

CEA-R-5988



COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE

Gestion INIS
Doc. Enreg. le 21/5/2007
N° TRNFR 90 2453

A2000527



FR0202453

**PHYSIQUE DES PLASMAS THERMONUCLÉAIRES :
LA FUSION PAR CONFINEMENT INERTIEL**

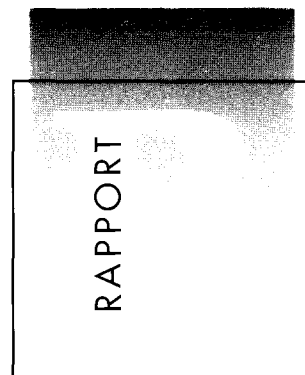
par

Charles BAYER, Denis JURASZEK

CEA/DAM - ILE-DE-FRANCE

CEA/DAM - DIRECTION ILE-DE-FRANCE

DÉPARTEMENT DE CONCEPTION ET RÉALISATION
DES EXPÉRIMENTATIONS



DIRECTION DES TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION

**RAPPORT
CEA-R-5988**

PHYSIQUE DES PLASMAS THERMONUCLEAIRES : LA FUSION PAR CONFINEMENT INERTIEL

Résumé - La fusion par confinement inertiel est une voie possible pour la fusion thermonucléaire. Elle consiste à comprimer et à chauffer à des niveaux suffisants pour qu'il puisse s'enflammer et brûler un milieu fusible emprisonné dans une petite bille. Il peut alors dégager une énergie thermonucléaire beaucoup plus élevée que celle qui a permis de le mettre en condition. Le processus de compression fait appel à de nombreux phénomènes physiques complexes, que l'on peut appréhender à partir de modèles analytiques simples.

Après avoir calculé les conditions que doit remplir le milieu fusible pour s'enflammer, on montre que l'on peut atteindre des gains élevés, si seulement une petite partie du combustible est portée aux conditions d'allumage. C'est le modèle d'allumage par point chaud. On présente ensuite la physique des chocs forts, en montrant l'intérêt d'une compression isentropique pour atteindre des densités aussi élevées que celles requises par l'allumage. On montre que le processus d'ablation permet de générer des pressions très élevées qui mettent en vitesse la cible avec une phénoménologie qui peut être approchée par le modèle de la fusée. On décrit les principaux paramètres qui doivent être contrôlés durant la compression : la symétrie de l'éclairement, la stabilité hydrodynamique et dans le cas du laser les problèmes dus à l'interaction des ondes EM avec le plasma.

On présente deux schémas expérimentaux : la mise en condition du milieu fusible par l'attaque indirecte qui utilise le rayonnement X produit dans une cavité, et le concept d'allumeur rapide qui utilise un laser annexe ultra court pour la formation du point chaud. On termine en évoquant le projet Laser MégaJoule qui doit être construit près de Bordeaux et qui permettra d'atteindre la combustion d'un mélange équimolaire de Deutérium et de Tritium en dégageant une énergie thermonucléaire dix fois supérieure à celle du laser.

2001 – Commissariat à l'Énergie Atomique - France

THERMONUCLEAR PLASMA PHYSIC : INERTIAL CONFINEMENT FUSION

Summary – Inertial Confinement Fusion (ICF) is an approach to thermonuclear fusion in which the fuel contained in a spherical capsule is strongly compressed and heated to achieve ignition and burn. The released thermonuclear energy can be much higher than the driver energy, making energetic applications attractive. Many complex physical phenomena are involved by the compression process, but it is possible to use simple analytical models to analyze the main critical points.

We first determine the conditions to obtain fuel ignition. High thermonuclear gains are achieved if only a small fraction of the fuel called hot spot is used to trigger burn in the main fuel compressed on a low isentrope. A simple hot spot model will be described. The high pressure needed to drive the capsule compression are obtained by the ablation process. A simple Rocket model describe the main features of the implosion phase. Several parameters have to be controlled during the compression : irradiation symmetry, hydrodynamical stability and when the driver is a laser, the problems arising from interaction of the EM wave with the plasma.

Two different schemes are examined : Indirect Drive which uses X-ray generated in a cavity to drive the implosion and the Fast Ignitor concept using a ultra intense laser beam to create the hot spot. At the end we present the Laser Megajoule (LMJ) project. LMJ is scaled to a thermonuclear gain of the order of ten.

2001 – Commissariat à l'Énergie Atomique - France

- Rapport CEA-R-5988 -

CEA/DAM – Direction Ile-de-France
Département de Conception et Réalisation des Expérimentations

PHYSIQUE DES PLASMAS THERMONUCLÉAIRES :
LA FUSION PAR CONFINEMENT INERTIEL

par

Charles BAYER, Denis JURASZEK

- Septembre 2001 -



PHYSIQUE DES PLASMAS THERMONUCLEAIRES

Fusion par Confinement Inertiel

DEA de Physique des Plasmas
(Orsay)

Cycle de conférences présentées par
C. Bayer et D. Juraszek

Commissariat à l'Énergie Atomique
DAM - Ile de France

PLAN

| | |
|--|-----------|
| INTRODUCTION | 5 |
| Les Principes de la FCI | |
| 1- La Fusion Thermonucléaire : FCM et FCI | 6 |
| 2- Le combustible : le deutérium D- tritium T | 7 |
| 3- Temps de confinement d'une sphère de DT | 7 |
| 4- Energie thermonucléaire dégagée par les réactions de fusion | 8 |
| Puissance thermonucléaire | 9 |
| Energie dégagée | 9 |
| 5- La notion de masse surfacique ρR | 9 |
| 6- L'énergie thermonucléaire exprimée en fonction de ρR | 10 |
| 7- Gain du DT | 11 |
| 8- La notion de gain pour la FCI : le gain cible | 12 |
| Ordres de grandeur | 13 |
| | |
| Partie 1 : ALLUMAGE | 14 |
| 1- Rappel des notions de base : équation d'état | 15 |
| 1-1 Equation d'état des gaz parfaits | 15 |
| 1-2 Equation de Fermi | 16 |
| 2- Les conditions d'allumage : généralités et définitions | 18 |
| 3- Puissance apportée au milieu fusible | 19 |
| 3-1 Travail des forces extérieures | 19 |
| 3-2 Dépôt des produits de fusion | 20 |
| 4- Puissance perdue par le milieu fusible | 21 |
| 4-1 Les pertes radiatives du milieu fusible | 21 |
| 4-2 Les pertes par conduction électronique | 22 |
| 5 Calcul des conditions d'allumage | 22 |
| | |
| Partie 2 : COMBUSTION | 24 |
| Modèle du point chaud central | 24 |
| 1- Gain cible : limitation du gain pour une sphère homogène | 25 |
| 2- Description du milieu fusible | 25 |
| 3- Le modèle Isobare généralisé | 26 |
| 4- Courbe de gain iso-densité | 27 |
| 4-1 L'énergie totale investie dans le DT | 27 |
| 4-2 Calcul des caractéristiques du DT | 27 |
| 4-3 Courbe de gain | 28 |
| 5- Application numérique | 30 |
| | |
| Partie 3 : Compression par implosion | 31 |
| 1- Position du problème | 32 |
| 2- Mise en vitesse de la coquille - processus d'ablation | 33 |
| 2-1 Ordres de grandeurs | 33 |
| 2-2 Notion d'onde de choc | 34 |
| 2-3 Le processus d'ablation | 36 |
| 2-4 Mise en vitesse d'une feuille mince- le modèle de la fusée | 37 |
| 2-5 Evaluation du rendement hydrodynamique | 38 |
| 2-6 Généralisation du modèle de la fusée à une coquille sphérique - notion de rapport d'aspect en vol | 39 |
| 3- Compression isentropique | 41 |
| 3-1 Nécessité de mise en forme de la loi de poussée | 41 |
| 3-2 Un modèle idéal de compression isentropique | 42 |
| 4- Propriétés d'invariance par homothétie | 44 |
| | |
| Partie 4 : Facteurs limitatifs | 45 |
| 1- Position du problème : résumé des épisodes précédents | 46 |

| | |
|--|-----------|
| 2 - Symétrie de l'implosion et instabilités hydrodynamiques | 46 |
| 2-1 Symétrie d'éclairement et rapport de convergence | 46 |
| 2-2 Les instabilités hydrodynamiques | 47 |
| 2-3 Limitations induites par les instabilités hydrodynamiques | 50 |
| 3 - Les différentes approches de la FCI et les instabilités hydrodynamiques | 53 |
| 4- Les limitations induites par les problèmes d'interaction faisceaux-plasma | 53 |
| Partie 5 : Des concepts expérimentaux | 55 |
| 1- L'attaque indirecte | 56 |
| 1-1- Introduction | 56 |
| 1-2- Rappels : notion de corps noir, notion d'albédo | 56 |
| 1-3- Conversion de l'énergie source en rayonnement X | 57 |
| 1-4- Lois d'échelle pour l'ablation | 58 |
| 1-5- Quelques notions sur la physique de la cavité | 58 |
| 1-6- Evaluation du rendement de couplage | 59 |
| 1-7- A propos de la symétrie d'éclairement de la capsule | 59 |
| 2- L'allumeur rapide | 60 |
| 2-1- Le concept de l'allumeur rapide (fast ignitor) | 60 |
| 2-2- Mode de chauffage du point chaud dans le cadre du schéma d'allumage rapide | 60 |
| 2-3 Intérêts du schéma par allumage rapide : | 62 |
| 2-4 Conclusion | 62 |
| Partie 6 : Les machines de démonstration : Le projet Laser MégaJoule (LMJ) | 63 |
| 1- Des débuts de la FCI aux machines actuelles. | 64 |
| 1-1 Le développement de la Fusion par Confinement Inertiel est lié aux lasers de puissance | 64 |
| 1-2 La Fusion par Confinement Inertiel en France | 64 |
| 1-3 La FCI dans le monde | 65 |
| 1-4 Les autres vecteurs d'énergie : Les faisceaux de particules | 66 |
| 1-5 L'évolution comparée de la FCM et de la FCI | 66 |
| 2- Démontrer le principe de la production d'énergie par fusion inertielle : le projet LMJ | 67 |
| 2-1 Les deux grands projets de fusion par confinement inertielle par laser | 67 |
| 2-2 Le Projet LMJ : 1,8 MJ - 600 TW | 68 |
| 3- Vers le réacteur : l'énergie de fusion inertielle (EFI) | 73 |
| 3-1- Attaque directe | 73 |
| 3-2- Attaque indirecte | 74 |
| 3-3- Dimensionnement pour un réacteur | 74 |

Bibliographie

Ce cours s'inspire des ouvrages et articles suivants, auxquels le lecteur pourra se reporter pour approfondir certains sujets :

- 1 - *La Fusion Thermonucléaire Inertielle par laser*, édité par R. Dautray et J.P. Watteau (Eyrolles 1993) - 2^e partie
- 2 - *Inertial Confinement Fusion*, J. Duderstadt et G. Moses. (John Wiley & sons Publication)
- 3 - *Nuckolls et all. Nature 239, 139 du 15 Septembre 1972*
- 4 - *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain - J. Lindl - Phys. Plasma 2 (11), Novembre 1995.*

Unités

Pour les deux premières parties, et par défaut, les formules sont données en CGS.

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

INTRODUCTION

Les Principes de la FCI

1- La Fusion Thermonucléaire : FCM et FCI

Un plasma thermonucléaire est caractérisé par deux paramètres fondamentaux :

- La température ionique du plasma T_i ,

- Le "confinement" mesuré par le produit $n\tau$ entre la densité des ions "n" et le temps de vie du plasma " τ ".

Dans un plasma à l'équilibre thermique, pour un mélange de deutérium tritium, l'équilibre entre les pertes et les sources conduit à une relation du type :

$$n \cdot \tau = a / \langle \sigma v \rangle$$

où $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction du DT qui ne dépend que de la température ionique du plasma. Cette température doit être supérieure à la température de Post égale à environ 50MK pour un mélange équimolaire de deutérium tritium. Pour une température des ions de 100MK, le produit $n\tau$ doit être de l'ordre de quelques $10^{14} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour que l'énergie dégagée par les réactions de fusion devienne supérieure à l'énergie interne du plasma.

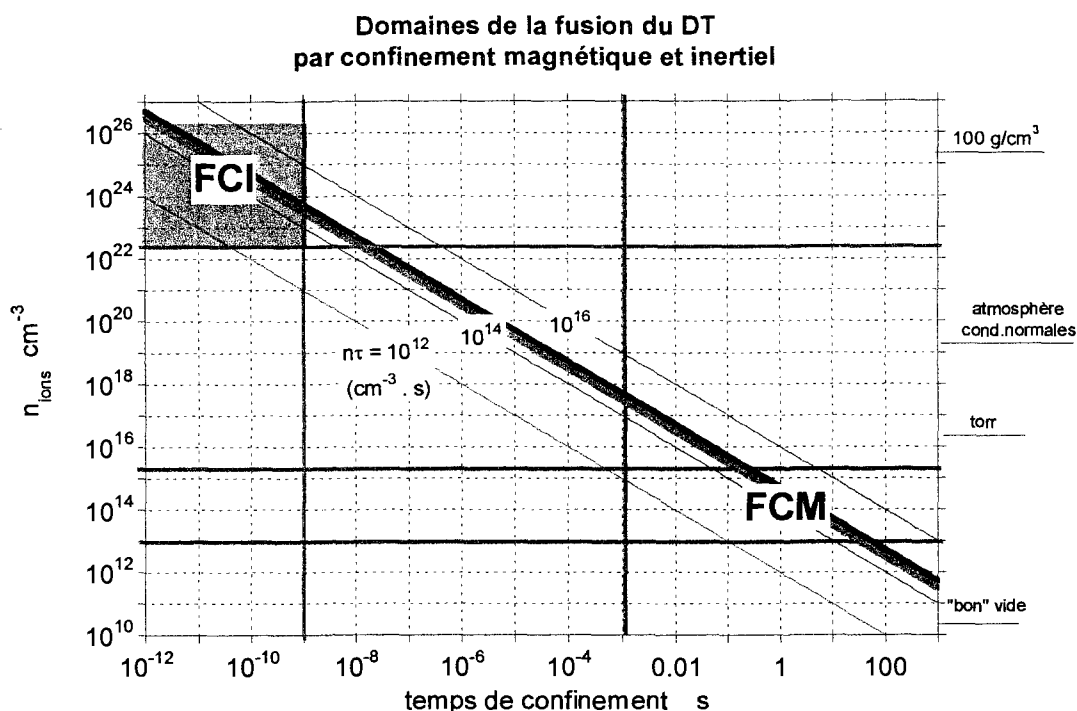


figure 1

Cette valeur de $n \cdot \tau$ peut être obtenue avec des plasmas très différents (voir figure 1) :

- soit à faible densité mais avec une durée de vie très longue (\approx continue) \rightarrow ce sont les conditions rencontrées avec la fusion par confinement magnétique (FCM),
- soit à très haute densité et des durées de vie très courtes \rightarrow ce sont les conditions de la fusion par confinement inertiel FCI.

Contrairement à la fusion par confinement magnétique, qui fonctionne avec des régimes quasi-continus, **la Fusion par confinement inertiel fait appel à des processus impulsions de durée de vie très courte.**

Nous allons montrer que ces temps très courts permettent cependant d'allumer le milieu fusible. Nous décrirons l'allumage par des paramètres plus spécifiques aux caractéristiques des plasmas du confinement inertiel.

Nous allons montrer que ces temps très courts permettent cependant d'allumer le milieu fusible. Nous décrirons l'allumage par des paramètres plus spécifiques aux caractéristiques des plasmas du confinement inertiel.

2- Le combustible : le deutérium D- tritium T

Comme pour la FCM, le combustible le plus favorable est un mélange équimolaire de deutérium et tritium (isotopes 2 et 3 de l'hydrogène) : la section efficace de réaction de fusion est la plus élevée pour la réaction D + T, dans un large domaine d'énergie cinétique.

Réactions de fusion thermonucléaire

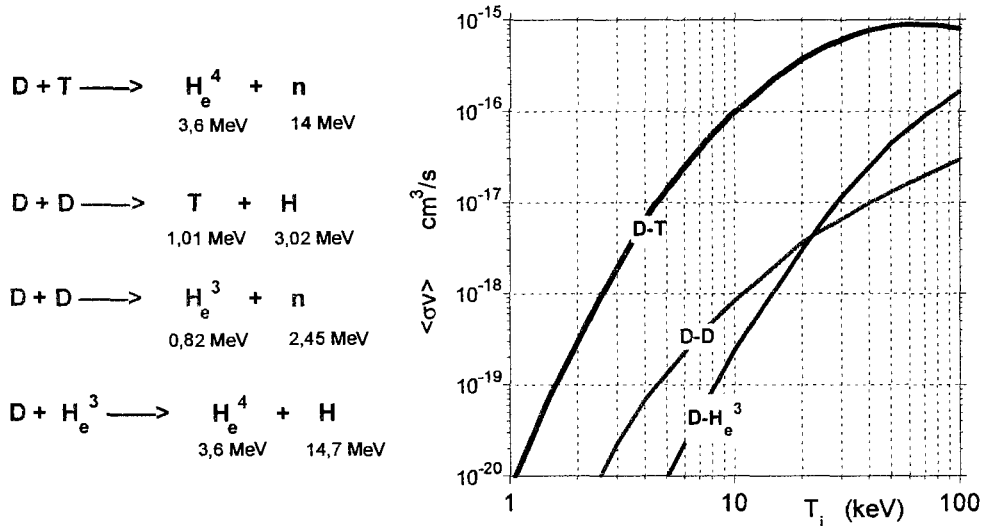


figure 2

La figure 2 compare différentes réactions de fusion. Le taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ correspond à la moyenne de la section efficace sur une distribution maxwellienne des vitesses : $\langle \sigma v \rangle$ ne dépend que de la température des ions ; dans la suite on se limitera uniquement à la réaction la plus favorable D+T.

3- Temps de confinement d'une sphère de DT

On considère, dans ce qui suit, une sphère de DT isolée. Elle correspond aux conditions obtenues avec une cible en fin d'implosion, lors du dégagement de l'énergie thermonucléaire (phase de combustion).

La sphère de DT a un rayon R, et les caractéristiques suivantes :

Température T : $T_e = T_i$ (par hypothèse)

Densité ρ

On fait aussi l'hypothèse que la température et la densité sont uniformes sur le rayon R.

La masse de DT est donc :

$$M_{DT} = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho$$

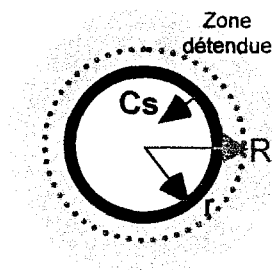
Le temps de confinement est estimé par le temps mis par une onde de détente centripète pour parcourir la sphère de DT. La vitesse de l'onde de détente est donnée par la vitesse du son C_s :

$$C_s = \sqrt{\partial P / \partial \rho}$$

Pour un gaz parfait, avec $P = (n_i + n_e)kT$ on a pour le DT :

$$C_s = \sqrt{\frac{2(1+Z)}{\sum A_i}} \cdot kN_{av} T = 810^3 \sqrt{T} \quad [1]$$

où N_{av} est le nombre d'Avogadro ($N_{av} = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mole}^{-1}$)
 et k la constante de Boltzmann ($k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg.deg}^{-1}$)



La distance parcourue par l'onde de détente pendant le temps de confinement τ_c s'écrit :

$$\langle d \rangle = \int_0^{\tau_c} C_s dt = C_s \cdot \tau_c$$

Cette distance doit être pondérée par la répartition des masses de la géométrie sphérique. $\langle d \rangle$ est aussi égal à la distance parcourue par l'onde de détente moyennée sur la masse de DT :

$$\langle d \rangle = \frac{\int_0^R (R-r) \cdot dm}{\int_0^R dm} = \frac{\int_0^R (R-r) \cdot r^2 dr}{\int_0^R r^2 dr} = \frac{R}{4}$$

on en déduit : $\tau_c = \frac{R}{4C_s}$ [2]

soit compte tenu de l'expression de C_s :

$$\tau_c = 3,1 \cdot 10^{-5} \frac{R}{\sqrt{T}} \quad [3]$$

Cette relation montre que le temps de confinement de la sphère sera d'autant plus grand que sa température est faible. Une sphère de DT de 100 μ m de rayon, avec une température de 100 MK reste confinée pendant 30 ps.

La première question que l'on doit se poser est : pendant une durée aussi courte, quelles sont les valeurs des autres caractéristiques du plasma (liées à la densité) pour obtenir l'allumage ?.

Nous allons au préalable calculer l'énergie thermonucléaire produite par la sphère de DT (isolée).

4- Energie thermonucléaire dégagée par les réactions de fusion

La sphère de DT contient un nombre initial d'ions (D + T) par unité de volume n_{i0} :

$$n_{i0} = 2 \cdot N_{av} \rho / \sum A_i = 2,4 \cdot 10^{23} \rho$$

Si $n(t)$ est le nombre de réactions par unité de volume, le nombre d'ions D et T restant à l'instant t est donc :

$$n_D(t) = n_T(t) = n_{i0}/2 - n(t) \quad [4]$$

Le nombre de réactions par unité de temps et de volume $dn(t)/dt$ est déduit du taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ (moyenne du produit σv sur une distribution maxwellienne des vitesses) :

$$dn(t)/dt = n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \langle \sigma v \rangle \quad [5]$$

Puissance thermonucléaire

Si w est l'énergie dégagée par une réaction, la puissance thermonucléaire dégagée par un volume V de DT :

$$P_{TN} = w \cdot V \cdot dn(t)/dt = w \cdot V \cdot n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \langle \sigma v \rangle \quad [6]$$

Energie dégagee

Le nombre de réactions donné par la relation [5] s'écrit aussi (avec [4]) :

$$\frac{dn(t)}{dt} = \left[\frac{n_{i0}}{2} - n(t) \right]^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \quad [7]$$

En intégrant sur le temps de réaction τ , on trouve le nombre de réactions $n(\tau)$ à l'instant τ , soit (avec $n(0)=0$) :

$$\frac{1}{n_{i0} - 2.n(\tau)} - \frac{1}{n_{i0}} = \frac{1}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot \tau \quad \text{soit : } n(\tau) = \frac{\left(\frac{n_{i0}}{2} \right)^2 \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot \tau}{1 + \frac{n_{i0}}{2} \cdot \langle \sigma v \rangle \cdot \tau} \quad [8]$$

L'énergie thermonucléaire totale dégagee (sous forme de neutrons et de particules α) par le volume V de DT, pendant le temps τ est égale à :

$$E_{TN} = n(\tau) \cdot V \cdot w \quad \text{soit compte tenu de [8] :$$

$$E_{TN} = \frac{n_{i0}}{2} \cdot \frac{\frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau}{1 + \frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau} \cdot V \cdot w \quad [9]$$

$$\text{avec } w = 17,6 \text{ MeV} \sim 2,82 \cdot 10^{-5} \text{ erg}$$

en introduisant la masse de DT $M_{DT} = \rho V$, on a :

$$E_{TN} = \frac{N_{av} w}{\sum A_i} \cdot M_{DT} \cdot \frac{\frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau}{1 + \frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau} = 3,4 \cdot 10^{18} \cdot M_{DT} \cdot \frac{\frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau}{1 + \frac{n_{i0}}{2} \langle \sigma v \rangle \tau} \quad [10]$$

Le taux de combustion f_b défini par le rapport entre le nombre d'ions tritium brûlés et le nombre d'ions initial, s'écrit :

$$f_b = 2.n(\tau)/n_{i0}$$

$$\text{ou encore d'après [8] : } f_b = \frac{n_{i0} \langle \sigma v \rangle \tau}{2 + n_{i0} \langle \sigma v \rangle \tau} \quad [11]$$

5- La notion de masse surfacique ρR

Le temps de réaction τ s'exprime en fonction de taux de combustion f_b donné en [11] et de la densité ρ :

$$\tau = \frac{\sum A_i}{N_{av} \langle \sigma v \rangle} \cdot \frac{f_b}{1 - f_b} \cdot \frac{1}{\rho} \quad [12]$$

Pour obtenir un taux de combustion f_b de 20% avec une température ionique de 100 MK (la figure 1 donne $\langle \sigma v \rangle (100\text{MK}) = 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), la relation [12] donne un durée de réaction :

$$\tau = \frac{2 \cdot 10^{-8}}{\rho}$$

Pour obtenir ce taux de combustion en un temps très court de 30 ps par exemple, il faut que le DT ait une densité très élevée égale à 660 g/cm^3 .

D'une manière plus générale la réaction se produit pendant que le plasma reste confiné, on obtient donc le taux de combustion f_b si le temps de réaction (relation 12) est égal au temps de confinement donné par la relation [3], ce qui fait apparaître une condition sur le produit ρR , masse surfacique du milieu fusible :

$$\rho R = \frac{4 \cdot \sum A_i \cdot c_s}{N_{av} \langle \sigma v \rangle} \cdot \frac{f_b}{1 - f_b} = B(T) \cdot \frac{f_b}{1 - f_b} \quad [13]$$

$$\text{avec } B(T) = \frac{4 \cdot \sum A_i \cdot c_s}{N_{av} \langle \sigma v \rangle} = \frac{\sqrt{T}}{3,8 \cdot 10^{18} \langle \sigma v \rangle}$$

pour une température ionique de 300 MK, on trouve $\rho R = 6,6 \cdot \frac{f_b}{1-f_b}$

Pour atteindre des taux de combustion importants, il faut obtenir des masses surfaciques élevées (1,4 g/cm² pour un taux de combustion de 20%), ce qui implique pour une masse M de DT d'atteindre des densités très élevées ($\rho R \propto [M \cdot \rho^2]^{1/3}$).

Dans le cadre de la FCI le **"confinement"** est évalué par la masse surfacique ρR du milieu fusible, plutôt que par le produit $n\tau$. Pour une sphère homogène la masse surfacique est égale au produit de la densité ρ par le rayon R :

$$\int_0^R \rho(r) \cdot dr = \rho R$$

En multipliant le temps de confinement (relation 3) par la densité des ions n , on trouve une relation entre $n\tau$ et la masse surfacique du DT ρR ($n = n_{i0}$) :

$$n\tau = \sqrt{\frac{N_{av}}{8(1+Z) \cdot k \cdot \sum A_i}} \frac{\rho R}{\sqrt{T}} = 7,4 \cdot 10^{18} \frac{\rho R}{\sqrt{T}} \quad [14]$$

6- L'énergie thermonucléaire exprimée en fonction de ρR

La relation [13] donne le taux de combustion en fonction de ρR :

$$f_b = \frac{\rho R}{\rho R + B(T)} \quad \text{avec } B(T) = \frac{4 \cdot \sum A_i \cdot c_s}{N_{av} \langle \sigma v \rangle} = \frac{\sqrt{T}}{3,8 \cdot 10^{18} \langle \sigma v \rangle} \quad [15]$$

$B(T)$ représente la masse surfacique qui permet d'atteindre un taux de combustion de 50%. La figure 3 donne l'évolution de $B(T)$ avec la température T.

L'énergie thermonucléaire dégagée [10] s'écrit donc :

$$E_{TN} = \frac{N_{av} w}{\sum A_i} \cdot M_{DT} \cdot f_b = 3,4 \cdot 10^{18} \cdot M_{DT} \cdot \frac{\rho R}{\rho R + B(T)} \quad [16]$$

Pour $\rho R \ll B(T)$, on trouve une formule simplifiée qui néglige l'appauvrissement du combustible :

$$E_{TN} = \frac{N_{av} w}{\sum A_i} \cdot M_{DT} \cdot f_b = 3,4 \cdot 10^{18} \cdot M_{DT} \cdot \frac{\rho R}{B(T)}$$

Dans le cas particulier de la combustion, la température ionique du milieu atteint plusieurs centaines de MK, $B(T)$ est alors minimum (figure 3) avec une valeur de l'ordre de 7 g/cm². On utilise dans ce cas la formule approchée suivante :

$$E_{TN} \approx 3,4 \cdot 10^{18} \cdot M_{DT} \cdot \frac{\rho R}{\rho R + 7} \quad [17]$$

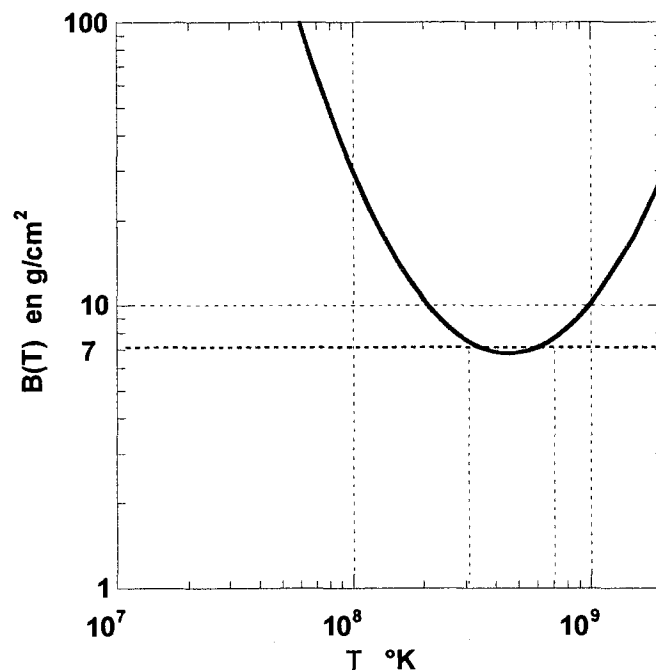


figure 3

7- Gain du DT

Pour la FCI on définit le gain du DT par le rapport entre l'énergie thermonucléaire totale dégagée (sous forme de neutrons et de particules α) et l'énergie interne investie dans le milieu fusible :

$$G_{DT} = E_{TN}/E_{int} \quad [18]$$

Si on fait l'hypothèse que le DT suit l'équation d'état des gaz parfaits (voir partie 1 : $E_{int}=10^8 \cdot M_{DT} \cdot T$), avec l'expression [16] de l'énergie thermonucléaire, on trouve :

$$G_{DT} = \frac{N_{av} w}{\sum A_i} \cdot \frac{M_{DT}}{E_{int}} \cdot f_b \approx \frac{3,4 \cdot 10^{10}}{T} \cdot \frac{\rho R}{\rho R + B(T)} \quad [19]$$

Le gain du DT ne dépend que la température ionique T et de la masse surfacique ρR du milieu fusible.

