{2} \frac{df_b}{dt} = \frac{n_0^2}{4} [1 - f_b]^2 \quad (\text{IV.3})$$

On introduisant le taux de réaction de fusion, on aura :

$$\frac{df_b}{dt} = \frac{n_0}{2} (1 - f_b) \langle \sigma v \rangle \quad (\text{IV.4})$$

La solution de cette équation est :

$$\frac{f_b}{1 - f_b} = \frac{n_0 \tau_b}{2} \langle \sigma v \rangle$$

où  $\tau_b$  correspond au temps de détonation.

Cette équation s'écrit encore, comme suit :

$$f_b = \frac{n_0 \tau_b \langle \sigma v \rangle / 2}{1 + (n_0 \tau_b \langle \sigma v \rangle) / 2} \quad (\text{IV.5})$$

Le temps de détonation est lié à la vitesse du son dans le plasma approximativement par :  $\tau_b = r/3C_s$  dans le cas d'une cible sphérique et par :  $\tau_b = r/2C_s$  dans le cas d'une cible cylindrique qui correspond à notre cas. Soit :

$$f_b = \frac{n_0 r \langle \sigma v \rangle / 4C_s}{1 + (n_0 r \langle \sigma v \rangle) / 4C_s} \quad (\text{IV.6})$$

En introduisant la densité de masse  $\rho \cong m_D n_D + m_T n_T$ , l'équation IV.6 se présente comme :

$$f_b = \frac{\rho R}{\rho R + \psi(T)} \quad (\text{IV.7})$$

Où  $\psi(T) \sim C_s / \langle \sigma v \rangle$

Le taux de réaction dépend fortement de la température. Une expression de ce dernier a été introduite par Hiverly (1979), soit :

$$\langle \sigma v \rangle = \exp \left( \frac{a_1}{T^b} + a_2 + a_3 T + a_4 T^2 + a_5 T^3 + a_6 T^4 \right) \quad (IV.8)$$

Où  $a_1 = -21.377692$ ,  $a_2 = -25.204054$ ,  $a_3 = -7.1013427 \times 10^{-2}$ ,

$a_4 = 1.9375451 \times 10^{-4}$ ,  $a_5 = 4.9246592 \times 10^{-6}$  et  $a_6 = -3.9836572 \times 10^{-8}$

$b = 0.2935$  et la température est donnée en KeV.

Pour une réaction de fusion Deutérium-Tritium, dans la gamme de température  $T = 20 - 40$  KeV, la fraction du combustible brûlé peut être approchée par l'expression pratique suivante :

$$f_b = \frac{\rho R}{\rho R + 6 \left( \frac{g}{\text{cm}^2} \right)} \quad (IV.9)$$

Cette formule est en accord avec la simulation numérique de [Nuckolls(1994)].

Dans la voie inertielle de la fusion thermonucléaire, on essaye toujours de maximiser la densité surfacique du point chaud pour avoir une détonation plus efficace et une grande partie du combustible qui sera brûlée.

En pratique, l'énergie thermonucléaire déposée dans le combustible constitué de deutérium et de tritium est celle des particules alpha. Car le libre parcours moyen des neutrons dans un plasma à une température de l'ordre de 10 KeV est très grand devant celui des particules alpha ( $\sim 40$  fois pl[us]).

Pour que l'auto chauffage du combustible soit efficace, il faut que le rayon du cylindre contenant le combustible soit largement supérieur au libre parcours moyen de la particule alpha  $l_\alpha$  :

$$R \gg l_\alpha$$

La puissance thermonucléaire produite dans une région centrale peut être approximée par :

$$\frac{dE_{\text{fusion}}}{dt} = \pi r^2 \langle \sigma v \rangle \frac{n_0^2}{4} W_\alpha \quad (IV.10)$$

Où  $W_\alpha$  est l'énergie de la particule alpha déposée dans le plasma. Ceci correspond au changement de l'énergie thermique :

$$\frac{dE_{\text{int}}}{dt} = \frac{d}{dt} (\pi r^2 n_0 T) = \pi r^2 n_0 \frac{dT}{dt} + 2\pi r n_0 T \frac{dr}{dt} \quad (IV.11)$$

En considérant que l'énergie thermonucléaire absorbée est transformée en énergie interne :  $\frac{dE_{\text{int}}}{dt} = \frac{dE_{\text{fusion}}}{dt}$ , on obtient l'équation du changement du rayon de la région de détonation :

$$\frac{dr}{dt} = n_0 \frac{\langle \sigma v \rangle W_\alpha r}{12T} - \frac{r}{3T} \frac{dT}{dt} \quad (IV.12)$$



On peut déduire de cette équation que la vitesse de détonation  $v_b = \frac{dr}{dt}$  est supérieure à la vitesse du son dans le plasma  $C_s$ . Par exemple si  $T > 15 \text{ KeV}$ ,  $v_b > 2C_s$ .

### IV.3. MODELE MILTI-FLUIDES

En réalité le taux de réaction n'est pas constant, il dépend de la température qui dépend à son tour du temps et des coordonnées spatiales. Donc l'équation IV.1 ne donne à la limite qu'un ordre de grandeur.

Dans le but de décrire l'évolution de la réaction de fusion vers le reste du combustible, d'une façon plus rigoureuse, nous avons développé un modèle à trois fluides. Ce modèle prend en considération la dépendance spatiotemporelle du taux de réaction qui dépend à son tour de la température du plasma. Ce modèle consiste à considérer que le plasma est constitué de trois fluides qui s'interfèrent via les collisions mutuelles entre les particules de chaque fluide. Il s'agit du fluide électronique, du fluide de deutérium et du fluide de tritium.

Dans ce modèle, on tient compte du rayonnement de freinage, du dépôt de l'énergie par les particules alpha produites et du confinement du plasma et des particules alpha par le champ magnétique appliqué.

#### IV.3.1. Effets Physique

##### a. Dépôt de l'énergie des particules alpha dans le combustible.

La particule alpha dépose son énergie dans le combustible principalement par le mécanisme de friction dynamique. La solution de l'équation de mouvement d'une particule alpha permet de déterminer la fraction de l'énergie déposée après un parcours  $s$ , soit :

$$f_{\alpha s} = \frac{E_{\alpha}(s)}{E_{\alpha 0}} = 2 \left( \frac{s}{l_{\alpha}} \right) - \left( \frac{s}{l_{\alpha}} \right)^2. \quad (\text{IV.13})$$

La valeur moyenne de  $f_{\alpha}$  est donné par :

$$f_{\alpha} = \frac{2}{2\pi R^2} \int_0^R r dr \int \sin(\theta) d\theta \int f_{\alpha s}(r, \theta, \varphi) d\varphi$$

Dans le cas d'une sphère uniforme, cette intégrale peut être évaluée. Mais dans le cas d'une géométrie cylindrique, une formule approchée de cette intégrale est donnée par :

$$f_{\alpha} = \frac{x_{\alpha} + x_{\alpha}^2}{1 + \frac{13x_{\alpha}}{9} + x_{\alpha}^2} \quad (\text{IV.14})$$

Où  $x_{\alpha} = \frac{8}{9} \left( \bar{R} + c^2 / \sqrt{2c^2 + 1000} \right)$ ,  $\bar{R} = \frac{R}{l_{\alpha}}$ ,  $c = R\omega_{\alpha}/v_{\alpha 0}$  et  $v_{\alpha}$  est la vitesse initiale de la particule alpha (à sa naissance).

##### b. Rayonnement de freinage.

La puissance spécifique du rayonnement par bremsstrahlung est calculée par [A.I. Akhiezer and V.B. Berestetskii (1965)] à partir d'une distribution maxwellienne relativiste.

La formule suivante est obtenue :

$$P_{br} = c_0 n_e^2 \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}} (K^{ee}(T_e) + K^{ei}(T_e)), \quad (IV.15)$$

Où  $c_0 = \frac{16}{3} \sqrt{2\pi/3} \alpha r_e^2 m_e c^3$ ,  $\alpha$  est la constante de structure fine et  $r_e$  est le rayon classique de l'électron. Les fonctions  $K^{ee}(T_e)$  et  $K^{ei}(T_e)$  ont été calculées grâce à un fit numérique, soit :

$$K^{ee}(y) = 1.78y - 0.15y^2 + 0.58y^3$$

$$K^{ei}(y) = 1.1 + 0.59y + 3.06y^2 - 2.56y^3 + 0.85y^4$$

### c. Le taux de réaction de fusion.

L'expression du taux de réaction de fusion deutérium-tritium la plus utilisée est celle introduite par [Hively, (1983)] en considérant une distribution maxwellienne relativiste.

$$\langle \sigma v \rangle = 9.1 \times 10^{-16} \exp\left(-0.572 \left(\ln\left(\frac{T}{64.2}\right)\right)^{2.13}\right) \text{cm}^3/\text{s} \quad (IV.16)$$

Dans cette expression la température est en KeV.

L'expression précédente doit être corrigée en tenant compte de l'écran de Debye sur le potentiel de répulsion coulombienne entre les noyaux. Dans un plasma dense, ce potentiel est donné par le potentiel de Debye :

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \approx \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{e}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D} = V_c(r) - E_s \quad (IV.17)$$

Où  $V_c(r)$  est le potentiel de Coulomb et  $E_s$  est l'énergie d'écran de Debye produit par le plasma.

En tenant compte de l'écran de Debye, le taux de réaction de fusion pour un mélange de deutérium-tritium à la température  $T$ , se présente comme :

$$R_{fs} = R_{fns} \left[1 + \sqrt{3} \Gamma_e^{3/2}\right] = 9.1 \times 10^{-16} n_D n_T \left[1 + \sqrt{3} \Gamma_e^{3/2}\right] \exp\left(-0.572 \left(\ln\left(\frac{T}{64.2}\right)\right)^{2.13}\right) \text{cm}^{-3}/\text{s} \quad (IV.18)$$

Où  $\Gamma_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_B T}$  et  $a_B$  est le rayon de Bohr.

### IV.3.2. Les équations du Modèle.

Les équations de ce modèle multi-fluide sont les équations des fluides de chaque espèce de particules dans le combustible thermonucléaire. Ces équations sont obtenues par calcul des moments de l'équation de transport.

**a. L'équation de continuité**

Cette équation se présente pour les électrons sous la forme :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{V}) = 0 \quad (IV.19)$$

et pour le deutérium et le tritium sous la forme :

$$\frac{\partial n_D}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{V}) = -n_D n_T \langle \sigma v \rangle \quad (IV.20)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_T \vec{V}) = -n_D n_T \langle \sigma v \rangle \quad (IV.21)$$

Le second membre de ces équations décrit la réduction de la densité ionique par la réaction de fusion.

**b. L'équation de conservation du moment.**

L'équation de conservation du moment se présente pour les électrons, le deutérium et le tritium comme suis:

$$m_e \frac{d(n_e \vec{V}_e)}{dt} = -\vec{\nabla} (n_e T) - en_e \vec{V}_e \times \vec{B} - n_e (v_{eD} \vec{V}_{eD} + v_{eT} \vec{V}_{eT}) \quad (IV.22)$$

$$m_D \frac{d(n_D \vec{V}_D)}{dt} = -\vec{\nabla} (n_D T) + en_D \vec{V}_D \times \vec{B} - n_D (v_{De} \vec{V}_{De} + v_{DT} \vec{V}_{DT}) \quad (IV.23)$$

$$\text{et } m_T \frac{d(n_T \vec{V}_T)}{dt} = -\vec{\nabla} (n_T T) + en_T \vec{V}_T \times \vec{B} - n_T (v_{TD} \vec{V}_{TD} + v_{Te} \vec{V}_{Te}) \quad (IV.24)$$

$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$  est la dérivée convective par rapport au temps. Le premier terme dans le membre de droite dans ces équations correspond à la force due au gradient de pression cinétique, le second terme correspond à la force due au champ magnétique appliqué et le troisième est le terme de collision caractérisant l'interaction entre les trois fluides lors de leur interférence dans le plasma.

**c. L'équation de conservation de l'énergie**

L'équation de conservation de l'énergie qui tient compte de perte de l'énergie par rayonnement de freinage, du dépôt de l'énergie de particules alpha, produites, dans le combustible et de la conduction thermique se présente comme :

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \frac{d(n_e T)}{dt} + \frac{3}{2} \frac{d(n_D T)}{dt} + \frac{3}{2} \frac{d(n_T T)}{dt} + n_e T \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_e + n_D T \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_D + n_T T \vec{\nabla} \cdot \vec{V}_T = \\ & -\vec{\nabla} \cdot (\vec{q}_e + \vec{q}_D + \vec{q}_T) - P_b + E_{\alpha 0} f_{\alpha} R_f \end{aligned} \quad (IV.25)$$

Où

$\vec{q}_i$  est le flux de chaleur de l'espèce  $i$ ,

$P_b$  est la puissance rayonnée par unité de volume par bremsstrahlung,

$E_{\alpha 0} f_{\alpha} R_f$  est l'énergie déposé par unité de temps et par unité de volume dans le combustible, où  $E_{\alpha 0}$  et  $R_f$  sont respectivement l'énergie initiale de la particule alpha (à sa naissance), la

fraction de l'énergie de la particule alpha déposée dans le combustible (éq. IV.13) et le taux de la réaction de fusion thermonucléaire.

### IV.3.3. Simulation numérique

Dans le cas d'une cible cylindrique magnétisée, la simulation numérique la plus simple possible est de dimension 1D dans l'espace physique et 2D dans l'espace de vitesses :

$$n_e = n_e(t, r), n_D = n_D(t, r), n_T = n_T(t, r)$$

$$\vec{V}_e(t, r) = V_{er}(t, r)\vec{e}_r + V_{e\theta}(t, r)\vec{e}_\theta ; \vec{V}_D(t, r) = V_{Dr}(t, r)\vec{e}_r + V_{D\theta}(t, r)\vec{e}_\theta ;$$

$$\vec{V}_T(t, r) = V_{Tr}(t, r)\vec{e}_r + V_{T\theta}(t, r)\vec{e}_\theta \text{ et } T = T(t, r)$$

Dans ce cas on peut représenter les équations de modèle sous une forme adimensionnelle, où

$$n_i \mapsto \frac{n_i}{n_0}, V_i \mapsto \frac{V_i}{V_0}, T \mapsto \frac{T}{T_0}, t \mapsto \frac{t}{t_0}, r \mapsto \frac{r}{r_0},$$

où  $n_0$  est la densité initiale de deutérium (de tritium),

$V_0 = \sqrt{T_{ig}/m_e}$  est la vitesse thermique des électrons à la température d'allumage,  $t_0 = 1ns$  et  $r_0$  est le rayon initial du cylindre contenant du combustible thermonucléaire.

