

UNIVERSITE D'ALGER

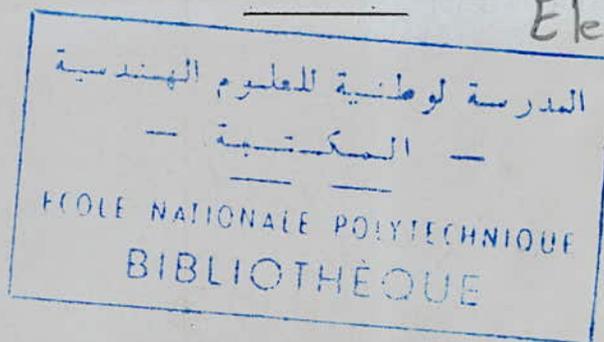
2/75

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

JUIN 1975

THESE D'INGENIORAT

Electronique.



FUSION THERMONUCLEAIRE



Proposée par :

M^r. A. ZERGUERRAS

Présentée par :

A. BENMANSOUR

UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

JUIN 1975

THESE D'INGENIORAT

FUSION THERMONUCLEAIRE

Proposée par :

M^r. A. ZERGUERRAS

Présentée par :

A. BENMANSOUR

A LA MEMOIRE DE MON PERE

A MA MERE

A MES FRERES ET SOEURS

A MES PARENTS

A qui je dois tout, ce faible témoignage
d'affection et de profonde reconnaissance

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

A Monsieur le Professeur A. ZERGUERRAS

qui nous a fait le grand honneur

d'accepter de diriger cette thèse.

Nous tenons à lui rendre hommage

pour la qualité de son enseignement.

Aussi nous l'assurons de notre profonde

gratitude.

A Messieurs les Professeurs, les Assistants, membres du Jury.

A tous ceux qui ont contribué à l'élaboration de cette thèse.

~~*~*~*~*~*

TABLES DES MATIERES

<u>MATIERES</u>	<u>Pages</u>
Dédicaces	1
Table des matières	3
Bibliographie	7
Avant-propos	8
 INTRODUCTION : SOURCES D'ENERGIE DANS LE MONDE	9
I - LES BESOINS EN ENERGIE	
II - RESERVES MONDIALES D'ENERGIE	11
1) Combustibles fossiles	
2) Energie nucléaire	12
a) L'énergie de fission : une solution à court terme	13
b) Energie de fusion	15
3) Les sources inépuisables	
a) Energie des marées	16
b) Energie géothermique	
c) Energie solaire	
d) Energie des vents	18
III - CONCLUSION	
 Chapitre 1. - LES REACTIONS NUCLEAIRES DE FUSION	20
I - ENERGIE DE LIAISON NUCLEAIRE	
1) Energie de liaison globale E_L du noyau	

2) Energie moyenne par nucléon, E_T/A	22
II - REACTIONS DE FUSION	
1) Historique	25
2) Réactions simples de fusion	26
3) Section efficace de fusion	27
III - REPARTITION DE L'ENERGIE	30
1) Milieu de réaction	
2) Vitesse de réaction	31
IV - REACTIONS DE FUSION DANS LE SOLEIL	33
Chapitre 2. - LE PLASMA THERMONUCLEAIRE	36
I - RELATION ENTRE L'ENERGIE CINETIQUE ET LA TEMPERATURE	
II - NEUTRALITE ELECTRIQUE ET LONGUEUR DE DEBYE	39
III - INTERACTIONS ENTRE PARTICULES - OSCILLATIONS ET ONDES DANS LE PLASMA	42
- Effet landau	45
IV - PLASMA DANS UN CHAMP HAUTE FREQUENCE	46
V - PLASMA DANS UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE	50
1) L'intensité du champ B varie le long des lignes de force ...	53
2) L'intensité de B varie perpendiculairement à ses lignes de force	58
2.1) La vitesse de la particule est normale aux lignes de force ($\vec{V} \perp \vec{B}$)	
2.2) Mouvement de la particule le long d'une ligne de force ($V//B$)	59

2.3) Cas général : la vitesse de particule V n'est ni parallèle ni normale aux lignes de force	60
VI - MOUVEMENT DES PARTICULES EN PRESENCE DE CHAMP ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE	61
VII - ENERGIE PRODUITE DANS UN VOLUME DE PLASMA THERMONUCLEAIRE	63
III - LES PERTES D'UN PLASMA PAR RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE	67
1. RAYONNEMENT DE FREINAGE	68
2. RAYONNEMENT CYCLOTRON D'UN PLASMA	71
X - PERTES D'ENERGIE PAR ECHANGE DE CHARGE	75
XI - TEMPERATURE CRITIQUE DU PLASMA	76
Chapitre 3. - LES DEUX VOIES ENVISAGEES POUR LA FUSION THERMONUCLEAIRE CONTROLEE .	78
PREMIERE PARTIE : CONFINEMENT MAGNETIQUE	79
I - NECESSITE DE CONFINEMENT DU PLASMA	
II - CONDITIONS D'ENTRETIEN D'UNE REACTION THERMONUCLEAIRE. CRITERE DE LAWSON	81
a) On ne tient pas compte de	
b) On tient compte de	84
III - ORDRE DE GRANDEUR DES CHAMPS DE CONFINEMENT ET LES PROBLEMES LIES A LEUR REALISATION	86
IV - DENSITES DE PARTICULES ADMISSIBLES	88
- Importance du paramètre	89
V - LE PROBLEME DE LA STABILITE	90