Cette formule montre que **le gain maximum qui peut être atteint avec une sphère homogène de DT** est égal (quand ρR tend vers l'infini) à :

$$G_{DT \max} = 3,41 \cdot 10^{10}/T \quad [20]$$

Où T est la température ionique du plasma de DT avant dégagement d'énergie.

la relation [19] s'écrit aussi :

$$\rho R = 8 \cdot 10^{-30} \frac{G_{DT} T^{3/2}}{\langle \sigma v \rangle} \cdot \frac{1}{1 - 2,9 \cdot 10^{-11} \cdot G_{DT} \cdot T} \quad [21]$$

L'expression [21] décrit les courbes iso-gain du DT, représentées sur la figure 4.

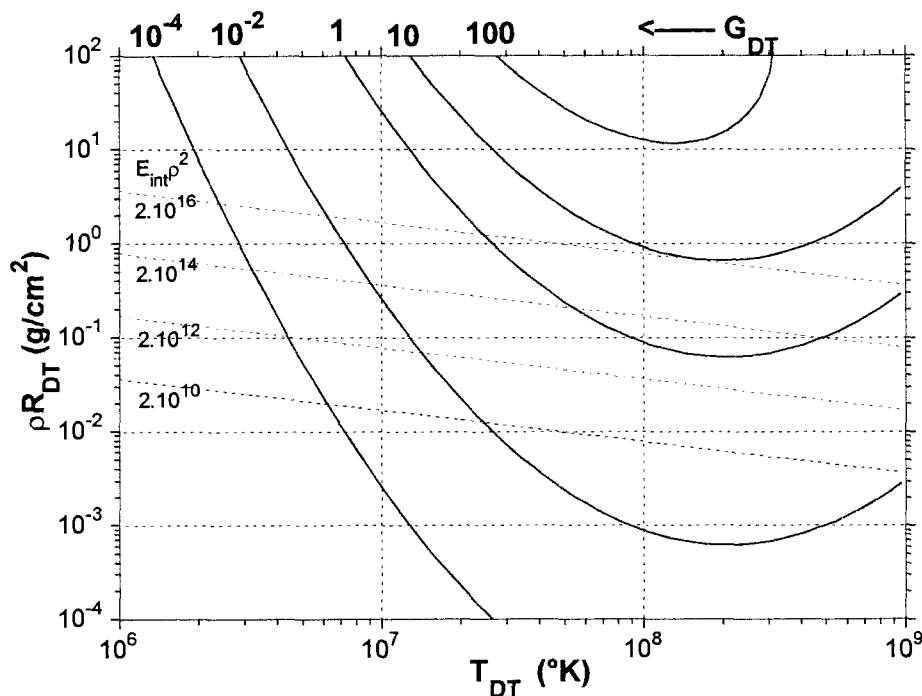


figure 4

8- La notion de gain pour la FCI : le gain cible

Le "gain cible" est basé sur des considérations énergétiques au niveau de la cible proprement dite : cette notion ne tient pas compte du rendement du générateur de particules (ou Driver) ni du rendement de la turbine (pour une production d'énergie électrique). Ces éléments interviennent pour le dimensionnement d'un réacteur. On considère ici une "cible" qui est soumise au rayonnement des particules créées par un générateur (voir figure 5).

La cible sphérique est "éclairée" (ou "irradiée") par des particules, qui sont dans les schémas actuels, soit de la lumière UV (laser), soit du rayonnement X produit par absorption de la lumière d'un laser ou de faisceaux d'ions dans une cavité fermée.

Une partie de l'énergie des particules incidentes E_{inc} est absorbée par la cible : A est le coefficient d'absorption.

$$A = E_{abs} / E_{inc}$$

L'ablateur et le piston sont mis en vitesse par effet fusée, après la phase de compression et débouché du premier choc dans le DT gazeux central : l'ablateur est évaporé par l'interaction avec les particules absorbées, il s'ensuit une poussée et une mise en vitesse du piston. A la fin de la phase d'accélération, la presque totalité de l'ablateur est évaporée, le piston restant qui est composé essentiellement par le combustible DT a atteint la vitesse V . Le rendement hydrodynamique est défini par le rapport entre l'énergie cinétique finale et l'énergie absorbée par la cible :

$$\eta_{hydro} = E_{cin} / E_{abs}$$

En fin d'implosion la majeure partie de l'énergie cinétique est transférée au DT (point chaud central et combustible) ; on peut considérer que le transfert est total :

$$\eta_{DT} = E_{DT} / E_{cin} \sim 1$$

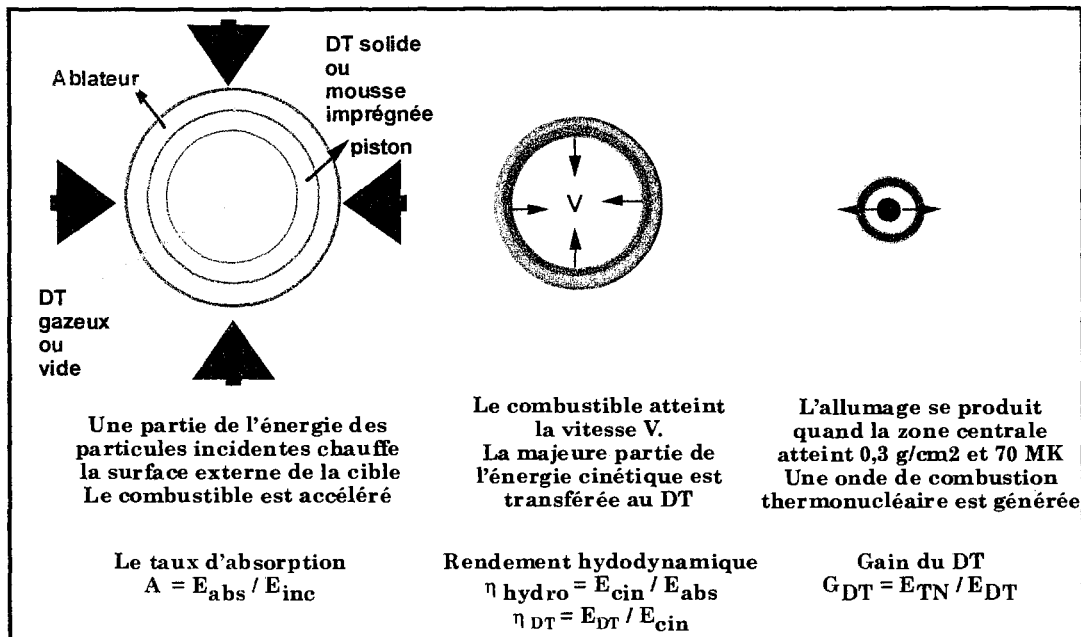


figure 5

Si le point chaud central atteint les conditions d'allumage, il amorce une onde de combustion qui brûle le piston en DT et dégage l'énergie thermonucléaire E_{TN} ; le gain du DT est donné par :

$$G_{\text{DT}} = E_{\text{TN}} / E_{\text{DT}}$$

Le gain cible G_c est défini par le rapport entre l'énergie thermonucléaire dégagée par la cible et l'énergie des particules incidentes sur la cible, soit :

$$G_c = E_{\text{TN}} / E_{\text{inc}} = A \cdot \eta_{\text{hydro}} \cdot \eta_{\text{transfert}} \cdot G_{\text{DT}} = \eta \cdot G_{\text{DT}}$$

$$\eta \text{ est le rendement de la cible} = E_{\text{DT}} / E_{\text{inc}}$$

Ordres de grandeur

Pour les expériences de FCI menées avec les lasers, le rendement de la cible η est compris entre 1 et 10% suivant le mode d'attaque (indirecte ou directe). Pour estimer les ordres de grandeurs dans la suite on prendra une valeur moyenne

$$\eta \sim 5\%$$

Avec un laser de 1MJ, il est donc possible de transférer 50 kJ au DT.

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

**Partie 1
ALLUMAGE**

1- Rappel des notions de base : équation d'état

Le domaine accessible par les plasmas thermonucléaires créés par confinement inertiel est vaste. Pour calculer l'énergie nécessaire pour porter une masse de plasma à la température T , il faut connaître avec précision la chaleur spécifique du plasma.

Pour résoudre les problèmes de la FCI, il faut donc connaître les lois de comportement de la matière sous ces conditions extrêmes de température, de densité et de pression. L'équation d'état relie ces quantités :

$$P = f(\rho, T)$$

La figure I-1 présente de manière synthétique les domaines des plasmas dans le plan ρ - T .

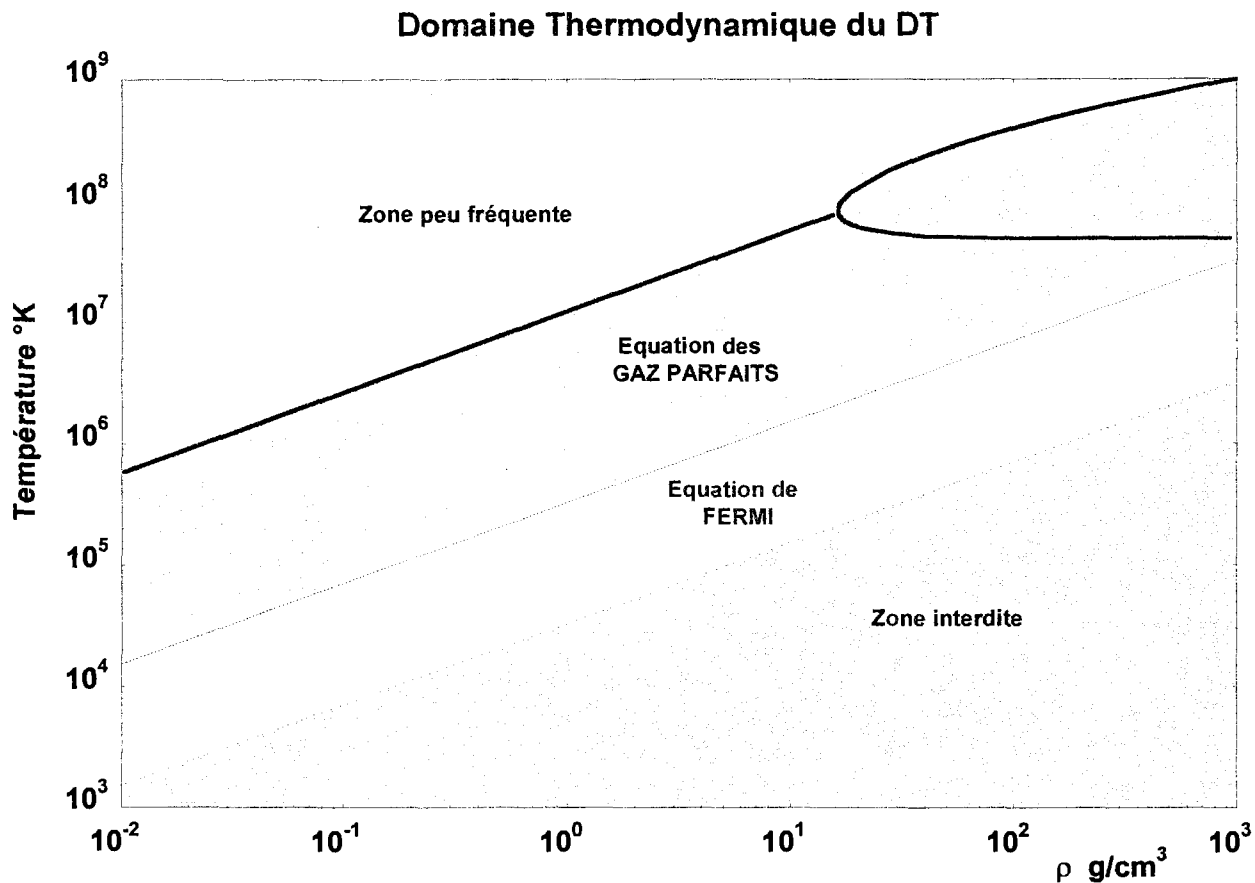


Figure I-1

Pour simplifier nos calculs, pour des températures élevées et des densités modérées nous assimilerons le milieu thermonucléaire à un gaz parfait. Lorsqu'au contraire le milieu sera froid et dense, nous utiliserons une équation d'état de Fermi, valable pour un gaz dégénéré d'électrons. Le domaine inférieur au niveau de Fermi n'est pas accessible.

1-1 Equation d'état des gaz parfaits

L'équation d'état d'un gaz parfait s'écrit (k est la constante de Boltzman $1,38 \cdot 10^{-16}$ erg/°K) :

$$P = n \cdot k \cdot T \quad \text{avec } n = N_{AV} \cdot \rho \cdot (Z+1) / A$$

Si e est l'énergie spécifique interne (énergie par unité de masse), en négligeant les interactions entre particules, et en ne prenant en compte que les mouvements de translation, on montre que e ne dépend que de la température :

$$e = e(T)$$

La chaleur spécifique à volume constant s'écrit :

$$C_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_V = \frac{de}{dT} \quad [1]$$

La première loi de la thermodynamique devient :

$$dQ = de + PdV = C_v \cdot dT + PdV$$

Mais l'équation d'état des GP ($PV = NR T$) donne :

$$PdV + V dP = NR dT$$

$$\text{donc : } \frac{dQ}{dT} = C_v + NR - V \frac{dP}{dT}$$

La chaleur spécifique à pression constante :

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_P = C_v + NR$$

$$\text{donc : } dQ = C_p \cdot dT - VdP \quad \text{et} \quad dQ = C_v \cdot dT + PdV$$

En appliquant ce résultat à une compression adiabatique et réversible (cad une compression isentropique), $dQ = 0$ entraîne :

$$VdP = C_p dT \quad \text{et} \quad PdV = - C_v dT$$

Le rapport donne l'équation d'une compression isentropique d'un gaz parfait :

$$\frac{dP}{P} = - \frac{C_p}{C_v} \frac{dV}{V} \quad \text{soit : } PV^\gamma = C^{\text{te}}$$

$$\text{avec } \gamma = C_p/C_v = 5/3 \text{ pour un gaz monoatomique.}$$

L'énergie spécifique interne s'écrit : (comme $NR = C_p - C_v$ et V est le volume spécifique égal à $1/\rho$)

$$e = C_v T = \frac{C_v}{C_p - C_v} PV = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \quad [2]$$

Cas d'une sphère de DT homogène

On considère une sphère de DT de rayon R , dont la densité ρ et la température T ($T = T_i = T_e$) sont constantes et uniformes sur tout le volume.

Le nombre d'ions par unité de volume ($D + T$) n_i :

$$n_i = 2 \cdot N_{av} \cdot \rho / \Sigma A = 2,4 \cdot 10^{23} \rho \quad \text{avec } \Sigma A = 5 \text{ pour le DT} \quad [3]$$

L'équation d'état s'écrit :

$$P = \frac{2 \cdot (1+Z)}{\Sigma A} \cdot N_{av} \cdot k \cdot \rho \cdot T = 6,62 \cdot 10^7 \cdot \rho \cdot T \quad [4]$$

Comme la masse de DT de la sphère de volume V est : $M_{DT} = \rho \cdot V$, l'énergie interne s'écrit :

$$E_{int} = e \cdot M_{DT} = n_i \cdot (1+Z) kT \cdot V / (\gamma - 1) \quad [5]$$

$$\text{où } \gamma \text{ est le rapport des chaleurs spécifiques } \gamma = C_p/C_v = 5/3$$

ou encore en fonction de ρ , R et T (en erg) :

$$E_{int} = \frac{8\pi}{3(\gamma - 1)} \cdot \frac{(1+Z)}{\Sigma A} \cdot N_{av} \cdot k \cdot \rho \cdot R^3 \cdot T = 4,16 \cdot 10^8 \cdot \frac{(\rho \cdot R)^3}{\rho^2} \cdot T \quad [6]$$

Cette dernière expression montre que pour une masse surfacique et une température fixées (on montrera que les conditions d'allumage ne dépendent que de ces paramètres), **l'énergie interne dans le DT est d'autant plus faible que sa densité est élevée.**

1-2 Equation de Fermi

Lorsque la densité du combustible devient suffisamment élevée, alors que sa température reste relativement basse, la longueur d'onde de De Broglie des électrons devient comparable à l'espace inter-particule, il s'ensuit que le principe d'exclusion devient important : les électrons deviennent un "gaz d'électrons dégénérés" suivant la statistique de Fermi-Dirac (et non plus à la statistique de Maxwell-Boltzmann). Le combustible froid répond à ce comportement.

Si n_e est la densité électronique, le niveau d'énergie maximum est donné par l'"énergie de Fermi" qui s'écrit (en erg) :

$$\varepsilon_{\text{Fermi}} = \hbar^2 \frac{(3\pi^2 n_e)^{2/3}}{2.m_e} = 5,84.10^{-27}.n_e^{2/3} \quad [7]$$

La pression exercée par le gaz s'écrit (en dyne/cm²) :

$$P_F = \frac{2}{5}.\varepsilon_{\text{Fermi}}.n_e = 2,336.10^{-27}.n_e^{5/3} \quad \text{ou} \quad P_F = 10^{13} \left(\frac{\rho.Z}{A} \right)^{5/3} \quad [8]$$

Cette relation montre que pour un gaz dégénéré, la pression est indépendante de la température, elle ne dépend que de la densité du milieu.

L'énergie interne E_F d'une masse M de combustible est donnée par :

$$E_F = \frac{3}{2}P.V = 1,5.10^{13} \left(\frac{Z}{A} \right)^{5/3} \rho^{2/3} M$$

où V est le volume du milieu.

Une compression parfaitement isentropique (suivant le niveau de Fermi) permet de comprimer la matière (DT) à une densité de 100 g/cm³, en investissant une énergie de 7,5 kJ pour un milligramme de DT.

Pour tenir compte d'un niveau de préchauffage, on introduit le **taux d'entropie** α , ce qui donne dans le cas du DT pour la pression et l'énergie interne :

$$P = \frac{2}{5} \frac{\hbar^2 (3\pi^2)^{2/3}}{2.m_e} \left(N_{av} \frac{\sum Z}{\sum A} \right)^{5/3} \alpha.p^{5/3} = 2,16.10^{12}.\alpha.p^{5/3} \quad [9]$$

et

$$E_{\text{int}} = \frac{3}{2}P.\frac{M}{\rho} = 3,5.10^{12}.\alpha.p^{2/3}.M \quad [10]$$

α est donc un paramètre (>1) qui représente l'entropie qui a été communiquée au combustible par divers processus de l'implosion, et notamment par la traversée des chocs (cette question sera décrite plus loin).

2- Les conditions d'allumage : généralités et définitions

Dans ce qui précède, on a défini le gain du milieu fusible (gain du DT) par le rapport entre l'énergie thermonucléaire dégagée (par les neutrons et les particules α) et l'énergie investie dans le milieu fusible (énergie interne). Dans ce paragraphe, nous allons au-delà en cherchant les conditions qu'il faut atteindre dans le DT pour obtenir l'**allumage**.

Regardons le chemin thermodynamique du DT central (évolution de sa température en fonction de sa densité) au cours de l'implosion. On a schématisé les phases successives sur la figure I-2 :

- 1- Lorsque le premier choc débouche, la température et la densité augmentent rapidement, c'est la **phase de choc initial**,
- 2- Pendant la phase d'implosion le DT est comprimé suivant une **loi isentropique**, sa température atteint des valeurs comprises entre 50 et 100 MK,
- 3- Si l'énergie dégagée par les réactions nucléaires est **prépondérante**, le chemin thermodynamique présente une rupture de pente, l'augmentation de température est plus rapide : c'est la **phase d'allumage**,
- 4- la température continue à augmenter à densité quasi-constante jusqu'à des valeurs de l'ordre de 500 à 1000 MK, c'est la **phase de combustion**,
- 5- enfin, la densité et la température diminuent, c'est la **phase de dislocation**.

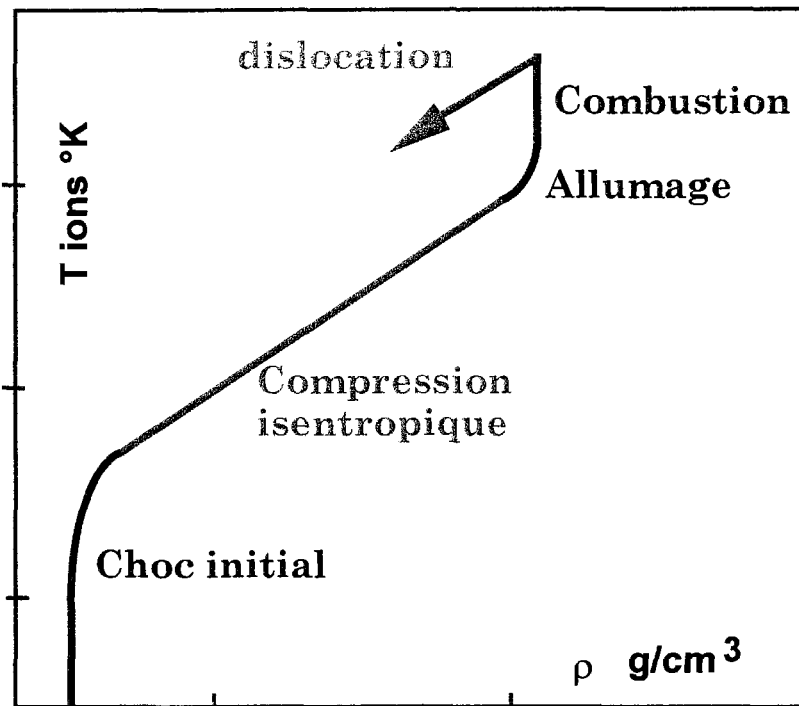


figure I-2

Les notions d'allumage et de combustion

Ces notions font appel à des considérations "phénoménologiques" qui ne sont pas toujours définies avec exactitude. La notion d'**allumage** est en général basée sur un bilan de puissance ou d'énergie. On fait appel à des critères différents, et on trouve des définitions "légèrement" différentes, suivant les cas considérés : les critères d'allumage ne sont pas tout à fait les mêmes pour la FCM (fusion par confinement magnétique où l'on parlera d'ignition) et pour la FCI (fusion par confinement inertiel). Il existe aussi des critères généraux basés sur des définitions précises (comme le critère de Lawson) qui donnent des indications mais qui ne doivent pas être utilisés hors de leur contexte.

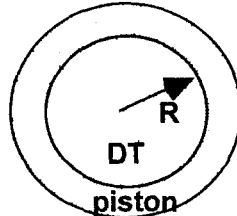
Pour la FCI on retiendra les notions suivants :

Allumage : l'allumage est obtenu lorsque le bilan énergétique du milieu fusible devient positif. On définit en fait les conditions **limites d'allumage** au delà desquelles il sera possible d'atteindre la combustion.

Combustion : elle est atteinte lorsqu'une part importante du milieu fusible est "brûlée", on a vu qu'elle correspond à une variation isochore importante et rapide de la température ionique.

Bilan d'énergie du DT central

On considère maintenant une sphère de DT de rayon R, qui a atteint les conditions thermodynamiques suivantes : densité ρ , Température T ($T_e = T_i$). On suppose qu'elle est entourée d'un piston (couche de matériau dense et froid) de température très petite devant T.



La variation d'énergie interne du DT central s'écrit :

$$\frac{dE_{int}}{dt} = P_{gain} - P_{pertes} \quad [11]$$

Le gain est fourni par l'énergie thermonucléaire (dégagée par les réactions de fusion) déposée dans le DT central et par le travail des forces extérieures pendant la phase d'implosion. Les pertes sont dues au rayonnement, et à la conduction électronique. On peut écrire :

$$\frac{dE_{int}}{dt} = \frac{dE_{méca}}{dt} + P_{TN\text{dép}} - P_{rayonnement} - P_{conduction} \quad [12]$$

Pour obtenir l'allumage, il faut que le bilan soit positif, la limite d'allumage est donc donnée par :

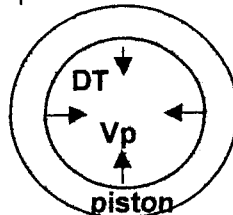
$$\frac{dE_{méca}}{dt} + P_{TN\text{dép}} - P_{rayonnement} - P_{conduction} = 0 \quad [13]$$

pour calculer les conditions limites d'allumage nous devons expliciter chacun des termes,.

3- Puissance apportée au milieu fusible

3-1 Travail des forces extérieures

Le DT central est entouré d'un piston dense de vitesse v_p (v_p est < 0 en phase d'implosion et > 0 en phase de détente). On peut écrire que :



$$\frac{dE_{méca}}{dt} = -P \cdot \frac{dV}{dt} \quad [14]$$

où P est la pression interne du DT central, et V le volume du DT. Si v_p est la vitesse du piston la variation de volume est égale à ($dV = 4\pi R^2 dR$ et $v_p = dR/dt$) :

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 v_p \quad [15]$$

La pression du DT est donnée par [4] ($P = 6,62 \cdot 10^7 \rho T$), ce qui donne pour la relation [14] compte tenu de [15] :

$$\frac{dE_{\text{méca}}}{dt} = -8,3 \cdot 10^8 \cdot \rho R^2 \cdot T \cdot v_p \quad [16]$$

Pendant la phase d'implosion ($v_p < 0$) la puissance mécanique est positive, et correspond à un gain pour le DT central.

On suppose que pendant la durée de la phase qui nous intéresse (c.a.d la phase d'allumage) l'hydrodynamique est figée : la vitesse matière est nulle, ce qui signifie que l'on est en fin d'implosion, et que le travail des forces extérieures au système a transmis toute l'énergie au DT sous forme d'énergie interne. On a donc $v_p=0$ et :

$$\boxed{\frac{dE_{\text{méca}}}{dt} = 0} \quad [17]$$

3- 2 Dépôt des produits de fusion

La réaction de fusion D+T produit une particule α de 3,6 MeV et un neutron de 14 MeV. On cherche à évaluer l'énergie déposée par ces particules dans le milieu fusible. On a calculé en introduction la puissance thermonucléaire dégagée (relation[6] de l'introduction) :

$$P_{TN} = w \cdot V \cdot dn(t)/dt = w \cdot V \cdot n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \langle \sigma v \rangle$$

Pour la phase d'allumage, on néglige l'appauvrissement en combustible : la densité de tritium et de deutérium restent constantes, on peut écrire à tout instant :

$$n_D(t) = n_T(t) = N_{av} \cdot \rho / \Sigma A$$

En remplaçant le volume V par celui de la sphère de rayon R, et w par l'énergie des particules, on trouve les puissances dégagées sous forme de particules α (3,6MeV) et de neutrons (14 MeV) P_α et P_N :

$$P_\alpha = w_\alpha \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \left[\frac{N_{av}}{\Sigma A} \right]^2 \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle = 3,5 \cdot 10^{41} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle$$

$$P_N = w_N \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \left[\frac{N_{av}}{\Sigma A} \right]^2 \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle = 136 \cdot 10^{42} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle \quad [18]$$

la fraction déposée dans le milieu fusible de masse surfacique ρR est estimée par :

$$P_{\alpha\text{dép}} = P_\alpha \cdot \frac{\rho R}{\rho R + \rho \lambda_\alpha} \quad \text{et} \quad P_{N\text{dép}} = P_N \cdot \frac{\rho R}{\rho R + \rho \lambda_N} \quad [19]$$

où λ_α et λ_N sont les libres parcours moyen des particules α et des neutrons dans le DT.

Dépôt des neutrons

On admet que le libre parcours moyen des neutrons de 14 MeV dans du DT ne dépend pas de la température du DT, il est de l'ordre de (cm) :

$$\lambda_N = 4,6 / \rho$$

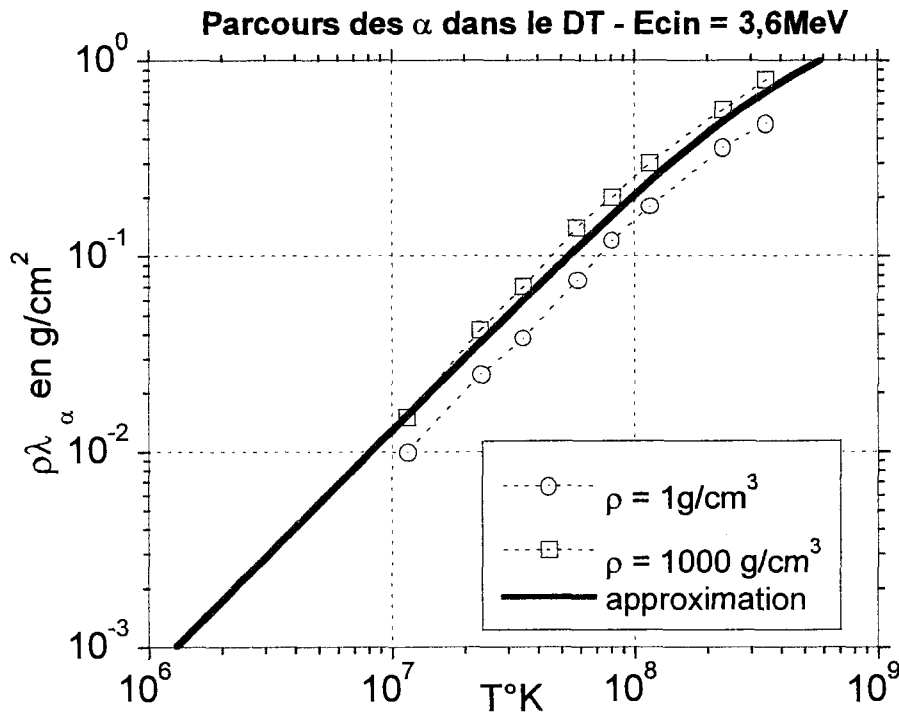
Comme les masses surfaciques qui nous intéressent ($0,3 \text{ g/cm}^2$) sont notablement plus faibles que la valeur de $\rho \lambda_N$ on trouve que moins de 6% de l'énergie des neutrons est déposée : pour le calcul de l'allumage on néglige donc le dépôt des neutrons et on suppose que :

$$\boxed{P_{N\text{dép}} = 0} \quad [20]$$

Dépôt des α

Le libre parcours des particules α (λ_α) dans le DT dépend de la densité et de la température du milieu : en première approximation λ_α est proportionnel à T/ρ (voir figure I-3).