#### -l'équation de continuité :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -a_1 \frac{\partial V_{er}}{\partial r} \tag{V.26}$$

$$\frac{\partial n_D}{\partial t} = -a_1 \frac{\partial V_{Dr}}{\partial r} - R_f \tag{V.27}$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = -a_1 \frac{\partial V_{Tr}}{\partial r} - R_f \tag{V.28}$$

$$\text{où } a_1 = \frac{t_0 V_0}{n_0 r_0} \text{ et } \tilde{R}_f = \frac{n_0 R_f}{t_0}$$

#### -l'équation de mouvement:

$$\frac{\partial(n_e V_{er})}{\partial t} = -b_1 V_{er} \frac{\partial(n_e V_{er})}{\partial r} - b_2 \frac{\partial(n_e T)}{\partial r} + \Omega_{ce} V_{e\theta} - n_e (v_{eD} V_{eDr} + v_{eT} V_{eTr}) \tag{IV.29}$$

$$\frac{\partial(n_e V_{e\theta})}{\partial t} = -\Omega_{ce} V_{er} - n_e (v_{eD} V_{eD\theta} + v_{eT} V_{eT\theta}) \tag{IV.30}$$

$$\frac{\partial(n_D V_{Dr})}{\partial t} = -b_1 V_{er} \frac{\partial(n_D V_{Dr})}{\partial r} - b_2 \frac{\partial(n_D T)}{\partial r} + \Omega_{cD} V_{D\theta} - n_e (v_{De} V_{eDr} + v_{eT} V_{DTr}) \tag{IV.31}$$

$$\frac{\partial(n_D V_{D\theta})}{\partial t} = -\Omega_{cD} V_{Dr} - n_e (v_{De} V_{De\theta} + v_{eT} V_{DT\theta}) \tag{IV.32}$$

$$\frac{\partial(n_T V_{Tr})}{\partial t} = -b_1 V_{Tr} \frac{\partial(n_T V_{Tr})}{\partial r} - b_2 \frac{\partial(n_T T)}{\partial r} + \Omega_{cT} V_{T\theta} - n_T (v_{Te} V_{Te r} + v_{TD} V_{TD r}) \tag{IV.33}$$

$$\frac{\partial(n_T V_{T\theta})}{\partial t} = -\Omega_{cT} V_{Tr} - n_T (v_{Te} V_{Te\theta} + v_{TD} V_{TD\theta}) \tag{IV.34}$$

$$\text{où } b_1 = \frac{V_0 t_0}{r_0}, b_2 = \frac{t_0 T_0}{m_e V_0 r_0},$$

$\Omega_{ci} = t_0 \frac{eB}{m_e}$  est la fréquence cyclotron normalisé de la particule de l'espèce  $i$

et  $\nu_{ij}$  est la fréquence de collisions  $i$ - $j$  normalisée.

### -L'équation de conservation de l'énergie

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(n_e T + n_D T + n_T T)}{\partial t} \\ &= b_1 V_{er} \frac{\partial(n_e T)}{\partial r} - b_1 V_{Dr} \frac{\partial(n_D T)}{\partial r} - b_1 \frac{\partial(n_T T)}{\partial r} - \frac{2}{3} b_1 n_e T \frac{\partial V_{er}}{\partial r} \\ & \quad - \frac{2}{3} b_1 n_D T \frac{\partial V_{Dr}}{\partial r} - \\ & \frac{2}{3} n_T T \frac{\partial V_{Tr}}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial q_e}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial q_e}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial q_e}{\partial r} - \frac{2}{3} P_b + \frac{2}{3} c f_\alpha \tilde{R}_f \end{aligned} \quad (\text{IV.35})$$

Où  $c = E_{\alpha 0}/T_0$

et  $E_{\alpha 0} = 3.5 \text{ MeV}$  est l'énergie de la particule alpha à sa naissance.

#### IV.3.4. Résultats numériques

Les équations de modèles sous la forme adimensionnelle forment un système couplé de dix équations aux dérivées partielles. La résolution numérique de ce système nous permet d'étudier d'une façon plus rigoureuse la détonation de la réaction de fusion dans le cas d'une cible cylindrique magnétisée. Nous avons présenté sur la figure IV.1, le taux de réaction en fonction de la température du plasma et sur la figure IV.2, la fraction de l'énergie de particule alpha déposé en fonction du champ magnétique.

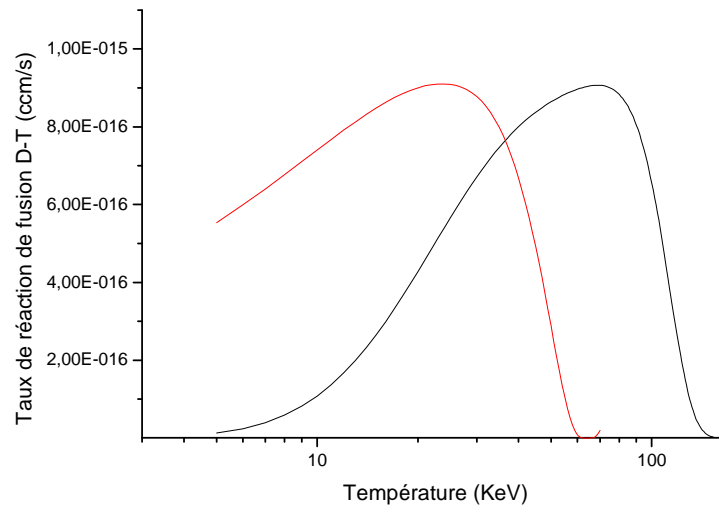


Figure IV.1

*Le taux de réaction de fusion en fonction de la température du combustible.  
La courbe en rouge correspond au cas relativiste avec un potentiel écranté  
La courbe en noir correspond au cas non relativiste et un potentiel non écranté*

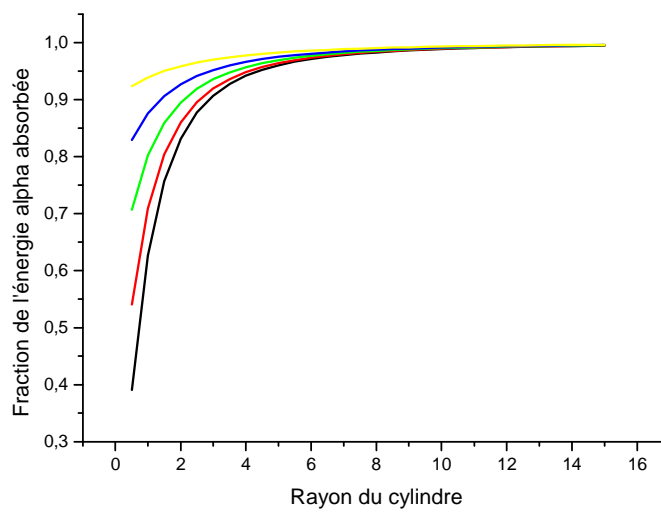


Figure IV.2

*Fraction de l'énergie de la particule alpha absorbée en fonction du rayon du cylindre contenant le combustible pour diverses valeurs du champ magnétique appliqué*

*Le rayon est normalisé par rapport au libre parcours moyen de la particule alpha :  $\bar{R} = \frac{R}{l_\alpha}$*

*Le champ magnétique est normalisé comme :  $\bar{B} = B$*

*Courbe en noir  $\bar{B} = 0$*

*Courbe en rouge  $\bar{B} = 3$*

*Courbe en vert  $\bar{B} = 5$*

*Courbe en bleu  $\bar{B} = 7$*

*Courbe en jaune :  $\bar{B} = 10$*

#### **IV.4. Références**

- [Eliezer, S. (2002)] *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Institute of Physics, London.
- [Pfalzner S. (2006)] *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*, 2006, Series in plasma physics
- [Avrorin, E. N. (1984)] E. N. Avrorin et al., *Sov. J. Plasma Phys.* 10(3), May-June 1984.
- [A.I. Akhiezer and V.B. Berestetskii (1965)] A.I. Akhiezer and V.B. Berestetskii: *Quantum Electrodynamics*. New York, Interscience Publishers Inc. (1965).
- [M. M. Basko (2000)] M. M. Basko et al., *Nuclear Fusion*, Vol. 40, No. 1 (2000).
- [S. I. Braginskii (1965)] S. I. Braginskii, in *Review of Plasma Physics*, Vol. 1, Consult. Bureau, N. Y., 205 (1965).
- [L.M. Hively (200)] L.M. Hively, *Nuclear Techn. Fusion* Vol. 3 (1983) pp. 199-200.



## **CONCLUSION GENERALE**

En conclusion du travail présenté dans cette thèse, on peut dire que nous avons présenté d'une façon suffisamment détaillé les problèmes scientifiques et technologiques de la fusion thermonucléaire inertielle en appuyant sur le schéma d'une cible cylindrique magnétisée par un faisceau d'ions lourds. Nous avons présenté dans la partie théorique, les concepts généraux des différentes phases de la fusion inertielle et les phénomènes mis en jeu lors de chaque phase ainsi que les deux voies de la fusion qui sont la fusion par confinement magnétique du plasma et la fusion par confinement inertielle. Les instabilités qui interviennent et qui peuvent être excitées lors de l'implosion d'une cible magnétisée par un faisceau d'ions lourds et l'architecture de la cible qui peut contribuer aux phénomènes de ces instabilités sont mises en évidence. La production des ions lourds et le dépôt de leur énergie dans la matière ordinaire et dans le plasma sont exposés brièvement. Et enfin, la détonation de la réaction de fusion, initialement amorcée dans un point chaud central via deux modèles de fluides : un modèle mono fluide et un modèle multi fluides a été étudié.

Notre contribution scientifique dans cette thèse a consisté à l'étude de l'instabilité de Weibel excitée lors de l'impact du faisceau du driver sur la cible et l'étude de la détonation en proposant un modèle multi fluides qui prend en considération l'effet du champ magnétique sur le confinement du plasma et des particules alpha ainsi que l'effet de l'écran de Debye sur le taux de réaction de fusion.

On constate que la fusion peut être obtenue à partir de densités initiales de D-T et de vitesses d'implosion initiales beaucoup plus faibles que celles envisagées en fusion par confinement inertiel classique, lorsque les pertes par conduction thermique sont annulées ou réduites par un champ magnétique. Par ailleurs, nous avons conclu qu'un champ magnétique de forte intensité permet difficilement un meilleur dépôt de l'énergie des particules  $\alpha$  dans les milieux fusibles.

## COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS

### 1- Communication Nationale

2<sup>ème</sup> Conférence Nationale sur les rayonnements et leurs Applications (CNRA'2006), COMENA Alger, 14-16 Novembre 2006

IMPLOSION D'UNE CIBLE CYLINDRIQUE MAGNETISEE PAR UN FAISCEAU D'IONS LOURDS

A. Ghezal<sup>(1)</sup>, A Sid<sup>(2)</sup>

(1) COMENA/CRND/DSNR

(2) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière

### 2- Communications Internationales

2.1- 34<sup>th</sup> EPS Conference on Plasma Physics; Warsaw; Poland; July 2-6, 2007, ECA Vol.31F, P-2.013 (2007)

FUSION REACTION BURN IN A D-T MIXTURE PLASMA

A. Sid<sup>(1)</sup>, A. Ghezal<sup>(2)</sup>, A. Soudani<sup>(3)</sup>, I. Hannachi<sup>(1)</sup>

(1) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière

(2) ComEnA/CRND/DSNR

(3) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique Energétique Appliquée

2.2- 22<sup>nd</sup> Conference de l'AIEA sur l'Energie de Fusion (FEC) Genève, Suisse du 13 au 18 Octobre 2008

WEIBEL INSTABILITE IN A Bi-MAXWELLIAN LASER FUSION PLASMA

A. Sid<sup>(1)</sup>, A. Ghezal<sup>(2)</sup>, A. Soudani<sup>(3)</sup>, M. Bekhouche<sup>(1)</sup>

(1) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière

(2) ComEnA/CRND/DSNR

(3) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique Energétique Appliquée

### 3- Publications

WEIBEL INSTABILITE IN A Bi-MAXWELLIAN LASER FUSION PLASMA (journal: Plasma Physics and Fusion research, Japanese Physical Society), 2010

A. Sid<sup>(1)</sup>, A. Ghezal<sup>(2)</sup>, A. Soudani<sup>(3)</sup>, M. Bekhouche<sup>(1)</sup>

(1) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière

(2) ComEnA/CRND/DSNR

(3) Faculté des Sciences, Université de BATNA/ Département de la physique/Laboratoire de Physique Energétique Appliquée

## Implosion d'une cible cylindrique magnétisée par un faisceau d'ions lourds

A. Ghezal<sup>\*</sup>; A. Sid<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>Commissariat à l'Energie Atomique / Centre de Recherche Nucléaire de Draria  
Division de Sécurité Nucléaire et Radioprotection  
Email : [Ghezal\\_A57@Yahoo.Fr](mailto:Ghezal_A57@Yahoo.Fr)

<sup>\*\*</sup>Laboratoire des Rayonnements et de leur interaction avec la matière,  
Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna.  
Email : [sid\\_abdelaziz@mail.univ-tebessa.dz](mailto:sid_abdelaziz@mail.univ-tebessa.dz)

### 1. Introduction

L'implosion d'une cible cylindrique magnétisée s'inscrit dans le cadre de la recherche sur la fusion thermonucléaire contrôlée par confinement inertiel du plasma. Le schéma consiste à bombarder, selon son axe, un cylindre contenant un mélange de D-T, par un faisceau énergétique d'ions lourds en appliquant un champ magnétique intense dans la direction axiale. Le rôle joué par ce champ magnétique est de réduire la diffusion radiale du plasma créé et de limiter les pertes en énergie des particules alpha produites par les réactions de fusion.