VI - LA DIFFUSION	92
VII - DESCRIPTION DE QUELQUES CONFIGURATIONS MAGNETIQUES	93
1) Introduction	
2) Systèmes basés sur le confinement par " Striction "	95
a) Principe de l'effe de Striction	
b) Le Tokamak	99
c) Les θ - Pinch	104
3) Systèmes utilisant des miroirs ..	107
a) Principes des miroirs magnétiques	
b) Transfert Thermique	110
c) Conversion directe de l'énergie	
DEUXIEME PARTIE : FUSION PAR LASER	113
Chapitre 4. - PERSPECTIVES DES RECHERCHES THERMONUCLEAIRES	120
I - INTRODUCTION	
II - LA FUSION CONTROLLEE - LES ETAPES	122
III - EVOLUTION PREVISIBLE	124
1) Pour le confinement ... magnétique	
2) Pour la fusion par Laser	126
IV - ENERGIE DE FISSION - ENERGIE DE FUSION	128
V - LA PLACE DE L'ENERGIE DU FUSION PARMI LES AUTRES ENERGIES	129
VI - LES BUDGETS ACTUELS DE DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE DE FUSION	130
VII - C O N C L U S I O N	132

BIBLIOGRAPHIE
~~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*~*

- L. ARRSIMOVITCH - Physique des plasmas
 C. ETIEVANT - L'Energie thermonucléaire
 D. BLANC - Physique nucléaire
 A. BISHOP - Vers la maitrise de la fusion
 thermonucléaire.

- Encyclopédie Internationale des sciences et Techniques.
 - Encyclopédie Quillet (Sciences Industrielles)
 Electricité - Electronique - généralités.

REVUES :ENERGIE NUCLEAIRE :

- Volume . 4	N° 3	MAI-JUIN 1962	1962
- Volume . 12	N° 5	SEPTEMBRE-OCTOBRE	1972
- Volume . 13	N° 4	JUILLET-AOUT	1971
- Volume . 14	N° 5	OCTOBRE	1972
- Volume . 15	N° 2	MARS-AVRIL	1973
<u>Recherche</u>	:	N° 27	OCTOBRE 1972
<u>L'Electricien</u>	:	N° 2152	JUILLET - AOUT 1973
<u>Usine Nouvelle</u>	:	Sept. 74	SEPTEMBRE 1974
<u>Energie</u>	:	N° 265	ANNEE 1974
<u>Science et vie</u>	:	N° 110	(Hors - série)
<u>Electronique</u>	:	N° 1497	MARS 1975
<u>Le courrier</u>	:	N° 84	JANVIER 1974

AVANT - PROPOS

Dans ce présent ouvrage, nous avons essayé d'exposer le problème de la fusion thermonucléaire.

L'accent est mis sur les difficultés rencontrées, les progrès réalisés et les perspectives des prochaines années.

Depuis que la première bombe à hydrogène a explosé en 1952, les scientifiques se sont efforcés de trouver le moyen pour produire de l'énergie thermonucléaire de façon contrôler en vue de son utilisation pacifique sur la terre.

Aussi deux méthodes de solutions du problème de fusion sont possibles : le confinement magnétique et la fusion par Laser. L'une et l'autre s'efforcent d'atteindre dans les délais raisonnables le but fixé : produire des réactions de fusion en nombre suffisant au sein d'un milieu complètement ionisé, le plasma. Celui-ci est malheureusement riche en phénomènes divers et complexes.

Le problème est donc avant tout un problème de physique des plasmas, dont l'étude théorique est ardue. C'est à cet effet que nous avons consacré le chapitre 2 à l'étude élémentaire des propriétés physiques des plasmas thermonucléaires.

Le chapitre 3 montre en quoi consiste chacune des 2 solutions envisagées pour produire de l'énergie thermonucléaire. Et le chapitre 4 traite de leur évolution prévisible.