Pour une température de 50 MK, la figure I-3 montre que le libre parcours moyen des α exprimé en g/cm^2 est : $\rho\lambda_\alpha = 0,08 \text{ g/cm}^2$. Pour la sphère de DT central de $\rho R = 0,3 \text{ g/cm}^2$, le taux de dépôt est très élevé $\approx 80\%$.



Comme la dimension de la zone chaude centrale est en fait gouvernée par le parcours des α , on suppose que toute l'énergie des particules α est déposée dans le DT central :

$$P_{\alpha \text{ déposé}} = P_\alpha = 3,5 \cdot 10^{41} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle \quad [21]$$

On fait l'hypothèse que le dépôt d'énergie des particules α se fait proportionnellement au nombre de particules (électrons et ions), donc que l'énergie se répartit à égalité entre les ions et les électrons.

4- Puissance perdue par le milieu fusible

4-1 Les pertes radiatives du milieu fusible

D'un point de vue très général, le plasma (DT central) peut se trouver dans deux situations opposées sur le plan radiatif, il peut être :

opaque à son propre rayonnement, on dit que le rayonnement est en équilibre thermodynamique local (ETL). Dans ce cas il existe une température "radiative" T_r telle que : $T_e = T_i = T_r$

transparent à son propre rayonnement, il est hors équilibre thermodynamique local (HETL). Dans ce cas on a $T_e = T_i$ et $T_r \ll T_e$

Cette description très simplifiée suffit à décrire le problème de l'allumage du DT. Cependant avec la dimension des plasmas thermonucléaires créés en laboratoire, l'allumage n'est possible qu'en régime HETL.

CAS HETL : pertes radiatives par "Bremsstrahlung" (libre-libre)

Dans ce cas, le milieu est transparent à son propre rayonnement, c'est donc l'ensemble des électrons du volume qui émet le rayonnement.

La puissance rayonnée par unité de volume par n_e électrons de charge q_e et de vitesse v , en présence des n_i ions de charge q_i est donnée par :

$$\frac{dP_{\text{Brem}}}{dV} = \frac{q_e^4 \cdot q_i^2 \cdot n_i \cdot n_e \cdot v}{24\pi \cdot \epsilon_0^3 \cdot h \cdot c^3 \cdot m_e} \quad [22]$$

soit avec une distribution maxwellienne des vitesses des électrons dont la vitesse moyenne est $v = (3 \cdot kT/m_e)^{1/2}$, et avec $q_i = Z \cdot q_e$, $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ cb :

$$\frac{dP_{\text{Brem}}}{dV} = 1,52 \cdot 10^{-27} \cdot Z^2 \cdot n_i \cdot n_e \cdot \sqrt{T} \quad [23]$$

cette relation montre l'intérêt d'un milieu de faible numéro atomique pour réduire les pertes par rayonnement de freinage.

Pour le DT, $Z = 1$ et $n_e = n_i = 2 \cdot N_{\text{av}} \cdot \rho / \Sigma A = 2,4 \cdot 10^{23} \rho$, on a :

$$\frac{dP_{\text{Brem}}}{dV} = 1,52 \cdot 10^{-27} \cdot Z^2 \cdot n_i^2 \cdot \sqrt{T} \quad [24]$$

et pour une sphère de DT de rayon R à la densité ρ la puissance rayonnée s'écrit :

$$P_{\text{Brem}} = 3,7 \cdot 10^{20} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \cdot \sqrt{T} \quad [25]$$

Température de Post

L'égalité entre la puissance des particules α émises que l'on suppose réabsorbée dans la DT et la puissance perdue par rayonnement HETL (rayonnement de freinage) donne une relation qui ne dépend que de la température :

$$T_{\text{post}} = 9 \cdot 10^{41} \langle \sigma v(T_{\text{post}}) \rangle^2$$

La solution de cette équation est la température de Post, qui est une limite en dessous de laquelle l'allumage est impossible car les pertes radiatives du milieu sont supérieures à l'énergie re déposée. Pour le DT la température de Post est de 46 MK.

4-2 Les pertes par conduction électronique

La puissance perdue par conduction électronique est donnée par la relation de Spitzer :

$$\frac{P_{\text{cond}}}{S} = K \cdot \frac{dT}{dr} \quad [26]$$

avec :

$$K = \frac{75 \cdot k \cdot T_e^{5/2} \cdot f_Z}{16 \cdot \sqrt{2\pi} \cdot m_e \cdot e^4 \cdot Z \cdot \text{Log} \Lambda} \quad [27]$$

en prenant $f_Z = 0,5$ et $\text{Log} \Lambda = 6$, pour le DT $\langle Z \rangle = 1$, on a :

$$\frac{P_{\text{cond}}}{S} = 3 \cdot 10^{-6} \cdot T^{5/2} \frac{dT}{dr}$$

Soit pour une sphère de DT de rayon R , en supposant que le gradient de température à la surface du milieu fusible est donné par $dT/dr \approx 2T/R$:

$$P_{\text{cond}} = 7,5 \cdot 10^{-5} \cdot R \cdot T^{7/2} \quad [28]$$

5 Calcul des conditions d'allumage

La limite d'allumage, en fin d'implosion (avec une vitesse nulle, donc $dE_{\text{méca}}/dt = 0$) est donnée par la relation [13] :

$$P_{\text{TNdép}} - P_{\text{rayonnement}} - P_{\text{conduction}} = 0$$

En remplaçant par les relations 21, 25 et 28 :

$$P_{\text{TNdép}} = P_{\alpha} = 3,5 \cdot 10^{41} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \langle \sigma v \rangle$$

$$P_{\text{Brem}} = 3,7 \cdot 10^{20} \cdot \rho^2 \cdot R^3 \cdot \sqrt{T}$$

$$P_{\text{cond}} = 7,5 \cdot 10^{-5} \cdot R T^{7/2}$$

On trouve une relation indépendante de la densité du milieu fusible : la limite d'allumage ne dépend que de ρR et T ; dans ce plan elle est représentée par une courbe unique (figure I-4) d'équation :

$$\rho R_{\text{allumage}} = \sqrt{\frac{7,5 \cdot 10^{-5} \cdot T^{7/2}}{3,5 \cdot 10^{41} \cdot \langle \sigma v \rangle - 3,7 \cdot 10^{20} \cdot \sqrt{T}}} \quad [29]$$

L'énergie à investir dans le DT varie en chaque point de cette courbe. Avec l'hypothèse que l'équation d'état du DT est celle des gaz parfaits, la formule [6] montre que l'énergie interne pour l'allumage (qui ne dépend que de ρR et T) est d'autant plus faible que la densité du DT est élevée :

$$E_{\text{int}} = 4,16 \cdot 10^8 \cdot (\rho R)^3 \cdot T / \rho^2 \quad [30]$$

La relation [30] donne dans le plan ρR - T des courbes iso- $E_{\text{int}} \rho^2$ d'équation $\rho R = a \cdot T^{1/3}$.

Pour $\rho R \approx 0,2 \text{ g/cm}^2$ et $T \approx 70 \text{ MK}$, on atteint la limite d'allumage avec la valeur minimale du produit $E_{\text{int}} \rho^2$: ce sont donc les conditions pour obtenir l'allumage du DT avec l'énergie investie la plus faible (pour une densité ρ du DT).

Limite d'allumage HETL

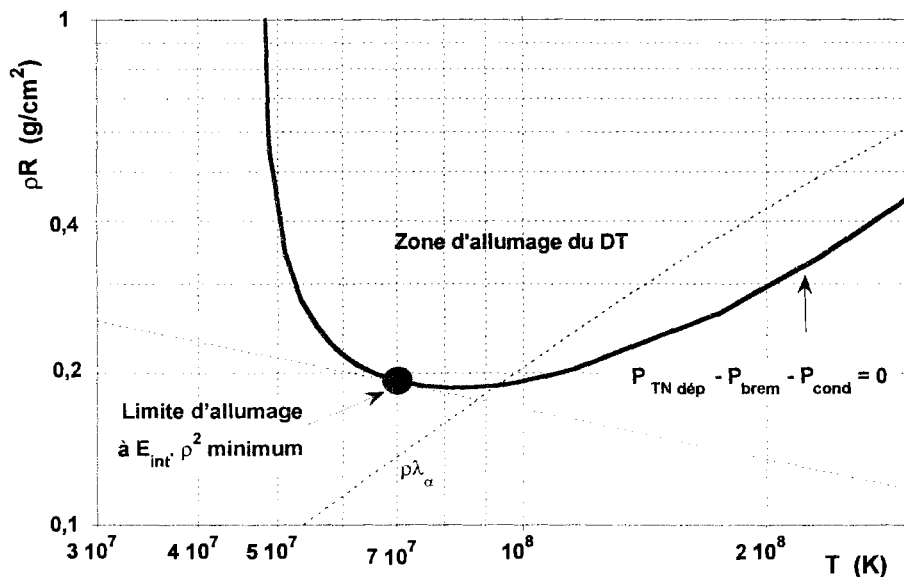


Figure I-4

Les énergies du tableau sont données pour ces valeurs de ρR et T .

| densité ρ | Energie = $23 \text{ MJ} / \rho^2$ |
|----------------|------------------------------------|
| 1 | 23 MJ |
| 10 | 230 kJ |
| 100 | 2,3 kJ |
| 500 | 92 J |

Ce point est capital pour comprendre les enjeux de la FCI : pour brûler du DT en investissant le minimum d'énergie, il faut comprimer très fortement le milieu fusible.

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

**Partie 2
COMBUSTION
Modèle du point chaud central**

1- Gain cible : limitation du gain pour une sphère homogène

On a défini le gain cible G_c , en introduction, par le rapport entre l'énergie thermonucléaire et l'énergie incidente sur la cible, soit :

$$G_c = E_{TN} / E_{inc} = A \cdot \eta_{hydro} \cdot \eta_{transfert} \cdot G_{DT} = \eta \cdot G_{DT}$$

où η est le rendement de la cible = E_{DT} / E_{inc}

E_{DT} est l'énergie totale dans le DT comprimé sous forme d'énergie interne.

Ordres de grandeur

Pour les schémas actuellement retenus, le rendement de la cible est compris entre 1 et 10% : 1% en "attaque indirecte" et de l'ordre de 10 % en "attaque directe". Pour fixer les ordres de grandeurs on prendra par la suite un rendement moyen de : $\eta \approx 5\%$.

Avec une énergie incidente (photons ou ions) de 1 MJ, il est donc possible de transférer 50kJ au DT comprimé.

Le gain d'une sphère homogène de DT est limité

On a vu que pour une sphère homogène de DT (avec une densité et une température quasi-constantes), le gain maximum qu'il est possible d'obtenir ne dépend que de la température ionique du DT, il est égal à (voir relation [20] en introduction) :

$$G_{DTmax} = 3,41 \cdot 10^{10} / T$$

Pour une température de 300 MK (ordre de grandeur de la température ionique lors de la combustion du DT), le gain ne peut excéder 100. Avec un rendement de 5%, le gain cible est donc au maximum égal à :

$$G_c = 100 \cdot 0,05 = 5$$

Pour réaliser un réacteur en vue de produire de l'énergie, en tenant compte du rendement des éléments qui le composent (générateur, turbine...) il faut que le gain cible soit compris entre 50 et 100 suivant les filières (attaque directe par laser ou attaque indirecte avec des faisceaux d'ions lourds). Pour atteindre de tels gains, il ne faut porter aux conditions d'allumage qu'une faible partie du DT, le reste devant être comprimé avec un minimum d'entropie (donc une énergie investie minimale). **C'est le concept d'allumage par point chaud central.**

On suppose dans la suite que le DT en fin de compression est composé de deux zones distinctes :

- une zone centrale qui est portée aux conditions d'allumage, la température ionique et la masse surfacique du DT satisfont aux relations définies dans la 1^o partie.
- une zone périphérique composée de DT plus froid et plus dense qui constitue le combustible principal.

2- Description du milieu fusible

Les deux zones du DT sont schématisées sur la figure II-1 (on admet pour l'instant que le processus d'implosion permet d'atteindre ces conditions finales) :

• **le DT central** est chaud à densité relativement faible (indice h dans la suite), il doit satisfaire aux conditions d'allumage, il est caractérisé par

sa température T_h

sa densité ρ_h

son rayon R_h .

Comme il doit répondre aux conditions d'allumage, qui ne dépendent que de la masse surfacique et de la température, on exprime les équations en fonction de (ρR_h) .

On suppose que son équation d'état est celle des gaz parfaits (voir partie 1) :

$$P_h = n \cdot k \cdot T_h$$

[1]

Son énergie interne s'écrit :

$$E_h = 4,16 \cdot 10^8 \cdot \frac{(\rho_h R_h)^3 \cdot T_h}{\rho_h^2} \quad [2]$$

•le DT **périphérique** est froid et dense, il constitue le combustible principal (indice c), et est défini par

sa densité ρ_c
sa masse M_c

Son équation d'état est donnée par l'équation de Fermi (voir partie 1) :

$$P_c = 2,18 \cdot 10^{12} \cdot \alpha \cdot \rho_c^{5/3} \quad [3]$$

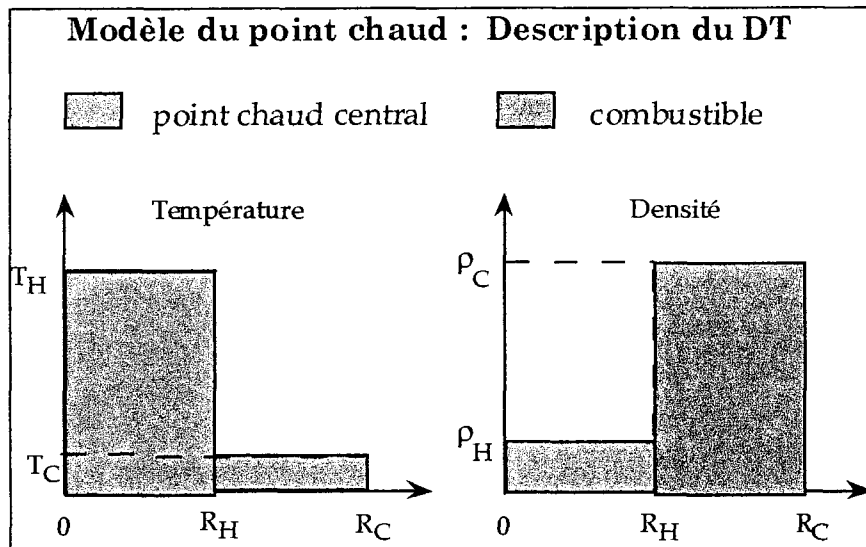
$$E_{intc} = 3,5 \cdot 10^{12} \cdot \alpha \cdot \rho_c^{2/3} \cdot M_c \quad [4]$$

où α est un paramètre > 1 qui représente le niveau d'entropie communiqué au combustible.

Le rayon externe R_c est obtenu en écrivant que la masse est donnée par $M_c = \rho_c \cdot \text{Vol}$, avec $\text{Vol} = 4\pi [R_c^3 - R_h^3]/3$ (on ne peut pas faire ici l'hypothèse que l'épaisseur du combustible $R_c - R_h$ est petite devant son rayon interne R_h) :

$$R_c = \left(R_h^3 + \frac{3 \cdot M_c}{4\pi \rho_c} \right)^{1/3} \quad [5]$$

Dans ce qui suit les formules sont données en CGS.



3- Le modèle Isobare généralisé

Le modèle d'allumage par point chaud central est dit "isobare", car il suppose que l'allumage se produit en fin d'implosion, à l'arrêt du piston : il y a équilibrage des pressions entre les deux milieux de chaque côté de l'interface. On a donc :

$$P_c = P_h$$

En fait les conditions finales moyennes ne sont pas parfaitement isobares du fait des gradients de température et de densité. Le modèle isobare se généralise en supposant que les pressions moyennes sont données par la relation suivante où ε est un coefficient inférieur à l'unité :

$$P_c = \varepsilon P_h \quad [6]$$

En remplaçant P_h et P_c par leurs valeurs respectives [1] et [3], on en déduit que les densités du point chaud et du combustible sont reliées par la condition :

$$\rho_c = 19.10^{-3} \left(\frac{\varepsilon}{\alpha} \cdot \rho_h T_h \right)^{3/5} \quad [7]$$

En prenant des gradients de densité et de température en fin d'implosion plus réalistes on peut montrer que ε est de l'ordre de 0,3. Dans la suite on fixera ε à cette valeur.

Avec ces hypothèses, on cherche à calculer le gain du DT en fonction de l'énergie totale investie dans le DT, donc investie dans le point chaud et le combustible.

Rappelons que le gain du DT est égal au rapport entre l'énergie totale dégagée par les réactions thermonucléaires et l'énergie interne communiquée au DT avant le dégagement d'énergie.

Pour la suite, on suppose que le point chaud central a atteint les conditions d'allumage (on choisit les valeurs telles que $E_h \rho_h^2$ est minimum), ce qui signifie (voir conditions d'allumage partie 1 formule 29) que la masse surfacique et la température du point chaud sont fixées et égales à :

$$\begin{aligned} (\rho R)_h &= \rho R_{\text{hall}} \cong 0,2 \text{ g/cm}^2 \\ T_h &= T_{\text{hall}} \cong 6 \text{ keV} \cong 10^7 \text{ °K} \end{aligned} \quad [8]$$

(1ev = 11600°K)

On a vu que α et ε sont des paramètres fixés par le processus de l'implosion :

$\alpha \geq 1$ est le taux d'entropie communiqué au DT, on prendra dans les applications numériques $\alpha = 2$.

ε est déterminé par les profils de densité et de température du DT à la stagnation : sa valeur est de l'ordre de 0,3 pour le type d'implosion qui nous intéresse.

4- Courbe de gain iso-densité

la courbe de gain iso-densité consiste à calculer le gain du DT et ses paramètres en fonction de l'énergie totale investie dans le DT (E_{DT}) et bien sûr de la densité du point chaud ρ_h .

4-1 L'énergie totale investie dans le DT

Elle est égale à la somme des énergies internes des deux zones du DT ; on se place en fin d'implosion, on suppose qu'à cet instant l'énergie cinétique est suffisamment petite pour être négligée (E_h et E_c sont données par les relations 2 et 4) :

$$E_{DT} = E_h + E_c \quad [9]$$

4-2 Calcul des caractéristiques du DT

Calculons l'ensemble des paramètres qui caractérisent le DT, avec les hypothèses ci-dessus, en fonction de E_{DT} et ρ_h et en faisant apparaître la masse surfacique du point chaud ρR_{hall} et sa température T_{hall} , qui sont fixées par les conditions d'allumage.

- Le point chaud :

$$\text{Rayon du point chaud} \quad : \quad R_h = \frac{\rho R_{\text{hall}}}{\rho_h} \quad [10]$$

$$\text{Masse du point chaud (sphère)} : M_h = \frac{4\pi (\rho R_{\text{hall}})^3}{3 \rho_h^2} \quad [11]$$

- Le combustible :

Densité du combustible calculée en [7] :

$$\rho_c = 19.10^{-3} \left[\frac{\varepsilon}{\alpha} \rho_h T_{\text{hall}} \right]^{3/5} \quad [12]$$

Masse du combustible déduite de [9, 7] :

$$M_c = \frac{E_{DT} - 4,16.10^8 \cdot (\rho R_{\text{hall}})^3 \cdot T_{\text{hall}} / \rho_h^2}{5,34.10^{10} \cdot \alpha^{3/5} \cdot (\varepsilon \cdot T_{\text{hall}} \cdot \rho_h)^{2/5}} \quad [13]$$

Rayon extérieur du DT comprimé donné en [1] :

$$R_c = \left[R_h^3 + \frac{3 M_c}{4\pi \rho_c} \right]^{1/3} \quad [14]$$

- La masse surfacique totale :

$$\rho R = \rho R_{hall} + \rho_c (R_{cl} - R_h) \quad [15]$$

Pour ρ_h fixé, il existe une énergie limite en dessous de laquelle l'allumage ne peut pas se produire et pour laquelle $M_c=0$ (formule [13]). Elle correspond à **l'énergie investie dans le point chaud : elle est d'autant plus faible que la densité du point chaud est élevée :**

$$E_{DT\ lim} = 4,16 \cdot 10^8 \cdot \frac{(\rho_{hall} R_{hall})^3 \cdot T_{hall}}{\rho_h^2} \quad [16]$$

Dans ce calcul, on a fixé la masse surfacique du point chaud et sa température, ce qui signifie que l'on a déterminé des conditions d'allumage identiques pour tous les points de la courbe.

Les figures II-2 et II-3 montrent que la masse du combustible et la masse surfacique du DT augmentent en fonction de l'énergie dans le DT. Chaque courbe correspond à une densité du point chaud. Avec un laser de 1 MJ, et un rendement global de 5% il est possible de transférer au DT une énergie interne de 50 kJ ($5 \cdot 10^{11}$ erg) : avec cette énergie il n'y a pas de solution pour une densité du point chaud inférieure à 20 g/cm³, pour $\rho_h > 50$ g/cm³ la masse du combustible est d'environ 0,8 mg et la masse surfacique totale du DT est de l'ordre ou supérieure à 2 g/cm².

4-3 Courbe de gain

Le gain du DT a été calculé en introduction, il s'écrit (on néglige ici la masse du point chaud, voir formules 17 et 19 de l'introduction) :

$$G_{DT} = 3,4 \cdot 10^{18} \cdot \frac{M_c}{E_{DT}} \cdot \frac{\rho R}{\rho R + 7} \quad [17]$$

où M_c , ρR sont donnés par les formules 13 et 15.

Le gain du DT croit rapidement avec l'énergie (figure II-4). L'énergie du seuil est donnée par la relation [16] ; avec les valeurs d'allumage données en [8], on trouve :

$$E_{seuil} = 2,3 \cdot 10^{14} / \rho_h^2$$

L'enveloppe des courbes de gain iso-densité est donnée approximativement par la relation :

$$G_{DTMax} = f(\rho R_{hall}, T_{hall}) \cdot \left[\frac{E_{DT}}{\epsilon \cdot \alpha^3} \right]^{0,3}$$

avec $\rho R_{hall} \cong 0,2$ g/cm² et $T_{hall} \cong 6$ keV, on trouve en cgs :

$$G_{DTMax} \approx \left[\frac{E_{DT}}{\epsilon \cdot \alpha^3} \right]^{0,3} \quad [18]$$

Cette équation montre que le gain est fortement dépendant du taux d'entropie communiqué au combustible : l'obtention de gains élevés implique un taux d'entropie α le plus proche de 1. Alors qu'avec un milieu fusible homogène le gain du DT était limité à environ 100, on voit sur la figure II-4 qu'il dépasse 1000 avec une énergie interne supérieure à la dizaine de kilojoule.

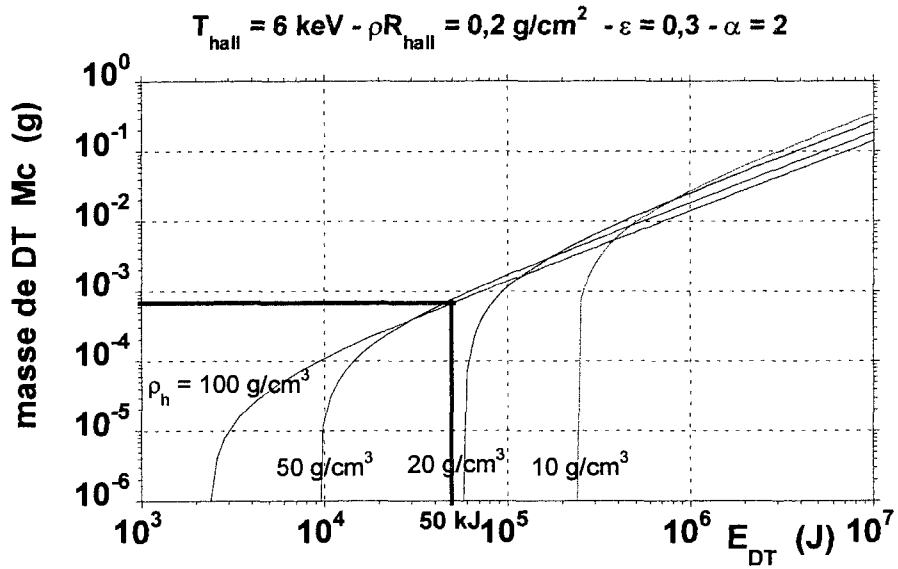


Figure II-2

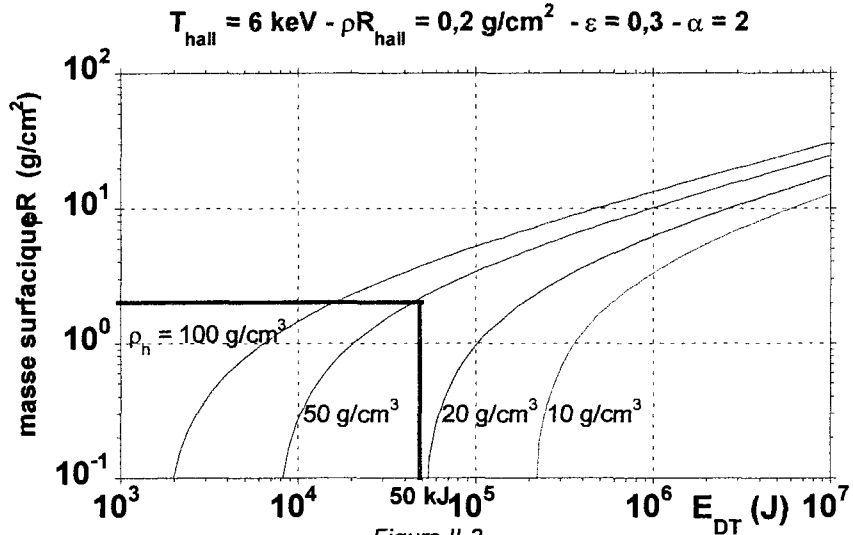


Figure II-3

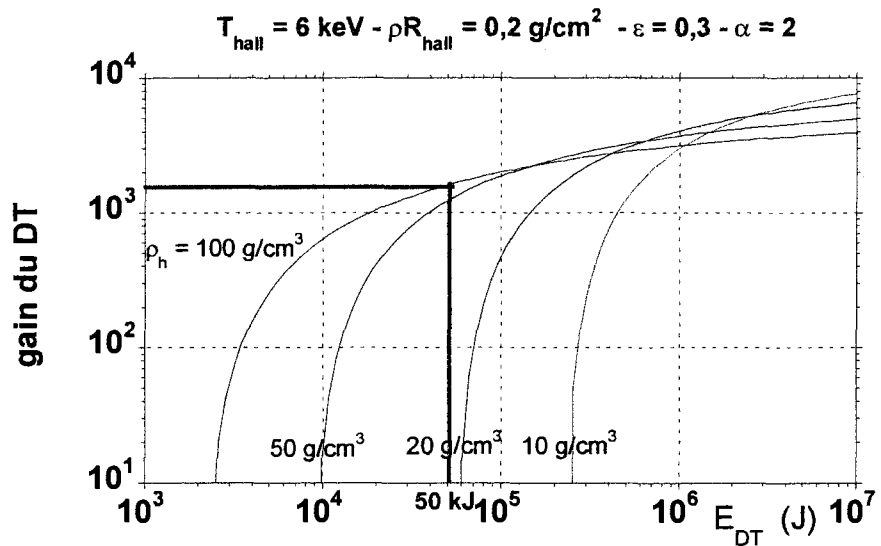


Figure II-4

5- Application numérique

Pour comprendre l'évolution de la géométrie du DT avec l'énergie investie, on calcule une courbe de gain iso-densité.

On fixe $\rho_h = 100 \text{ g/cm}^3$, $\alpha = 2$, $\varepsilon = 0,3$, ainsi que les valeurs d'allumage indiquées sur la figure II-5.

La relation 9 donne $\rho_c = 488 \text{ g/cm}^3$,

La relation 16 $E_{DT \text{ Lim}} = E_h = 2,3 \cdot 10^{10} \text{ erg}$,

La relation 4 $E_c = 4,33 \cdot 10^{14} \cdot M_c$

On en déduit que l'énergie interne totale du DT s'écrit :

$$E_{DT} = 2,3 \cdot 10^{10} + 4,32 \cdot 10^{14} \cdot M_c$$

Soit : $M_c = (E_{DT} - 2,3 \cdot 10^{10}) / 4,33 \cdot 10^{14}$

La relation 10 $R_h = 210^{-3} \text{ cm} = 20 \text{ } \mu\text{m}$

et la relation 14 $R_c = (1,14 \cdot 10^{-18} \cdot E_{DT} - 1,8 \cdot 10^{-8})^{1/3}$

La masse surfacique s'écrit :

$$\rho R = [1,32 \cdot 10^{-10} E_{DT} - 2]^{1/3} - 0,776$$

La relation suivante donne le gain du DT avec les valeurs de M_c et ρR calculées précédemment :

$$G_{DT} = 3,4 \cdot 10^{18} \cdot \frac{M_c}{E_{DT}} \cdot \frac{\rho R}{\rho R + 7}$$

La figure II-5 donne l'évolution du gain du DT en indiquant sa géométrie pour différentes valeurs de l'énergie.