Lors de l'interaction de faisceau d'ions lourds avec le plasma créé et le champ magnétique appliqué, plusieurs phénomènes physiques sont mis en jeu. Parmi ces phénomènes nous pouvons citer la diffusion du champ magnétique, les instabilités de différents types, le mouvement de dérive du plasma et du faisceau, etc.

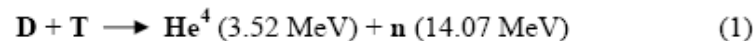
On s'intéresse dans cette étude à l'instabilité électrostatique due à l'interaction du faisceau d'ions lourds incident avec le plasma créé et le mouvement de dérive dû à l'interaction entre le champ électrique créé par la charge d'espace et le champ magnétique appliqué.

Ces deux phénomènes physiques peuvent influencer négativement sur le rendement en énergie et sur l'impact du faisceau ionique sur la cible.

Le présent travail est organisé comme suit : Dans les paragraphes 2 et 3, nous avons exposé la fusion thermonucléaire par confinement inertiel et la technique du confinement inertiel par ions lourds. Dans les paragraphes 4, 5 et 6 nous avons présenté et discuté le dépôt d'énergie par des particules alpha, le rôle joué par le champ magnétique, le mouvement de dérive et l'instabilité faisceau-plasma. Finalement nous avons terminé cet exposé par une interprétation et conclusion.

### 2. Fusion thermonucléaire par confinement Inertiel

La fusion est la source principale d'énergie dans les étoiles et elle est réalisable sur terre en provoquant la fusion des noyaux d'éléments légers, notamment les isotopes de l'hydrogène. En raison de la barrière de potentiel existant autour des noyaux, le milieu réactif doit être porté à une température suffisamment élevée de l'ordre de 10 keV pour une réaction intervenant un mélange (D ,T) :



Deux concepts principaux sont actuellement étudiés pour exploiter cette source d'énergie thermonucléaire : le confinement magnétique et le confinement inertiel.

Dans le premier, le confinement du plasma étant assuré par une configuration adéquate de champ magnétique. Les machines susceptibles pour le confinement magnétique sont les TOKAMAKS.

Dans le concept du confinement inertiel qui nous concerne dans ce travail, la température d'ignition est atteinte par une compression rapide d'une cible contenant du combustible thermonucléaire (Deutérium-Tritium), au moyen de faisceaux laser ou de particules chargées (ions, électrons). La densité de plasma obtenue à la fin de l'implosion de la cible doit être très élevée ( $10^3$ - $10^4$  fois la densité normale), afin qu'une fraction suffisante du combustible donne lieu à des réactions de fusion durant le court laps de temps pendant lequel le combustible est confiné par sa propre inertie avant de se refroidir rapidement par expansion. Ce temps de confinement inertiel est de l'ordre de la durée de l'impulsion du faisceau incident.

La densité et la température atteignent les valeurs requises par les réactions de fusion et sont maintenues par inertie, le temps que l'énergie thermonucléaire se dégage, avant que la cible se désagrège (critère de Lawson).

On montre que pour atteindre des taux de combustion élevés, il est nécessaire d'obtenir des masses surfaciques élevées (produit de la densité du milieu fusible par le rayon du cylindre), et que l'énergie à investir dans le milieu fusible pour obtenir l'allumage varie comme l'inverse du carré de sa densité. C'est pourquoi le milieu fusible doit être fortement comprimé.

Pour atteindre des gains élevés, il faut ne porter aux conditions d'allumage qu'une partie du combustible, le reste étant comprimé avec un minimum d'entropie. C'est le concept d'allumage par point chaud central. Pour une valeur fixée de la densité du point chaud, il existe une énergie limite à investir en dessous de laquelle l'allumage ne peut se faire. Dans la pratique, il faut tenir compte des phénomènes limitatifs qui peuvent dégrader l'implosion, et corriger cette valeur en introduisant la notion d'énergie de sécurité, c'est-à-dire une limite inférieure à la puissance du driver (soit des rayonnements soit des particules).

### 3. Le confinement inertiel par ions lourds.

Le confinement par ions lourds est le plus adapté pour les applications énergétiques.

Le principal avantage de cette technique est que cette dernière est caractérisée par un gain élevé en énergie par rapport la technique de confinement par laser. Ce gain peut atteindre des valeurs supérieur à 10.

Les accélérateurs d'ions lourds (Bi, Ar, Xe, Cs) ont également été proposés à partir du milieu des années soixante dix comme drivers pour la fusion inertielle.

Le schéma d'attaque indirecte peut être aisément adapté au cas de faisceaux d'ions. Les faisceaux irradient des convertisseurs (matériau de Z faible dopé d'un matériau de Z élevé) situés à l'entrée de la cavité; des boucliers protègent la cible d'une irradiation directe. Les convertisseurs s'échauffent en 1-2 nsec à quelques millions de Kelvin, comme dans le cas des faisceaux laser, la cavité s'emplit alors de rayons X confinés durant 10-20 nsec. Les photons correspondants se thermalisent alors à une température radiative  $T_r \sim 4.10^6$  K, par une succession de processus d'absorption et de réémission sur la paroi de l'enveloppe extérieure de la cavité et la surface extérieure de la capsule. Le bain thermique résultant produit alors une compression isentropique de la capsule intérieure.

Nous présentons sur la figure 1 un schéma typique de confinement par un faisceau d'ions lourds d'une cible cylindrique magnétisé. A titre d'exemple, un cylindre de béryllium (dimensions caractéristiques 0,2 cm) de densité initiale 0,53 g/cm<sup>3</sup> avec un dopage au plomb de l'ordre de  $3 \times 10^{-4}$  en densité, irradié par un faisceau d'ions de 7,5 GeV avec une puissance de 750 TW procure un taux de conversion en rayonnement X de ~ 80%.

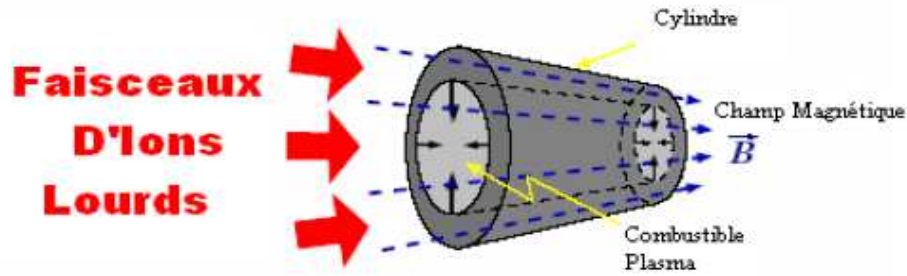


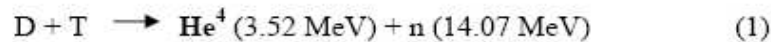
Figure 1 : La vue schématique d'une cible cylindrique magnétisée.

La cible se compose d'un tube métallique (pusher) et le combustible (plasma de D-T) à basse densité où on applique un champ (B) magnétique axial externe. La taille de la cible est approximativement 1-3 mm de rayon et 10-30mm de longueur.

#### 4. Dépôt d'énergie par les particules alpha

La fraction  $f$  de dépôt d'énergie, mesure l'énergie qui est déposée, par les particules alpha, dans un volume cylindrique du combustible (plasma). La fraction de l'énergie déposée va chauffer le reste du combustion thermonucléaire en le ramenant aux conditions d'allumage et provoquant ainsi la détonation de la réaction de fusion.

Les particules alpha proviennent de la réaction thermonucléaire :



Leur énergie cinétique  $E_\alpha$  correspond à une vitesse initiale :

$$v_0 = \left( \frac{2E_\alpha}{m_\alpha} \right)^{1/2} = 1.3 \times 10^9 \text{ [cm/s]} \quad (2)$$

Pour la simplicité, on considère que le volume dans lequel ces réactions se produisent est un cylindre uniforme de rayon R, avec un champ magnétique uniforme B dirigé le long de l'axe du cylindre. La quantité  $f$  est comprise :  $0 \leq f \leq 1$

$f = 1$  : Correspond au cas où la particule alpha est totalement arrêtée dans le cylindre.

La valeur de  $f$  dépend du rayon  $R_f$  du combustible et de l'intensité  $B$  du champ magnétique.

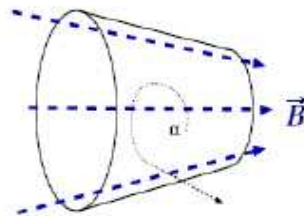


Figure 2 : La vue schématique d'un cylindre magnétisé dont le combustible (plasma) est uniforme. La ligne pointillée incurvée indique la trajectoire d'une particule alpha après sa naissance dans le volume du plasma. La trajectoire est pliée par le champ magnétique et peut par la suite quitter le cylindre

### 5. Rôle joué par le champ magnétique

Une portion importante de particules alpha produite par la réaction nucléaire s'échappe du plasma et ne contribue pas au chauffage de ce dernier pour le ramener aux conditions d'allumage, ce qui influe négativement sur la détonation de la réaction nucléaire sur le reste du combustible. Ce problème est un problème physique et technologique majeur à résoudre dans les expériences de fusion inertielle par ions lourds.

Parmi les solutions proposées, on a l'application d'un champ magnétique intense, qui a le rôle de diminuer la diffusion de particules alpha spécialement dans la direction radiale.

Le coefficient de diffusion  $D$  sans le champ magnétique est donné, en fonction de la température des alpha émis,  $T_\alpha$ , et la fréquence de collisions,  $\nu_c$ , par l'expression suivante :

$$D = \frac{T_\alpha}{m_\alpha \nu_c} \quad (3)$$

Mais, dans le cas où un champ magnétique est appliqué, ce coefficient est calculé dans le cadre de la théorie MHD<sup>(1)</sup> selon l'expression :

$$D_B = D \frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \Omega_{cy}^2} \quad (4)$$

$$\text{où} \quad \Omega_{cy} = \frac{q_\alpha B}{m_\alpha} \quad (5)$$

est la fréquence cyclotron de particule alpha ( $m_\alpha, q_\alpha$ ) dans le champ magnétique, B.

On constate qu'en appliquant un champ magnétique, le coefficient de diffusion est réduit d'un facteur de :

$$\frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \Omega_{cy}^2} \quad (6)$$

Dans le cas limite où la fréquence cyclotron est importante devant la fréquence de collisions, les pertes de particules alpha dans la direction radiale sont négligeables. Ce qui justifié la technique des cibles magnétisées dans les expériences de fusion inertielles par ions lourds.

### 6. Energie perdue par mouvement de dérive

Le faisceau d'ions lourds envoyé vers la cible engendre un champ électrique E. Dans le cas d'un faisceau cylindrique, ce champs électrique peut-être considéré dans une première approximation de direction radiale. Sa valeur est calculée aisément en utilisant le théorème de Gauss :

$$\int \vec{E}(r) \cdot d\vec{S} = Q / \epsilon_0 \quad (7) \quad Q \sim v_b \tau S n_b \quad (8)$$

où  $v_b$ ,  $\tau$ ,  $S$ , et  $n_b$  sont respectivement la vitesse du faisceau d'ions, la durée de l'impulsion, la section du faisceau et la densité.

L'étude de la dynamique d'un noyau lourd incident dans la direction z en présence de ce champ électrique et du champ magnétique appliqué provoque un mouvement de dérive.

Ce mouvement de dérive est dans la direction azimutale  $\theta$  ce qui conduit à la rotation du faisceau ionique.



Cette énergie de rotation est considérée comme étant une énergie perdue qui influe négativement sur le rendement en énergie.

L'énergie de rotation du faisceau dans une première approximation est égal à :

$$E_d = \frac{1}{2} m \left( \frac{E}{B} \right)^2 \quad (8)$$

où  $m$  est la masse d'un ion.

### 7. Instabilité électrostatique

Par divers mécanismes, le rayonnement ionise la surface de la cible; une couche de plasma se forme, dans laquelle le rayonnement électromagnétique continue à être absorbé par différents processus. Le plasma est formé par le contact du faisceau ce qui nous permet de considérer que le faisceau d'ions interagit avec un plasma pré formé. Il a été démontré dans la littérature que l'interaction d'un faisceau de particules chargées avec un plasma engendre de modes électrostatiques instables. La relation de dispersion de ces modes peut être calculée par la théorie de Vlasov-Maxwell. Mais, le calcul explicite des paramètres d'instabilité qui ne peuvent être calculée qu'approximativement dans des cas limites en posant des conditions sur les températures du faisceau et du plasma.

Le taux d'instabilité  $\gamma$  augmente. Cette instabilité dite instabilité faisceau-plasma conduit à une forte absorption de l'énergie du plasma par les modes électrostatiques excités. Un mode électrostatique d'amplitude initiale supposé  $E_0$  va croître exponentiellement dans le temps  $t$  selon:

$$E = E_0 \exp(\gamma t) \quad (9)$$

où  $\gamma$  est le taux d'instabilité.

### 8. Conclusion et interprétation

Dans ce travail est présenté, la fusion inertielle par un faisceau d'ions lourds d'une cible cylindrique magnétisée. Des effets importants, dans cette technique de fusion, ont été discutés. Notamment l'absorption de particules alpha produite par la réaction de fusion thermonucléaires, l'influence du champ magnétique sur la diffusion des alphas émis, le mouvement de dérive et l'instabilité faisceau-plasma.

Le champ magnétique joue un rôle positif en diminuant la diffusion et permet de déposer l'énergie des alphas dans le combustible, d'une part. D'autre part, ce champ magnétique provoque le mouvement de dérive et l'instabilité qui sont des effets influant négativement sur le rendement en énergie. Ceci implique l'existence d'une valeur optimale pour ce champ magnétique. Cette valeur optimale peut-être calculée en résolvant numériquement l'équation du bilan d'énergie couplée avec les équations hydrodynamiques : l'équation de continuité et l'équation de la quantité de mouvement.