INTRODUCTION

SOURCES D'ENERGIE DANS LE MONDE

Est à l'ordre du jour un inventaire des ressources planétaires présentes et futures, face aux perspectives d'une disette généralisée. Depuis quelque temps la crise de l'énergie est devenue le problème primordial de tout le monde. Alors que les demandes énergétiques augmentent en effet de 5 % par an et que les sources conventionnelles (classiques) d'énergie menacent de se tarir, il importe de trouver rapidement des solutions tant le problème a de graves incidences pour l'humanité. Les besoins en énergie électrique des pays développés doublent tous les dix ans, et tous les pays en voie de développement aspirent à connaître un niveau de vie meilleur, alors que la population mondiale va sans cesse croissant et aura doublé en l'an 2 000. Même sans viser à une augmentation du niveau de vie, l'humanité exigera alors une production d'énergie trois fois plus élevée qu'aujourd'hui car c'est de l'énergie que dépendra la croissance de la production alimentaire et industrielle. C'est à cet effet que depuis nombre d'années, les nouvelles sources et fournitures d'énergie avaient attiré l'attention des pays scientifiquement avancés et des différentes organisations internationales telles que les nations unies et l'unesco. Dans ce qui suit nous présentons un panorama d'ensemble qui fait voir que nos problèmes actuels et nos exigences futures requièrent au plus vite l'exploitation de sources d'énergie autres que celles issues des matériaux fossiles.

I/ LES BESOINS EN ENERGIE

Dans quelle mesure la crise mondiale de l'énergie nous touche t-elle ?

et de quel répit disposons-nous avant qu'elle atteigne des proportions désastreuses ?

Les estimations sur les réserves mondiales en combustibles fossiles sont-elles dignes de confiance ? y'a t'il des réserves suffisantes pour longtemps en combustibles nucléaire ? quel temps requiert la mise au point de techniques nouvelles ? comment l'économie y sera t-elle adaptée ?

où en sommes-nous en matière de fusion thermonucléaire contrôlée ? les énergies solaire, éolienne, géothermique et marémotrice, remplaceront-elles valablement et d'une manière exploitable les combustibles aussi bien d'origine fossile que fissile ou fusible ? comment l'économie et l'environnement en seront-ils affectés ?

D'autre part, peut-on raisonnablement espérer que dans l'avenir les habitants de la terre modifieront leur façon de vivre et finiront par consommer moins d'énergie ?

Les réponses qui seront données à ces questions nous permettront de tracer les différentes possibilités d'exploitation de l'énergie de notre univers. Dans les 25 ans à venir, les U.S.A. consommeront plus d'énergie qu'ils ne l'ont fait dans toute leur histoire. L'industrie nucléaire encore en enfance ne peut satisfaire la demande d'électricité sans cesse croissante, on continuera pendant de longue année à utiliser des centrales classiques. Qu'advient-il si une véritable crise éclatait ? s'il y'avait par exemple interruption de livraisons de pétrole, ou si les exigences de l'environnement demandait une diminution sérieuse de combustibles fossiles brûlés.

Quelle est la situation dans le monde ?

Les Etats Unis, à eux seuls consomment 31 % de l'énergie (pourtant ne représente que 6 % de la population mondiale). Leur taux d'accroissement annuel par habitant est de 1 %. Partie d'un niveau de beaucoup inférieur, la moyenne mondiale s'accroît chaque année au taux de 1,3 %. Vu cet accrois-

sement et le rythme de croissance démographique, la demande mondiale en l'an 2 000 aura non pas doublée, mais triplée. En ce qui concerne la seule consommation d'énergie par l'industrie, elle double tous les 10 ans. En admettant un rythme accéléré d'industrialisation pour les pays du tiers monde pour atteindre en l'an 2 000 le niveau de vie américain actuel, les chiffres d'aujourd'hui devraient être alors multipliés par cent.

II/ RESERVES MONDIALES D'ENERGIE

1°) Combustibles fossiles :

Les réserves de combustibles fossiles se sont presque toutes formées il y'a environ 600 millions d'années pendant la période cambrienne. Certes, le processus continue, mais l'accumulation naturelle pendant le laps d'avenir dont il est question ici sera sans doute insignifiante. Alors, il n'y aura rien de plus après l'épuisement total de ce qui existe aujourd'hui.

D'après Kig Hubert, spécialiste américain, les ressources pétrolières du monde, seront épuisées en 2 100, celle de houille en 2 500. Notons que cette statistique est trop simple et ne tient pas compte de certaines réalités éventuelles. En effet d'autres chiffres pourraient être avancés si l'on prend en considération une éventuelle décision que pourrait prendre un pays de ne pas fournir un autre pays, et les restrictions qu'exige l'environnement pour l'emploi d'un ou tel combustible.

Aussi les peuples de la terre pourrait décider d'économiser pétrole et charbon : leur utilisation comme source d'énergie **représente** un gaspillage impardonnable de matières premières qui **peuvent** nous être incomparablement plus utiles grâce aux progrès de la chimie, par exemple pour les matières plastiques ou même la nourriture.