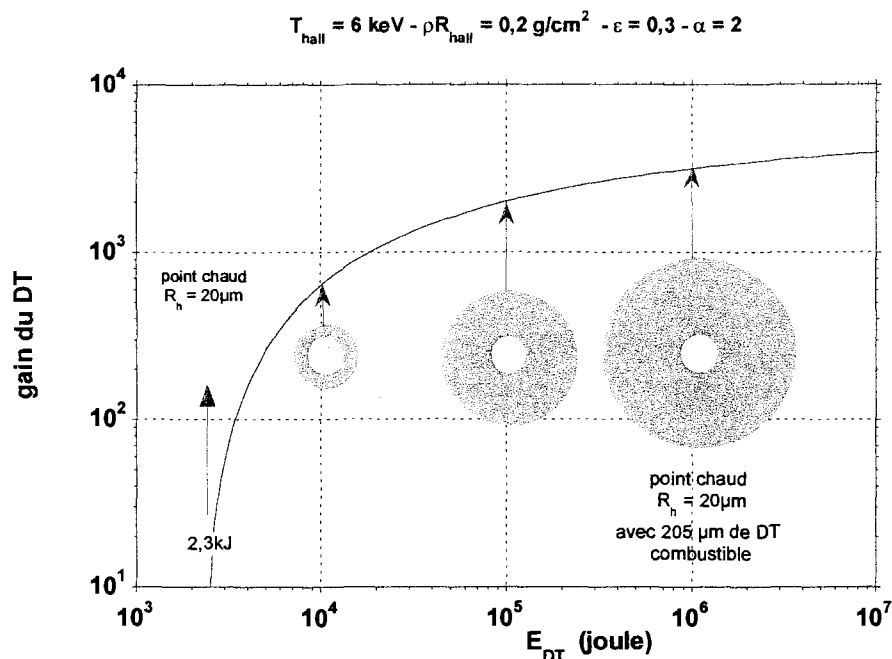


Figure II-5

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

**Partie 3
Compression par implosion**

1- Position du problème

Nous avons vu dans les chapitres précédents qu'il était possible d'allumer et de faire brûler sans apport supplémentaire d'énergie une masse M de combustible thermonucléaire. Les conditions d'allumage peuvent être mises sous la forme :

$$\begin{aligned} \text{Température ionique} &> T_i \text{ allumage} \\ \text{Densité surfacique } (\rho \times R) &> \rho R \text{ allumage} \end{aligned}$$

Pour un mélange équimolaire de deutérium et de tritium, on a :

$$T_{i \text{ allumage}} = 70 \text{ MK} \quad \text{et} \quad \rho R_{\text{allumage}} = 0,2 \text{ g/cm}^2.$$

L'énergie à fournir au combustible est égale à :

$$E_{DT} = M \cdot \varepsilon(T_{i \text{ allumage}}) \quad [1]$$

où $\varepsilon(T_{i \text{ all}})$ est l'énergie spécifique à la température d'allumage. Soit :

$$E_{DT} = \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot \rho \cdot \varepsilon$$

ou encore en faisant apparaître la densité surfacique $\rho \cdot R$ dont la valeur est fixée par la condition d'allumage :

$$E_{DT} = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)_{\text{hall}}^3}{\rho^2} \cdot \varepsilon \quad [2]$$

L'énergie à investir dans le combustible varie inversement au carré de la densité de celui-ci au moment de l'allumage, des compressions élevées sont donc essentielles !

Rappelons également que les gains (ou les rendements de combustion) élevés nécessaires aux applications énergétiques, peuvent être obtenus en ne portant aux conditions d'allumage qu'une partie du combustible (point chaud) de façon à générer une onde de combustion thermonucléaire dans le reste du combustible.

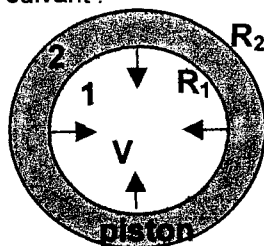
L'efficacité de ce schéma se caractérise aussi par la densité surfacique ($\rho \cdot \Delta R$) du combustible ; sa compression répond donc aux mêmes impératifs.

D'après le premier principe de la thermodynamique, l'énergie fournie au combustible durant sa compression est de la forme :

$$E_{DT} = \int dt \int [-P \cdot dV] + \int dt \int [T \cdot dS] \quad [3]$$

le premier terme représente le travail des forces de pression, le second est lié à l'augmentation d'entropie (δQ). D'après le second principe de thermodynamique, ce second terme est positif ou nul. Si on veut minimiser l'énergie à investir, il faut minimiser ce terme en se rapprochant d'une compression à entropie nulle.

Considérons le système idéalisé suivant :



Les deux milieux sont formés de combustible thermonucléaire, mais les conditions initiales (densité et température) diffèrent. Le milieu 2, dont la densité et la masse sont prises très supérieures à celle du milieu 1, forme une coquille lancée avec une vitesse initiale V ; le système est isolé (pression externe = 0).

Pour simplifier les calculs, on considère que l'équation d'état des deux milieux est celle du gaz parfait. On fait également l'hypothèse que la densité de chacun des deux milieux est homogène et qu'il en est de même pour la température du milieu 1.

Initialement, le système possède de l'énergie cinétique et de l'énergie interne. Plaçons-nous dans le cas où V est suffisamment grand pour que l'énergie interne soit beaucoup plus petite :

$$E_i = E_{int1i} + E_{int2i} + E_{cin1i} + E_{cin2i}$$

$$E_i \approx E_{cin1i} + E_{cin2i} = \frac{1}{2}v^2 \left[M_2 + \frac{3}{5}M_1 \right] \quad [4]$$

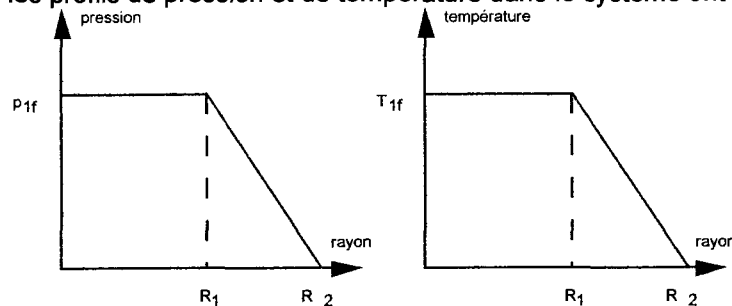
le coefficient $3/5$ provient du fait qu'on impose une vitesse nulle au centre de la sphère.

En fin d'implosion l'énergie cinétique est transformée en énergie interne :

$$E_f = E_{int1f} + E_{int2f}$$

le système étant isolé on a : $E_i = E_f$.

Il y a équilibrage des pressions entre les deux milieux, de part et d'autre de leur interface. Compte tenu des hypothèses faites les profils de pression et de température dans le système ont l'allure suivante :



L'énergie interne finale du système est alors égale à :

$$E_f = E_{int1f} + E_{int2f} = a.M_1.T_{1f} + a.k(R).M_2.T_{2f} \quad [5]$$

où la constante a est liée à la constante des gaz parfaits et dépend du matériau considéré ; k , qui dépend des paramètres géométriques R_1 et R_2 , permet de prendre en compte le profil de pression dans la coquille (milieu 2). Si R_1 et R_2 sont proches k est de l'ordre de $1/2$.

Pour fermer le système d'équations, nous faisons une dernière hypothèse que durant la phase d'implosion les deux milieux n'échangent pas de chaleur. La compression de chacun des milieux est alors isentropique et on peut écrire :

$$\frac{T_f}{\rho_f^{\gamma-1}} = \frac{T_i}{\rho_i^{\gamma-1}} = S \quad \text{où } S \text{ est une constante et } \gamma=5/3 \quad [6]$$

En remplaçant T_{1f} par $s_1.\rho_{1f}^{2/3}$ dans l'expression [5] de l'énergie interne et en utilisant la conservation de l'énergie, on obtient :

$$\rho_{1f} = \left[\frac{\left(\frac{3}{5}.M_1 + M_2 \right).V^2}{a.(2.M_1 + M_2).S_1} \right]^{3/2} \quad [7]$$

une relation similaire peut être obtenue pour le milieu 2.

Cette relation montre que la densité finale du combustible varie comme la vitesse d'implosion au cube ; l'énergie à investir pour le comprimer varie comme V^6 .

On voit également qu'on a intérêt à minimiser l'entropie S du milieu à comprimer.

2- Mise en vitesse de la coquille - processus d'ablation

2-1 Ordres de grandeurs

Le modèle du point chaud décrit dans la partie 2 permet d'évaluer en fonction de l'énergie investie dans le DT, l'ensemble des valeurs caractéristiques du combustible, en particulier sa masse (relation II-[13]). Si on fait l'hypothèse qu'à un moment donné, l'énergie investie dans le DT est entièrement sous forme d'énergie cinétique on peut, à une configuration, associer une vitesse. Si on reprend l'application numérique du paragraphe 5 de la partie 2, on a ainsi en cgs :

$$V = \sqrt{8,7 \cdot 10^{14} + \frac{4,6 \cdot 10^{10}}{M}} \quad \text{où } M \text{ est la masse du DT.}$$

Pour des masses de l'ordre du mg, on obtient des vitesses de l'ordre de 300km/s.

Considérons une coquille de rayon initial R , d'épaisseur $\Delta R \ll R$ et de masse M . On lui applique une pression extérieure P . Si on néglige la contre-pression du milieu interne, lorsque le rayon de la coquille atteindra une fraction y du rayon initial, sa vitesse sera donnée par :

$$P \cdot \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot (1 - y^3) = \frac{1}{2} M \cdot V^2 \quad [8]$$

Application numérique : avec $M = 0,3$ mg, la vitesse est $V = 320$ km/s, pour un rayon initial $R = 1$ mm et pour $y \approx 1/2$, il faut une pression $P = 42$ Mbar (environ 42 millions d'atmosphères).

2-2 Notion d'onde de choc

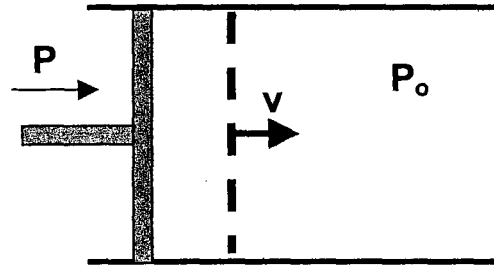


figure III-1

Lorsqu'on applique à un milieu initialement au repos et à la pression P_0 une pression $P > P_0$, la perturbation de vitesse et de densité va se propager à la vitesse v (figure III-1). Si P est peu différent de P_0 ($P = P_0 + \Delta P$ avec $\Delta P \ll P_0$), la vitesse v sera celle du son dans le milieu initial :

$$v = c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} \quad [9]$$

Ce n'est évidemment pas le cas lorsque la pression P est de quelques Mbar ! Si on décompose le saut de pression en une succession de sauts élémentaires ΔP , chaque perturbation se propagera à la vitesse du son dans le milieu aval. Or dans le cas général, la vitesse du son est une fonction croissante de la compression. Chaque perturbation va donc plus vite que celle qui la précède ; elles ont donc tendance à se rattraper. Il y a formation d'une discontinuité : c'est un choc (analogie : le mascaret).

Les propriétés d'un choc sont décrites par les relations d'Hugoniot.

Considérons un tube de matière, de section unité parcouru par une onde de choc. Les points A et B représentent deux positions du front de choc aux instants t et $t + \Delta t$ (figure III-2).

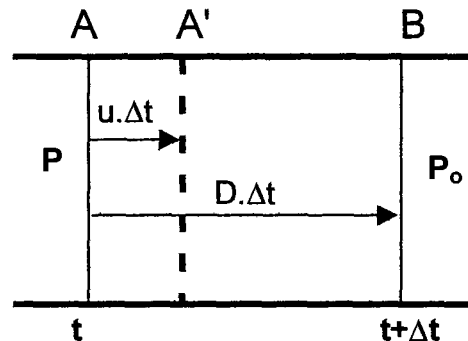


figure III-2

Conservation de la masse

D est la vitesse du choc, u est la vitesse matière après le choc (on suppose la vitesse matière aval u_0 nulle).

Par définition $AB = D \cdot \Delta t$ et $AA' = u \cdot \Delta t$.

comme $\rho_0 \cdot AB = \rho \cdot A'B$

Alors la conservation de la masse s'écrit :

$$\rho_0 D = \rho \cdot (D - u) \quad [10]$$

Conservation de la quantité de mouvement

Si m est la masse de AB, la loi de la dynamique s'écrit :

$$(P - P_0) \Delta t = m \cdot u \quad \text{soit :}$$

$$P - P_0 = \rho_0 \cdot D \cdot u \quad [11]$$

Conservation de l'énergie

L'énergie reçue par AB est égale au travail des forces extérieures. La pression P_0 n'a pas travaillé puisque la face B n'a pas bougé. La pression P a effectué le travail

$$P \times AA' = P \cdot u \cdot \Delta t$$

L'énergie reçue correspond à :

- un accroissement d'énergie cinétique $1/2 \cdot u^2$ par unité de masse
- un accroissement d'énergie interne $(E - E_0)$ par unité de masse.

$$\left(E - E_0 + \frac{1}{2} u^2 \right) \cdot \rho_0 \cdot D \cdot \Delta t = P \cdot u \cdot \Delta t \quad [12]$$

$$E - E_0 = \frac{P \cdot u}{\rho_0 \cdot D} - \frac{1}{2} u^2 \quad [13]$$

Soit en utilisant les relations [10] et [11]

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad [14]$$

Dans le cas limite d'un choc fort ($P \gg P_0$), les relations précédentes [11] et [12] montrent que l'énergie apportée par le choc se répartit à égalité entre énergie interne et énergie cinétique.

un choc fort est générateur d'entropie

Ondes de choc dans un gaz parfait

Dans le cas d'un gaz parfait dont le rapport des chaleurs spécifiques est $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, l'énergie interne

(formule 2 de la partie 1) est donnée par $E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}$

on trouve :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_0}{(\gamma - 1)P + (\gamma + 1)P_0} \quad [15]$$

soit dans la limite des chocs forts :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} \quad [16]$$

La compression est donc limitée à 4 pour $\gamma = 5/3$.

Dans ces mêmes conditions et pour un milieu initialement au repos, la vitesse du choc et la vitesse matière derrière celui-ci sont données par :

$$D = \sqrt{\frac{4 \cdot P}{3 \cdot \rho_0}} \quad \text{et} \quad u = \sqrt{\frac{3 \cdot P}{4 \cdot \rho_0}} \quad [17]$$

Application numérique :

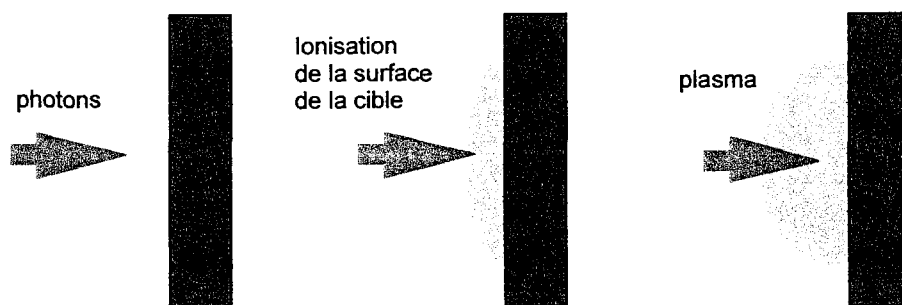
pour un choc de 100 Mbar se propageant dans un milieu ayant une densité initiale de 1 g/cm^3 , on a : $D = 115 \text{ km/s}$ et $u = 87 \text{ km/s}$.

Définition : le nombre de Mach M est le rapport de la vitesse du choc D à la célérité du son dans le milieu non perturbé.

2-3 Le processus d'ablation

Le processus d'ablation permet d'obtenir les pressions énormes requises : nous n'en donnerons qu'une description phénoménologique.

Considérons un milieu solide, c'est à dire de densité élevée, éclairée par un rayonnement électromagnétique intense. Cet éclairage peut être produit par un faisceau laser, il est alors monochromatique et cohérent, on parlera d'attaque laser directe. Ce peut être également un rayonnement thermique dans le domaine X (de longueur d'onde comprise entre 1 à 10\AA), produit dans une cavité, par des faisceaux laser ou des faisceaux d'ions ; on parle alors d'attaque indirecte.



Par divers mécanismes, le rayonnement ionise la surface de "la cible" ; une couche de plasma se forme dans laquelle le rayonnement E.M. continue à être absorbé par différents processus (absorption collisionnelle,...). La température du plasma s'élève rapidement et il se détend dans le vide.

Les ondes E.M. pénètrent dans le plasma jusqu'à ce qu'elles rencontrent leur densité de coupure. Rappelons que pour un rayonnement de longueur d'onde λ , la densité électronique de coupure est donnée par :

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = \frac{10^{21}}{\lambda_{\mu\text{m}}^2} \quad [18]$$

le rayonnement pénétrera d'autant plus profondément que sa longueur d'onde sera courte.

Au-delà de la zone où peuvent pénétrer les ondes E.M., la conduction thermique conduit l'énergie vers la partie dense du matériau, qui continue à être chauffé et évaporé. On a un **phénomène d'ablation**.

Le plasma évaporé ou "ablaté" se détend dans le vide à des vitesses de l'ordre de la vitesse du son. Si le plasma est chaud, ces vitesses peuvent être très élevées (ex pour un plasma de 10 MK, la vitesse d'expansion est de l'ordre de 100 km/s).

Le principe de conservation de l'impulsion fait que le plasma évaporé crée une poussée, dite pression d'ablation, à la surface du matériau non encore évaporé. Par analogie on parle souvent "d'effet fusée".

La pression d'ablation ainsi générée est suffisamment élevée pour créer une onde de choc dans le matériau.

Les différentes grandeurs (densité, pression, température, vitesse) présentent au niveau de la surface irradiée les profils indiqués sur la figure III-3.

Deux grandeurs sont donc importantes pour caractériser le processus : bien sûr la pression d'ablation p_a et aussi \dot{m}_a le taux de masse ablatée, c'est à dire la masse évaporée par unité de temps et de surface. Différents modèles analytiques, plus ou moins complexes, permettent d'évaluer ces deux grandeurs en fonction de l'éclairage incident, de son spectre et de la nature du matériau cible. Dans la plupart des configurations, ils ont été confrontés à des vérifications expérimentales.

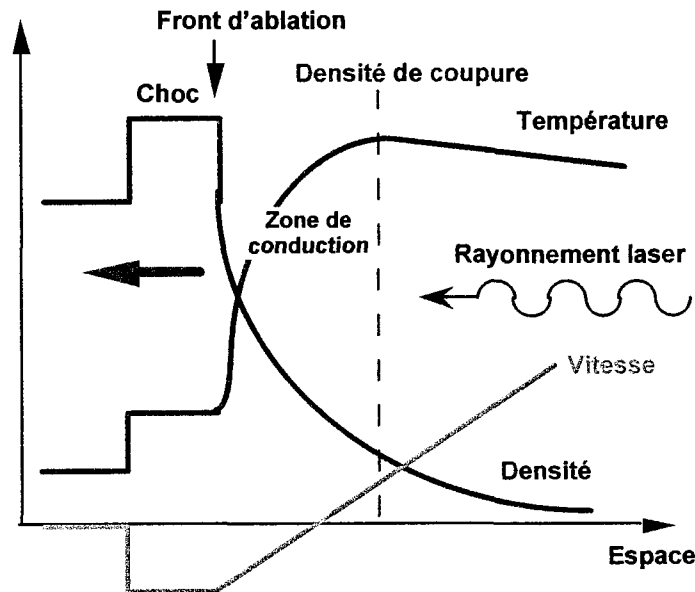


figure III-3

Dans le cas d'un éclairage laser (attaque directe) de longueur d'onde λ , on a ainsi :

$$\begin{aligned} \dot{m}_a &= 1,38 \cdot 10^5 \cdot I^{1/3} \cdot \lambda^{-4/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{2/3} \\ p_a &= 11,8 \cdot I^{2/3} \cdot \lambda^{-2/3} \left(\frac{A}{2Z} \right)^{1/3} \end{aligned} \quad [19]$$

l'éclairement est exprimé en 10^{14} W/cm², la longueur d'onde en μm , le taux de masse ablatée en g/cm²/s et la pression d'ablation en Mbar.

Application numérique :

Avec un faisceau laser de longueur d'onde $0,35 \mu\text{m}$ (UV), $A/2Z = 1$, une pression d'ablation de 100 Mbar est obtenue pour un éclairage de $8,6 \cdot 10^{14}$ W/cm². Le taux de masse ablatée est de $1,1 \cdot 10^6$ g/cm²/s, c'est à dire que si le matériau irradié a une densité initiale de 1 g/cm^3 , une épaisseur de $11 \mu\text{m}$ est évaporée en 1ns.

2-4 Mise en vitesse d'une feuille mince- le modèle de la fusée

Considérons une feuille mince, d'épaisseur e , d'un matériau solide de densité ρ soumise à un éclairage intense I (figure III-4). Le phénomène d'ablation se met en place générant une pression p_a , celle-ci engendre un choc {1} qui traverse la feuille à la vitesse :

$$D = \sqrt{\frac{4 \cdot P_a}{3 \cdot \rho}}$$

en mettant le solide à la vitesse :

$$u = \sqrt{\frac{3 \cdot P_a}{4 \cdot \rho}}$$

Au temps $t_1 = e/D$ le choc débouche en face arrière. On peut montrer que l'interface acquiert une vitesse de l'ordre de $2u$ et que des ondes de détente remontent vers le front d'ablation en accélérant progressivement celui-ci à $2u$. Si la pression au front d'ablation est maintenue, les ondes de détente {2} se réfléchissent en donnant des ondes de compression {3} qui accélèrent à nouveau le milieu. Le processus peut se répéter tant que l'éclairage est maintenu et que la feuille n'est pas totalement évaporée.

Si le nombre d'allers et retours pendant la durée τ de l'irradiation est assez grand, en particulier si t_1 est petit comparé à τ . L'accélération peut être considérée comme continue et décrite par un modèle simple. On traite la feuille comme un objet rigide soumis à une pression p_a (on suppose que la pression en face arrière est nulle ou négligeable) et perdant de la masse proportionnellement à \dot{m}_a .

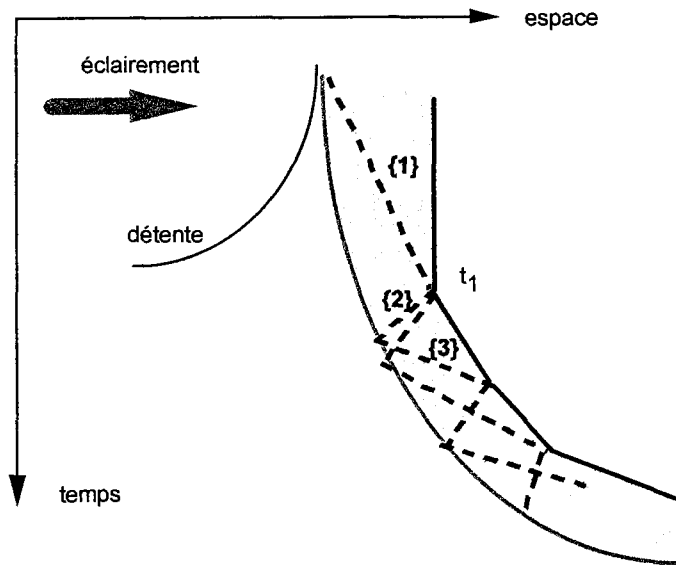


figure III-4

En nous plaçant en géométrie plane, pour une feuille de surface unitaire et donc de masse initiale $M_0 = \rho_a \cdot e$, on a :

$$\text{conservation de l'impulsion :} \quad M(t) \frac{dV(t)}{dt} = p_a \quad [20]$$

$$\text{évolution de la masse :} \quad \frac{dM(t)}{dt} = -\dot{m}_a \quad [21]$$

où $M(t)$, $V(t)$ sont la masse et la vitesse de la partie non évaporée à l'instant t .

Ce système, qui constitue le modèle de la fusée, peut s'écrire :

$$M(t) \frac{dV(t)}{dM} = -\frac{p_a}{\dot{m}_a} \quad [22]$$

Si on se place dans le cas où le second membre est constant (par exemple dans le cas d'un éclaircissement constant) et en supposant que $V(0) = 0$, cette équation s'intègre pour donner :

$$V(t) = \frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot \text{Ln} \left[\frac{M_0}{M(t)} \right] \quad [23]$$

Application numérique :

On considère un éclaircissement laser direct de $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ à la longueur d'onde de $0,35 \mu\text{m}$. D'après les lois d'échelles données plus haut, on a

$$p_a = 70 \text{ Mbar et } \dot{m}_a = 10^6 \text{ g/(cm}^2 \cdot \text{s)} \quad \text{d'où } V(t) = 7 \times 10^7 \text{ Ln}(M_0/M(t))$$

La vitesse d'implosion $V(t)$ dépassera $2 \times 10^7 \text{ m/s}$ dès que la masse poussée $M(t)$ sera inférieure à 75 % de la masse initiale.

2-5 Evaluation du rendement hydrodynamique

Au niveau des applications potentielles, il est important d'évaluer le rendement de conversion de l'énergie lumineuse absorbée en énergie cinétique transférée à la feuille, et pouvoir ainsi éventuellement l'optimiser. On désignera par rendement hydrodynamique le rapport de l'énergie cinétique acquise par la cible poussée à l'énergie absorbée. (Cf. Introduction).

$$\eta_h = \frac{E_{\text{cin}}}{E_{\text{abs}}} \quad [24]$$

Plaçons nous dans le cas particulier d'un éclaircissement laser I de durée τ constant au cours du temps. Comme précédemment p_a et \dot{m}_a sont également constants.

La relation [21] donne la masse finale $M_f = M_0 - \dot{m}_a \cdot \tau$

En posant $x = M_f/M_0$ la vitesse finale s'écrit :

$$V = -\frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot \ln(x).$$

et l'énergie cinétique finale est donnée par :

$$E_{\text{cin}} = \frac{1}{2} M_f V^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{p_a}{\dot{m}_a} \right]^2 \cdot M_0 \cdot x \cdot \ln^2(x) \quad [25]$$

L'énergie absorbée (par unité de surface) est égale à :

$$E_{\text{abs}} = I \tau \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{M_0}{\dot{m}_a} \cdot (1-x)$$

où τ est déduit de l'expression de la masse finale. On obtient pour le rendement hydrodynamique l'expression :

$$\eta_h = \left[\frac{1}{2} \frac{p_a^2}{I \dot{m}_a} \right] \cdot \frac{x \cdot \ln^2(x)}{1-x} \quad [26]$$

En utilisant les lois d'échelles données plus haut pour un éclairage laser à la longueur d'onde de $0,35 \mu\text{m}$, le terme entre crochets est constant et de l'ordre de $1/2$. La variation du rendement en fonction de x est donné sur la figure III-5.

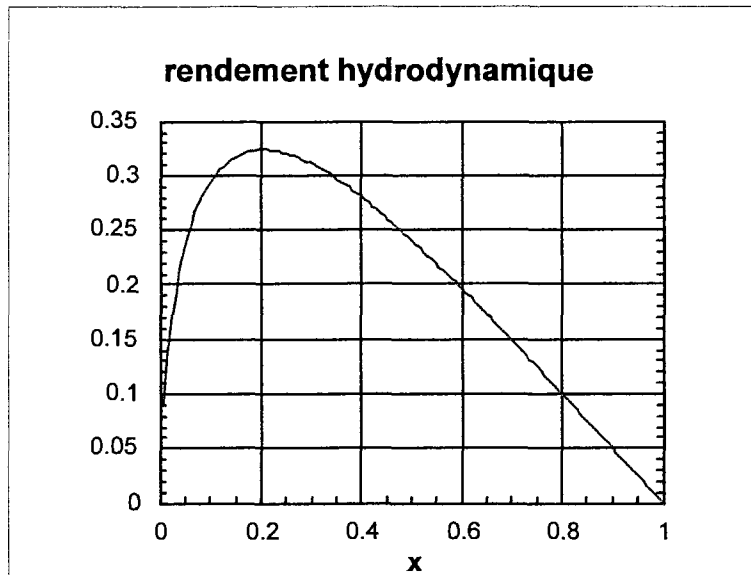


figure III-5

On constate que le rendement hydrodynamique est maximal lorsque 80 % de la feuille à accélérer ont été ablatés.

2-6 Généralisation du modèle de la fusée à une coquille sphérique - notion de rapport d'aspect en vol

Le modèle de la fusée, que nous avons analysé en géométrie plane, se transpose aisément en géométrie sphérique pour une coquille de rayon R et d'épaisseur ΔR petite devant R . Les équations s'écrivent alors en prenant pour sens positif du centre vers l'extérieur de la cible :

$$\begin{aligned} M(t) \frac{dV(t)}{dt} &= -4\pi R^2(t) \cdot p_a \\ \frac{dM(t)}{dt} &= -4\pi R^2(t) \cdot \dot{m}_a \end{aligned} \quad [27]$$

où $R(t)$ est le rayon de la coquille à l'instant t et $V(t) = dR(t)/dt$.

De ces deux équations, on tire une expression de la vitesse identique (au signe près) à celle obtenue en géométrie plane [23] :

$$V(t) = -\frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot \text{Ln} \left[\frac{M_0}{M(t)} \right]$$

où M_0 est la masse initiale de la coquille : $M_0 = 4\pi \cdot R_0^2 \cdot \Delta R_0$

En désignant comme précédemment par $x(t)$ le rapport de la masse à l'instant t à la masse initiale,

on a :

$$V = \frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot \text{Ln}(x) \quad [28]$$

Cette relation s'intègre pour donner l'évolution du rayon de la coquille :

$$\left[\frac{R(t)}{R_0} \right]^3 = 1 - \frac{3 \cdot \rho_0 \cdot \Delta R_0}{R_0} \frac{p_a}{\dot{m}_a^2} \cdot [1 - x(t) \cdot (1 - \text{Ln}x(t))] \quad [29]$$

où apparaît un paramètre sans dimension :

$$A = \frac{R_0}{3 \cdot \rho_0 \cdot \Delta R_0} \frac{\dot{m}_a^2}{p_a}$$

La relation [29] permet de calculer, sous forme implicite, le taux de masse restant en fin d'implosion x_f :

$$[1 - x_f \cdot (1 - \text{Ln}x_f)] = A = \frac{R_0}{3 \cdot \rho_0 \cdot \Delta R_0} \frac{\dot{m}_a^2}{p_a} \quad [30]$$

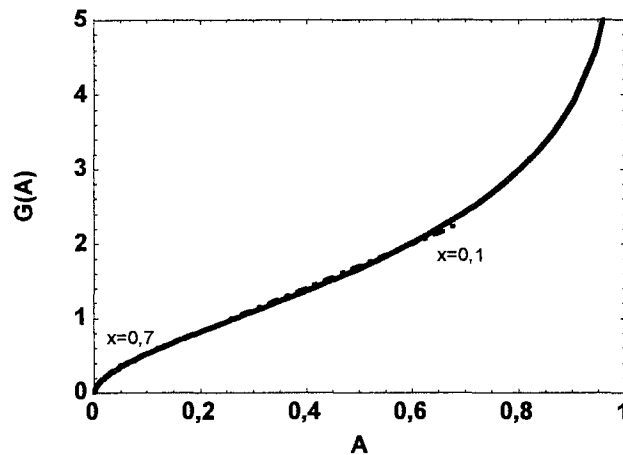
et par là d'en déduire la vitesse finale d'implosion $V_f = \frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot \text{Ln}(x_f)$; la vitesse d'implosion peut

donc s'exprimer sous la forme suivante :

$$V_f = -\frac{p_a}{\dot{m}_a} \cdot G(A) \quad [31]$$

où la fonction G a l'allure suivante :

Cette fonction n'a pas de solutions pour $A \approx 1$ qui correspond aux cas non intéressants où la



coquille est totalement ablatée avant la fin de l'implosion. Pour $A < 0.7$, G est approximativement proportionnel à A , on peut donc écrire compte tenu de [29] et [31] :

$$V_f = \text{Cte.} \frac{\dot{m}_a}{\rho_0} \frac{R_0}{\Delta R_0} \quad [32]$$

où apparaît le terme $R/\Delta R$ qui caractérise la géométrie de la coquille (sa "finesse") ; il joue un rôle essentiel dans le dimensionnement des cibles pour la FCI. Il est appelé rapport d'aspect de la coquille.