### Bibliographie

- [1] Magnetized Cylindrical Targets for Heavy Ion Fusion, A.J. Kemp, M. Basko and J. Meyer-ter-Vehn
- [2] Magnetized Cylindrical Implosions Driven by Heavy Ion Beams, Andreas J. Kemp MPQ 261 April 2001
- [3] Ignition Condition for Magnetized Target Fusion in Cylindrical Geometry, M. Basko; A.J. Kemp; J. Meyer-ter-Vehn

## FUSION REACTION BURN IN A D-T MIXTURE PLASMA

A Sid<sup>1</sup>, A. Gueza<sup>2</sup>, A. Soudani<sup>3</sup>, I. Hannachi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière (PRIMALAB), Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 05000 DZ, Algeria. e-mail: [sid\\_abdelaziz@mail.univ-tebessa.dz](mailto:sid_abdelaziz@mail.univ-tebessa.dz)*

<sup>2</sup>*Commissariat à l'Energie Atomique, Centre de Recherche Nucléaire de Draria Division de Sécurité Nucléaire et Radioprotection, Draria, Alger, Algeria.*

<sup>3</sup>*Laboratoire de Physique Energétique Appliquée, Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 05000 DZ, Algeria.*

1D simulation has been carried out on fusion reaction detonation in Deuterium-Tritium mixture plasma. The fusion reaction is initiated in a small hot spot of the thermonuclear fuel in the end of the target implosion induced by an external source. The simulation is based on the numerical resolve of the fluids equations consisting of densities, momentums and heat equations. Ions density decreasing due to the fusion reaction is taken into account. Importance is given for the alpha energy deposition in the thermonuclear fuel. The energy losses due to bremsstrahlung emission and by heat conduction are computed. Dense plasma effect is discussed and considered.

Applications are presented for inertial confinement fusion (ICF). Namely, in the case of the cylindrical magnetized target implosion by heavy ions beam and in the case of the spherical target implosion by an intense laser pulse.

### INTRODUCTION.

It is very important to well-known how the fusion burning propagates out of the heated region to the ignition temperature by an external source to the rest of the thermonuclear fuel.

Some physical effects are taken into account, in the present simulation, namely: the energy losses by bremsstrahlung radiation [2], the relativistic effect and the screening effect on the fusion reaction rate [3]. This work is organized as follow: in the sections 2, 3 and 4, we expose the physical effects considered in this simulation. In section 5, we present the model equations which are the continuity equation, the momentum equation and the energy one. Finally, we finish this work by a conclusion.

### ALPHA ENERGY DEPOSITION.



We assume that the alpha energy is deposited in the thermonuclear fuel by dynamic friction mechanism [4]. The resolution of the individual alpha particle motion classical equation, allows to calculate the fraction of the energy deposited after it travel a distance  $s$ , so:  $f_{\alpha s}(\vec{r}) = 2(s/l_{\alpha}) - (s/l_{\alpha})^2$ , where  $l_{\alpha}$  is the mean free path of the alpha particle and  $\vec{r}$  is its birth position. The average rate of the energy deposited by all alpha particles in the ignition region is calculated by averaging  $f_{\alpha s}(\vec{r})$ :

$$f_{\alpha} = 2/(2\pi R^2) \int_0^R r dr \int \sin \theta d\theta \int f_{\alpha s}(\vec{r}) d\phi \quad (1)$$

In the case of uniform sphere this integral can be evaluated analytically. But, for the cylindrical geometry, an approach formula is given for this integral, in the presence of an axial magnetic field:

$$f_{\alpha} = (x_{\alpha} + x_{\alpha}^2)/(1 + 13x_{\alpha}/9 + x_{\alpha}^2), \quad (2)$$

where  $x_{\alpha} = (8/3) \left( \bar{R} + c^2 / \sqrt{2c^2 + 1000} \right)$ ,  $\bar{R} = R/l_{\alpha}$  and  $c = R\omega_{\alpha} / v_{\alpha 0}$ .

#### BREMSSTRAHLUNG LOSS OF ENERGY.

The bremsstrahlung specific radiation power is calculated in the Ref.[2] using a relativistic Maxwell-Boltzmann electrons distribution function. The following formula is obtained:

$$P_{br} = c_0 n_e^2 \sqrt{T_e / (m_e c^2)} (K^{e-e}(T_e) + K^{e-i}(T_e)), \quad (3)$$

where  $c_0 = (16/3) \sqrt{2\pi / 3\alpha r_e^2 m_e c^3}$ ,  $\alpha$  is the fine structure constant and  $r_e$  is the classical electron radius. On a width range of electrons temperature (1-500 keV), fits for corrections  $K^{e-e}$  and  $K^{e-i}$ , are presented, so:  $K^{e-i}(y) = 1.1 + 0.59y + 3.06y^2 - 2.56y^3 + 0.85y^4$  and  $K^{e-e}(y) = 1.78y - 0.15y^2 + 0.58y^3$ , where  $y = T_e / m_e c^2$ .

#### SCREENING FUSION REACTION RATE.

The most useful expression for the fusion reactivity is evaluated for Deuterium-Tritium mixture by Hively (1983) [3]:

$$\langle \sigma v_r \rangle = 9.10 \times 10^{-16} \exp(-0.572(\ln(T/64.2))^{2.13}) \text{cm}^3 / \text{s}, \quad (4)$$

where  $V_r = \left| \vec{V}_D - \vec{V}_T \right|$  is the relative velocity.

The expression (4) is corrected by mean of the electrons screened effect in the thermonuclear plasma. That the nucleuses electrostatic potential interaction to be reduced compared to the Coulomb potential,  $\sim 1/r$ :

$$V(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-r/\lambda_D) \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D} = V_c(r) - E_s, \text{ where } E_s \text{ is the screening energy.}$$

Then:

$$\langle \sigma v_r \rangle_s = \langle \sigma v_r \rangle \left[ 1 + \sqrt{3} \Gamma_e^{3/2} \right], \quad (5)$$

where  $\Gamma_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 a_B T)$  and  $a_B$  is the Bohr radius. Then fusion reaction rate is given in our simulation by:

$$R_f = 9.10 \times 10^{-16} n_D n_T \left[ 1 + \sqrt{3} \Gamma_e^{3/2} \right] \exp(-0.572 (\ln(T/64.2))^{2.13}) \text{ cm}^{-3} / \text{s} \quad (6)$$

MODEL FLUID EQUATIONS.

The present work is making in the frame of the fluid theory. The basic equations are respectively, the continuity equation, the momentum equation and the energy conservation equation.

CONTINUITY EQUATIONS.

The continuity equations can be presented, taking into account the diminution of  $n_D$  and  $n_T$  densities due to the fusion reaction, as:

$$\partial n_e / \partial t + \nabla \cdot (n_e \mathbf{V}_e) = 0 \quad (7)$$

$$\partial n_{D,T} / \partial t + \nabla \cdot (n_{D,T} \mathbf{V}_{D,T}) = -n_D n_T \langle \sigma | \mathbf{V}_D - \mathbf{V}_T | \rangle \quad (8)$$

The second member in eq.(8) describes the decrease of the ions density due to the fusion reaction.

MOMENTUM EQUATIONS

The momentum equations can be represented for the electrons, Deuterium and Tritium ions as:

$$m_{e,D,T} \frac{d(n_{e,D,T} \mathbf{V}_{e,D,T})}{dt} = -\nabla \cdot (n_{e,D,T} T) - e n_{e,D,T} \mathbf{V}_{e,D,T} \times \mathbf{B} - n_e \nu_{e,D,T} \mathbf{V}_{e,D,T} \quad (9)$$

where,  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla$  and  $\nu_j$  is the collisions frequency for the j kind.

ENERGY CONSERVATION EQUATION

The heat equation for isotherm plasma taking into account the heat flux, the bremsstrahlung losses and the alpha energy deposition can be presented as:

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} [(n_e + n_D + n_T) T] + n_e T \nabla \cdot \mathbf{V}_e + n_e T \nabla \cdot \mathbf{V}_e + n_e T \nabla \cdot \mathbf{V}_e = -\nabla \cdot (\mathbf{q}_e + \mathbf{q}_D + \mathbf{q}_T) - P_{br} + E_\alpha f_\alpha R_f, \quad (10)$$

This eq. (13) describes the spatio-temporal evolution of the plasma temperature taking into account the heat flux,  $\frac{1}{q_j}$ , the bremsstrahlung energy loss and the alpha deposition energy.

Eqs. (7-10) permit to well describe the burn of the fusion reaction in D-T mixture.

#### CONCLUSION

In this work, we have presented a system of coupled equations which can describe the detonation of reaction fusion in a deuterium-tritium plasma mixture. The ions density decrease due to the thermonuclear fusion reaction is considered. In this study some important physical effects are taken into account, especially the screening effect due to the dense plasma and the bremsstrahlung losses of plasma energy. The numerical resolution of these equations permits to well-known the spatio-temporal evolution of the fusion reaction.

#### REFERENCES

- [1] E. N. Avrorin et al., Sov. J. Plasma Phys. 10(3), May-June 1984.
- [2] A.I. Akhiezer and V.B. Berestetskii: Quantum Electrodynamics. New York, Interscience Publishers Inc. (1965).
- [3] L.M. Hively, Nuclear Techn. Fusion Vol. 3 (1983) pp. 199-200.
- [4] M. M. Basko et al., Nuclear Fusion, Vol. 40, No. 1 (2000).
- [5] S. I. Braginskii, in Review of Plasma Physics, Vol. 1, Consult. Bureau, N. Y., 205 (1965).

## Weibel Instability in a Bi-Maxwellian Laser Fusion Plasma

A. Sid 1), A. Ghezal 2), A. Soudani 3), M. Bekhouche 1)

- 1) Laboratoire de Physique des Rayonnements et leur interaction avec la Matière (PRIMALAB), Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 5000 DZ, Algeria
- 2) Commissariat à l'Energie Atomique, Centre de Recherche Nucléaire de Draria Division de Sûreté Nucléaire et Radioprotection, Draria, Alger, Algeria
- 3) Laboratoire de Physique Energétique Appliquée Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 05000 DZ, Algeria

e-mail contact of main author: [a\\_sid@univ-batna.dz](mailto:a_sid@univ-batna.dz)  
[sid\\_abdelaziz@hotmail.com](mailto:sid_abdelaziz@hotmail.com)

**Abstract.** We are interested in this paper to analyse the Weibel instability driven by the plasma temperature anisotropy in the corona of a high intense laser created plasma. The unperturbed electronic distribution function,  $f$ , of the anisotropic corona is supposed to be a bi-maxwellian. That  $T_{//} = T_{\perp} + W_0$ , where  $W_0 = \frac{1}{4} m_e v_0^2$  is the averaged electron quiver energy in the laser electric field. The first and the second anisotropies of  $f$  projected on the Legendre polynomials are calculated as function of the scaling parameter,  $\frac{W_0}{T_{\perp}}$ . The Weibel instability parameters are explicitly calculated as function of the scaling parameter. For typical parameters of the laser pulse and the fusion plasma, it has been shown highly unstable Weibel modes:  $\gamma \approx 10^{21} s^{-1}$  excited in the corona.

### 1. Introduction

In the inertial confinement fusion (ICF) targets, produced by an intense laser pulse, the incident laser wave produces an anisotropy in the formed plasma temperature. This is due to the fact that the formed plasma is preferentially heated in the direction of the laser wave electric field. This temperature anisotropy can be interpreted, in the frame of the kinetic theory, as an anisotropy in the electrons velocities distribution [1,2,3]. It has been shown that this anisotropic distribution provokes unstable Weibel electromagnetic modes [4,5,6].

If this instability is excited, the target may have a possibility to give rise to energy loss. The implosion characteristics of the target are influenced. Giga gauss magnetic fields due to this instability can be generated in the plasma corona.

This paper deals with the theoretical study of the Weibel instability excited in the laser fusion plasma corona. In our model the unstable Weibel modes are excited in the corona by the direct effect of the laser electric field on the coronal plasma. That the corona which is characterized by a plasma frequency,  $\omega_p$ , less than the laser wave frequency,  $\omega_L$ :  $\omega_p < \omega_L$ , is the direct interaction region between the incident laser pulse and the formed plasma.

The present work is organized as follows: in section 2., we present the electronic distribution function which is supposed to be a local bi-Maxwellian. In section 3., we present a theoretical analysis of the Weibel modes. The section 4. is devoted to the scaling laws for the instability parameters. Finally, a conclusion for the obtained results is given.

### 2. Distribution function

In our model, the electronic distribution function,  $f$ , is supposed to be a local bi-Maxwellian.

$$f = \left(\frac{m_e}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{n_e}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\parallel}^2}{T_{\parallel}}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\perp}^2}{T_{\perp}}\right), \quad (1)$$

where  $e, m_e, n_e, T_{\parallel}, T_{\perp}$  are respectively the elementary electric charge, the electron mass, the electrons density, the parallel temperature to the anisotropy direction and the temperature in the perpendicular plane.

In the case of the linear polarized laser pulse, with an electric laser wave oriented in the parallel direction:  $T_{\parallel} = T_{\perp} + W_0$ , where  $W_0$  is the average, on the laser cycle, of the oscillating energy communicated to the electron by the laser wave. But in the case of the circularly polarized laser wave, with an electric laser wave oscillating in the perpendicular plane:  $T_{\parallel} = T_{\perp} - W_0$ .

The average quiver energy,  $W_0$ , is calculated using the perturbed fluid electron motion equation by considering the collisions [7,8,9,10], so:

$$W_0 = \frac{e^2}{8\varepsilon_0 c m_e \omega_L^2} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{v_e}{\omega_L}\right)^2\right), \quad (2)$$

where  $\varepsilon_0, c, l$  and  $v_e \sim n_e / (T)^{3/2}$  are respectively the vacuum electric permittivity, the speed of light in the vacuum, the laser pulse intensity and the collisions frequency, where  $T = \int_0^{\infty} d^3 \vec{v} f \frac{m_e}{2} v^2 / \int_0^{\infty} d^3 \vec{v} f v^2 dv$  is the electrons temperature.

We develop the bi-Maxwellian electronic distribution function (eq. 1) on the Legendre polynomials,  $P_l(\mu = \frac{v_{\parallel}}{v})$  [11]:  $f = \sum_0^{\infty} P_l(\mu) f_l(v)$ . Hence, the isotropic distribution function,  $f_0$ , the first,  $f_1$  and the second,  $f_2$ , are calculated as:

$$f_0 = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{\perp}}\right)^{3/2} n_e \exp(-y) \left\{ (1 + \widetilde{W}_0)^{-\frac{1}{2}} + \frac{y}{3} \widetilde{W}_0 (1 + \widetilde{W}_0)^{-\frac{3}{2}} \right\}, \quad (3)$$

$$f_1 = 0, \quad (4)$$

$$f_2 = \left(\frac{m_e}{2\pi T_{\perp}}\right)^{3/2} n_e \exp(-y) \left\{ \frac{2y}{3} \widetilde{W}_0 (1 + \widetilde{W}_0)^{-1/2} \right\}, \quad (5)$$

where  $y = \frac{m_e v^2}{2T_{\perp}}$  and  $\widetilde{W}_0 = \frac{W_0}{T_{\perp}}$ .