Le maximum de production en pétrole se situera entre 1985 et 2 000. Quand, en l'an 2 000, la consommation annuelle d'énergie sera triplé, plus de la

moitié des réserves mondiales de pétrole aura déjà été utilisée. Il est sérieusement possible que bien avant le milieu du 21 siècle, gaz et pétrole cesseront d'être une source majeure d'énergie.

Pour ce qui concerne le charbon, la situation apparaît beaucoup plus favorable qu'il s'agisse de l'estimation de réserves ou de la confiance que l'on peut attribuer à ces estimations. Le maximum de production sera atteint avant 2 050 et l'épuisement surviendra avant 2 100, toutefois l'augmentation dans la production, constatée actuellement, ne sera pas stoppée dans un proche avenir. Il est à noter que l'extraction de la houille a pour conséquence d'enlaidir l'environnement de façon très spéciale, d'autre part, la combustion du charbon entraîne une pollution appréciable, par émission de soufre en particulier. Du moins pour une durée indéterminée, le charbon est destiné à rester une grande source d'énergie puisque on ne lui connaît pas de produit de remplacement non fossile. Au moins dans les cinquantes prochaines années, et même avec les estimations les plus optimistes sur le développement nucléaire, le charbon reste encore essentiellement une source d'énergie importante.

2°) Energie Nucléaire :

Nous distinguons deux possibilités de production d'énergie : Avec la fission, qui restera sans doute le seul procédé disponible dans le proche avenir, les prévisions ne seront pas les mêmes si l'on continue à faire confiance aux réacteurs actuels à uranium enrichi, ou si l'on arrive à lancer les réacteurs surrégénérateurs, utilisant l'uranium 238 ou le thorium 232. Pour la fusion thermonucléaire contrôlée, en admettant parvenir à la solution des problèmes fondamentaux qu'elles posent, il reste encore à choisir parmi les réactions (D.-T.) et (D - D) qui est encore plus délicate.

a) L'énergie de fission : une solution à court terme.

Selon un rapport publié par l'agence (O.C.D.E.) et l'agence internationale de l'énergie atomique, le monde (moins l'Europe de l'Est, l'Urss et la Chine) aura besoin entre 1970 et 1980 de 430 000 tonnes d'Uranium. Actuellement, l'oxyde d'Uranium qui coûte plus de 10 dollars la tonne à extraire) n'est pas compétitif avec les combustibles fossiles. Mais il est évident que les procédés de fission n'en font pas pour très longtemps, même si l'on tient compte des minerais à faible teneur.

Or la situation change du tout au tout à partir du moment où les réacteurs surrégénérateurs entrent en scène au niveau industriel. Avec ce procédé, une grande partie de l'Uranium naturel et du Thorium peut servir de combustible pour les réactions de fission. On rentabilise alors les minerais pauvres et l'énergie produite par tonne de minerai devient beaucoup plus grande. Dans ces conditions, les réserves d'Uranium existantes sont aptes à satisfaire les besoins en énergie du monde pendant peut être un millier d'années... On espère que les surrégénérateurs seront opérationnels dans les vingt ans à venir. Mais leur développement ne résoudra pas à lui seul toute la crise de l'énergie, en fait, il fera apparaître dans sa foulée de nouveaux problèmes.

Une caractéristique de l'énergie nucléaire, est d'être une grande dévoreuse de capitaux. Par kilowatt installé, l'investissement nécessaire à une centrale électrique nucléaire est à peu près le double de ce que demande une centrale à combustible fossile.

Plus grave encore sont les effets qu'une production massive d'énergie nucléaire peut avoir sur l'environnement. Il ne s'agit pas tant d'une pollution de l'air par les émanations, comme lorsqu'on brûle un combustible fossile : le problème est celui des produits radioactifs de fission, des risques (d'ailleurs faibles) d'accidents évidemment catastrophiques) dans

le fonctionnement des réacteurs, enfin de la pollution par la chaleur : les centrales nucléaires exigent un refroidissement massive (on utilise comme source froide l'eau des couches profondes de l'océan.

Si l'on imagine un monde fonctionnant principalement grâce à l'énergie de fission, un très sérieux problème se poserait : la quantité de produits radioactifs en circulation serait probablement suffisante pour construire plus de 100 000 bombes atomiques. L'impossibilité d'être certain qu'aucune partie, même minime, de ces produits ne sera détournée de son but, non seulement par des gouvernements désireux de tourner l'éventuelles lois internationales sur la construction de ces armes, mais même par des particuliers, laisse voir qu'un attentat de style nihiliste puisse prendre, dans les années 2 000 une ampleure cataclysmique.