Le second terme \dot{m}_a/ρ a la dimension d'une vitesse ; c'est la vitesse avec laquelle le front d'ablation pénètre la paroi de la coquille. Cette vitesse d'ablation est bien sûr une fonction croissante de l'éclairement.

Si on cherche à augmenter la vitesse d'implosion, on peut :

- soit augmenter l'intensité de l'éclairement et donc la vitesse d'ablation \dot{m}_a / ρ
- soit augmenter le rapport d'aspect $R/\Delta R$

Augmenter le rapport d'aspect à masse de combustible donnée signifie une capsule plus grande et plus mince. Nous verrons ultérieurement que l'augmentation du rapport d'aspect a des limites et que son choix résulte in fine de compromis.

3- Compression isentropique

3-1 Nécessité de mise en forme de la loi de poussée

On a vu que les vitesses d'implosion de quelques centaines de km/s requises par la FCI pouvaient être obtenues en appliquant à une coquille de DT une pression de l'ordre de quelques dizaines de Mbar. Mais, par ailleurs, on a vu qu'une telle pression appliquée directement au milieu allait générer dans celui-ci un choc fort et donc une génération d'entropie préjudiciable à la suite de la compression.

Revenons donc aux propriétés des chocs et considérons un milieu de densité et de pression initiale ρ_0, P_0 on veut porter sa pression à $P=k.P_0$. On peut le faire soit en appliquant de façon brutale le saut de pression et donc en générant un choc, soit de façon progressive et isentropique. Comparons les densités finales obtenues.

Pour le choc, on a (relation [15]) :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)k + (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)k + (\gamma + 1)} \quad (\text{on prendra } \gamma = 5/3)$$

et pour la compression isentropique :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = k^{1/\gamma}$$

| Saut de pression k | Compression par choc | Compression isentropique |
|--------------------|----------------------|--------------------------|
| 2 | 1,5 | 1,51 |
| 3 | 1,9 | 1,93 |
| 4 | 2,1 | 2,3 |
| 5 | 2,3 | 2,63 |
| 10 | 2,9 | 3,98 |
| 100 | 3,85 | 15,8 |

On voit dans le tableau que pour des sauts de pression k pas trop élevés (≈ 4) on s'écarte peu d'une compression isentropique.

La solution pour atteindre les pressions nécessaires à la mise en vitesse de la coquille consiste à augmenter progressivement la pression par sauts d'amplitude modérée (≈ 4) de façon qu'une perturbation ne rattrape pas la précédente.

Une mise en forme de la loi de poussée et donc nécessaire.

Si le combustible est du DT solide à la densité initiale de $0,25 \text{ g/cm}^3$, on peut montrer que la pression initiale à appliquer est de l'ordre de 1 Mbar. (voir paragraphe 1-2 de la partie 1 sur l'équation d'état de Fermi)

3-2 Un modèle idéal de compression isentropique

Un modèle analytique de compression isentropique homogène a été proposé par R. Kidder en 1976 (référence : Nucl. Fusion **16**, 405). Il fournit une première approche de la mise en forme de la loi de poussée.

La compression est dite homogène si chaque élément de volume évolue de la même façon au cours du temps :

$$d^3x(t) = h(t).d^3x_0$$

où $x_0 = x(t=0)$ et $h(t)$ est donc sans dimension

Si on utilise les coordonnées sphériques lagrangiennes on a :

$$r(r_0, t) = r_0.h(t) \quad [33]$$

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$dm = \rho.r^2 dr = dm_0 = \rho_0.r_0^2 dr_0$$

On a donc :

$$\rho(r_0, t) = \rho_0(r_0)/h^3(t) \quad [34]$$

Posons :

$$u(r_0, t) = \left(\frac{\partial r}{\partial t} \right)_{r_0} = r_0 \cdot \frac{dh(t)}{dt} \quad [35]$$

L'équation du mouvement est donnée par :

$$\dot{u} = -r^2 \cdot \left(\frac{dP}{dm} \right)_{r_0} = -\frac{r^2}{\rho_0.r_0^2} \cdot \frac{dP}{dr_0} \quad [36]$$

Ecrivons enfin que la compression est isentropique :

$$\frac{P(r_0, t)}{\rho^\gamma(r_0, t)} = \frac{P_0(r_0)}{\rho_0^\gamma(r_0)} = \frac{P(r_0, t)}{\rho_0^\gamma(r_0)} . h^{3.\gamma}(t)$$

d'où

$$P(r_0, t) = P_0(r_0).h^{-3.\gamma}(t) \quad \text{et} \quad \frac{dP}{dr_0} = \frac{dP_0}{dr_0}.h^{-3.\gamma}(t) \quad [37]$$

l'équation du mouvement peut donc s'écrire :

$$\ddot{h}.h^{3.\gamma-2} = -\frac{1}{\rho_0.r_0} \frac{dP_0}{dr_0} = \text{Cte} = -\frac{1}{t_0^2} \quad [38]$$

Le premier terme ne dépend que du temps, le second de l'espace. La constante t_0 a la dimension d'un temps. Avec $\gamma = 5/3$, on obtient :

$$\ddot{h}.h^3 = -\frac{1}{t_0^2} \quad [39]$$

Intégration de la partie temporelle

La solution générale de l'équation est :

$$h^2 = (1+b.\tau)(1-\tau) \quad [40]$$

$$\text{avec : } \tau = \frac{t}{t_C}, \quad t_C = \frac{t_0}{1+q}, \quad b = \frac{1-q}{1+q}, \quad q = -t_0.\dot{h}(0) \geq 0$$

Un premier cas particulier intéressant correspond à une coquille initialement au repos, soit

$$\dot{h}(0) = 0, \quad q = 0 \quad \text{et} \quad b=1$$

on a alors :

$$h(t) = \sqrt{1 - \tau^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{t}{t_0}\right)^2} \quad [41]$$

La pression à appliquer à la surface extérieure d'une coquille de rayon initial R_2 est égale à :

$$P(R_2, t) = \frac{P_0(R_2)}{(1 - \tau^2)^{5/2}} \quad [42]$$

L'allure du rayon normalisé ($h(t)$) et de la pression normalisée (P/P_0) en fonction du temps normalisé τ sont données sur les courbes de la figure III-6.

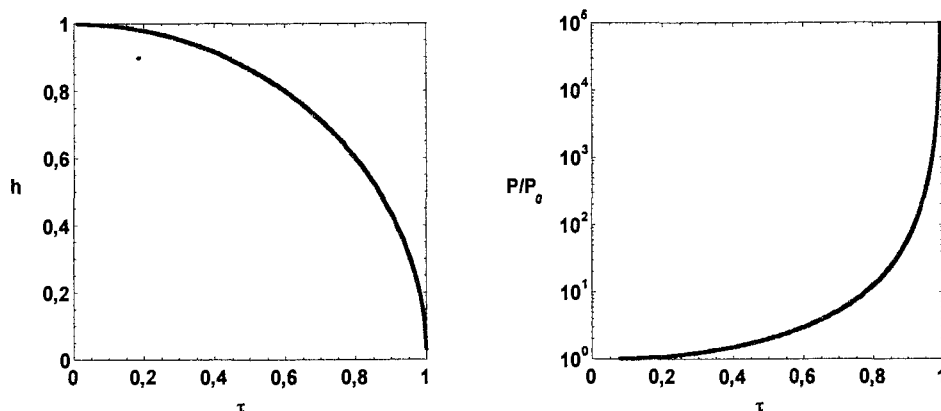


Figure III-6

On constate que ce modèle conduit à une augmentation très importante de la pression appliquée en fin implosion.

Intégration de la partie spatiale

Pour résoudre

$$\frac{1}{\rho_0 \cdot r_0} \frac{dP_0}{dr_0} = \frac{1}{t_0^2} \quad [43]$$

il est nécessaire de choisir une hypothèse.

Les plus naturelles sont de choisir,

soit un milieu à densité uniforme $\rho_0(r_0) = \text{Cte} = \rho_0$

soit un milieu à entropie uniforme $P_0(r_0)/\rho_0^\gamma(r_0) = \text{Cte.}$

Pour une densité uniforme on a :

$$P_0(r_0) = P_0(R_{02}) + \frac{\rho_0}{2t_0^2} (r_0^2 - R_{02}^2) \quad [44]$$

Plaçons-nous dans le cas d'une coquille de rayon interne R_{01} , rayon externe R_{02} et de densité uniforme. La pression sur la face interne est nulle ou négligeable, donc en écrivant :

$$P_0(R_{01}) = 0$$

on obtient :

$$P_0(R_{02}) = \frac{\rho_0}{t_0^2} (R_{02}^2 - R_{01}^2) \quad [45]$$

Lorsque la pression initiale et les caractéristiques géométriques de la coquille sont données, cette relation permet de calculer le temps d'implosion t_0 .

Exercice :

Déterminer les profils de pression $P_0(r_0)$ et de densité $\rho_0(r_0)$ dans la coquille dans l'hypothèse d'une entropie uniforme.

Remarque : toutes les solutions conduisent à des singularités, en particulier pour la pression externe, quand les rayons et donc h tendent vers 0. Dans la pratique, si on souhaite se rapprocher d'une loi de poussée de type Kidder, il existera une pression maximale qui pourra être délivrée par la source d'énergie donc en dessous d'une valeur limite h_f , soit la pression sera maintenue constante, soit la poussée sera arrêtée et la coquille poursuivra son implosion avec la vitesse acquise à cet instant :

$$V_f = -2 \cdot \frac{R_{02}}{t_0} \cdot \frac{\sqrt{1-h_f^2}}{h_f}$$

4- Propriétés d'invariance par homothétie

On vérifie aisément que le modèle de la fusée utilisé pour décrire l'accélération de la coquille par ablation ou le modèle de compression isentropique homogène sont invariants par une transformation de type homothétie.

Cette transformation est définie par :

$$R \rightarrow k.R$$

$$t \rightarrow k.t$$

$$\rho \rightarrow \rho$$

$$I \rightarrow I$$

[46]

Les longueurs et le temps sont multipliés par une même constante, les densités et les éclaircissements sont invariants. Il s'ensuit que les puissances sont multipliées par k^2 les masses et les énergies par k^3

Cette propriété permet, si on a optimisé l'implosion d'une capsule, de construire une famille de capsules présentant les mêmes propriétés.

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

Partie 4

Facteurs limitatifs

1- Position du problème : résumé des épisodes précédents

Nous avons vu que :

- l'énergie nécessaire à l'allumage d'une masse M d'un mélange de combustible thermonucléaire (DT) est inversement proportionnelle au carré de sa densité ρ (relation [16] partie 2) ;

- si cette compression est obtenue par l'implosion d'une coquille à la vitesse V , alors la densité est proportionnelle à V^3 (relation [7] partie 3) ;

- si la vitesse d'implosion est obtenue en utilisant le processus d'ablation, V est approximativement proportionnelle au rapport d'aspect de la coquille $R/\Delta R$ et à la vitesse d'ablation $V_a = \dot{m}_a/\rho$, (relation [32] partie 3).

On a donc :

$$E_{DTlim} \propto \left(\frac{R}{\Delta R} \right)^{-6} \cdot V_a^{-6} \quad [1]$$

Deux approches permettent donc de réduire l'énergie nécessaire à l'allumage :

- augmenter le rapport d'aspect en vol et donc le rayon initial de la capsule ;
- augmenter la vitesse d'ablation et donc l'éclairement appliqué à la capsule.

Nous allons voir que dans les deux cas des phénomènes limitatifs viennent réduire la marge de manœuvre.

2 - Symétrie de l'implosion et instabilités hydrodynamiques

Les évaluations présentées dans les chapitres précédents, sont basées sur l'hypothèse d'une implosion mono dimensionnelle, c'est à dire que l'on considère une capsule parfaite avec un éclairement uniforme. Il convient toutefois de définir des critères permettant d'évaluer la viabilité de la cible considérée par rapport aux instabilités hydrodynamiques qui naîtront des défauts d'éclairement ou de cible, qui sont inévitables dans la pratique.

2-1 Symétrie d'éclairement et rapport de convergence

Examinons l'influence, au premier ordre, d'un défaut d'éclairement $\delta\Phi/\Phi$. Dans ces conditions le défaut d'éclairement va induire un écart relatif de la vitesse d'implosion $\delta V/V$, qui lui même va provoquer en fin de compression un défaut de sphéricité (voir figure IV-1) de l'ordre de :

$\delta R_f = t \cdot \delta V$ où t est le temps d'implosion moyen estimé par R_0/V (R_0 est le rayon initial de la coquille).

On a donc :

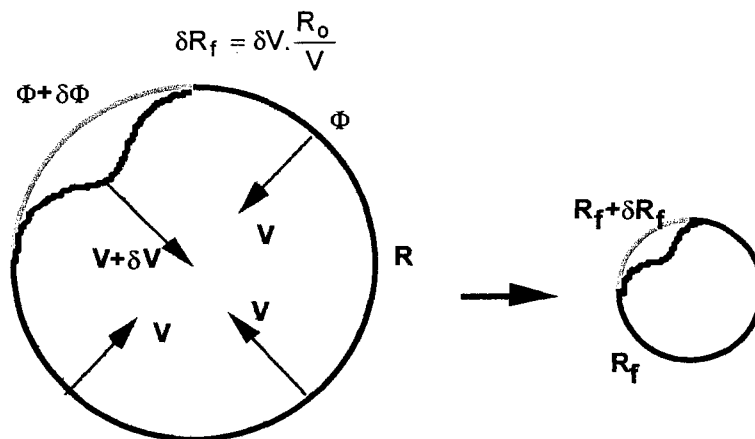


figure IV-1

Pour qu'en fin d'implosion le point chaud puisse remplir son office, il faut que le défaut de sphéricité δR_f n'excède pas une fraction f du rayon R_h de ce point chaud, soit $\delta R_f \leq f \cdot R_h$.

On doit donc avoir :

$$\frac{\delta V}{V} = f \cdot \frac{R_h}{R_o}$$

On peut montrer que le défaut de vitesse peut être relié au défaut d'éclairement par :

$$\frac{\delta V}{V} = 0,86 \cdot \frac{\delta \Phi}{\Phi}$$

La sphéricité de l'implosion sera satisfaisante si :

$$RC = \frac{R_o}{R_h} \leq 1,15 \cdot f \cdot \frac{\Phi}{\delta \Phi} \quad [2]$$

On a introduit le rapport du rayon initial de la coquille au rayon du point chaud, que nous appellerons **Rapport de Convergence (RC)**. Plus le rayon de convergence d'une cible sera petit, moins contraignante sera la condition sur l'uniformité d'éclairement.

Pour évaluer les ordres de grandeur, fixons la valeur de f à $1/2$. Un rapport de convergence de 30 nécessitera un éclairement uniforme à mieux que 2% ; à mieux que 1% pour $RC = 60$.

2-2 Les instabilités hydrodynamiques

L'instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor (R.T.) est un phénomène très répandu (du "quotidien" aux explosions de supernovae), qui se produit quand une interface entre un fluide lourd et un fluide léger est soumise à une accélération dirigée du léger vers le lourd (le léger "pousse" le lourd).

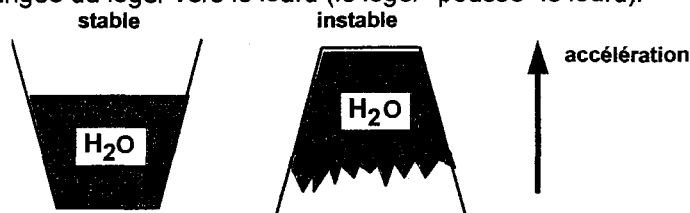


figure IV-2

On peut distinguer dans une implosion deux zones instables au sens de Rayleigh-Taylor (voir figure IV-3) :

- le front d'ablation est instable durant toute la phase de mise en vitesse de la coquille : le plasma ablaté peu dense pousse la coquille dense. Le développement de cette instabilité peut conduire à une rupture de la coquille.

- durant la phase de ralentissement, dans la région située à la limite du DT chaud et du DT froid, les gradients de pression et de densité sont opposés ; cette zone est donc également instable au sens de R.T.. Le développement de cette instabilité peut conduire à un mélange entre le DT froid et le DT chaud et interdire l'allumage.

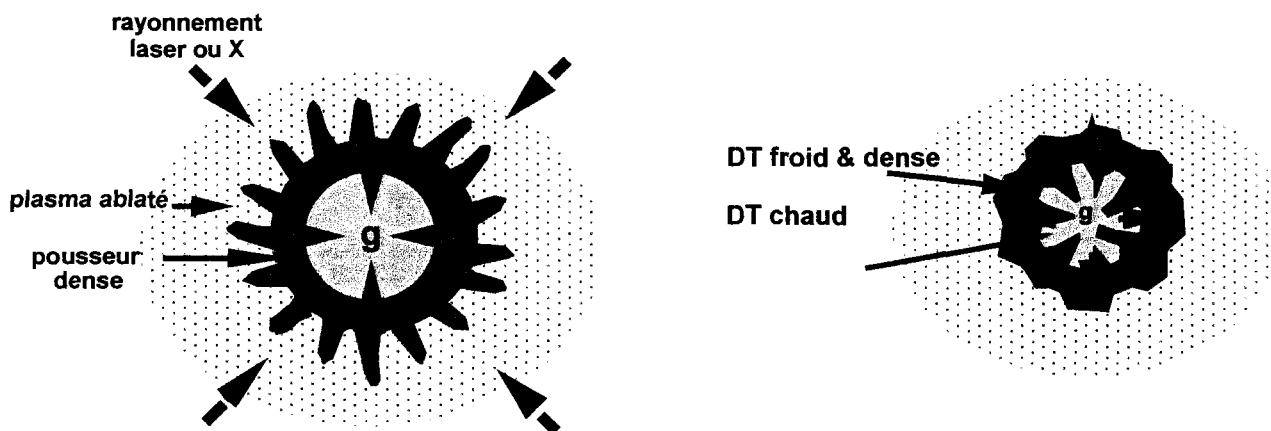


figure IV-3

Dans le cas général, on distingue trois phases dans l'évolution de l'instabilité (figure IV-4) :

- la phase linéaire qui voit un défaut supposé initialement sinusoïdal croître en restant sinusoïdal,
- une phase non linéaire qui débute lorsque l'amplitude atteint 10 à 20 % de la longueur d'onde spatiale et où apparaissent des "aiguilles" de lourd et des "bulles" de léger
- une phase turbulente avec mélange des deux milieux.

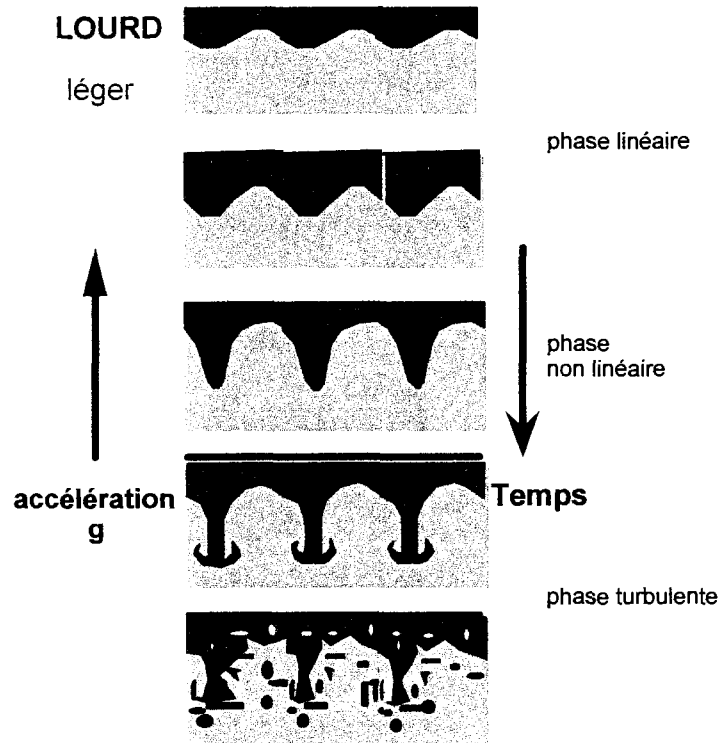


figure IV-4

Taux de croissance de l'instabilité en phase linéaire

Pour un calcul complet, on pourra se reporter à : S. Chandrasekhar, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Oxford University Press London, 1968 Chap. 10).

Considérons un défaut sinusoïdal de longueur d'onde λ (et de nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$) et d'amplitude initiale petite devant la longueur d'onde, ce système présente une analogie avec un pendule (figure IV-5).

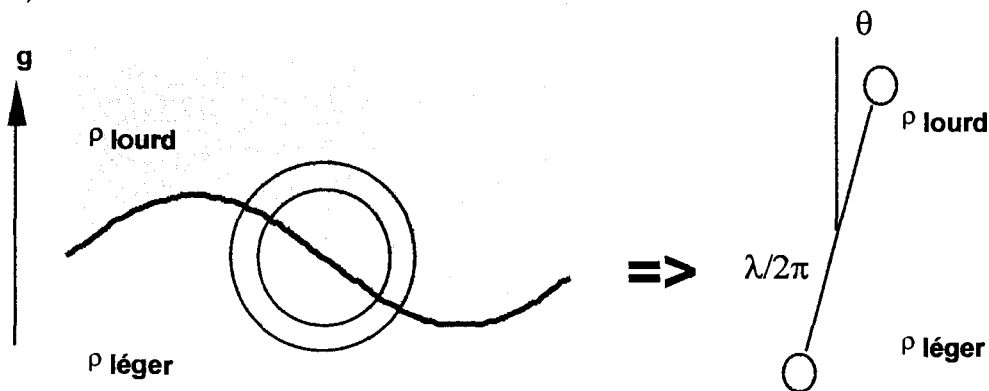


figure IV-5

L'évolution de l'angle θ est donnée par :

$$[\rho_{\text{lourd}} - \rho_{\text{léger}}] \frac{g\lambda}{2\pi} \theta = [\rho_{\text{lourd}} + \rho_{\text{léger}}] \left[\frac{\lambda}{2\pi} \right]^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}$$

le taux de croissance est alors donné par :

$$\gamma = \sqrt{\frac{\rho_{\text{lourd}} - \rho_{\text{léger}}}{\rho_{\text{lourd}} + \rho_{\text{léger}}}} . gk$$

De façon similaire l'amplitude η d'un défaut croît durant la phase linéaire suivant :

$$\eta = \eta_0 . \exp[\gamma.t] \quad \text{avec} \quad \gamma = \sqrt{A.g.k} \quad [3]$$

où g est l'accélération, k le nombre d'onde ($2\pi/\lambda$) et A le nombre d'Atwood :

$$A = \sqrt{\frac{\rho_{\text{lourd}} - \rho_{\text{léger}}}{\rho_{\text{lourd}} + \rho_{\text{léger}}}}$$

L'instabilité du front d'ablation

Intéressons nous maintenant à l'instabilité de R.T. au front d'ablation. Elle ne correspond pas exactement au cas classique que l'on vient d'évoquer. Tout d'abord, au front d'ablation le saut de densité n'est pas brutal, il s'étale sur une distance L . D'autre part, du fait même du phénomène d'ablation, il existe, à travers cette interface, un flux de matière. Ces deux effets ont tendance à réduire le taux de croissance de l'instabilité. Nous admettons que le taux de croissance de cette instabilité peut être évalué par une relation de la forme¹ :

$$\gamma = \alpha_0 \sqrt{g.k} - \beta_0 k . V_a \quad [4]$$

où g est l'accélération de la coquille, k le nombre d'onde du défaut (d'éclairement ou de structure de la coquille), V_a la vitesse d'ablation ; α_0 est de l'ordre de 0,9 et β_0 dépend du type d'éclairement de la capsule. Il vaut environ 4 dans le cas d'une attaque laser directe.

Application :

Considérons une coquille à laquelle on souhaite communiquer une vitesse de 3×10^7 cm/s en 3ns ; l'accélération vaut donc 10^{16} cm/s². Pour le mode d'éclairement choisi, la vitesse d'ablation est égale à 1.10^5 cm/s. La courbe de la figure IV-6 donne le taux de croissance de l'instabilité au front d'ablation en fonction de la longueur d'onde spatiale du défaut.

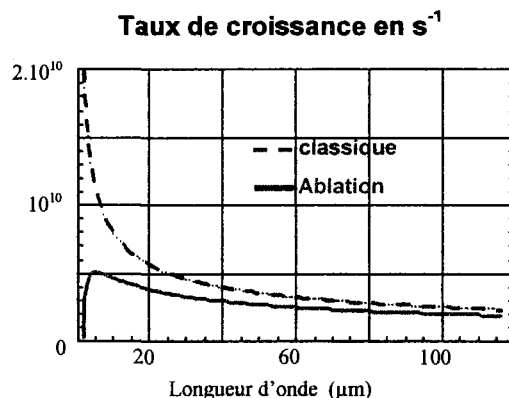


figure IV-6

On constate que le phénomène d'ablation réduit notablement le taux de croissance par rapport à une interface classique, particulièrement aux courtes longueurs d'onde.

¹H. Takabe et al., Phys. Fluids **28**, 3676 (1985).

Instabilité de Richtmyer-Meshkoff

Cette instabilité se développe lorsqu'un choc traverse une interface présentant une modulation (figure IV-7). Contrairement à l'instabilité de R.T., l'instabilité de R.M. se développe quel que soit le sens du saut de densité.

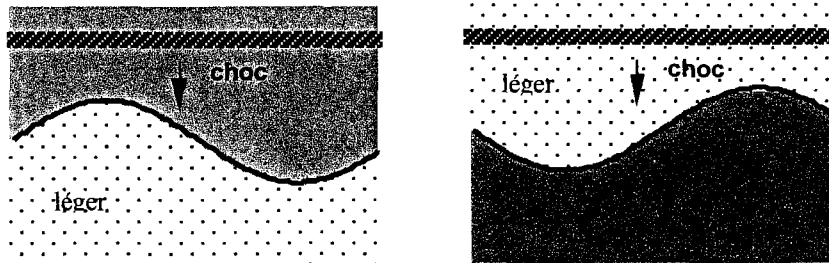


figure IV-7

2-3 Limitations induites par les instabilités hydrodynamiques

Instabilité du front d'ablation et rapport d'aspect de la coquille

Intéressons-nous tout d'abord plus particulièrement à l'instabilité au front d'ablation durant la phase d'accélération de la coquille. L'instabilité va inéluctablement croître à partir de deux types de défauts :

- les défauts induits par la rugosité de la paroi de la coquille
- les défauts induits par les imperfections du système d'éclairage.

Le problème est d'en limiter et d'en contenir les effets.

Pour simplifier cette analyse préliminaire, écrivons le taux de croissance non pas sous la forme [4] mais :

$$\gamma = \zeta \sqrt{g \cdot k} \quad [5]$$

ce qui revient à dire que γ est une égal à une fraction $\zeta < 1$ du taux de croissance classique de l'instabilité de R.T. pour un nombre d'Atwood égal à 1 ; ζ prend en compte la réduction de ce taux du fait des gradients et du terme d'ablation.

Faisons l'hypothèse que la coquille est portée à sa vitesse d'implosion avec une accélération constante, sur une distance de l'ordre de $0,75 R_0$, où R_0 est son rayon initial. L'amplitude d'une perturbation, en fin d'implosion est donnée par :

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp[n] \quad \text{avec} \quad n = \int_0^{t_f} \gamma \cdot dt \quad [6]$$

D'après les hypothèses précédentes n est égal à :

$$n = \zeta \sqrt{1,5 \cdot k \cdot R}$$

Admettons que les longueurs d'onde spatiales des défauts les plus dangereux, sont de l'ordre de l'épaisseur de la coquille durant son accélération, soit $k \sim 2\pi/\Delta R$, on a donc :

$$n = \zeta \sqrt{3\pi \cdot \frac{R}{\Delta R}} \quad [7]$$

Le taux de croissance des perturbations augmente donc avec le rapport d'aspect $R/\Delta R$ de la coquille pendant la phase d'accélération .