We have presented, on the FIG.1., the  $f_0(y)$ , for several values of the scaling parameter  $\widetilde{W}_0$ .

### 3. Weibel instability analysis

In the reference [6], a dispersion relation, in the semicollisional regime, is established. This dispersion relation is derived in the Lorentz gas and in the local approximations. It is valid in the whole collisionality regime. Practical expression of the growth rate of the most unstable Weibel mode and its group velocity are computed from this relation, so:

$$\gamma_{max} = \frac{2^{15/4} v_t^{5/2} \omega_p \left[ \int_0^{\infty} \sqrt{y} f_2 dy \right]^{3/2}}{3^{3/2} \sqrt{\pi} \sqrt{n_e} c \int_0^{\infty} f_0 dy}, \quad (6)$$

$$v_g = \frac{v_t \int_0^{\infty} \sqrt{y} f_1 dy}{\sqrt{2} \int_0^{\infty} f_0 dy}, \quad (7)$$

where  $v_t = \sqrt{T/m_e}$  is the electrons thermal velocity.

By considering the explicit expressions of  $f_1$  and  $f_2$  (eqs. 3-5), the above equations can be written as function of the scaling parameter,  $\widetilde{W}_o$ , so:

$$\frac{\gamma_{max}}{10^{11} s^{-1}} = 4.4 \times 10^3 \sqrt{\frac{T_{\perp}}{KeV}} \sqrt{\frac{n_e}{cm^{-3}}} \frac{\widetilde{W}_o^{3/2}}{(1+\widetilde{W}_o)^{-\frac{1}{4} + \frac{1}{8}\widetilde{W}_o} (1+\widetilde{W}_o)^{-\frac{3}{4}}} \quad (8)$$

$$v_g = 0. \quad (9)$$

Numerical analysis of this set of equations (1-9) permits to analyze the Weibel instability due to the laser pulse field in the laser fusion plasma corona.

The excited Weibel modes by this mechanism are not convective. That,  $v_g \sim f_1 = 0$ . But other Weibel sources, such as due to the gradient of temperature and density, in the corona, can participate to the convection of these modes. We have presented on the, FIG.2., the Weibel instability growth rate spectrum  $\gamma(k\lambda)$ , where  $k$  is the Weibel mode wave number and  $\lambda$  is the electron mean free path. We have also presented, on the FIG.3., the  $\gamma_{max}$  as a function of the scaling parameter,  $\widetilde{W}_o$ . It has been shown that the unstable Weibel modes are non collisionals,  $k\lambda > 1$ . The growth rate of the most unstable Weibel mode,  $\gamma_{max}$ , is  $\approx 10^{11} s^{-1}$  (eq. 8) in the vicinity of the critical layer,  $\omega_L = \omega_p$ . The growth rate calculated in this model gives the results of the Fokker-Planck simulation especially for low values of the scaling factor,  $\widetilde{W}_o$ .

#### 4. Scaling laws

In the inertial target fusion experiments, the created plasma parameters are interconnected to the parameters of the incident laser pulse to the target. In the reference [12], a scaling law of the electron temperature is established. This law is obtained by the compute of the energy stock in the critical layer, so:

$$\frac{T_{ec}}{KeV} = 4,3 \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{4/3}. \quad (10)$$

The critical density is then given by:

$$\frac{n_c}{cm^{-3}} = 1.1 \times 10^{21} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-2}. \quad (11)$$

The collisions frequency is given as a function of the electronic corona density and temperature:

$$\frac{\nu_c}{s^{-1}} = 3.4 \times 10^{-9} (Z+1) \frac{n_e}{cm^{-3}} \left( \frac{T_e}{KeV} \right)^{-3/2} \ln \Lambda. \quad (12)$$

$\ln \Lambda$  means the Coulomb Logarithm. In the case of the laser fusion plasma  $\ln \Lambda \approx 10$ .

By taking into account the equations (10, 11), the collision frequency in the critical layer for an isothermal corona can be expressed as a function of the laser parameter as:

$$\frac{\theta_c}{s^{-1}} \approx 4.2 \times 10^{11} (Z + 1) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-4}. \quad (13)$$

$$\frac{\theta_c}{\omega_L} \approx 2.2 \times 10^{-5} (Z + 1) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-3}. \quad (14)$$

This equation shows that the collisions are efficient as the laser wave length,  $\lambda_L$ , is shorter.

The scaling parameter (eq. 2) is given by:

$$\begin{aligned} \tilde{W}_o &= 5.4 \times 10^{-4} \left( \frac{I}{10^{14} W/cm^2} \right) \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-2/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{2/3} \times \\ &\left[ 1 - 2.5 \times 10^{-10} (Z + 1)^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{-2} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{-6} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

$I_a = AI_L$ , where  $I_L$  is the laser pulse intensity and  $A$  is the absorption coefficient.

The absorption coefficient [1,8] due to the inverse bremsstrahlung mechanism for a linear density spatial profile, is obtained in the WKB approximation by:

$$A_{IB} = 1 - \exp \left( -\frac{32}{15} \frac{v_r L_n}{c \lambda} \right). \quad (16)$$

$L_n = \left| \frac{\vec{v}_n}{n_e} \right|^{-1}$  is the density gradient length.

In the case where we can consider a mono dimensional corona expansion, the density gradient length is proportional to the expansion velocity,  $C_s$ , and to the laser pulse duration,  $\tau$ , so:

$L_n \approx C_s \tau$ , where  $C_s = \sqrt{\frac{Z T_i}{m_i}}$  is the sound speed and  $\tau$  is the laser pulse duration.  $Z, T_i$  and  $m_i$

mean respectively the plasma ionization number, the ions temperature and the ion mass.

Using eq. (10)  $L_n$  can be given by the following scale law:

$$\frac{L_n}{\mu m} \approx 9.4 \times 10^{11} \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{2/3} \frac{\tau}{s}. \quad (17)$$

The inverse bremsstrahlung absorption is then expressed as:

$$A_{IB} = 1 - \exp \left( -5.51 \times 10^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} W/cm^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right)^{4/3} \frac{\tau}{ns} \right). \quad (18)$$

Other mechanisms participate to the absorption of the laser energy in the corona; namely the resonance absorption mechanism in the vicinity of the critical layer. Then, the effective absorption be greater than that due to the inverse bremsstrahlung mechanism (eq. 18),  $A > A_{IB}$ . In the laser fusion experiments using nanosecond laser pulses with laser wave length  $\lambda_L < \mu m$ , we can consider in a good approximation that the laser pulse energy is totally absorbed:  $I_a = I_L$  and  $A = 1$ .

It is important to express the local laser intensity,  $I$ , as a function of the laser pulse parameters. The spatial evolution in the corona of the laser electric field magnitude,  $E_0(x)$  in the case of a linear density profile is given by the Ai Airy function [1,3,8], so:

$$E_0(x) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega_L L_n}{c}\right)^{\frac{1}{6}} E_v \text{Ai}(\xi) \exp\left(-\frac{\vartheta_c(x)}{\omega_L}\right), \quad (19)$$

where  $E_v$  is the laser electric field magnitude in the interface vacuum-plasma, ( $x = L_n$ ), and  $\xi = \left(\frac{\omega_L L_n}{c}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{x}{L_n} + i \frac{\vartheta_c(x)}{\omega_L}\right)$  is a spatial dimensionless coordinate.

The laser intensity in the critical layer, ( $x = 0$ ), is given by:

$$I_c = 4\pi \left(\frac{\omega_L L_n}{c}\right)^{\frac{1}{3}} I_v \text{Ai}^2(0) \exp\left(-\frac{2\vartheta_c(0)}{\omega_L}\right), \quad (20)$$

By taking into account the equations (10,11,13,17), the laser intensity in the critical layer can be expressed as:

$$\begin{aligned} \frac{I_c}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} &= 2.8 \times 10^4 \frac{I_L}{\frac{10^{14}W}{cm^2}} \left(\frac{I_a}{\frac{10^{14}W}{cm^2}}\right)^{1/9} \left(\frac{\lambda_L}{\mu m}\right)^{-1/9} \left(\frac{\tau}{s}\right)^{1/3} \times \\ &\exp\left(-4.4 \times 10^{-5}(Z+1) \left(\frac{I_a}{\frac{10^{14}W}{cm^2}}\right)^{-1} \left(\frac{\lambda_L}{\mu m}\right)^{-3}\right). \end{aligned} \quad (21)$$

The equations (10,11,15,21) allow us to establish a scaling law for the growth rate of the most unstable Weibel mode in the critical layer as:

$$\begin{aligned} \gamma_{max} &= 0.18(2 - A - 2\sqrt{1-A})^{\frac{8}{3}} A^{-\frac{1}{2}} I_L \lambda_L^{1/2} \times \\ &\exp\left[-6.6 \times 10^{-5}(Z+1)A^{-1}I_L^{-1}\lambda_L^{-3}\right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Here  $I_L$  is the laser pulse intensity and  $A$  is the absorption coefficient. Note that  $I_L$  in  $W/cm^2$ ,  $\lambda_L$  in  $\mu m$  and  $\gamma_{max}$  in  $10^{11}s^{-1}$ .

In the case of the total absorption,  $A = 1$ , the above expression is simplified as:

$$\gamma_{max} = 0.18 I_L \lambda_L^{\frac{1}{2}} \exp\left[-6.6 \times 10^{-5}(Z+1)I_L^{-1}\lambda_L^{-3}\right]. \quad (23)$$

We point out from this that  $\gamma_{max} \sim I_L \lambda_L^{\frac{1}{2}}$ . This corresponds to the results of the reference [2] using the Fokker-Planck theory.

This expression permits to optimize the laser parameters using in the fusion experiments in order to minimize the energy losses due to the Weibel instability.



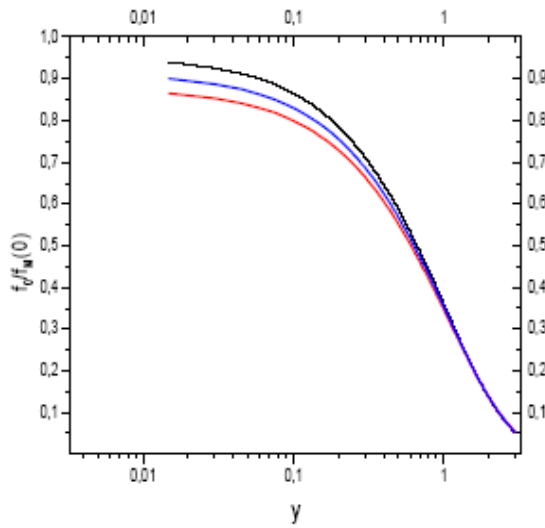


FIG.1. Isotropic distribution function as function of  $y$  for several values of the scaling parameter  $\tilde{W}$ .

The red curve corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.01$ , the blue curve corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.02$  and the black one corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.03$

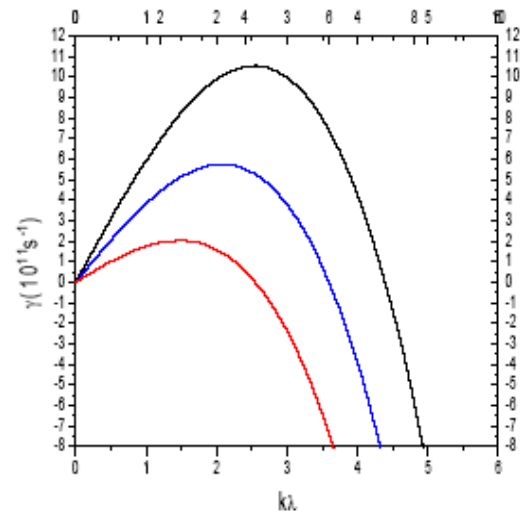


FIG.2. Weibel instability growth rate spectrum:  $\gamma(k\lambda)$ .

$k$  is the wave number of the Weibel mode and  $\lambda$  is the mean free path of the electron.

The red curve corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.01$ , the blue one corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.02$  and the black one corresponds to  $\tilde{W}_0 = 0.03$ .

$T = 1\text{KeV}$  and  $n_e = 10^{21}\text{cm}^{-3}$

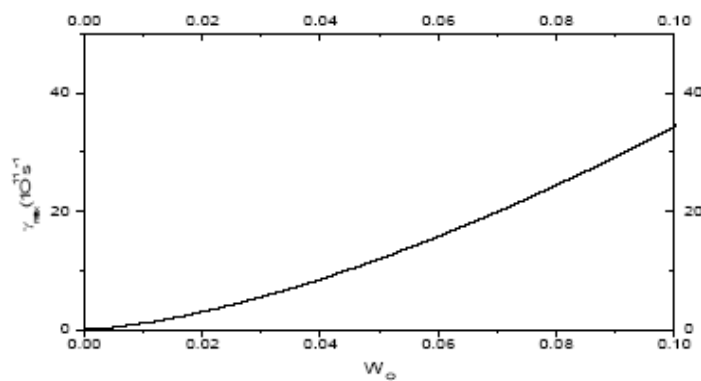


FIG. 3.  $\gamma_{max}$  as function of the scaling parameter  $\tilde{W}_0$ .

$T_e = 1\text{KeV}$  and  $n_e = 10^{21}\text{cm}^{-3}$

## 5. Conclusion

In the present work, the Weibel instability is studied in the corona of the laser fusion plasma through a theoretical model. The unperturbed electronic distribution function is supposed to be a local bi-Maxwellian. It has been shown Weibel modes highly unstable in the vicinity of the critical layer :  $\gamma_{max} \approx 10^{11} s^{-1}$ . The  $\gamma_{max}$  is proportional to  $I_L \lambda_L^{\frac{1}{2}}$ . Practical scaling laws are established for the instability parameters. The results of this paper are in good agreement with the results of the reference [2] founded in the frame of the kinetic Fokker-Planck theory. We assume that the theoretical study presented on this paper permits to optimize the laser pulse parameters in order to have minimum energy losses in the laser fusion experiments.