Devant l'abondance de ces problèmes, il y'a des chances pour que les réacteurs à fission de l'avenir soient relegués dans des régions quasiment désertiques. Ainsi l'on pourrait contrôler de façon efficace la circulation des produits radioactifs et éviter que les conséquences d'une catastrophe ne touchent une trop grande population. En cas d'incident grave, le site serait abandonné jusqu'à ce que la radioactivité soit redevenu à niveau acceptable. Cette solution n'est évidemment qu'un pis-aller, peu applicable par exemple à l'Europe. Ceci suppose en plus, résolus les problèmes de sécurité de fonctionnement que posent les réseaux de transport à longue distance. Pour conclure, nous pourrions dire que les réacteurs ordinaires à fission prennent de plus en plus place dans les pays développés, mais qu'ils ne représentent pas une solution idéale à long terme. Le degré de développement des surgénérateurs reste encore insuffisant pour être commercialisés, et dans tous les cas, les questions de sécurité et de déchets radioactifs se posent de façon sérieuse dans l'avenir.

b) Energie de fusion :

Arriver à domestiquer les réactions de fusion thermonucléaire pour en faire une nouvelle source d'énergie exploitable plutôt qu'une source de destructions soudaines, cela suppose résolus quantité de phénomènes scientifiques à peine abordés à ce jour. Domestiquer et contrôler la fusion reste donc une possibilité mais pour quand ? on ne le sait pas. Un des aspects en faveur de l'énergie thermonucléaire est la grande abondance des combustibles de base dont nous disposons. Les réactions de fusion les plus intéressantes font intervenir le deutérium et tritium. Une réaction de fusion de ce type nous conduit vers le milieu du 21 siècle, mais guère au delà.

Le tableau change du tout au tout si la fusion peut être réussie par une autre réaction : la réaction deutérium-deutérium. Le deutérium est très abondant dans la nature, puisqu'il est contenu à raison d'un noyau sur 5 000 environ dans l'hydrogène naturel, un mètre cube d'eau contient assez d'atomes de deutérium pour produire (par fusion) autant de chaleur que 3 000 tonnes de charbon ou 1 500 barils de pétrole brut.

Or la capacité totale des océans est à peu près de 1,5 milliard de km³. Supposant que l'on en extraie le deutérium de façon à en faire baisser de 1 % la concentration de l'océan : la réaction de fusion du deutérium donnera 500 000 fois plus d'énergie que n'en proposent les réserves mondiales en combustibles fossiles. Il est clair que bien d'autres malheurs pourront frapper l'humanité, avant qu'une telle source d'énergie soit épuisée.

3*) Les sources inépuisables :

Le rayonnement solaire, l'énergie géothermique, enfin l'énergie marémotrice sont trois sources d'énergie qui ne tarissent pas. L'estimation prospective de chacun de ses sources, n'est pas une tâche insurmontable,

mais il apparait plus difficile et plus important de déterminer ce que l'on pourrait en tirer de chaleur utile ou de travail à la lumière des technologies actuelles, des conditions économiques et des impératifs écologiques.

a) Energie des marées :

En admettant qu'elle puisse être exploitée de façon continue, elle donnerait environ 567 milliards de kw/h d'énergie par an. Ce qui représente moins d'un centième de l'énergie consommée dans le monde en 1970.

b) Energie géothermique :

Les moyens d'utilisation existants aujourd'hui consistent tous à extraire la chaleur des volcans ou celle des eaux chaudes présentes dans les sables des bassins sédimentaires profonds.

L'Italie, dans la région du Larderello, produit de l'énergie géothermique, depuis 1904 ; sa capacité actuelle y est de 370 000 kilowatts.

On note trois grands centres de production : la Californie du Nord, dans la zone des geysers, Wairakée en Nouvelle-Zélande, et l'Islande.

On estime que les réserves des principales zones géothermiques font l'équivalent de la consommation d'énergie des Etats-Unis en 1970.

En fin de compte, l'énergie reçue par la surface terrestre est due presque entièrement (99, 98 %) au rayonnement solaire, la contribution du soleil au revenu énergétique de la terre est 5 000 fois supérieur à celle de toutes les autres sources prises ensemble.

c) Energie solaire :

Les rayonnements solaires reçus par la terre constituent un total de 173 mille milliards de kilowatts :

- 30 % de cette énergie sont immédiatement réfléchis et retournent dans l'espace.

- 47 % sont absorbés par l'atmosphère, la surface des terres et des

Océans, et convertis en chaleur.

- 23 % sont impliqués dans le cycle hydrologique (évaporation, convection, précipitation, et écoulement).

- 0,2 % est responsable des divers mouvements atmosphériques et océaniques, ainsi que des vagues.

- enfin, une fraction encore plus petite 0,02 % est absorbée par la chlorophylle des plantes vertes, elle constitue l'élément majeure de la photosynthèse assurant l'énergie nécessaire à la croissance de toute vie.