Le rapport d'aspect en vol maximal sera donc fixé par le taux d'amplification maximal tolérable, et donc par l'amplitude initiale des perturbations. Si n_{\max} est le facteur d'amplification maximum tolérable (= Ln du taux d'amplification max) on devra avoir :

$$\frac{R}{\Delta R} \leq \frac{1}{3\pi} \left(\frac{n_{\max}}{\zeta} \right)^2 \quad [8]$$

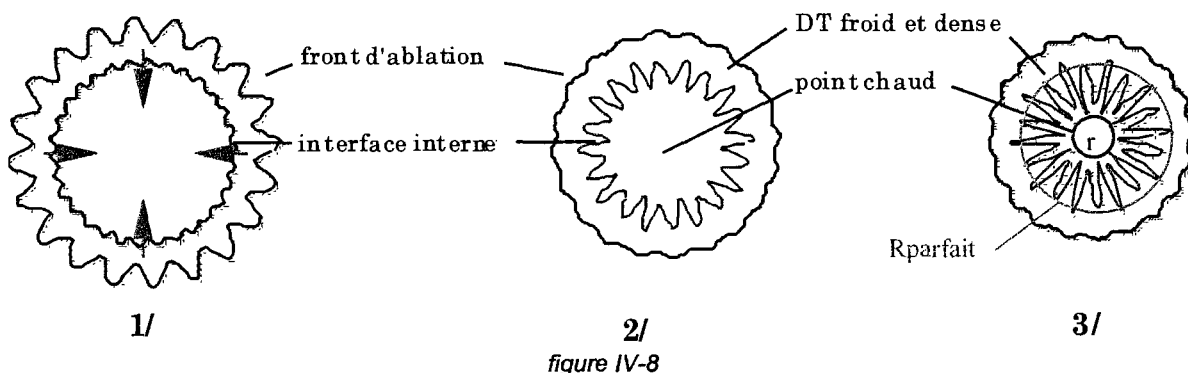
De façon équivalente plus $R/\Delta R$ sera faible, plus la coquille sera, a priori stable, par rapport à l'instabilité au front d'ablation.

Application numérique :

Prenons un taux d'amplification maximal de 1000, soit $n_{\max} \sim 6,9$, valeur réaliste correspondant à une rugosité de 20 nm et à une amplitude maximale de 20 μm . On a alors $R/\Delta R < 20$, pour $\zeta = 0,5$ valeur représentative d'un éclairage par un rayonnement X thermique (attaque indirecte).

Instabilités durant la phase de ralentissement et sécurité de fonctionnement

Durant la phase d'accélération, sous l'effet de l'instabilité de R.M. aux divers interfaces et de celle de R.T. au front d'ablation, les divers défauts vont croître. Plaçons nous dans le cas où cette croissance n'a pas entraîné la rupture de la coquille. La pression dans le point chaud au centre de la capsule augmente, devient supérieure à la pression externe et commence donc à ralentir 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 vont servir de "germes" à l'instabilité. 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. Nous nous limiterons donc à une analyse phénoménologique.



A la fin de la phase d'accélération (1/), les défauts se sont développés aux divers interfaces, y compris l'interface interne (R.M.) et surtout au front d'ablation (R.T.). Au début de la phase de ralentissement, les défauts du front d'ablation sont partiellement transmis à l'interface interne où ils s'additionnent aux défauts préexistants (2/). La transmission des défauts du front d'ablation est d'autant plus importante que l'épaisseur de la coquille de DT dense est faible :

$$\eta_{\text{transmis}} \approx \eta_0 \cdot \exp(-k \cdot \Delta R)$$

Durant la phase de ralentissement les défauts croissent à l'interface interne entre le combustible chaud et peu dense du point chaud et le combustible froid et dense (3/). On peut ainsi aboutir à la situation schématisée sur la figure IV-8-3/, où une partie du point chaud, de rayon r , n'est pas perturbée, entourée d'une zone perturbée d'épaisseur $\Delta R_{\text{mélange}}$ où la température n'est plus suffisante pour satisfaire les conditions d'allumage du DT. La densité surfacique effective du point chaud est alors :

$$\rho \cdot r = \rho \cdot (R_{\text{parfait}} - R_{\text{mélange}}) \quad [9]$$

Si la capsule a été conçue de façon à ce que dans un monde parfait sa densité surfacique en fin d'implosion satisfasse juste les conditions d'allumage ($\rho R_{\text{parfait}} = 0,3 \text{ g/cm}^2$), avec prise en compte de la zone perturbée, le point chaud est trop petit pour jouer son rôle !

Comment se comporte l'épaisseur de la zone perturbée par les instabilités hydrodynamiques dans la transformation de type homothétie dans la partie 3 ?

$$R \rightarrow hR$$

$$t \rightarrow ht$$

$$\rho \rightarrow \rho$$

$$l \rightarrow l$$

[46] partie 3

On peut tout d'abord admettre que la rugosité initiale de la cible est une donnée technologique qui est indépendante des dimensions de la cible. Le taux de croissance de l'instabilité au front d'ablation (relation [7]) est laissé invariant par la transformation. L'amplitude des défauts transmis à l'interface interne est multipliée par $\exp(-h)$, enfin des simulations numériques montrent que le taux de croissance durant la phase de ralentissement est laissé pratiquement invariant. Donc si on applique un facteur d'échelle $h > 1$,

l'épaisseur de la région perturbée va être au plus égale à la valeur calculée pour la cible de base. Pour retrouver les conditions d'allumage en présence d'instabilités hydrodynamiques, il faut appliquer à la cible optimisée en l'absence d'instabilités un facteur d'échelle h , tel que :

$$h \cdot \rho \cdot (R_{\text{parfait}} - \Delta R_{\text{mélange}}) = \rho \cdot R_{\text{parfait}} = 0,3 \text{ g/cm}^2$$

soit :

$$h = \frac{1}{1 - \Delta R_{\text{mélange}} / R_{\text{parfait}}} \quad [10]$$

Ce qui suppose que la zone perturbée ne s'étende pas à l'intégralité du point chaud, soit :

$$R_{\text{parfait}} > \Delta R_{\text{mélange}}$$

Le remède pour s'affranchir des instabilités hydrodynamiques a un prix puisque, comme nous l'avons vu, les énergies à investir sont multipliées par h^3 .

Quels sont les conséquences des instabilités hydrodynamiques sur le gain de la cible ? A partir du moment où les conditions d'allumage sont rétablies, le DT brûle de la même manière quelle que soit sa température initiale. Une zone perturbée par les instabilités hydrodynamiques n'a pas d'effet sensible sur l'onde de combustion thermonucléaire et donc sur le gain. Les courbes de gain peuvent donc être schématisées de la façon indiquée sur la figure IV-9.

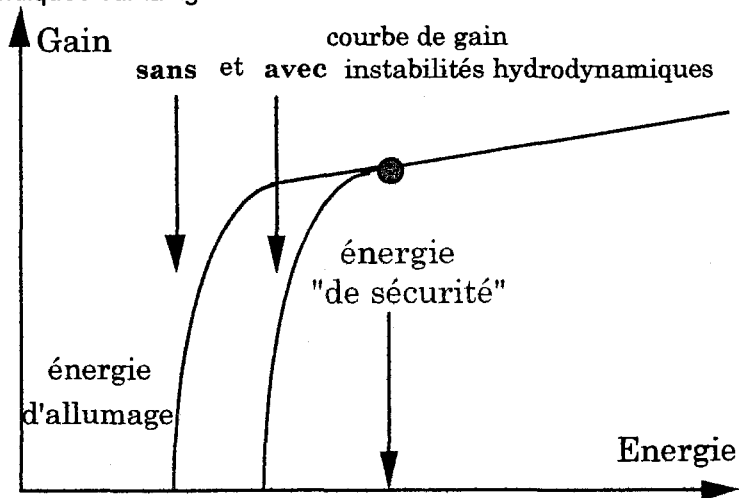


figure IV-9

En résumé :

La prise en compte des instabilités hydrodynamiques dans le cadre de la FCI impose une limite supérieure au rapport d'aspect de la coquille à imploser $R/\Delta R$. Comme l'augmentation du rayon est un moyen, à énergie investie donnée, de réduire la puissance à délivrer à la capsule, ces instabilités imposent une limite inférieure à la puissance de la source d'énergie (du "driver"). Cette limite est schématisée sur la figure IV-10

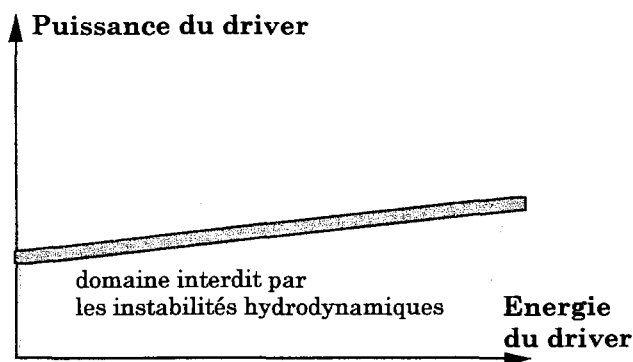


figure IV-10

3 - Les différentes approches de la FCI et les instabilités hydrodynamiques

Différents vecteurs d'énergie, sont envisagés pour réaliser une implosion pour la FCI. Ainsi comme source d'énergie, on peut utiliser des faisceaux :

- laser
- d'ions légers
- d'ions lourds

dans chacun de ces cas les faisceaux peuvent être directement dirigés sur la capsule à imploser, on parle alors d'attaque directe, ou utilisés pour chauffer les parois d'une cavité (hohlraum) formant un four, pour y créer un rayonnement X thermique, on parle alors d'attaque indirecte.

Dans le cas de faisceaux laser, on est conduit aux schémas de la figure IV-11.

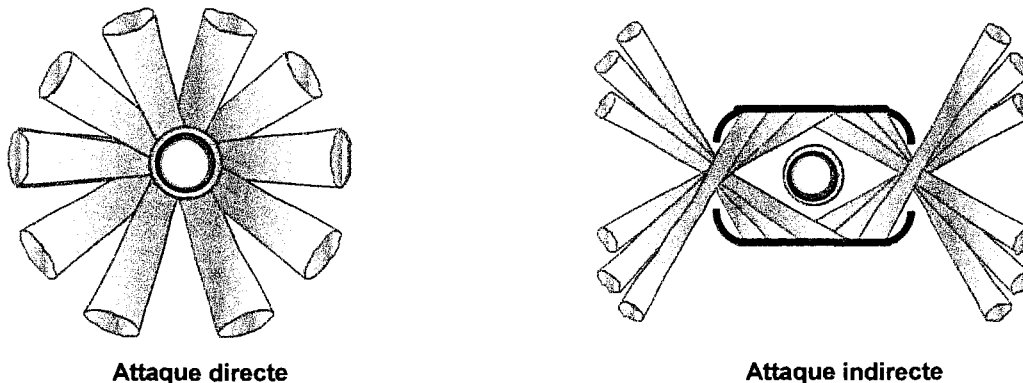


figure IV-11

Ces approches ont des implications différentes au niveau des instabilités hydrodynamiques. Dans le cas de l'attaque directe, tout défaut de répartition d'énergie à l'intérieur d'un faisceau ou entre les faisceaux est directement transmis à la capsule et sert de germe aux instabilités hydrodynamiques. De plus, si on considère le taux de croissance de l'instabilité au front d'ablation ([4]), du fait des lois d'échelles différentes, le terme stabilisant kV_a est plus important dans le cas de l'attaque indirecte.

C'est pour ces raisons que l'approche indirecte est privilégiée par de nombreux laboratoires.

4- Les limitations induites par les problèmes d'interaction faisceaux-plasma

Quel que soit le vecteur d'énergie et le mode d'irradiation choisi, le faisceau devra traverser et interagir avec un plasma avant de parvenir aux zones de dépôt d'énergie. Nous n'évoquerons que sommairement ces phénomènes d'interaction en renvoyant aux exposés spécialisés.

D'autre part, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas de la FCI par laser.

Dans un plasma peuvent coexister différents types d'onde :

- des ondes acoustiques ioniques (phonons)
- des ondes électroniques (plasmons)
- des ondes électromagnétiques (photons), dont l'onde laser.

Des couplages non-linéaires peuvent exister entre 3 de ces ondes donnant lieu à des instabilités plasma, dites « instabilités paramétriques ». L'onde laser incidente (onde pompe) cède son énergie à deux ondes filles. La nature de l'instabilité est caractérisées par ces ondes filles : s'il s'agit d'une onde E.M. et d'une onde acoustique ionique, on parle de diffusion Brillouin, pour une onde E.M. et d'une onde électronique, de diffusion Raman, etc. L'ensemble de ces instabilités a un certain nombre d'effets néfastes :

- lorsqu'une des ondes filles est une onde E.M., celle-ci est généralement dirigée en sens inverse de l'onde laser incidente (rétrodiffusion). De l'énergie quitte ainsi le plasma et se trouve perdue ;
- l'énergie emportée par les ondes ioniques ou électroniques ne participe pas au processus d'ablation ;
- dans certains cas, l'énergie absorbée par le plasma est transmise à une petite population d'électrons qui acquièrent une grande énergie. Ils risquent ainsi pénétrer la capsule et d'y déposer de l'énergie dans le combustible augmentant ainsi son entropie. ;

-

Un autre type d'instabilité est appelé filamentation : elle est générée par d'éventuelles modulations spatiales dans le faisceau (figure IV-12).

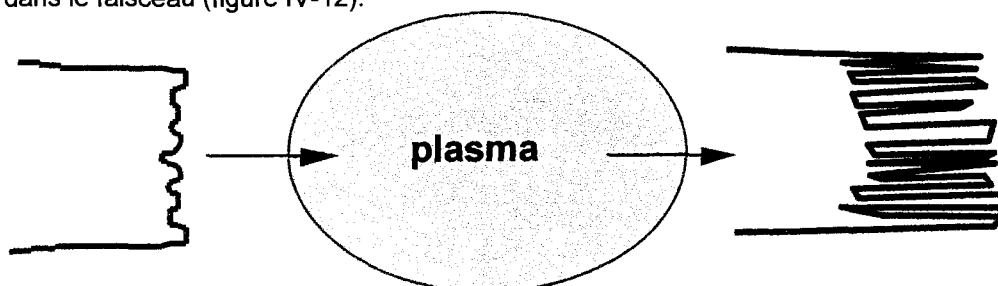


figure IV-12

L'effet cumulé de ces instabilités plasma croît avec l'intensité de l'onde de pompe et donc avec l'éclairement de la capsule. On est donc conduit à imposer une limite supérieure à cet éclairement et donc à la puissance appliquée à la capsule à imploser (figure IV-13).

La figure IV-14 schématise le domaine de fonctionnement possible compte tenu des limites imposées par instabilités hydrodynamiques et les instabilités plasma.

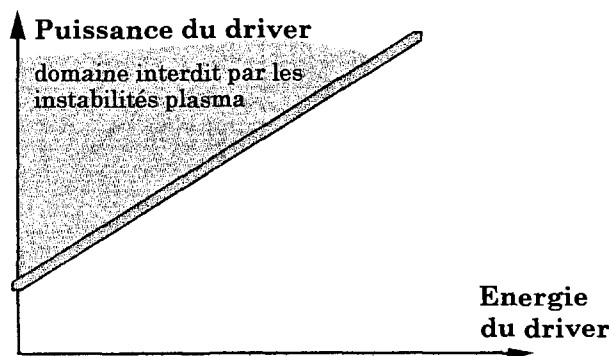


figure IV-13

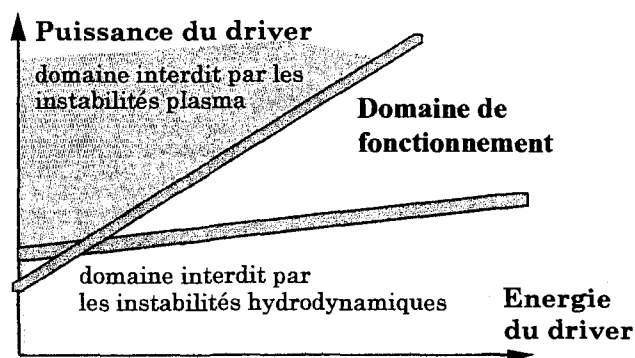


figure IV-14

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

Partie 5

Des concepts expérimentaux

Que ce soit pour imploser la capsule ou pour former le point chaud, différents concepts sont proposés.

Nous avons vu dans les parties précédentes que deux approches pouvaient être utilisées pour créer le processus d'ablation destiné à imploser la capsule contenant le combustible thermonucléaire : l'attaque directe ou l'attaque indirecte. On évaluera le rendement d'une cible en attaque indirecte dans le premier chapitre.

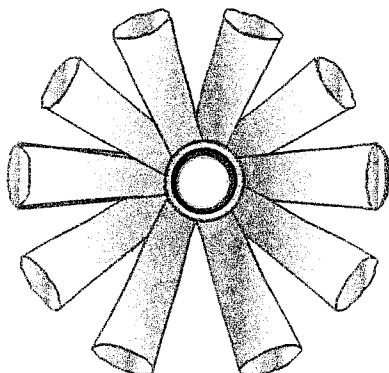
Pour brûler le DT il est nécessaire de former un point chaud. On décrira dans le deuxième chapitre un concept original : l'allumeur rapide.

1- L'attaque indirecte

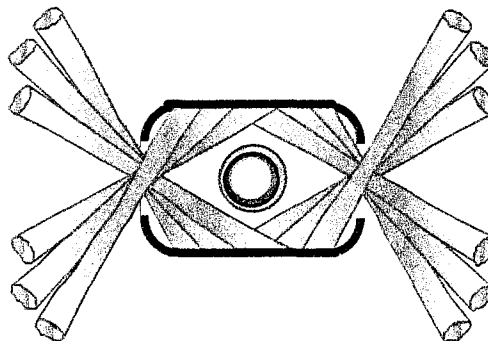
1-1- Introduction

Dans l'approche directe, les faisceaux de la source (ou "driver") éclairent directement la surface de la capsule. L'éclairement est simplement relié à la puissance P du driver par $I=P/S$ où S est la surface externe de la capsule. De même le coefficient de couplage entre la source d'énergie et la capsule est simplement égal à la fraction d'énergie absorbée par la capsule.

Dans le cas de l'approche indirecte où l'énergie du driver est convertie en rayonnement thermique dans une cavité (ou "hohlraum"), l'éclairement reçu par la capsule et la fraction d'énergie absorbée par celle-ci, sont plus complexes à évaluer.



Attaque directe



Attaque indirecte

1-2- Rappels : notion de corps noir, notion d'albédo

1-2-1 Le corps noir

Considérons une cavité fermée contenant de la matière et du rayonnement électromagnétique à l'équilibre thermodynamique. Par définition cette cavité qui ne rayonne pas à l'extérieur est appelé corps noir. On calcule les propriétés du rayonnement contenu dans cette cavité en utilisant le fait qu'il constitue un gaz de bosons. On peut montrer que le rayonnement dans la cavité est isotrope ; si la température de la cavité est T , la distribution spectrale de l'intensité radiative est donnée par :

$$B_\nu = \frac{2 \cdot h \cdot \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad [1]$$

où c désigne la vitesse de la lumière, h la constante de Planck, k celle de Boltzmann, ν la fréquence du rayonnement.

Le flux directionnel traversant un élément de surface dans la cavité (ou un petit trou dans la paroi de la cavité) est égal à :

$$F = \sigma \cdot T^4 \quad [2]$$

où $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5}$ (erg.cm⁻².s⁻¹..K⁻⁴) est la constante de Stefan-Boltzman

1-2-2 Albédo d'une paroi

Par définition, l'albédo d'une paroi, que nous noterons A, est le rapport de la puissance radiative réfléchie par cette paroi à la puissance incidente. La fraction de puissance absorbée est donc égale à (1- A). L'absorption d'un rayonnement par un matériau de Z élevé peut être modélisée par une onde de diffusion, ou onde de Marshak². Les photons incidents sont arrêtés dans une fine épaisseur de la paroi, dont la température croît à des valeurs comparables à celle de la source. L'onde évoquée plus haut se propage, par absorption et émission de photons, vers l'intérieur de la paroi. A mesure que l'épaisseur de la couche chauffée augmente, son émission propre croît également et donc l'albédo de la paroi augmente. Ce modèle conduit à évaluer l'albédo d'une paroi d'or par la relation suivante³:

$$A = 1 - \left[0,45 \cdot T_r^{-3/4} \cdot t^{-1/2} \right] \quad [3]$$

où la température T_r du rayonnement incident est en °K et le temps t en s.

L'albédo d'une paroi d'or irradiée par un rayonnement à $3 \cdot 10^6$ K pendant 1 ns atteint 80 % !

1-3- Conversion de l'énergie source en rayonnement X

La FCI par attaque indirecte utilise le fait qu'un plasma dense porté à haute température, c'est à dire quelques millions de Kelvin, rayonne une puissance importante sous forme de rayonnement X, plus particulièrement dans le domaine 100eV à 1 keV (100 à 10 Å). Comme dans le cas de l'attaque directe, plusieurs sources de chauffage peuvent être envisagées (faisceaux laser ou d'ions) ; les géométries diffèrent alors quelque peu. Les mécanismes de transformation de l'énergie interne du plasma en rayonnement sont complexes : on a une superposition d'un spectre de raies (transitions liés-liés) à un spectre continu (transitions libre-libre ou libre-liés).

1-3-1 Cas des faisceaux laser

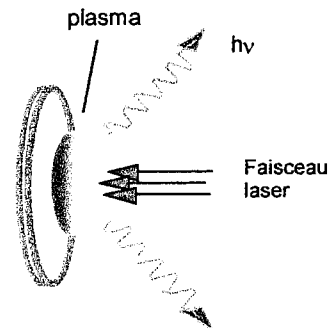
Un plasma créé par un faisceau laser convertit une partie de l'énergie laser absorbée en rayonnement X avec un spectre et un rendement η_x qui dépendent du matériau éclairé et des caractéristiques de l'éclairement laser (longueur d'onde λ , intensité I et durée d'impulsion τ). Le rendement de conversion peut être évalué à partir d'une relation empirique⁴:

$$\eta_x = 7,5 \cdot 10^{-4} \cdot Z \lambda^{-0,6} \frac{\tau^{0,36}}{I^\omega + I^{-\omega}} \quad [4]$$

$$\text{où } \omega = 0,55 \cdot \lambda^{0,7} \text{ et } I = \frac{I_L \cdot \lambda^2}{5 \cdot 10^{13}}$$

avec l'éclairement laser I_L en W/cm², sa longueur d'onde λ en μm , la durée d'impulsion laser τ en ps.

On voit que pour un éclairement de quelques 10^{14} W/cm², à la longueur d'onde laser de 0,35 μm , sur un matériau de Z élevé comme de l'or, η_x atteint 60 %.



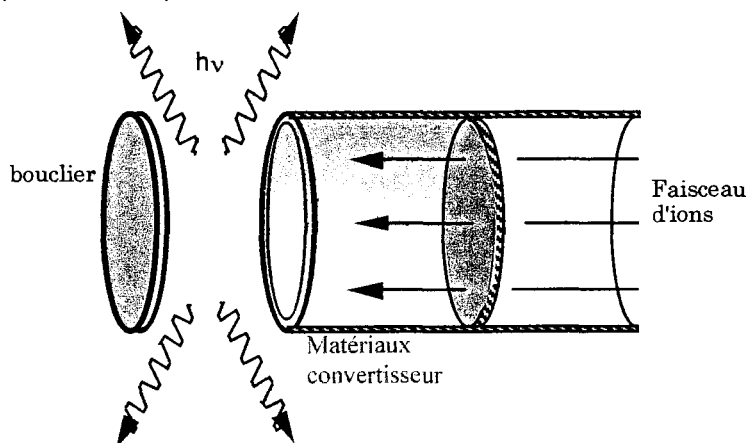
² R.E. Marshak, Phys. Fluids 1, 24 (1958).

³R. Sigel et al., Phys. Rev. A38, 5779 (1988).

⁴ D. Babonneau dans La fusion thermonucléaire inertielle par laser, édité par R. Dautray, J-P. Watteau, série Synthèse, CEA-Eyrolles, partie 1, volume 2.

1-3-2 Cas des faisceaux d'ions lourds

La source est constituée d'un matériau de Z faible (béryllium par exemple) faiblement dopé d'un matériau de Z élevé confiné dans une enceinte cylindrique ouverte à une extrémité. Le rendement de ce type de source peut être très élevé.



Source X pour faisceaux d'ions lourds

Un cylindre de béryllium de longueur et de rayon 0,2 cm, de densité initiale $0,53 \text{ g/cm}^3$ avec un dopage au plomb de l'ordre de 3×10^{-4} en densité, irradié par un faisceau d'ions plomb de 7,5 GeV, avec une puissance de 750 TW conduit à un taux de conversion en rayonnement X de 82 %⁵.

1-4- Lois d'échelle pour l'ablation

Comme cela a été fait dans le cas d'un éclairage laser direct (partie 3 - [19]), on peut évaluer la pression d'ablation et le taux de masse ablaté, dans le cas d'un rayonnement de corps noir de température T_r (référence⁶) :

$$P_a(\text{Mbar}) = 1,8 \cdot 10^{-21} \cdot T_r^{3,5} \quad [5]$$

$$\dot{m}_a(\text{g/cm}^2/\text{s}) = 1,9 \cdot 10^{-13} \cdot T_r^3$$

avec T_r en °K

Application :

La relation précédente montre qu'une pression d'ablation de 100 Mbar est obtenue avec un rayonnement de corps noir de température $3,15 \cdot 10^6 \text{ K}$, ce qui correspond d'après la relation [5] à un éclairage de $5,6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Rappelons que pour un éclairage direct par un laser fonctionnant à la longueur d'onde de $0,35 \mu\text{m}$, un éclairage de $8,6 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ est nécessaire.

1-5- Quelques notions sur la physique de la cavité

Les principaux phénomènes intervenant dans une cavité sont schématisés sur la figure suivante, dans le cas où les faisceaux de chauffage sont des faisceaux laser : en (1) le faisceau incident crée une source de rayonnement X. Une partie de ce rayonnement chauffe la capsule, une autre chauffe les parois de la cavité et enfin une partie peut s'échapper par les trous ménagés dans la cavité pour le passage des faisceaux laser. En (2) une portion de paroi recevant du rayonnement provenant du reste de la cavité va chauffer et ré-émettre une fraction de l'énergie reçue sous forme de rayonnement, qui comme pour la source va se répartir entre la capsule, les parois de la cavité et les fuites (3). L'énergie radiative est en quelque sorte "recyclée" à l'intérieur de la cavité.

Le bilan énergétique de la cavité peut alors s'établir comme suit :

$$\eta_x \cdot P_{\text{source}} = P_{\text{capsule}} + P_{\text{parois}} + P_{\text{fuite}} \quad [6]$$

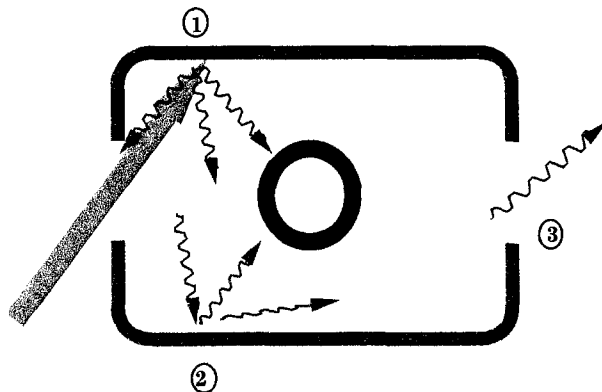
Admettons que la cavité se comporte comme un corps noir de température radiative T_r . On a alors :

$$P_{\text{fuite}} = S_t \cdot \sigma \cdot T_r^4 \quad [7]$$

⁵ Ho et al., Nucl. Fusion 34 (1994), 1081

⁶J. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).

où S_t est la surface occupée par les trous.



De façon similaire on a :

$$\begin{aligned} P_{\text{capsule}} &= (1 - A_c) S_c \cdot \sigma \cdot T_r^4 \\ P_{\text{parois}} &= (1 - A_p) S_p \cdot \sigma \cdot T_r^4 \end{aligned} \quad [8]$$

où A_c et A_p désignent l'albédo de la capsule et des parois. En ce qui concerne la capsule, on a intérêt à choisir un matériau aussi absorbant que possible, donc A_c petit ; nous ferons donc l'approximation $A_c = 0$. Au contraire, il est souhaitable que les parois ré-émettent le plus possible et donc que leur albédo A_p soit aussi proche de 1 que possible.

1-6- Evaluation du rendement de couplage

Compte tenu des relations [7] et [8] le bilan [6] peut s'écrire en prenant $A_c = 0$:

$$\eta_x \cdot P_{\text{source}} = \sigma \cdot T_r^4 \cdot [S_c + (1 - A_p) \cdot S_p + S_t]$$

ou encore, en posant $s = S_p/S_c$ et $f = S_t/S_c$:

$$\eta_x \cdot P_{\text{source}} = \sigma \cdot T_r^4 \cdot S_c \cdot [1 + (1 - A_p) \cdot s + f]$$

Avec la puissance absorbée par la capsule en [8], le rendement de couplage est donc donné par :

$$\frac{P_{\text{capsule}}}{P_{\text{source}}} = \frac{\eta_x}{1 + (1 - A_p) \cdot s + f} \quad [9]$$

Application numérique :

On a vu que le taux de conversion en énergie X, η_x , pouvait être de l'ordre de 70 % ; les cibles conçues pour un laser d'énergie 1,5 MJ présentent une valeur du rapport des surfaces de l'enceinte à celle de la capsule (s) variant de 15 à 30, le rapport de la surface des trous d'entrée des faisceaux laser à la surface de la capsule (f) est de l'ordre de 1 et enfin l'albédo α_p est voisin de 0,9. Dans ces conditions le rapport de couplage est compris entre 20 et 14 %. En d'autres termes, la capsule va absorber entre 210 et 300 kJ.

1-7- A propos de la symétrie d'éclairement de la capsule

Si la cavité dans laquelle est placée la capsule contenant le combustible thermonucléaire se comportait comme un corps noir parfait, l'éclairement reçu par la capsule serait totalement uniforme. Or le système considéré n'est pas totalement à l'équilibre puisque la capsule absorbe de l'énergie provenant des sources et, dans le cas de la FCI par laser, des trous sont nécessaires pour faire rentrer les faisceaux laser. La symétrie d'irradiation de la capsule n'est a priori pas parfaite. La répartition de l'éclairement est un problème complexe qui dépasse le cadre de ce cours. Elle dépend bien sûr des dimensions et de la forme de la cavité, de la position des sources et des éventuels trous. Elle varie aussi au cours du temps en fonction du chauffage des parois et du remplissage de la cavité par les plasmas issus des parois de l'enceinte ou de la capsule.

2- L'allumeur rapide

2-1- Le concept de l'allumeur rapide (fast ignitor)

Nous avons vu dans la partie 2 que les gains thermonucléaires (rapport de l'énergie thermonucléaire dégagée à l'énergie investie dans le DT) nécessitent un allumage par point chaud. On minimise ainsi l'énergie à investir en ne chauffant et en ne portant aux conditions d'allumage qu'une partie du DT (point chaud), qui va donner naissance à l'onde de combustion thermonucléaire et permettre de brûler le reste du DT (combustible principal) comprimé "à froid".