## 6. References

- [1] Hora, Laser Plasma and Nuclear Energy (New York Plenum Press. 1975).
- [2] A. Bendib, K. Bendib and A. Sid, Phys. Rev. E 55, 7522 (1997).
- [3] A. Sid, Physics of Plasmas, 1, 214 (2003).
- [4] E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959).
- [5] A. Ramani and J. Laval, Phys. fluids. 28, 980 (1978).
- [6] J. P. Matte, A. bendib and J. F. Luciani, Phys. Rev. Lett. 58, 2067 (1987).
- [7] V. P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).
- [8] L. Ginsburg, Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas, (Cordon and Breach, N. Y., 1960).
- [9] S. I. Braginski, in Reviews of plasmas Physics (M. A. Leonvitch, Consultant Bureau, N. Y. 1985, Vol. 1).
- [10] A. Bruce Langdon, Phys. Rev. Let. 44, 575 (1980).
- [11] M. Abramowitz and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical functions, (Dover, New York, 1965).
- [12] R. Fabro, C. F. Max and E. Fabre, Phys. Fluids 28, 1463 (1985)

## Weibel Instability in a Bi-Maxwellian Laser Fusion Plasma

Abdelaziz SID, Abdennasser GHEZAL<sup>1)</sup>, Azzeddine SOUDANI<sup>2)</sup> and Mohamed BEKHOUCHE

*Laboratoire de Physique des Rayonnements et leurs interactions avec la Matière (PRIMALAB),  
Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 05000 DZ, Algeria*

<sup>1)</sup>*Commissariat à l'Energie Atomique, Centre de Recherche Nucléaire de Draria,  
Division de Sécurité Nucléaire et Radioprotection, Draria, Alger, Algeria*

<sup>2)</sup>*Laboratoire de Physique Energétique Appliquée, Département de Physique,  
Faculté des Sciences, Université de Batna, Batna, 05000 DZ, Algeria*

(Received 13 November 2009 / Accepted 14 January 2010)

In this paper, the Weibel instability, driven by the plasma temperature anisotropy, in the corona of high intense laser fusion plasma is studied. The unperturbed electronic distribution function,  $f$ , of the anisotropic corona is supposed to be a bi-Maxwellian. That  $T_{\parallel} = T_{\perp} \pm W_0$ , where  $W_0 = \frac{1}{4}m_e v_0^2$  is the averaged electron quiver energy in the laser electric field. The first and the second anisotropies of  $f$  projected on the Legendre polynomials are calculated as a function of the scaling parameter,  $\frac{W_0}{T_{\perp}}$ . The Weibel instability parameters are explicitly calculated as a function of the scaling parameter. For typical parameters of the laser pulse and the fusion plasma, it has been shown that very unstable Weibel modes,  $\gamma \gtrsim 10^{11} \text{ s}^{-1}$ , can be excited in the corona.

© 2010 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

Keywords: inertial fusion, laser, plasma, direct effect, Weibel instability, scaling law

DOI: 10.1585/pfr.5.007

### 1. Introduction

Erich Weibel[1] was the first who predicted the spontaneously growing of the transverse quasi-static electromagnetic waves which appear in plasma, due to an anisotropic velocity distribution of electrons. The maximum increment of this instability for the wave frequency  $\omega$  is  $\gamma = \text{Im}(\omega) = \frac{e}{c}\omega_p$ , where  $\omega_p$  is the plasma frequency and  $u$  is the average velocity of electrons in the anisotropic direction. This simple result is valid under the condition of a strong anisotropy of the velocity distribution and small wavelengths electromagnetic waves ( $kc \gg \omega_p$ , where  $k$  is the wave number). This velocity anisotropy can be interpreted, in macroscopic level, as anisotropy in the plasma temperature.

The Weibel instability is intensively studied for both the astrophysical plasma [2] and the fusion plasma [3–7]. In the laser fusion plasma, several mechanisms contribute to the excitation of the Weibel instability; namely the temperature gradient, the plasma expansion, the inverse bremsstrahlung... etc.

In the inertial confinement fusion (ICF) targets, produced by an intense laser pulse, the incident laser wave [8–10] produces anisotropy in the formed plasma temperature. This is due to the fact that the plasma is preferentially heated in the direction of the laser wave electric field. It has been shown that this anisotropic distribution provokes unstable Weibel electromagnetic modes [3–7]. If this instability is excited, strong (giga gauss) magnetic fields can be generated from the magnetic fields germ due to the elec-

tron thermal motion.

In the laser fusion experiments, the Weibel instability inhibits the heat flux and influences negatively on the implosion characteristics of the target. This may have a possibility to give rise to energy loss.

This paper deals with the theoretical study of the Weibel instability excited in the laser fusion plasma corona. In our model the unstable Weibel modes are excited by the direct effect of the laser electric field on the coronal plasma. That the corona is characterized by a plasma frequency,  $\omega_p$ , less than the laser wave frequency,  $\omega_L$ :  $\omega_p < \omega_L$ .

The present work is organized as follows: in Sec. 2, we present the electronic distribution function which is supposed to be a local bi-Maxwellian. In Sec. 3, we present a theoretical analysis of the Weibel modes. The Sec. 4 is devoted to the scaling laws for the instability parameters. Finally, a conclusion for the obtained results is given.

### 2. Distribution Function

In our model, the electronic distribution function,  $f$ , is assumed to be a local bi-Maxwellian, where the anisotropy in electron temperature is due to the direct effect of the laser electric field on the corona electrons. This is justified by the fact that the plasma is preferentially heated in the direction of the laser electric field, so:

$$f = \left(\frac{m_e}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{n_e}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\perp}^2}{T_{\perp}}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m_e v_{\parallel}^2}{T_{\parallel}}\right), \quad (1)$$

where  $e$ ,  $m_e$ ,  $T_{\parallel}$  and  $T_{\perp}$  are respectively the elementary

author's e-mail: a\_sid@univ-batna.dz, sid\_abdelaziz@hotmail.com

electric charge, the electron mass, the electron density, the electron temperature in the anisotropy direction and the electron temperature in the perpendicular plane.

In the case of the linear polarized laser pulse, with the laser wave electric field oriented in the parallel direction, the temperature anisotropy is given by:  $\Delta T = T_{\parallel} - T_{\perp} = W_O$ , where  $W_O$  is the average, on the laser cycle, of the oscillating energy communicated to the electron by the laser wave. In this case, the parallel Weibel mode,  $k = k_{\parallel}$ , is excited. However, in the case of circularly polarized laser wave, with the laser wave electric field oscillating in the perpendicular plane, the temperature anisotropy is given by:  $\Delta T = T_{\perp} - T_{\parallel} = W_O$ . In this case, the perpendicular Weibel mode,  $k = k_{\perp}$ , is excited.

The average electron quiver energy,  $W_O$ , in both polarization cases, represents the anisotropy in the electron temperature. It is calculated using the perturbed fluid electron motion equation by considering the collisions [11–13], so:

$$\frac{\partial v_o}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E - v_c v_o,$$

where  $v_o$ ,  $E$  and  $v_c$  are respectively the electron quiver velocity, the laser electric field magnitude and the collision frequency.

Not that in the above equation, the force due to pressure gradient is dropped because it vanishes at the first order in the case of plasma perturbed by an electromagnetic wave. This is justified by the fact that the electromagnetic perturbation has no effect on the electron density. Also, the temporal variation of the perturbed quantities follows the temporal variation of the laser electric field which is assumed as a normal mode,  $E \sim \exp(i\omega_L t)$ . Therefore, the average electron quiver energy on a laser wave cycle,  $W_O = \frac{1}{2} m_e |v_o|^2$ , can be presented as:

$$W_O = \frac{e^2}{2\epsilon_0 c m_e \omega_L^2} \left[ 1 - \left( \frac{v_c}{\omega_L} \right)^2 \right], \quad (2)$$

where  $\epsilon_0$ ,  $c$  and  $I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E|^2$  are the vacuum electric permittivity, the speed of light in vacuum and the local laser pulse intensity respectively.

Equation (2) shows that  $W_O$  decreases as the collision frequency increases. This is interpreted by the fact that the electron temperature undergoes an isotropisation due to collisions. Then, we expect that collisions decrease the Weibel instability growth rate (Sec. 3).

The collision frequency,  $v_c \sim n_e / (T)^{3/2}$ , corresponds to the electron-ion collision frequency according to the Lorentz approximation, that is justified in the laser fusion plasma corona, where  $n_e$  is the electron density and  $T$  is the electron temperature:

$$T = \int_0^{\infty} \left( \frac{m_e}{2} v^2 \right) f d^3 \vec{v} \Big| \int_0^{\infty} f d^3 \vec{v}$$

It is necessary to calculate the three first components of the unperturbed electron distribution function, truncated

on the Legendre polynomials that the Weibel instability parameters depend on these functions (Sec. 3). We develop the bi-Maxwellian electronic distribution function (Eq.(1)) on the Legendre polynomials [14],  $P_l(\mu = \frac{v_{\parallel}}{v})$ :  $f = \sum_0^{\infty} P_l(\mu) f_l(v)$ . Hence, the isotropic distribution function,  $f_0$ , the first anisotropic function,  $f_1$ , and the second anisotropic function,  $f_2$ , are calculated as:

$$\begin{aligned} f_0 &= \left( \frac{m_e}{2\pi T_{\perp}} \right)^{3/2} n_e \exp(-y) \\ &\quad \times \left\{ (1 + \bar{W}_O)^{-1/2} + \frac{y}{3} \bar{W}_O (1 + \bar{W}_O)^{-3/2} \right\}, \quad (3) \\ f_1 &= 0, \quad (4) \\ f_2 &= \left( \frac{m_e}{2\pi T_{\perp}} \right)^{3/2} n_e \exp(-y) \left\{ \frac{2y}{3} \bar{W}_O (1 + \bar{W}_O)^{-1/2} \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

where  $y = \frac{m_e v^2}{2T_{\perp}}$  and  $\bar{W}_O = \frac{W_O}{T_{\perp}}$ . The scaling parameter  $\bar{W}_O$  measures the direct effect of the laser pulse on the electrons. In the same time it measures the anisotropy in temperature which is the source of the Weibel instability.

We have presented, on the Fig. 1, the plot of  $f_0(y)$  and  $f_2(y)$  for several values of  $\bar{W}_O$ .

We point out from these that the higher components of unperturbed distribution became important as the scaling parameter increases.

### 3. Weibel Instability Analysis

The Weibel instability is a micro-instability which needs a kinetic analysis. However, the analytical establishment of a dispersion relation, which takes into account the collisions, from the perturbed Fokker-Planck equation is difficult. This is due principally to the nonlinearity of the collisions term.

Several approaches to the Weibel dispersion relation in the laser created plasma are reported in the literature. For example, in Ref. [4], Wallace and Epperlein have established a dispersion relation from the perturbed Fokker-Planck equation in the collisional limit, where the wavelength of the excited Weibel mode is greater than the mean free path of electron. However, in the Ref. [5] Ramani and Laval have established a dispersion relation valid in the collisionless limit. We found that the growth rate value calculated by using the dispersion relation of Ref. [4] is reduced compared to that calculated by using the dispersion relation of the Ref. [5]. This is in agreement with the prediction of the Ref. [15].

In the Ref. [16], a dispersion relation, in the semiclassical regime, is established. This dispersion relation is derived in the Lorentz gas and in the local approximations. It is valid in the whole collisionality regime. The group velocity and the growth rate of the  $k$  Weibel mode are given by:

$$v_g(k) = \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} v_t \int_0^{\infty} y^{5/2} F(y, k\lambda) f_1 dy \right] / D \quad (6)$$

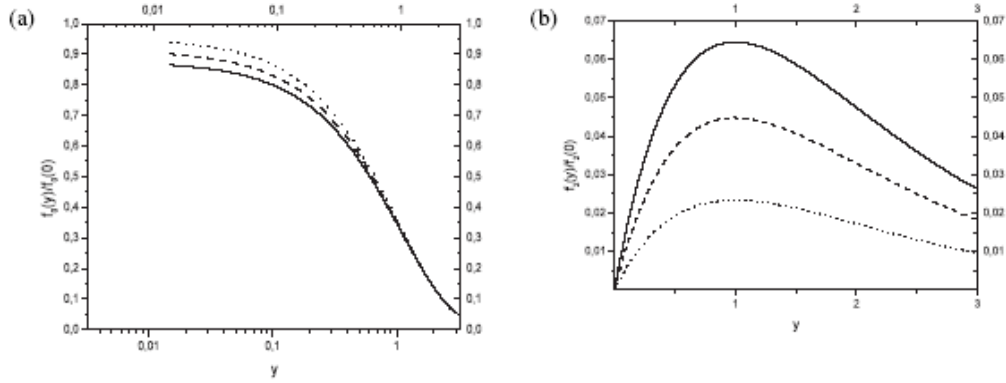


Fig. 1 (a) Isotropic distribution function,  $f_0$ , as function of  $y$  for several values of the scaling parameter,  $\bar{W}_0$ . The dotted curve corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.1$ , the dashed curve corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.2$  and the solid one corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.3$ . (b) Second anisotropic distribution function,  $f_2$ , as function of  $y$  for several values of the scaling parameter,  $\bar{W}_0$ . The dotted curve corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.1$ , the dashed curve corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.2$  and the solid one corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.3$ .

and

$$\gamma(k) = \left[ \frac{3}{64\pi} \frac{n_e}{\lambda v_t^2} \frac{c^2}{\omega_p^2} k^2 + p \frac{3\sqrt{25}}{5} \lambda v_t k^2 \int_0^\infty y^{\theta/4} G(y, k\lambda) f_2 dy \right] / D, \quad (7)$$

where  $D = \int_0^\infty y^3 F(y, k\lambda) \frac{\partial f_0}{\partial y} dy$  and  $v_t = \sqrt{T/m_e}$  is the electron thermal velocity.