Il existe un autre moyen d'exploiter l'énergie solaire en utilisant davantage la photosynthèse : faire pousser des arbres et des plantes les plus appropriées dans de véritables plantations solaires spécialisées : l'énergie absorbée serait restituée en brûlant les végétaux ou en les transformant en combustibles synthétiques.

Enfin, il a été proposé de recueillir le rayonnement solaire par satellites : l'énergie pourrait être aussi récoltée en grandes quantités hors même de l'atmosphère terrestre.

Quand l'énergie solaire sera-t-elle exploitée en grand ? La question ne pourrait avoir de réponse dans l'immédiat. Mais ce qui est certain, c'est que, de toutes les sources renouvelables, le soleil est la seule source sérieuse susceptible d'être utilisée éventuellement de façon massive et durable. En effet il n'y a pas d'autre solution valable qui puisse remplacer des réacteurs nucléaires surrégénérateurs et la fusion thermonucléaire ; il n'y en a pas qui permette, sans eux ou avec eux, de faire face à la crise de l'énergie. Les partisans de l'énergie solaire ont fait preuve, ces dernières années, d'un réalisme louable : ils ont reconnu que le soleil ne deviendrait un fournisseur important que si l'on arrivait à rendre les coûts d'exploitation au moins comparables à ceux des combustibles classiques.

Actuellement, l'énergie solaire utilisée comme source de chaleur, pour le

chauffage domestique et pour la distillation de l'eau devient compétitive avec les carburants et l'électricité dans certaines parties du monde. Notons une des caractéristiques importantes de l'énergie solaire est la non pollution.

d) Energie des vents :

Elle aussi est un effet du soleil. Encore qu'elle ait été utilisée dans le passé, de façon importante en Europe, les rendements semblent destinés à rester trop faibles pour qu'elle soit une source réellement intéressante.

III/ CONCLUSION

Nous concluons, en remarquant que ces sources d'énergie inépuisable sont les seules qui n'affecteront pas de façon sensible le bilan énergétique global de notre planète "la terre". Par exemple, nous pourrions craindre les conséquences d'une consommation énergétique excessive lorsque la production totale de la planète sera une fraction importante de l'énergie distribuée par le soleil, sauf si justement cette énergie est prélevée directement sur cette source. L'argument doit être modéré par le fait que cette énergie prélevée sera concentrée en d'autres endroits, où elle risque malgré tout de modifier les conditions climatiques. Quoi qu'il en soit, ces sources d'énergie, pour intéressantes qu'elles soient, relèvent encore du domaine d'un futur assez éloigné. Nous avons vu qu'en attendant ce véritable "âge d'or" qui ne viendra peut être pas, l'énergie fossile serait déjà peut être épuisée et que l'énergie de **fission** poserait de graves problèmes. Nous essaierons dans cet ouvrage de présenter une vue d'ensemble du problème de la fusion thermonucléaire contrôlée, qui pour des raisons fortement qualifiées, jouera peut être dans l'avenir un rôle décisif. Dans

l'immédiate, offre aux physiciens l'un des sujets de recherche des plus passionnants auxquels ils ne soient jamais attaqués.

LES REACTIONS NUCLEAIRES DE FUSION

L'intérêt que l'on porte à l'étude des réactions de fusion tient à ce que l'on espère pouvoir employer dans l'avenir ce type de réaction pour la production d'énergie industriellement utilisable. Il est à noter que dans la nature de telles réactions sont à l'origine de la production énorme d'énergie dans les étoiles, notamment dans le soleil. Mais il ne semble pas exister d'équivalent dans la nature pour les réacteurs à fission qui utilisent un processus de réaction en chaîne. Sur la terre, des processus de fusion ont été mis en oeuvre pour réaliser les superbombes atomiques dites bombes H ou thermonucléaires.

I/ ENERGIE DE LIAISON NUCLEAIRE1°) Energie de liaison globale E_l du noyau :

Pour bien voir le processus de libération d'énergie nucléaire, il est nécessaire d'examiner la structure même du noyau atomique. Celui-ci est formé de 2 types de constituants: les protons et les neutrons, appelés nucléons. On désigne habituellement par A le nombre de nucléons et par Z le nombre de protons ou d'électrons (puisque l'atome est électriquement neutre à l'état fondamental). On pourrait penser que l'on obtiendra la masse M du noyau en ajoutant Z fois la masse M_p du proton et (a-z) fois la masse M_n du neutron. Or, il se trouve que M est toujours inférieure à la somme des masses des constituants isolés du noyau. Cette différence ΔM , appelée défaut de masse s'écrit :

$$\Delta M = ZM_p + (A-Z)M_n - M \quad (1.1)$$

La célèbre relation d'Einstein, qui établit la correspondance existant entre la notion de masse et celle d'énergie, explique bien cette différence de masse, elle s'écrit :

$$E_1 = \Delta M c^2 \quad (1. 2)$$

(c'étant la vitesse de la lumière dans le vide $(3 \cdot 10^8 \text{ m/s})$

Autrement dit, la désintégration totale de la masse ΔM se traduit par un dégagement de E joules : **un** kilogramme de matière produirait $9 \cdot 10^{16}$ joules, ce qui est considérable. Ainsi se calcul toute production d'énergie d'origine nucléaire.