Dans le schéma classique, cette configuration avec point chaud est obtenue en plaçant, grâce à un chauffage sélectif par les ondes de choc au début de la phase d'implosion, les deux parties du combustible sur des isentropiques différentes et en les comprimant ensuite. Ce schéma est représenté sur la figure V-1.

L'allumage se produisant à la fin de la phase d'implosion, la pression est pratiquement uniforme dans l'ensemble du combustible. Il s'ensuit que la densité au sein du point chaud est notablement inférieure à celle du combustible principal. Si on utilise le modèle du point chaud pour décrire cette configuration (voir partie 2), il faut choisir le modèle **isobare**⁷ ($\varepsilon = 1$).

Il est possible d'imaginer un autre chemin thermodynamique permettant de porter une partie du combustible au domaine d'allumage. Il est schématisé sur la figure V-2.

Dans ce schéma, on commence par comprimer l'ensemble du combustible sur une isentrope basse, qui permet d'atteindre des densités finales élevées. Cette densité étant obtenue, on chauffe sélectivement, par un procédé restant à préciser, une partie du combustible pour l'amener dans le domaine d'allumage. Ce chauffage doit être suffisamment rapide pour que les matériaux n'aient pas le temps de se détendre. On considère alors qu'à l'allumage les deux milieux ont la même densité ; on peut donc utiliser la version **isochore**⁸ du modèle du point chaud.

figure V-1

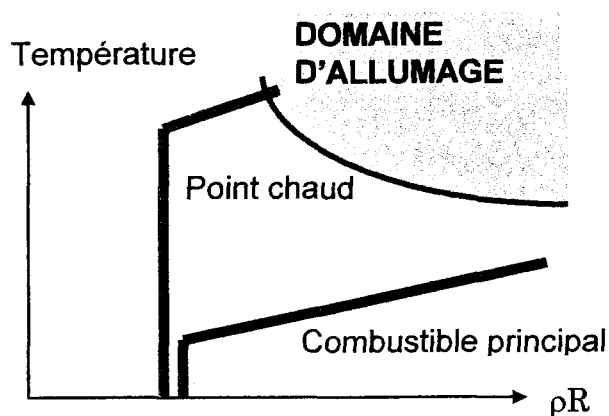
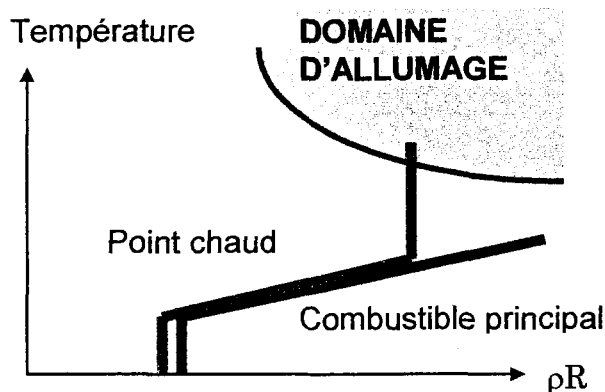


figure V-2



2-2- Mode de chauffage du point chaud dans le cadre du schéma d'allumage rapide

Le schéma d'allumage rapide suppose la capacité de déposer une quantité importante d'énergie, dans un temps très bref et dans un domaine spatial très limité.

⁷ J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion, **22**, 561 (1982)

⁸ R. Kidder, Nucl. Fusion, **16**, 405 (1976)

Les ordres de grandeur

Plaçons-nous dans le cas où la densité de l'ensemble du combustible, après la phase de compression, serait de 300 g/cm^3 . On admet que l'allumage peut être obtenu avec un point chaud de densité surfacique de $0,3 \text{ g/cm}^2$. Le rayon du point chaud devrait être de l'ordre de $0,3/300 = 10^{-3} \text{ cm}$, soit $10 \mu\text{m}$; l'énergie à investir de l'ordre de $4 \cdot 10^8 \cdot (\rho R)^3 \cdot T / \rho^2 = 1,3 \text{ kJ}$ et le dépôt devrait se faire dans un temps de l'ordre de 10 ps (formule [12] de l'introduction).

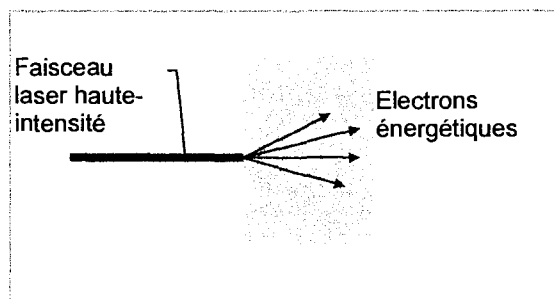
Le concept de FCI par allumage rapide a été proposé (M. Tabak et al, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994)) à la suite du développement d'une nouvelle classe de lasers ultra-puissants. Ces lasers utilisant la technique CPA (chirped pulse amplification) délivrent dans des impulsions brèves, de l'ordre de la picoseconde, des puissances de quelques TW. Ces faisceaux laser focalisés sur un plasma conduisent à des éclaircements très élevés (10^{19} à 10^{21} W/cm^2).

Il a été montré expérimentalement qu'à ces éclaircements une fraction notable (jusqu'à 30 %) de l'énergie laser était transférée à des électrons de haute énergie, formant un faisceau dirigé vers l'avant

La température des électrons ainsi créés est liée à l'éclairement I par la relation suivante :

$$T_{\text{hot}} (\text{MeV}) \approx (I \lambda^2 / 10^{19})^{1/2} \quad \text{où } \lambda \text{ est la longueur d'onde du laser}$$

et avec $I \lambda^2$ en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$



On constate qu'à $1,06 \mu\text{m}$ pour un éclairciment de l'ordre de 10^{19} W/cm^2 , on obtient des électrons d'environ 1 MeV , électrons dont le libre parcours moyen dans le DT comprimé est de l'ordre du rayon nécessaire à la formation d'un point chaud. D'où l'idée de Tabak et al. d'utiliser ce mécanisme pour chauffer une partie du DT et former ainsi un point chaud.

Les choses ne sont toutefois pas aussi simples que cela : il ne suffit pas de créer des électrons pour former un point chaud, il faut que ceux-ci déposent leur énergie au bon endroit (figure V-3).

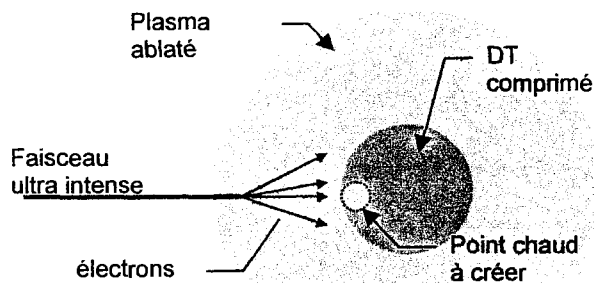


figure V-3

Du fait de la divergence du faisceau d'électrons (environ 30°), s'ils sont générés trop loin du DT comprimé, ils vont "arroser" une zone sensiblement plus grande que celle du point chaud à créer. Le faisceau ultra-intense doit se propager dans le plasma qui a été ablaté durant la phase de compression du combustible, il peut le faire jusqu'à la densité critique correspondant à sa longueur d'onde, or celle-ci peut être notablement éloignée du DT comprimé.

C'est là qu'interviennent de nouvelles propriétés de ces faisceaux laser intenses. Il a en effet été observé qu'un faisceau de forte intensité ($> 10^{18} \text{ W/cm}^2$) se propageant dans un plasma sous-critique l'expulsait par l'action de la force pondéromotrice. Le faisceau creuse ainsi dans le plasma sous-critique une sorte de "canal" qui peut faciliter le passage d'un autre faisceau.

Enfin, une autre propriété des éclaircements intenses est exploitée. A fort éclairciment, la vitesse d'oscillation des électrons sous l'influence du champ électrique de l'onde lumineuse devient relativiste. La

masse m_e des électrons du plasma soumis à cette onde s'en trouve modifiée par le facteur $1/(1 - \gamma^2)^{1/2}$, où γ est le rapport de la vitesse des électrons à celle de la lumière. Or, la densité critique est égale à :

$$n_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 c^2}{q_e^2} \cdot \frac{m_e}{\lambda^2} \quad \text{en MKSA, où } \lambda \text{ est la longueur d'onde laser}$$

On voit donc que dans le cas d'éclairements très élevés, la densité critique, à longueur d'onde donnée, est plus élevée. Un faisceau intense pénétrera plus profondément le plasma et pourra ainsi se rapprocher du combustible comprimé.

On peut finalement dessiner le scénario complet du schéma de FCI avec allumage rapide. Il comporte 3 phases :

Phase 1 : compression isentropique du DT, à l'aide d'une source " classique " : laser ou autre

Phase 2 : création d'un canal dans le plasma sous-critique à l'aide d'un faisceau laser intense

Phase 3 : création d'un point chaud à l'aide des électrons rapides générés par un faisceau laser ultra-intense.

2-3 Intérêts du schéma par allumage rapide :

Pour analyser l'intérêt de ce schéma d'allumage, il convient de revenir au modèle du point chaud, en se souvenant que le schéma dit " classique " correspond plutôt à la limite isobare, le schéma d'allumage rapide à la limite isochore.

Le tableau compare les prédictions de ces deux modèles. E est l'énergie du laser et η le rapport de couplage entre l'énergie transférée au combustible et l'énergie laser. Si on se place à énergie transférée donnée, c'est à dire (ηE) donné, on constate que la configuration isochore conduit à des gains notablement plus élevés. Ceci est dû au fait que les densités requises pour le combustible principal sont plus faibles. Outre les gains plus élevés, une autre conséquence de cette densité plus faible, dans le cas de la configuration isobare, est que le rapport de convergence requis pour cette compression est plus faible. Les contraintes pour assurer la symétrie de la compression du combustible sont donc moins fortes.

| | Modèle isobare | Modèle isochore |
|--|-------------------------------------|-----------------------------------|
| Gain (E thermonucléaire /E investie) | $1.5 \cdot 10^3 \eta(\eta E)^{0.3}$ | $3 \cdot 10^4 \eta(\eta E)^{0.4}$ |
| Rayon du point chaud (μm) | $190 (E)^{0.4}$ | $120 (\eta E)^{0.5}$ |
| Rayon total (μm) | $120 (\eta E)^{0.5}$ | $1200 (\eta E)^{0.6}$ |
| Densité du combustible principal (g/cm^3) | $358 (\eta E)^{-0.5}$ | $33 (\eta E)^{-0.5}$ |
| Masse de combustible (g) | $23 (\eta E)^{1.2}$ | $230 (\eta E)^{1.3}$ |

2-4 Conclusion

Le concept d'allumeur rapide est un schéma alternatif pour la fusion par confinement inertiel né de l'apparition de nouveaux lasers ultra-intenses pouvant délivrer des énergies de l'ordre du kJ avec des durées de l'ordre de la ps. Ce type de laser permettrait d'allumer une cible de deutérium-tritium " pré-comprimée " à des densités de quelques centaines de g/cm^3 par un moyen " classique ". Un certain nombre des phénomènes élémentaires utilisés par ce concept a fait l'objet d'études théoriques et d'observations expérimentales, mais à ce jour son application à la FCI reste prospectif et nécessite des recherches plus approfondies.

FUSION THERMONUCLEAIRE PAR CONFINEMENT INERTIEL

**Allumage
Combustion
Implosion**

Partie 6

**Les machines de démonstration
passées, présentes et futures
Le projet Laser MégaJoule (LMJ)**

1- Des débuts de la FCI aux machines actuelles.

1-1 Le développement de la Fusion par Confinement Inertiel est lié aux lasers de puissance⁹

En 1960 : T.H. Maiman, A.L. Schamlow et C. H. Townes inventent le premier laser. Il donne naissance à une nouvelle approche de la maîtrise de la fusion thermonucléaire, car c'est une source de rayonnement impulsionnel¹⁰, cohérent, intense, facilement focalisable ; on atteint rapidement des flux de 10^{14} W/cm². Il constitue potentiellement la source d'énergie susceptible d'enflammer le deutérium-tritium et d'y produire une micro-explosion thermonucléaire contrôlée.

Plusieurs laboratoires américains, français et russes entreprennent des travaux plus ou moins confidentiels sur l'étude de l'interaction de la lumière laser avec la matière. Très rapidement le laser apparaît comme le moyen le plus approprié pour l'étude de la fusion par confinement inertiel.

En 1969 le CEA (Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'études de Limeil) est le premier laboratoire à déclencher des réactions de fusion thermonucléaires en irradiant avec un laser un glaçon de deutérium¹¹ : l'onde de choc créée dans le glaçon est suffisante pour initier des réactions de fusion nucléaire mesurables (quelques milliers de neutrons sont produits).

En 1972 le LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) aux Etats Unis propose le concept d'implosion d'un microballon en régime d'ablation pour comprimer et chauffer le gaz de deutérium tritium (DT). Une sphère de DT uniformément irradiée par les faisceaux laser est portée superficiellement à des températures de l'ordre du keV. Cette détente engendre par réaction la compression des couches internes dont la densité peut atteindre en fin d'implosion plusieurs centaines de g/cm³.

Les publications de Kidder et de K.A. Brueckner - S. Jorna¹² décrivent les concepts de base pour atteindre la combustion du DT avec un laser.

En 1973, la société KMS réalise la première implosion d'un microballon de verre rempli de DT. Un simple microballon en silice (diamètre de 70 μ m et épaisseur de quelques μ m), contenant du DT gazeux sous quelques dizaines de bars (masse de l'ordre du ng), est irradié au moyen de miroirs par une impulsion laser gaussienne à $\lambda = 1,06\mu$ m. Cette première expérience est reprise par d'autres laboratoires, et montre un mode d'implosion différent de celui de l'ablation. L'irradiation à des flux de 10^{15} W/cm² produit un grand nombre d'électrons rapides (suprathermiques) qui se déposent dans l'épaisseur de la silice. Le microballon explose, induit un choc fort convergent dans le DT qui augmente prématurément son entropie. Ce mode d'implosion permet de chauffer fortement le DT à des températures supérieures au keV, mais avec des densités limitées (environ 0,2 g/cm³). Ces expériences permettent de faire progresser les techniques de mesure spécifiques à la FCI (mesure de la vitesse d'implosion, caractérisation de l'état du combustible comprimé...).

1-2 La Fusion par Confinement Inertiel en France

Le CEA a, dès le début, participé activement au développement des lasers de puissance. C'est dans le centre de Limeil Valenton que les lasers de puissance ont été implantés et développés.

Dès 1962 la collaboration DAM-CEG (Direction des Applications Militaires du CEA et la Compagnie Générale d'Electricité) permet de construire le premier laser relaxé "L1" livré au CEA en 1963.

En 1965, le laser à verre dopé au néodyme L4 délivre une puissance de 1 GW en 30 ns. On étudie l'effet multiphotonique, le claquage dans les gaz. En 1967 le laser L5 avec 2 faisceaux éclaire des cibles de deutérium solide, pour obtenir en 1969 les premières réactions thermonucléaires en laboratoire.

Les premières expériences d'implosion de microballon remplis de DT sont réalisées en France en 1976, avec le laser P102. En 1978, les 8 faisceaux du laser Octal (1TW en 50ps) permettent d'obtenir 10^7 neutrons par l'implosion d'un microballon éclairé directement par les faisceaux laser.

Il apparaît très vite que le concept d'implosion par "attaque indirecte" permet d'accéder à une meilleure symétrie de l'implosion : le microballon est placé dans une cavité, il est implosé par le

⁹ La Fusion Thermonucléaire Inertielle (édité par R. Dautray et J.P. Watteau)

¹⁰ Nuckolls and all. Nature 239, 139 du 15 Septembre 1972

¹¹ F. Floux and al. Phys. Rev. , A1, 821, 1970

¹² K. A. Brueckner and S. Jorna. Reviews of Modern Physics, Vol 46, n° 2, Avril 1974

rayonnement X produit par l'interaction des faisceaux lasers avec les parois de la cavité (concept décrit dans la partie 5). Les premières expériences d'implosion en attaque indirecte ont débuté sur Octal en 1981, pour atteindre une émission de $5 \cdot 10^7$ neutrons en 1983 (figure VI-1).

Implosion par attaque indirecte d'un microballon avec le laser Octal

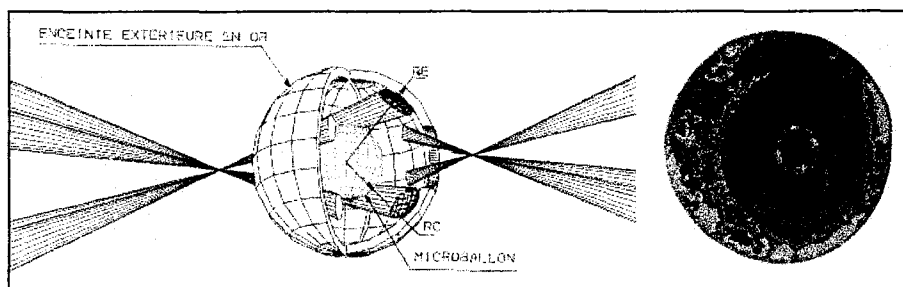


figure VI-1

Le laser Phébus a été mis en service en 1986 (deux faisceaux avec une énergie de 6kJ à $0,53\mu\text{m}$). La possibilité de convertir la lumière en UV (6 kJ à $\lambda=0,35\mu\text{m}$) en 89 permet de réaliser des implosions en régime d'ablation, avec des densités finales du DT allant jusqu'à 10 g/cm^3 (figure VI-2).

Implosion par attaque indirecte avec Phébus

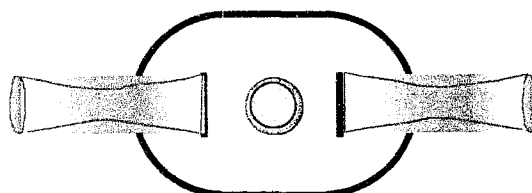


figure VI-2

Bien que la configuration du laser Phébus, avec deux faisceaux opposés, n'est pas a priori adaptée pour imploser une cible avec une bonne symétrie, l'implosion par attaque indirecte, avec la géométrie à compartiment, a permis de progresser sur l'étude de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI).

Les points clefs de la FCI par attaque indirecte qui ont été abordés avec Phébus concernent :

- la physique de la cavité, avec la thermalisation du rayonnement, mais aussi les problèmes de l'interaction laser-plasma, posés par le remplissage de la cavité par le plasma (voir partie 5),
- l'hydrodynamique induite par le rayonnement, avec la mise en vitesse du piston,
- la stabilité hydrodynamique et la symétrie de l'implosion de la cible (voir partie 4),
- l'étude de l'implosion, avec la caractérisation du milieu fusible en fin d'implosion (voir partie 3).

1-3 La FCI dans le monde

Les lasers de puissance ont été développés dans d'autres pays, principalement aux Etats Unis et au Japon.

Aux USA, les grands lasers de puissance, pour la FCI sont implantés dans deux laboratoires :

•à Livermore, le "Lawrence Livermore National Laboratory" disposait du laser NOVA qui était le laser le plus puissant jusqu'en 1995. Ce laboratoire se consacre à l'étude de l'implosion en attaque indirecte. Comme Phébus, cette installation a été fermée en 1999.

Le laser délivrait 30 kJ en 1 ns à $\lambda=0,35\mu\text{m}$. Ses dix faisceaux étaient disposés en deux fagots opposés pour entrer par les deux trous d'une cavité cylindrique .

•à Rochester, le "Laboratory of Laser Energetics" a mis en service en 95 le laser OMEGA UPGRADE, qui est aujourd'hui le laser le plus puissant ; ses 60 faisceaux sont répartis uniformément dans l'espace pour assurer un éclairage isotrope ($\sim 1\%$) de la cible. Il délivre une énergie de 40 kJ en 1 à 2 ns avec une longueur d'onde de $0,35 \mu\text{m}$.

Ce laboratoire se consacre surtout à l'étude de l'implosion en attaque directe, et a obtenu une émission maximale de 10^{14} neutrons.

Au Japon, le ILE (Institut of Laser Energetics) à Osaka dispose du laser Gekko XII : ses 12 faisceaux délivrent 10kJ à $0,35\mu\text{m}$. La disposition des faisceaux permet d'étudier l'implosion par attaque

directe et aussi par attaque indirecte. Les Japonais ont obtenu des densités finales de 600 g/cm^3 , et en attaque directe ils ont égalé le LNL avec 10^{13} neutrons.

1-4 Les autres vecteurs d'énergie : Les faisceaux de particules

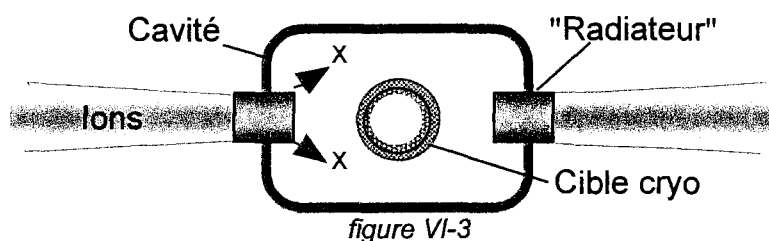
Les autres vecteurs d'énergie pour créer des réactions thermonucléaires et brûler du DT en laboratoire sont les faisceaux de particules :

-Le développement des générateurs de Marx avec une ligne de mise en forme a permis dans les années 70 de créer des faisceaux d'électrons de grande puissance.

En 1975, des expériences réalisées en Russie (en attaque indirecte) montrent qu'il est possible d'initier des réactions thermonucléaires à partir de faisceaux d'électrons (Rudakov). La Sandia développe des générateurs d'électrons à haute puissance. L'expérience dite de "Rudakov" consistait à irradier avec un faisceau d'électrons (d'énergie cinétique de l'ordre de 100 keV) un cône constitué d'une couche d'or et d'une coquille en verre qui contenait le gaz DT. Les électrons déposés dans l'or donnaient des températures de l'ordre de 50 eV qui servait à imposer la coquille de verre et à comprimer le DT.

Mais on se heurte très vite à la difficulté de focaliser des faisceaux d'électrons avec des flux importants : l'éclatement des faisceaux d'électrons par répulsion électrostatique limite fortement la focalisation de l'énergie sur la cible.

La voie actuellement envisagée (pour un futur réacteur) est d'utiliser des ions lourds comme vecteur d'énergie : les faisceaux d'ions sont déposés dans des "radiateurs" qui chauffent à des températures allant jusqu'à 250 eV (figure VI-3). Le rayonnement X émis par les radiateurs est absorbé dans une cavité et sert à imposer le microballon au centre de la cavité (concept de l'attaque indirecte).



Si le concept d'implosion par attaque indirecte est largement étudié avec les lasers, l'utilisation des faisceaux de particules (et notamment les ions lourds) comme vecteur d'énergie n'a jamais été utilisé à ce jour : ce concept n'est envisageable que dans le contexte très prospectif d'un "réacteur" thermonucléaire pour la production d'énergie.

1-5 L'évolution comparée de la FCM et de la FCI

La figure VI-4 montre l'évolution des performances du plasma thermonucléaire pour les principales machines de FCI et FCM (cette figure est extraite de "La Recherche Juin 97") : on constate que du point de vue des performances l'évolution des deux filières est tout à fait comparable ; si l'effort se poursuit, l'obtention d'un gain thermonucléaire significatif (au dessus de la frontière) serait atteint vers 2010 pour les deux filières.

Pour la FCI, la démonstration du concept (avec les projets NIF et LMJ) concerne la physique de la combustion : la fréquence des tirs des générateurs (actuellement laser) est encore très éloignée des conditions requises pour un réacteur (la fréquence des tirs doit passer de 1 tir/ heure à quelques tirs par seconde)

Facteur de performances ($n\tau T$) en KeV.s/cm^3

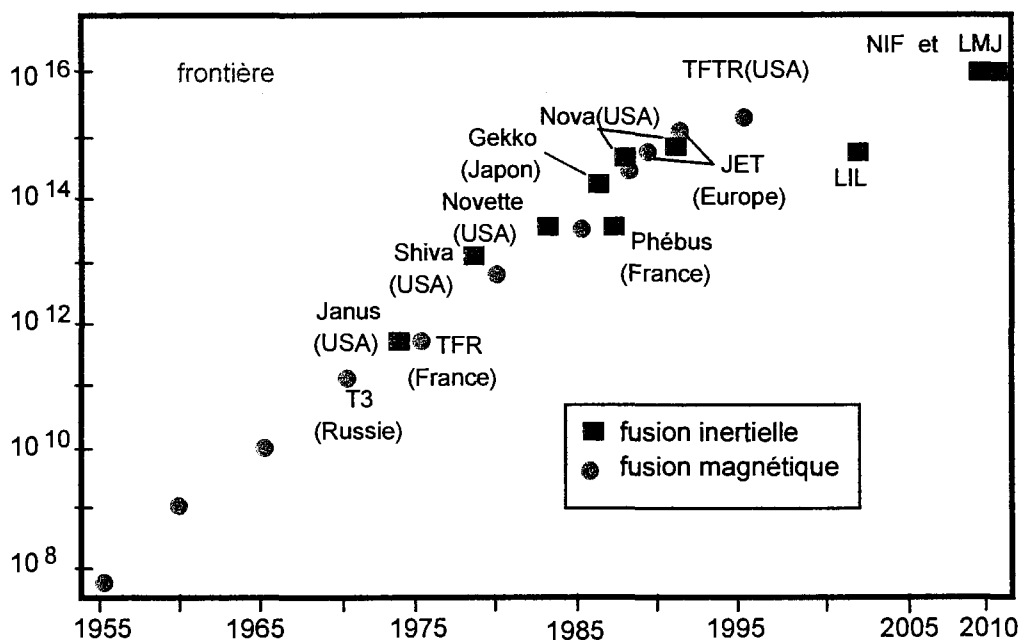


figure VI-4

2- Démontrer le principe de la production d'énergie par fusion inertielle : le projet LMJ

Les modèles que nous avons présentés dans le cours permettent d'évaluer l'énergie du générateur (laser ou faisceaux d'ions) pour atteindre la combustion du DT. Ces modèles ont bénéficié des études menées avec les lasers de puissance actuels. Leur validité a été aussi démontrée à haute énergie par le programme américain "Centurion-Halite" avec la combustion de cibles auprès des tirs nucléaires.

Dans la partie 4 on a évoqué les principaux facteurs qui limitent le domaine des solutions. Avec un laser le domaine est limité par :

- la stabilité hydrodynamique de l'implosion
- les instabilités plasma

La figure VI-5 représente dans le plan Energie - Puissance le domaine des conditions nécessaires pour brûler du DT avec un laser en attaque directe : ce domaine est déduit des modèles présentés dans le cours en fixant les limites à des niveaux acceptables dans l'état actuel des études théoriques et expérimentales. On constate que l'énergie laser minimale est de l'ordre du MJ.

2-1 Les deux grands projets de fusion par confinement inertiel par laser

L'objectif de la prochaine génération d'installations pour la FCI en cours de construction en France et aux Etats Unis est d'obtenir la combustion du DT par laser avec des gains cibles d'environ 10 : l'énergie thermonucléaire dégagée doit être 10 fois supérieure à celle du laser au niveau de la cible.

Pour atteindre cet objectif, nous avons vu qu'il fallait disposer d'un laser d'énergie supérieure au MJ.

Les deux grands projets lasers qui devraient conduire à la combustion du DT vers 2010 sont :

- aux USA : le **NIF (National Ignition Facility)** avec 1,5 MJ en 192 faisceaux
- en France : le **LMJ (Laser MégaJoule)** avec 1,8 MJ en 240 faisceaux

Attaque directe : laser pour la combustion du DT

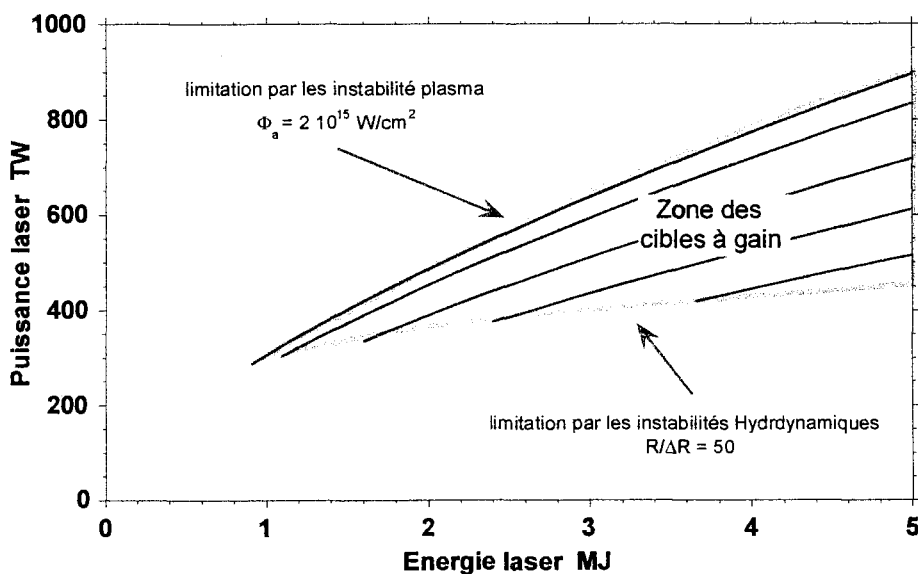


Figure VI-5

2-2 Le Projet LMJ : 1,8 MJ - 600 TW

Références : Revue CHOCS n°13 d'avril 95

Le LMJ sera situé sur le site du CEA près de Bordeaux, sur un terrain de 720 hectares. Le bâtiment aura une surface de planchers de 84 000 m² sur une longueur totale de 290 m. Les deux halls laser seront repartis de part et d'autre d'une salle d'expériences de 50 m de diamètre.

Le projet laser LMJ utilise comme milieu amplificateur le verre dopé au néodyme de $\lambda=1,05 \mu\text{m}$. Il utilise des cristaux de KDP pour convertir la lumière dans l'ultra violet à $\lambda = 0,35 \mu\text{m}$. L'énergie et la puissance totale du LMJ ont conduit à dimensionner le laser en 240 faisceaux élémentaires de forme carrée de 40 x 40 cm².