The functions  $F$  and  $G$  are calculated with a precision better than 5% using numerical fits of the continued fractions [16], so:

$$F = \left[ \left( 1 + \left( \frac{\alpha}{\delta} \right)^2 \right)^{-1/2} \right] / 2$$

and

$$G = 2(1 + \alpha^2 \theta) / [3(1 + \alpha^2 \beta)(1 + 2F)],$$

where  $\alpha = 8k\lambda y^2$ ,  $\delta = 3\pi/2$ ,  $\theta = 30\beta/\delta^2$  and  $\beta = (5\delta^2 252 - 3/4) / (\delta^2 - 30)$ .

$p = -1$  for the linearly laser polarized laser pulse and  $p = +2$  for the circularly laser polarized pulse. The first term in the right hand side of the Eq. (7) corresponds to the attenuation of the wave and the second term corresponds to the Weibel source.

The growth rate of the most unstable Weibel mode and its group velocity are computed from this relation as:

$$\gamma_{\max} = \frac{2^{15/4}}{3^{3/2}} \frac{v_t^{5/2}}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_p}{\sqrt{n_e}} \frac{c}{c} \frac{\left[ \int_0^\infty \sqrt{y} f_2 dy \right]^{3/2}}{\int_0^\infty f_0 dy}, \quad (8)$$

$$v_g = \frac{v_t}{\sqrt{2}} \frac{\int_0^\infty \sqrt{y} f_1 dy}{\int_0^\infty f_0 dy}. \quad (9)$$

By considering the explicit expressions of  $f_1$  (Eq. (4)) and  $f_2$  (Eq. (5)), the above equations can be written as functions

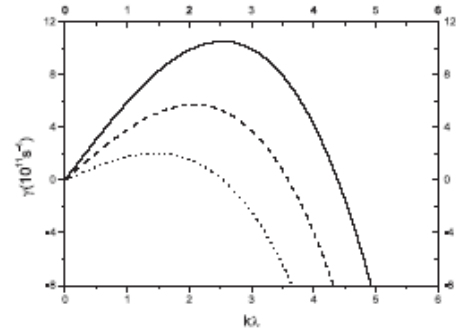


Fig. 2 Weibel instability growth rate spectrum:  $\gamma(k, \lambda)$ .  $k$  is the wave number of the Weibel mode and  $\lambda$  is the mean free path of the electron. The dotted curve corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.01$ , the dashed one corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.02$  and the solid one corresponds to  $\bar{W}_0 = 0.03$ .  $T = 1$  keV and  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

of the scaling parameter,  $\bar{W}_0$ , so:

$$\frac{\gamma_{\max}}{10^{11} \text{ s}^{-1}} = 4.416 \times 10^3 \sqrt{\frac{T_\perp}{\text{keV}}} \sqrt{\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}} \times \frac{\bar{W}_0^{3/2}}{(1 + \bar{W}_0)^{-1/4} + \frac{1}{3} \bar{W}_0 (1 + \bar{W}_0)^{-3/4}}, \quad (10)$$

$$v_g = 0. \quad (11)$$

Numerical analysis of this set of Eqs. (1)–(11) permits to analyze the Weibel instability due to the laser pulse field in the laser fusion plasma corona.

Because  $v_g \sim f_1 = 0$ , the excited Weibel modes by this mechanism are not convective. However, other Weibel sources, such as those due to temperature and density gradients in the corona, can contribute to the convection of these modes. We present, on Fig. 2, the Weibel instability growth rate spectrum  $\gamma(k, \lambda)$ , where  $k$  is the Weibel mode

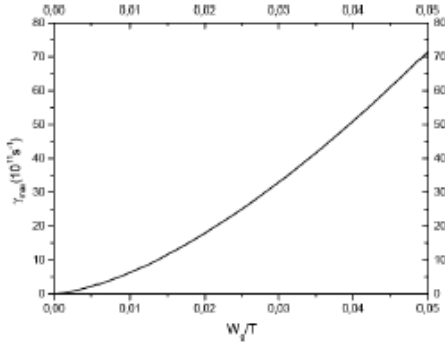


Fig. 3  $\gamma_{\max}$  as function of the scaling parameter,  $\bar{W}_O = \frac{\bar{\omega}_O}{T}$ ,  $T_e = 1$  keV and  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

wave number and  $\lambda$  is the electron mean free path. We also present, in Fig. 3, the most unstable Weibel mode,  $\gamma_{\max}$ , as a function of the scaling parameter,  $\bar{W}_O$ . These figures show that the unstable Weibel modes are non collisionals,  $k\lambda > 1$ . The growth rate of the most unstable Weibel mode (Eq. (10)) is  $\gamma_{\max} \geq 10^{11} \text{ s}^{-1}$  in the vicinity of the critical layer,  $\omega_p = \omega_L$ . We point out that the growth rate calculated in this model yields back results of the Fokker-Planck simulations especially for low values of the scaling factor:  $\bar{W}_O \ll 1$ .

#### 4. Scaling Laws

In the inertial target fusion experiments, the created plasma parameters are linked to the parameters of the incident laser pulse to the target. In Ref. [17], a scaling law of the electron temperature is established. This law is obtained by computation of the energy stock in the critical layer, so:

$$\frac{T_{ec}}{\text{keV}} = 4,3 \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{4/3}, \quad (12)$$

where  $T_{ec}$ ,  $I_a$  and  $\lambda_L$  are the electron temperature in the critical layer, the absorbed laser intensity and the laser wave length, respectively.

This Eq. (12) corresponds to the thermal energy indirectly deposited by different absorption mechanisms which are the inverse bremsstrahlung absorption, the resonance absorption and the anomalous absorption. We point out that the heating via these absorption mechanisms is isotropic.

However, the electron quiver energy in the laser electric field (Eq. (2)) corresponds to the direct effect of the laser pulse on the plasma electrons (direct heating). It is an anisotropic heating in the direction of the laser electric field.

In the laser inertial fusion experiments, the indirect heating is important compared to the direct heating due to the electron quiver energy in the laser electric field. This is justified by the fact that the electron temperature,  $T \sim$

keV, is largely greater than the photon energy,  $\hbar\omega_L \sim \text{eV}$ :  $T \gg \hbar\omega_L$ .

The electron density in the critical layer,  $n_c$ , is given by:

$$\frac{n_c}{\text{cm}^{-3}} = 1.1 \times 10^{21} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{-2}. \quad (13)$$

The collision frequency in the critical layer is given by the temperature,  $T_e$ , the density,  $n_e$ , and the plasma ionization number,  $Z$ , as:

$$\frac{\nu_c}{\text{s}^{-1}} = 3.4 \times 10^{-9} (Z+1) \frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \left( \frac{T_e}{\text{keV}} \right)^{-3/2} \ln \Lambda. \quad (14)$$

$\ln \Lambda$  means the Coulomb logarithm. In the case of the laser fusion plasma,  $\ln \Lambda \approx 10$ .

By taking into account the Eqs. (13), (14), the collision frequency in the critical layer for an isothermal corona can be expressed as a function of the laser parameters as:

$$\nu_c (\text{s}^{-1}) \approx 4.2 \times 10^{11} (Z+1) \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-4}, \quad (15)$$

$$\frac{\nu_c}{\omega_L} \approx 2.2 \times 10^{-5} (Z+1) \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-3}. \quad (16)$$

This equation shows that the collisions are efficient at shorter laser wavelength.

The scaling parameter (Eq. (2)) is given by:

$$\begin{aligned} \bar{W}_O &= 2.16 \times 10^{-3} \left( \frac{I}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right) \\ &\times \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{-2/3} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{2/3} \\ &\times \left[ 1 - 5 \times 10^{10} (Z+1)^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{-2} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{-6} \right], \end{aligned} \quad (17)$$

$I_a = A I_L$ , where  $I_L$  is the laser pulse intensity and  $A$  is the absorption coefficient.

The absorption coefficient [8, 9] due to the inverse bremsstrahlung mechanism, for a linear density spatial profile, is obtained in the WKB approximation by:

$$A_{\text{IB}} = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15} \frac{v_t L_n}{c \lambda}\right). \quad (18)$$

$L_n = \left| \frac{\nabla n_e}{n_e} \right|^{-1}$  is the density gradient length.

In the case where we can consider a monodimensional corona expansion, the density profile is characterized by a density gradient length proportional to the expansion velocity and to the laser pulse duration,  $\tau$ , so:

$L_n \approx C_S \tau$ , where  $C_S = \sqrt{\frac{Z T_e}{m_i}}$  is the sound speed in the coronal plasma.  $m_i$  means the ion mass.

Using Eq. (12),  $L_n$  can be given by the following scale law:

$$\frac{L_n}{\mu\text{m}} \approx 9.4 \times 10^{11} \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{2/3} \frac{\tau}{\text{s}}. \quad (19)$$

The inverse bremsstrahlung absorption is then expressed as:

$$A_{\text{IB}} \approx 1 - \exp \left[ -5.51 \times 10^2 \left( \frac{I_a}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{2/3} \times \left( \frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right)^{4/3} \frac{\tau}{\text{ns}} \right]. \quad (20)$$

Other mechanisms participate to the absorption of the laser energy in the corona; namely the resonance absorption mechanism in the vicinity of the critical layer. Subsequently, the effective absorption be greater than that due to the inverse bremsstrahlung mechanism (Eq. (20)),  $A > A_{\text{IB}}$ . Then, in the laser fusion experiments using nanosecond laser pulses with laser wavelength  $\lambda_L \leq$  micrometer, we can consider in a good approximation that the laser pulse energy is totally absorbed with  $I_a = I_L$  and  $A = 1$ .

It is important to express the local laser intensity, as a function of the laser pulse parameters. The spatial evolution, in the corona, of the laser electric field magnitude,  $E_0(x)$ , in the case of a linear density profile is given by the Ai Airy function [8, 9, 14], hence:

$$E_0(x) = 2\sqrt{\pi} \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{1/6} E_v \text{Ai}(\xi) \exp \left( -\frac{\partial_c(x)}{\omega_L} \right), \quad (21)$$

where  $E_v$  is the laser electric field magnitude in the interface vacuum-plasma ( $x = L_n$ ), and  $\xi = \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{2/6} \left( \frac{x}{L_n} + i \frac{\partial_c(x)}{\omega_L} \right)$  is a dimensionless spatial coordinate.

The laser intensity in the critical layer,  $x = 0$ , is given by:

$$I_c = 4\pi \left( \frac{\omega_L L_n}{c} \right)^{2/6} I_v \text{Ai}^2(0) \exp \left( -\frac{2\partial_c(0)}{\omega_L} \right). \quad (22)$$

By taking into account the Eqs. (15), (16), (19), the laser intensity in the critical layer can be expressed as:

$$\begin{aligned} \frac{I_c}{10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}} &= 2.8 \times 10^4 \frac{I_v}{10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}} \left( \frac{I_a}{10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}} \right)^{1/9} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{-1/9} \left( \frac{\tau}{\text{s}} \right)^{1/3} \\ &\times \exp \left[ -4.4 \times 10^{-5} (Z+1) \left( \frac{I_a}{10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}} \right)^{-1} \left( \frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^{-3} \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

The Eqs. (10), (12), (13), (17) allow us to establish a scaling law for the growth rate of the most unstable Weibel mode in the critical layer as:

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{max}} &= 1.4 \times (2 - A - 2\sqrt{1-A})^{3/2} A^{-1/2} I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2} \\ &\times \exp \left[ -6.6 \times 10^{-5} (Z+1) A^{-1} I_L^{-1} \lambda_L^{-3} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

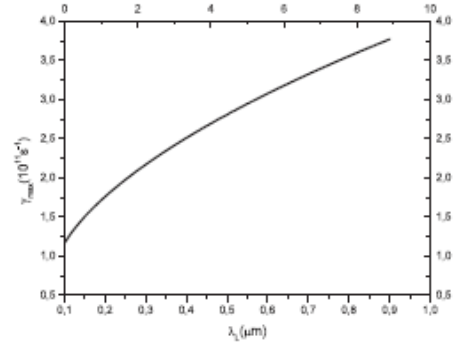


Fig. 4  $\gamma_{\text{max}}$  as function of the laser wavelength,  $\lambda_L$ .  $\tau = 1 \mu\text{s}$ ,  $Z = 10$  and  $I_L = 10^{15} \text{ W/cm}^2$

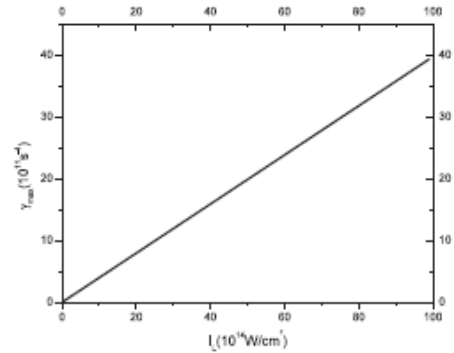


Fig. 5  $\gamma_{\text{max}}$  as function of the laser intensity,  $I_L$ .  $\tau = 1 \text{ ns}$ ,  $Z = 10$  and  $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$

Here  $I_L$  is the laser pulse intensity and  $A$  is the absorption coefficient. With the intention of  $I_v = (2 - A - 2\sqrt{1-A})I_L$ . Note that  $I_L$  in  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda_L$  in  $\mu\text{m}$  and  $\gamma_{\text{max}}$  in  $10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

We have presented on the Fig. 4 the  $\gamma_{\text{max}}$  as a function of the laser pulse intensity,  $I_L$ , and, on the Fig. 5, we have presented the  $\gamma_{\text{max}}$  as function of the laser wavelength,  $\lambda_L$ .

In the case of the total absorption,  $A = 1$ , the above expression is simplified as:

$$\gamma_{\text{max}} = 1.4 I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2} \exp \left[ -6.6 \times 10^{-5} (Z+1) I_L^{-1} \lambda_L^{-3} \right]. \quad (25)$$

We point out from this that  $\gamma_{\text{max}} \sim I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2}$ . This corresponds to the results of the Ref. [6] using the Fokker-Planck theory. It is in good agreement with the laser fusion experiments which show a relatively stability for the short laser pulse such as in fast ignition experiments using the femto laser pulses. The resulting scaling laws permit to optimize the laser parameters using in the fusion experiments in order to minimize the energy losses due to the Weibel instability.

## 5. Conclusion

In the present work, the Weibel instability is studied in the corona of the laser fusion plasma through a theoretical model. The unperturbed electronic distribution function is supposed to be a local bi-Maxwellian. The theoretical model presented in this paper show highly unstable Weibel modes in the vicinity of the critical layer:  $\gamma_{\max} > 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .

Practical scaling laws are established for the instability parameters. The growth rate of the most unstable Weibel mode,  $\gamma_{\max}$ , is proportional to  $I_L \lambda_L^{1/2} \tau^{1/2}$ . The results of this paper are in good agreement with the results of the Ref. [6] founded in the frame of the kinetic Fokker-Planck theory. Also the dependence of  $\gamma_{\max}$  on  $\tau^{1/2}$  is in agreement with the laser fusion experiments. The instability is then reduced when the used laser pulse is shorter like in fast ignition schemes.

The saturation of the Weibel instability by the nonlinear effects and generated magnetic field is not studied in this paper.

We expect that the theoretical study presented on this paper permits to optimize the laser pulse parameters in order to have minimum energy losses in the laser fusion experiments.

- [1] E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959).
- [2] O. Nobuhiro and H. Makoto, J. Korean Astro. Soc. 37, 547 (2004).
- [3] B. Shokri and M. Ghorbanalili, Phys. Plasmas 11, 5398 (2004).
- [4] J.M. Wallace and E.M. Epperlein, Phys. Fluids B 3, 1579 (1991).
- [5] A. Ramani and J. Laval, Phys. Fluids 28, 980 (1978).
- [6] K. Bendib, A. Bendib and A. Sid, Laser Part. Beams 16, 423 (1998).
- [7] A. Bendib, K. Bendib and A. Sid, Phys. Rev. E 55, 7522 (1997).
- [8] H. Hora, *Laser Plasma and Nuclear Energy* (New York Plenum Press, 1975).
- [9] L. Ginsburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Cordon and Breach, N. Y., 1960).
- [10] A. Sid, Phys. Plasmas 10, 214 (2003).
- [11] S.I. Braginski, in *Reviews of Plasmas Physics* (M.A. Leonvitch, Consultant Bureau, N. Y. 1985, Vol. 1).
- [12] V.P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).
- [13] A. Bruce Langdon, Phys. Rev. Lett. 44, 575 (1980).
- [14] M. Abramowitz and I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1965).
- [15] J.M. Wallace, *et al.*, Phys. Fluids 30, 4, 1085 (1987).
- [16] J.P. Matte, A. Bendib and J.F. Luciani, Phys. Rev. Lett. 58, 2067 (1987).
- [17] R. Fabro, C.F. Max and E. Fabre, Phys. Fluids 28, 1463 (1985).



**ABREVIATION**

**EBIS** : *Electron Beam Ion Source*

**ECR** : *Electron Cyclotron Résonance Ion Source*

**EFI** : *Energie de Fusion Inertielle*

**CERN** : *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

**FCI** : *Fusion par Confinement Inertiel*

**FCM** : *Fusion par Confinement Magnétique*

**GANIL** : *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*

**ITER**: *International Thermonuclear Experimental Reactor : projet international rassemblant l'Union Européenne, le Canada, le Japon, la Fédération de Russie, Les Etats-Unis, la Chine et la Corée.*

**IRT** : *Instabilité de Rayleigh-Taylor*

**ITEP** : *Institut for Theoretical and Experimental Physics (Russie)*

**LLNL** : *Lawrence Livermore National Laboratory*

**LMJ** : *Laser MégaJoule*

**MHD** :

**NRL** : *National Research Laboratory*

**SIL** : *Sources d'Ions Laser*

**Tokamak** : *Tokamak est l'acronyme de l'expression Russe "TOroidalnaya KAmara i MAgnitnaya Katushka" signifiant "chambre torique et bobines magnétiques".*

**UHI** : *Ultra-Haute Intensité*

**VNL** : *Virtual National Laboratory*

في الاندماج النووي الحراري بالقصور الذاتي (ا.ن.ح) ، نشع السطح الخارجي للمدفع الذي يحتوي وقود نووي حراري مكون من خليط من الديوتريوم و التريتيوم . على أثر سقوط العزم الإشعاعية على الطبقات الخارجية للمدفع فان هذه الأخيرة وعلى الفور تتبخر مشكلة بلازما متأينة تماما و ساخنة. هذه البلازما تتعرض لتوسع سريع في الفضاء مما يؤدي إلى موجة صدمية تنتشر نحو قلب المدفع.

الفكرة الأساسية من ا.ن.ح هو أن ينفجر الوقود النووي الحراري في قلب المدفع وذلك تحت تأثير الموجة الصدمية الناتجة. حيث تصل الكثافة ودرجة الحرارة إلى القيم اللازمة لتفاعل الإندماج النووي.

القيمة اللازمة للكثافة السطحية للوقود النووي الحراري تتجاوز  $0.2 \text{ جم/سم}^2$  وهي قيمة عالية يلزم لتحقيقها حزم إشعاعية بطاقة من رتبة الميغا جول مما يطرح مشا كل تقنية واقتصادية أيضا

واحدة من المقترحات التي تبدو الآن هي وضع جيد لتحل العديد من المشاكل المتعلقة أساسا بكفاءة استخدام الطاقة في الاندماج بالقصور الذاتي هي استخدام حزم عالية الطاقة من الأيونات الثقيلة لضغط مدفع ممغنط أسطوانتي يحتوي على الوقود النووي الحراري وهو ما يمثل موضوع هذه الأطروحة في هذه الأطروحة تم عرض الظواهر الفيزيائية والمسائل التكنولوجية المتعلقة بالموضوع مع مساهمة علمية متمثلة في:

- ✓ اقترحنا نموذج ثلاثي السوائل لوصف التفجير الذي يبدأ في مركز المدفع ثم ينتقل إلى ما تبقى من الوقود. هذا نموذج يأخذ بعين الاعتبار تأثير شاشة ديبياي وحبس جسيمات ألفا والبلازما الناتج عن الحقل المغنطيسي المطبق.
- ✓ كما قدمنا دراسة مقارنة بين حالة عدم الاستقرار في البلازما التي يتم إنشاؤها بواسطة الليزر وتلك التي يتم إنشاؤها بواسطة الأيونات الثقيلة.

**الكلمات المفتاحية :** الاندماج النووي الحراري ، الحبس بالقصور الذاتي ، مدفع أسطوانتي ممغنط، الأيونات الثقيلة ، البلازما ، عدم الاستقرار

## **Abstract.**

In the inertial confinement fusion (ICF) experiments, we irradiate the external surface of a micro target containing the D-T mixture thermonuclear fuel.

Upon the impact of the incident beam with the target, the outer layers of the target are instantaneously evaporated as fully ionized hot plasma. This plasma undergoes a rapid expansion in space leading to a shock wave that propagates toward the center of the target.

The basic idea of the ICF is to implode and heat the thermonuclear fuel at the center of the target by effect of the generated shock wave. The density and temperature reach then the request values for the fusion reaction burn. In the case of D-T mixture, the fuel density must achieved  $0.2\text{g/cm}^2$  which is enormous and necessitates driver energy of order of Giga joule per pulse. This set technical and economic problems.

In order to resolve these problems and reduced the demanded density, one of the proposals that seems now well positioned is using heavy ions beams to irradiated cylindrical magnetized targets which corresponds to the topic of the present thesis.

In this thesis we have presented several physical phenomena and technical problems binding on the thesis topic.

Our scientific contribution consists:

- ✓ build up of a three-fluid model for describe the detonation of the fusion reaction, started at the center of the target, to the rest of the thermonuclear fuel. This model takes into account the effect of the Debye screen and the confinement of alpha particles and plasma produced by the applied magnetic field.
- ✓ We have presented a comparative study between the Weibel instability in plasmas created by laser and those created by heavy ions.

**Keywords:** thermonuclear fusion, inertial confinement, magnetized cylindrical target, heavy ions beams, plasma, instabilities.

## Résumé

Dans les expériences de la fusion par confinement inertielle (FCI), on irradie par des faisceaux énergétiques la surface externe d'une micro-cible contenant du combustible thermonucléaire formé par un mélange de deutérium et de tritium.

Lors de l'impact du faisceau incident avec la cible, les couches externes de cette dernière sont instantanément transformées en un plasma chaud complètement ionisé. Ce plasma subit une expansion rapide dans le vide conduisant par inertie à une onde de choc qui se propage vers le centre de la cible.

L'idée de base de FCI est de faire imploser le combustible thermonucléaire se trouvant au centre de la cible sous l'effet de cette onde de choc générée. La densité et la température atteignent ainsi les valeurs nécessaires pour l'amorçage des réactions de fusion. Dans le cas de mélange D-T, la densité surfacique du combustible doit dépasser la valeur seuil de  $0.2 \text{ g/cm}^2$  ce qui est énorme et nécessite une énergie de driver de l'ordre de Méga Joule par impulsion. Ceci pose des problèmes technologique et même économique.

Dans le but de résoudre ces problèmes posés et de réduire la densité d'allumage du combustible, une méthode qui apparaît actuellement bien positionnée est récemment proposée. Il s'agit de l'implosion d'une cible cylindrique magnétisée par un faisceau énergétique d'ions lourds ce qui est le thème de cette thèse.

Dans ce travail, nous avons présenté les différents phénomènes physiques et différents problèmes technologiques en relation avec le thème de la thèse.

Notre contribution scientifique consiste à :

- ✓ Construire un modèle à trois fluides pour décrire la détonation de la réaction de fusion, amorcée au centre de la cible vers le reste du combustible. Ce modèle tient compte de l'effet de l'écran de Debye sur le taux de réaction de fusion thermonucléaire ainsi que le confinement du plasma et des particules alpha par le champ magnétique appliqué.
- ✓ Présenter une étude comparative de Weibel excité dans le cas de la fusion par ions lourds et dans le cas de la fusion par laser.

**Mots-clés** : fusion thermonucléaire, confinement inertiel, cible cylindrique magnétisée, ions lourds, plasma, instabilités.

**LISTE DES TABLEAUX**

*Table I.1 Paramètres de Confinement dans FCM et FCI.*

*Table II.1 Paramètres du HIDIF pour deux convertisseurs cible de référence.*

*Tableau III.1 Principales installations laser ; nF = nombre de faisceaux ;*

*AD = Attaque directe ; AI = Attaque indirecte ; AR = Allumage rapide.*

**LISTE DES FIGURES**

*Figure I.1 Schéma de la densité critique formée lorsqu'un laser interagit avec la cible.*

*Figure I.2 Schéma de l'attaque directe.*

*Figure I.3 Les paramètres R et  $\Delta R$  pour la définition du rapport d'aspect.*

*Figure I.4 Sections efficaces des principales réactions de fusion.*

*Figure I.5 Vue schématique d'un Tokamak.*

*Figure I.6 Principe de la fusion par confinement inertielle.*

*Figure I.7 Schéma de l'attaque directe.*

*Figure I.8 Schéma de l'attaque indirecte.*

*Figure I.9 Schéma allumeur rapide*

*a) compression classique; b) creusement d'un canal dans le plasma; c) génération des électrons rapides qui traversent le plasma sur-critique*

*Figure I.10 Phénoménologie de l'implosion.*

*Figure I.11 Schéma de fusion induite par laser. La sphère de D-T interagit avec les faisceaux lasers et se vaporise superficiellement. Par réaction, la couronne comprime le cœur central.*

*Figure II.1 Instabilité faisceau-plasma. Courbes de stabilité-instabilité de Penrose pour diverses valeurs de  $N = \frac{n_p}{n_b}$ . Divers régimes d'instabilité physiquement différents apparaissent.*

*Figure II.2 Système faisceau-plasma avec élargissements thermiques faibles. Instabilité quasi hydrodynamique (proche du modèle des plasmas froids).*

*Figure II.3 Faisceau chaud-plasma froid ; instabilité cinétique.*

*Figure II.4 Périodes de développement d'instabilités hydrodynamiques et corruption du point chaud.*

*Figure II.5 Schéma de la diminution de la surface du point chaud par auto-chauffage du aux fuites des particules  $\alpha$  avant terme.*

*Figure II.6 La fonction de distribution isotrope en fonction de  $y$  pour diverses valeurs du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0$ .*

*La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.1$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.2$  et la courbe pleine correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.3$*

*Figure II.7 la deuxième fonction de distribution d'anisotropie,  $f_2$  en fonction de  $y$  pour diverses valeurs du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0$ .*

*La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.1$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.2$  et la courbe pleine correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.3$*

*Figure II.8 Le spectre du taux de croissance,  $\gamma(k\lambda)$ .  $k$  est le nombre d'onde du mode Weibel et  $\lambda$  est le libre parcours moyen de l'électron.*

*La courbe en point correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.01$ , la courbe en tirets correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.02$  et la courbe plein correspond à  $\widetilde{W}_0 = 0.03$ .*

*$T = 1 \text{ KeV}$  et  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$*

*Figure II.9  $\gamma_{\max}$  en fonction du paramètre d'échelle,  $\widetilde{W}_0 = \frac{W_0}{T}$ .*

*$T_e = 1 \text{ KeV}$  et  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$*

*Figure II.10  $\gamma_{\max}$  en fonction de la longueur d'onde laser,  $\lambda_L$ .*

$\tau = 1\mu\text{m}$ ,  $Z = 10$  et  $I_L = 10^{15}\text{W}/\text{cm}^3$

Figure II.11  $\gamma_{\text{max}}$  en fonction de l'intensité laser,  $I_L$ .

$\tau = 1\text{ns}$ ,  $Z = 10$  et  $\lambda_L = 1\mu\text{m}$

Figure III.1 Parcours des ions dans la matière.

Figure IV.1 Le taux de réaction de fusion en fonction de la température du combustible

La courbe en rouge correspond au cas relativiste avec un potentiel écranté

La courbe en noir correspond au cas non relativiste et un potentiel non écranté

Figure IV.2 Fraction de l'énergie de la particule alpha absorbée en fonction du rayon du cylindre contenant le combustible pour diverses valeurs du champ magnétique appliqué

Le rayon est normalisé par rapport au libre parcours moyen de la particule alpha :  $\bar{R} = \frac{R}{l_\alpha}$

Le champ magnétique est normalisé comme :  $\bar{B} = B$

Courbe en noir  $\bar{B} = 0$

Courbe en rouge  $\bar{B} = 3$

Courbe en vert  $\bar{B} = 5$

Courbe en bleu  $\bar{B} = 7$

Courbe en jaune :  $\bar{B} = 10$