Dans les réactions chimiques, l'énergie dégagée est très faible : la masse perdue est si petite qu'aucune méthode n'est assez précise pour la mettre en évidence. Par exemple, la chaleur de formation de CO_2 à partir de la réaction $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ est de 100 kcal/mole (44g). Il en résulte une diminution de la masse du système de l'ordre de 5 milliardième de gramme. En physique nucléaire, par contre, la différence des masses n'est plus négligeable : la différence entre la somme des masses des constituants isolés et la masse du noyau, correspond à l'énergie E_1 qui s'est dégagée lorsque les constituants isolés se sont groupés pour former le noyau. La quantité E_1 est l'énergie qu'il faudrait fournir au noyau pour le dissocier en ses constituants élémentaires séparés ; elle représente encore l'énergie globale du noyau, souvent exprimée en unités de masse. Par exemple le noyau d'hélium ${}^4_2\text{He}$ (particule alpha) a une masse de 4,003 u ; la masse de ses constituants (2 protons + 2 neutrons) est de 4,034 u. Il en résulte une énergie globale E_1 de :

$$\underline{E_1 = 4,034 - 4,003 = 0,031 \text{ u.}}$$

Soit le sept millième de la masse du noyau.

Si nous prenons un atome gramme d'hélium (4g), cette énergie de liaison sera de $7 \cdot 10^8$ kcal ; on voit bien qu'elle est énorme devant les chaleurs de formation des molécules.

2°) Énergie de liaison moyenne par nucléon, E_L/A :

L'énergie de liaison E_L augmente avec la masse du noyau, il est alors intéressant d'introduire l'énergie de liaison par nucléon E_L/A et de représenter la courbe donnant cette énergie de liaison en fonction du nombre de nucléon A des différents noyaux atomiques connus Fig. (2.1)

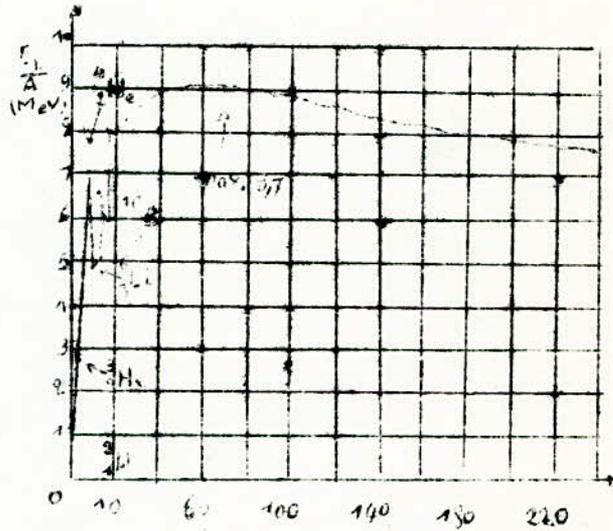


Fig. 1.1 : variation de l'énergie de liaison moyen par nucléon en fonction du nombre de masse.

Il est important de noter que chaque nucléon individuel n'est pas lié réellement au noyau par cette énergie.

Il ne s'agit là que d'une moyenne. Ainsi, l'énergie de séparation, qui est l'énergie nécessaire pour enlever au noyau le dernier nucléon ajouté à sa structure, est toujours différente de E_L/A . Cependant, un noyau sera d'autant plus stable que le rapport E_L/A est grand. Ce qui justifie l'introduction de cette notion.

La courbe ci-dessus, dont la théorie rend assez bien compte, passe par un maximum aux alentours de 80 ; ce qui nous permet de prévoir deux types d'opérations possibles conduisant à une libération d'énergie des noyaux. Car en effet un noyau, ou un système de noyaux, est d'autant plus stable

que son énergie de liaison est plus grande. Autrement dit, si un système de noyaux évolue dans le sens de l'augmentation de son énergie de liaison, c'est à dire dans le sens de la diminution de sa masse, il y'aura production d'énergie. Alors il faudra se placer dans ce cas. La production d'énergie nucléaire peut être envisagée donc soit à partir de la rupture des noyaux lourds comme l'uranium et le plutonium, soit encore à partir de la réunion des noyaux légers comme les isotopes de l'hydrogène, le deutérium et le tritium par exemple.

- A droite du maximum de la courbe.