Les amplificateurs

Les lasers passés et actuels utilisent des amplificateurs de diamètres croissants, traversés une seule fois par le faisceau, ce qui a l'inconvénient de nécessiter un grand nombre de composants optiques différents. La conception du laser LMJ et du NIF (LLNL aux USA) est basée sur une section constante 40x40 cm², et un multi-passage du faisceau dans les chaînes amplificatrices.

L'avantage de cette structure est de réduire le nombre de composants différents à environ 10 (à comparer à 200 pour les lasers de l'ancienne génération) et de réduire ainsi les coûts.

Les coûts sont aussi réduits par une structure compacte des amplificateurs, avec un regroupement des faisceaux en fagots de 2x4. Ainsi le laser LMJ est constitué de 30 chaînes amplificatrices de 8 faisceaux chacune, réparties sur deux halls laser situés de part et d'autre de la salle d'expériences (figure VI-6).

Le principe du multi-passage utilise un ensemble de miroirs (figure VI-7) pour que le faisceau passe quatre fois dans les deux amplificateurs à plaques. Entre les deux amplificateurs, on trouve un filtrage spatial qui élimine les fréquences spatiales parasites créées par diffraction sur les différents obstacles, et qui assure un relais optique jusqu'aux systèmes de focalisation. La cellule de Pockells et le polariseur permettent d'éliminer l'émission spontanée. L'impulsion qui est injectée a été créée dans un pilote qui donne sa mise en forme temporelle.

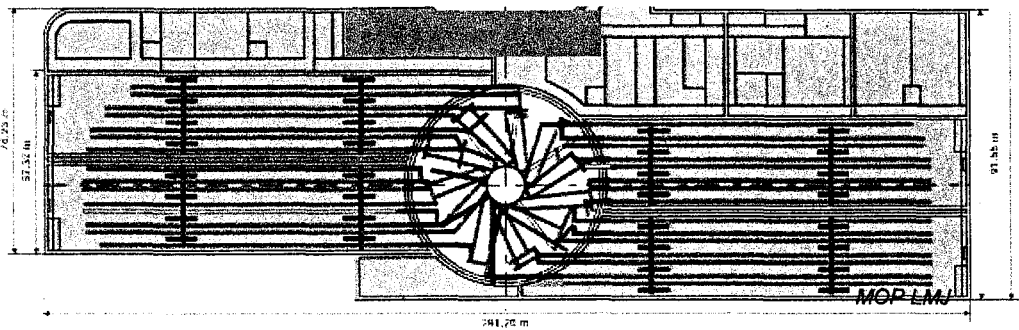
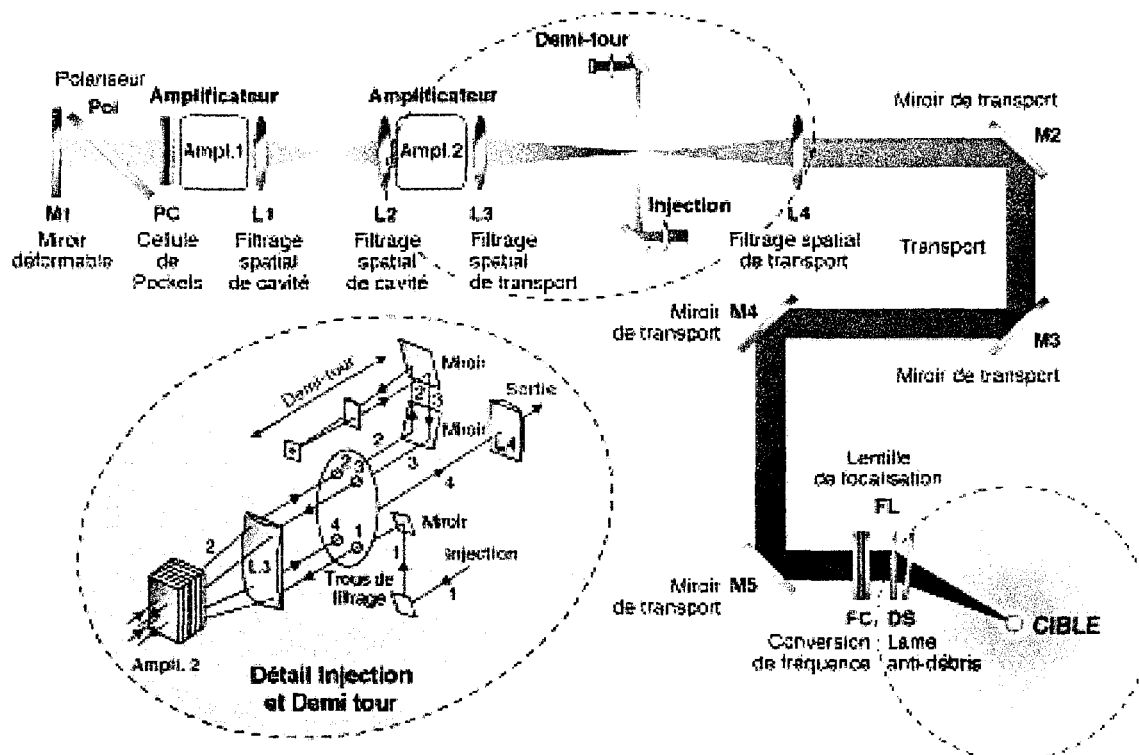


figure VI-6



MOP-LMJ

figure VI-7

Le transport et la focalisation

A la sortie des chaînes amplificatrices, les faisceaux unitaires sont regroupés par 4 (quadruplets) et transportés par un jeu de miroirs vers la chambre d'expériences. La focalisation est assurée par un système de réseaux à $1,05 \mu\text{m}$ puis focalisant à $0,35 \mu\text{m}$. Le schéma du système de focalisation est représenté sur la figure VI-8. Entre les deux réseaux deux lames de KDP assurent la conversion de fréquence de la lumière laser de $1,05 \mu\text{m}$ à $0,35 \mu\text{m}$. Entre 55% et 70% de l'énergie à $1,05 \mu\text{m}$ est convertie à $0,35 \mu\text{m}$ et focalisée sur la cible par le deuxième réseau. La lumière non convertie à $0,53 \mu\text{m}$ et $1,05 \mu\text{m}$ est déposée dans les absorbeurs placés à l'arrière du deuxième réseau.

Le hublot assure la limite de vide de la chambre d'expériences. La lame de phase est un élément complémentaire au système optique de lissage de la lumière laser, et elle permet aussi de mettre en forme la structure spatiale de la tache focale. Le lissage du faisceau laser est un élément important pour lutter contre les phénomènes limitatifs dus aux instabilités plasma (partie 4).

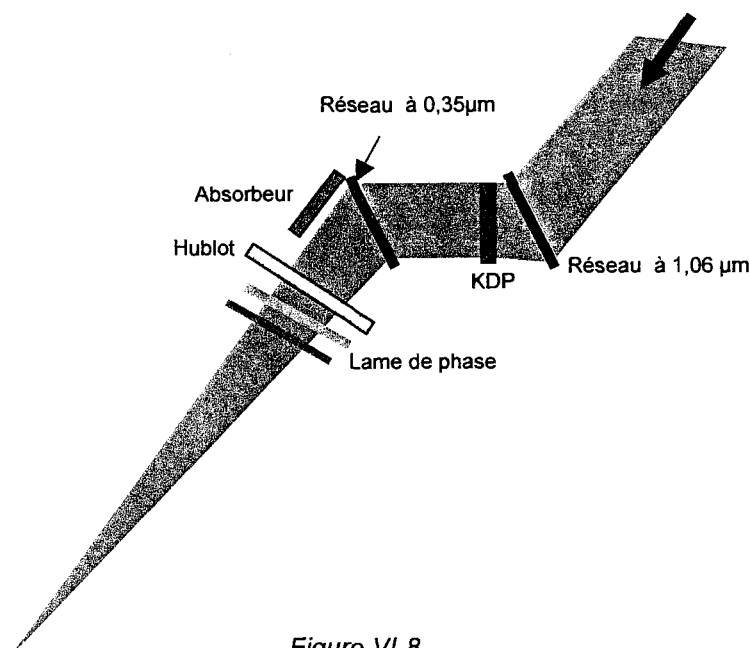


Figure VI-8

L'ensemble des réseaux, des lames de KDP, absorbeurs et aussi les diagnostics laser sont regroupés sur un ensemble mécanique, dont le déplacement très précis permet de réaliser le pointage des faisceaux sur la cible. Ces ensembles mécaniques sont supportés par une serce en béton placée autour de la chambre comme on le voit sur la figure VI-9.

La chambre d'expériences et les diagnostics plasma

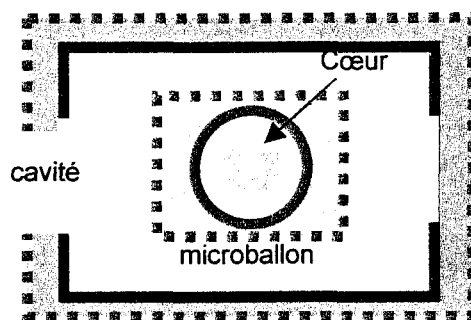
La focalisation des faisceaux laser de très haute puissance sur la cible impose l'utilisation d'une enceinte à vide. La chambre d'expériences sert aussi à supporter les diagnostics pour mesurer les émissions du plasma. Elle sert enfin à confiner et à atténuer les émissions produites par la cible à gain : les 20 MJ dégagés par une cible à gain sont répartis en rayonnement X (3MJ) en ions et débris (3MJ) et en neutrons (16 MJ). Ces derniers sont atténués par une épaisseur de 40 cm de matériaux "neutrofages" placés sur la paroi de la chambre d'expériences. La paroi interne de la chambre est protégée de l'agression X et des débris de la cible par des écrans amovibles en matériaux réfractaires. Le diamètre de 10 m a été dimensionné pour éviter la vaporisation de la face interne de la chambre. La masse de la chambre d'environ 600 tonnes (avec la protection neutronique) est supportée par un pied (partie basse de la figure VI-9) à l'intérieur duquel est placé le système de pompage de la chambre, qui permet d'atteindre un vide inférieur à 10^{-5} torr.

La serce sert aussi à supporter les systèmes d'insertion des diagnostics. Les diagnostics sont des moyens de mesure très diversifiés qui sont nécessaires pour observer et mesurer le plasma au centre de la chambre d'expérience :

1. Dans le domaine visible, pour le bilan d'énergie avec les mesures de l'énergie laser incidente, rétrodiffusée et réfractée par la cible
2. Dans le domaine X avec des mesures spectrales et des images du plasma résolues temporellement
3. Dans le domaine nucléaire avec les imageries et les spectres des neutrons émis par la cible, et les chronométries de ces émissions.

Les cibles à gain en attaque indirecte nécessitent des diagnostics dans des gammes spatio-temporelles très différentes :

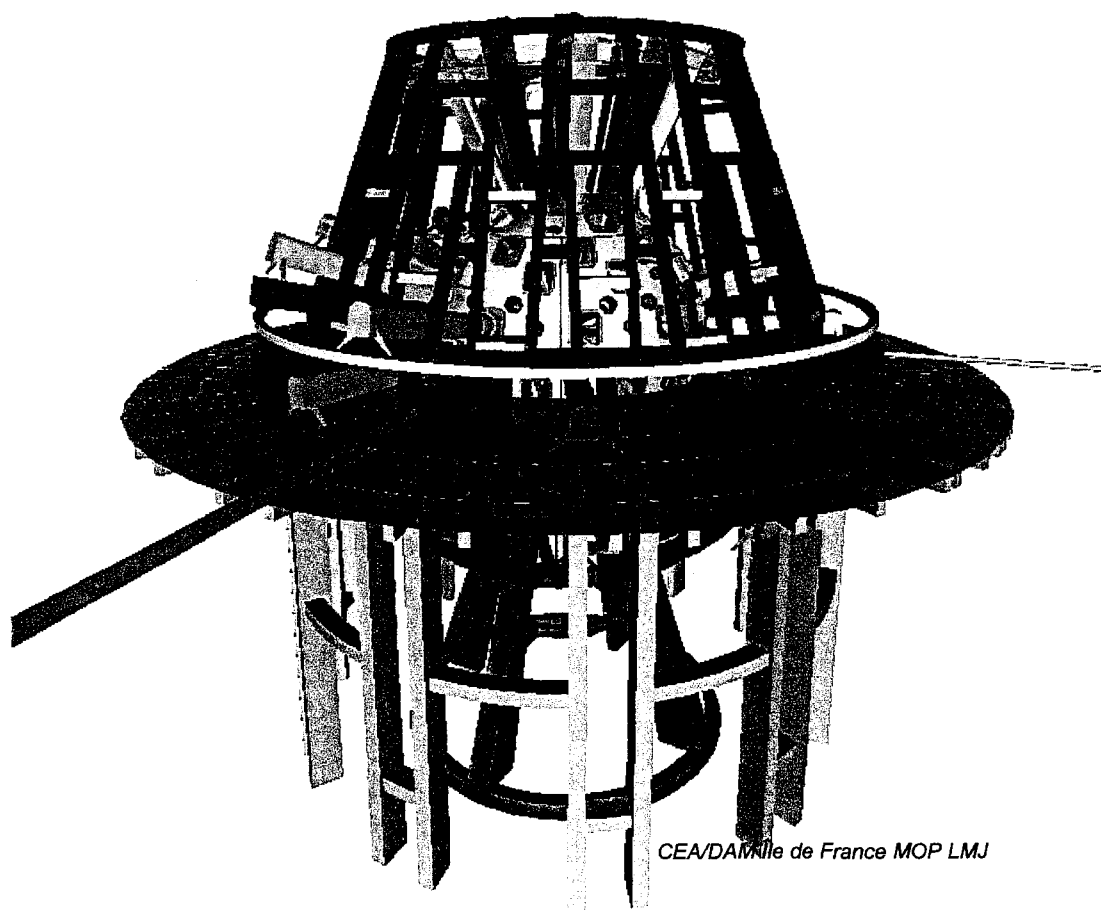
- Pour la cavité les dimensions sont de l'ordre du centimètre et les durées de la vingtaine de nanosecondes.
- Pour le microballon les dimensions sont millimétriques et les durées de mise en vitesse d'environ 2 nanosecondes
- Pour le cœur comprimé les diagnostics doivent mesurer des phénomènes se produisant sur des dimensions de l'ordre de la centaine de micromètres et des durées de la centaine de picosecondes.



La figure VI-9 montre les systèmes d'insertion des diagnostics implantés autour du plan équatorial et dans la partie supérieure de la chambre : ils permettent de positionner et d'intervenir facilement sur les diagnostics.

Système d'expériences du LMJ

Chambre d'expériences et supportage



CEA/DAM Ile de France MOP LMJ

figure VI-9

La cible cryogénique

Pour obtenir une énergie thermonucléaire de plus de 20 MJ, on a vu en introduction qu'il faut brûler une masse de 60 μg de DT, ce qui conduit à mettre dans la cible une masse initiale d'environ 300 μg compte tenu du rendement de combustion d'environ 20%. Pour mettre dans une cible de dimension millimétrique (diamètre de l'ordre de 2 mm) une telle quantité de DT il est nécessaire de le stocker dans le microballon sous la forme solide, donc de refroidir la cible en dessous de la température du point triple du DT qui est de 19,8 °K. Dans ces conditions il se dépose sur la paroi intérieure du microballon pour former une couche solide dont l'épaisseur (de l'ordre de 100 μm) devra être contrôlée avec une grande précision.

Le microballon est constitué par un matériau de faible numéro atomique, pour répondre aux exigences de la stabilité hydrodynamique de l'implosion évoquées dans la partie 4. Son épaisseur d'environ 200 μm représente la partie ablatée pendant la phase d'accélération. Il est placé au centre d'une cavité centimétrique en matériau lourd qui assure la conversion de l'énergie en énergie X. La figure VI-10 montre

une cible cryogénique montée sur son support. Le microballon au centre est maintenu par une membrane de polyimide très mince. Les anneaux de refroidissement autour de la cavité sont mis en froid par les quatre tiges de conduction qui servent aussi de support. Les deux capillaires alimentent l'intérieur de la cavité avec un gaz d'He-H qui limite la détente de la paroi de la cavité pendant l'implosion de la bille.

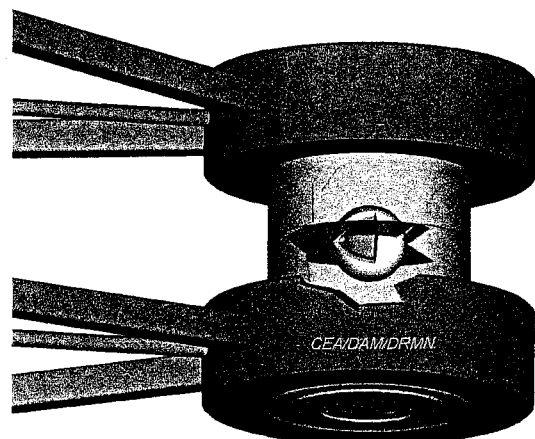


Figure VI-10

La cible est introduite au centre de la chambre d'expériences par un porte cible cryogénique qui permet de contrôler la qualité de la couche de DT cryogénique, et qui possède 6 degrés de liberté pour placer la cible au centre de la chambre et permettre le pointage des faisceaux lasers avec une précision de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$.

Les 60 quadruplets sont répartis en 2x3 cônes de 10 quadruplets pour entrer dans la cavité cylindrique par les deux trous opposés (figure VI-11). Les angles des cônes sont choisis pour assurer la symétrie de l'implosion requise par la cible à gain (quelque % en défauts d'éclairement). La chambre et le hall d'expériences sont prévus pour pouvoir déplacer 20 quadruplet sur deux cônes voisins du plan équatorial et permettre l'implosion par attaque directe.

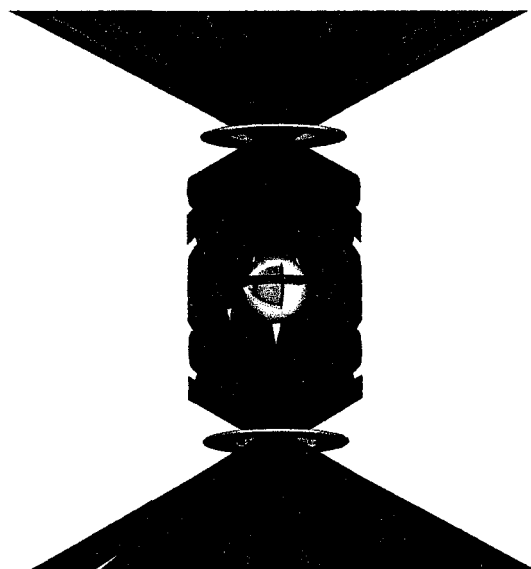


Figure VI-11

3- Vers le réacteur : l'énergie de fusion inertielle (EFI)

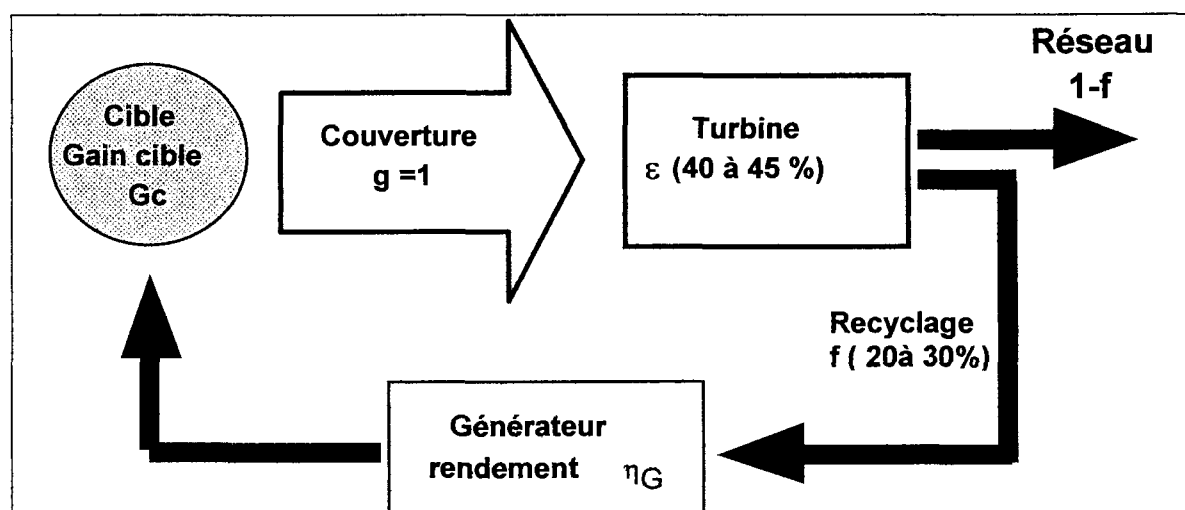


figure VI-12

Le concept d'un réacteur de fusion par confinement inertiel comprend un générateur (laser ou faisceaux d'ions de rendement η_G) qui délivre son énergie sur une cible pour l'imposer et produire l'énergie thermonucléaire (gain de la cible G_C). Le rendement du générateur η_G correspond au rapport entre l'énergie des particules incidentes sur la cible (photons laser ou ions) et l'énergie électrique qui l'alimente. Le gain de la cible G_C est égal au rapport entre l'énergie thermonucléaire totale dégagée et l'énergie des particules incidentes sur la cible. Les autres éléments sont comparables à ceux du schéma pour la fusion magnétique :

- la couverture de la chambre est constituée d'un matériau capable d'absorber les particules et neutrons émis par la cible avec un rendement g (on prend ici $g = 1$)
- la turbine transforme l'énergie thermique en énergie électrique avec un rendement ($\varepsilon \approx 40\%$)

Une partie f de l'énergie est recyclée pour alimenter le générateur.

En prenant des valeurs de g , ε et f analogues à celles prises pour la fusion magnétique, le bilan énergétique donne la condition :

$$\eta_G \cdot G_C \approx 10$$

Dans les deux paragraphes on analyse les solutions qui apparaissent aujourd'hui les plus appropriées pour atteindre ce critère avec les deux schémas de la fusion par confinement inertiel (l'attaque directe et l'attaque indirecte), .

3-1- Attaque directe

L'**attaque directe** qui consiste à irradier directement la cible, n'est aujourd'hui possible qu'avec des faisceaux laser. Le rendement de la cible (énergie transférée au combustible DT/ énergie "laser " incidente) est dans ce cas élevé (environ 10%). Mais l'utilisation d'un grand nombre de faisceaux répartis régulièrement autour de la cible pour assurer une bonne symétrie de l'irradiation, n'est pas forcément compatible avec les contraintes d'un réacteur (couverture).

Plusieurs projets de réacteurs sont évoqués avec l'attaque directe :

- Le projet Koyo¹³ repose sur un laser à milieu amplificateur solide (verre dopé), utilisant un pompage par diodes (diode pumped solid state laser : DPSSL). Le rendement du générateur η_G (laser) pourrait atteindre 12%.

- Le laser KrF¹⁴ (Krypton fluoride) promu par le NRL (Bodner, Pulse science, Plex) avec une longueur d'onde de 0,249 μm , est très compétitif pour l'EFI grâce à ses propriétés suivantes :

¹³S.Nakai et all, Development of laser fusion power plant Koyo. 16ème IAEA-CN-64

¹⁴M.W.McGeoch at all, Conceptual design of a 2MJ KrF laser Fusion facility. 16ème IAEA-CN-64

- la courte longueur d'onde permet d'avoir un couplage élevé avec la cible, grâce à une réduction des instabilités laser-plasma (ce sont les processus de l'interaction laser-matière qui génèrent des particules rapides ou entraînent une diminution de l'énergie absorbée).
- le laser à milieu gazeux avec une largeur spectrale de 2 -3 THertz, est favorable au lissage optique par "incohérence spatiale induite", (cf le laser Nike du NRL)
- le rendement très élevé du laser (7,5%) est en accord avec les besoins du réacteur,
- le milieu gazeux est compatible avec des fréquences de répétitivité de plusieurs Hertz (ce point sera abordé plus loin)

En prenant un rendement du générateur η_G de 10%, pour un réacteur par laser en attaque directe, la condition précédente impose un gain cible de l'ordre de 100.

3-2- Attaque indirecte

Avec l'attaque indirecte, la cible est implosée par le rayonnement X thermalisé dans une cavité. Ce processus permet d'assurer une bonne symétrie de l'implosion avec un nombre réduit de faisceaux (deux faisceaux peuvent être suffisants), mais avec une réduction significative du rendement de la cible qui passe à quelque % (contre une dizaine de % en AD). L'attaque indirecte par laser est actuellement utilisée pour l'étude de la fusion par confinement inertiel : elle est retenue comme schéma de base pour les projets LMJ et NIF. Pour l'EFI le faible rendement de la cible devra être compensé par une augmentation de celui du générateur, ce qui conduit à proposer des faisceaux d'ions lourds plutôt que des faisceaux laser.

C'est ce que proposent diverses études, dont celles du LLNL¹⁵ : le rendement du générateur peut atteindre dans ce cas 30%. L'énergie des ions est absorbée dans des "radiateurs", dont le rayonnement X alimente la cavité. On montre que le taux de l'énergie convertie en rayonnement X croît avec le flux des ions incidents sur le radiateur. Les focalisations actuellement envisagées permettent d'atteindre des taux de conversion X de plus de 50%.

Avec un rendement du générateur de 30%, la condition pour un réacteur par faisceaux d'ions en attaque indirecte conduit à un gain cible d'environ 30.

3-3- Dimensionnement pour un réacteur

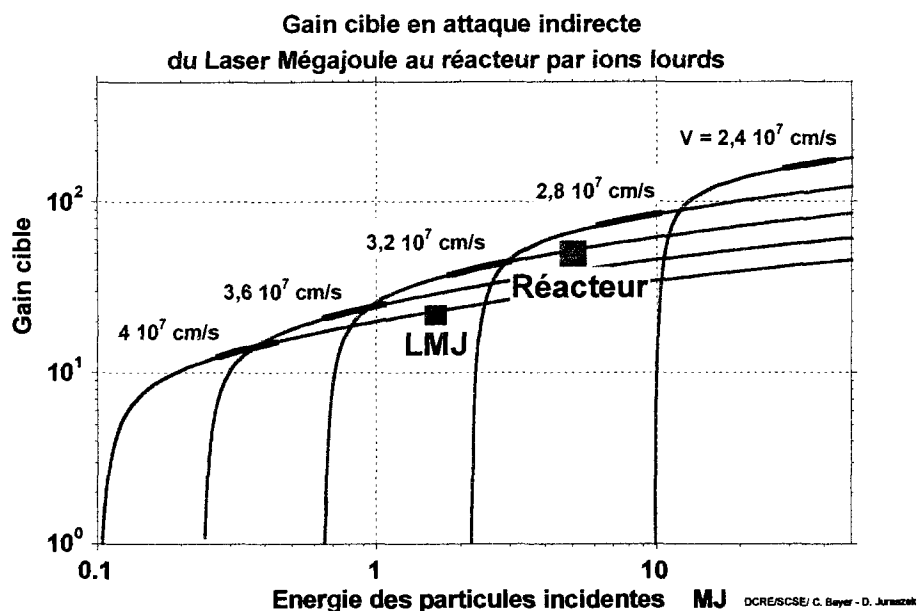


Figure VI-13

La figure VI-13 donne l'évolution du gain cible en fonction de l'énergie des particules incidentes sur la cible en attaque indirecte (on a fixé le rendement de conversion X à 50%). Chaque courbe correspond à une vitesse d'implosion, donc à une température radiative de la cavité (entre 2 et 4MK). Le dimensionnement des cibles LMJ fonctionne avec des vitesses d'implosion de l'ordre de $4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Avec

¹⁵B. Logan, J.Lindl, W Meier- Inertial fusion energy development- UCRL - JC- 123788

les faisceaux d'ions, la vitesse d'implosion pourra être plus faible : on voit sur la figure VI-13 qu'un gain cible de 50 (requis pour un réacteur) est obtenu avec une énergie des faisceaux d'ions de 5MJ avec une vitesse d'implosion de l'ordre de $3 \cdot 10^7$ cm/s.

L'énergie totale dégagée pour chaque cible est de 250 MJ, dont 20 à 40% est déposée dans la cible (particules α et une partie des neutrons), ce qui représente une explosion de l'ordre de 20 kg de TNT.

Dans le cas d'un laser de longueur d'onde $\lambda=0,35 \mu\text{m}$ en attaque directe, on trouve qu'un gain cible de 80 est obtenu avec une énergie laser de 5MJ

La cadence de tirs pour un réacteur du fusion inertielle

Dans les paragraphes précédents nous avons raisonné sur les performances d'une cible. Un réacteur de fusion nécessite une fréquence de tir ν déterminée par la puissance électrique produite par le réacteur $P_{\text{élect}}$:

$$P_{\text{élect}} = E_{\text{élect}} \cdot \nu = \nu \cdot (1-f) \cdot \varepsilon \cdot g \cdot G_c \cdot E_{\text{géné}}$$

$$\nu = P_{\text{élect}} / [(1-f) \cdot \varepsilon \cdot g \cdot G_c \cdot E_{\text{géné}}]$$

où $P_{\text{élect}}$ est la puissance électrique produite par le réacteur, f la fraction recyclée pour alimenter le générateur ($f=0,2$), ε le rendement de la turbine ($\varepsilon=0,45$), g le rendement de la couverture ($g = 1$). Pour un schéma en attaque indirecte, $E_{\text{géné}}$ est l'énergie des faisceaux d'ions sur la cible à chaque tir (5 à 6 MJ) et G_c le gain de la cible (50 à 60).

Avec ces conditions, on trouve une fréquence de répétition de l'ordre de 10 Hertz pour une puissance électrique produite par le réacteur de 1 GW.

Une telle fréquence de répétition exige plus de 800 000 cibles par jour, soit une masse de tritium de 1 à 2 kg. La fabrication journalière d'un grand nombre de cibles et de telles masses de tritium pose bien sûr de grandes difficultés et présente un coût de fabrication actuellement très élevé. Ces masses importantes de Tritium pourraient être réduites en utilisant un combustible à faible taux de tritium, ou d'autres matériaux (D_2 pur, $He_3...$), le D-T étant alors limité à la masse du point chaud.