La coupure en deux de noyaux très lourds (U,Pu) sous l'impact d'un projectile convenable (neutron par exemple) est une réaction de fission. Cette fission est provoquée à la suite d'un intense bombardement neutronique des noyaux fissiles ; la neutralité électrique des neutrons leur permet de franchir sans difficulté les barrières de potentiels coulombiennes entourant les noyaux. Lorsque par exemple un neutron thermique est absorbé par un noyau U_{235} , il se produit en général une fission du noyau ($U_{235} + n$) en deux fragments de masse comparable. L'énergie libérée est énorme, de l'ordre de 200 Mev dont 160 Mev se trouvent communiquer aux fragments de fission sous forme d'énergie cinétique. Cette énergie cinétique provient bien entendu de la répulsion électrostatique entre les 2 fragments initialement très rapprochés. En plus, cette réaction de fission libère en moyenne 2,5 neutrons ayant une énergie de l'ordre de 5 Mev : ces neutrons nouvellement émis permettent de provoquer ultérieurement la fission d'autres noyaux voisins, créant ainsi des réactions en chaîne qui, contrôlée permettra de produire de l'énergie de façon continue. En effet le ralentissement des fragments de fission chauffe le milieu dans lequel ils se propagent ; la chaleur est alors extraite par un fluide calo-porteur (eau, gaz, métal liquide).

- si maintenant nous nous plaçons à gauche du maximum de la courbe, nous voyons qu'en général, pour extraire de l'énergie nucléaire, il faudra se déplacer de gauche à droite, autrement dit fabriquer des éléments plus lourds.

urds à partir des éléments légers. Ce type d'opération conduit lors à une réaction de fusion.

Ainsi la fission est à la fusion ce qu'est l'analyse à la synthèse.

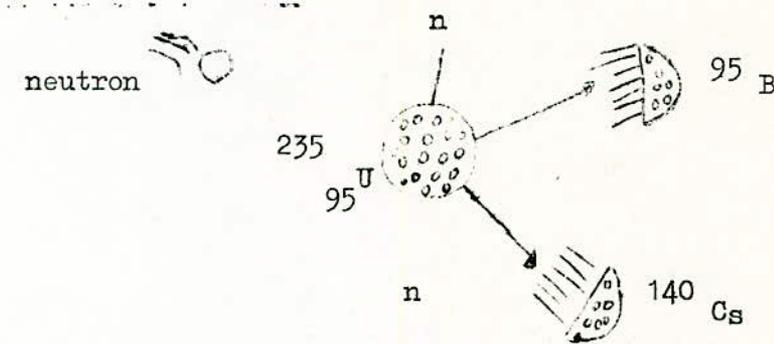


Fig. 1.2 Fission de l'Uranium 235

II/ REACTIONS DE FUSION

Un choc suffisamment violent entre deux noyaux lors d'une réaction nucléaire de fusion donne lieu à un regroupement de leurs nucléons, en général, en deux nouveaux noyaux, avec libération d'énergie sous forme d'énergie cinétique des noyaux produits.

Il est à remarquer que les forces nucléaires qui assureront la cohésion du nouvel atome ainsi formé par fusionnement des deux noyaux de départ ont un rayon d'action faible vis-à-vis des forces de ~~répulsion~~ répulsion électrostatique dues à leurs charges électriques toutes les deux positives. Pour vaincre cet obstacle il faut donc communiquer aux noyaux que l'on veut réunir une grande énergie cinétique relative pour qu'ils aient une forte probabilité de franchir la barrière coulombienne qui les entoure.

La force de répulsion électrostatique a pour expression :

$$F = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \epsilon_0 d^2} \quad (1.3)$$

L'énergie potentielle correspondant à cette barrière peut être évaluée à

partir de l'équation :

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\epsilon_0 d} \quad \text{pour } d=R_0 \quad (1.4)$$

représentant le rayon nucléaire. Par exemple pour l'hydrogène et ses isotopes $R_0 \approx 510^{-13}$ cm et E est de l'ordre de 0,28 Mev.

Pour ce qui est de l'énergie cinétique relative de 2 particules de masses m_1 et m_2 ayant une vitesse relative V_r , elle est égale à : $\frac{1}{2} \cdot u V_r^2$ où $u = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ est la masse réduite associée aux 2 particules. Cette énergie cinétique relative nécessaire à la réaction augmente comme le produit des charges nucléaires Z_1 et Z_2 des noyaux en jeu, et on note qu'il en est de même pour le potentiel électrostatique.

Par conséquent, les réactions entre noyaux de nombre atomique faible se produisent plus facilement. On comprendra aisément que les réactions de fusion les plus intéressantes certes, sont celles qui font intervenir les isotopes d'hydrogène le deutérium (D) et le tritium (T).

1°) Historique :

Les réactions de fusion furent découvertes entre les années 1920 et 1930, lors des expériences au cours desquelles des éléments de nombre atomique plus faible étaient bombardés par des faisceaux de protons ou de noyaux d'hélium (particule) de grande énergie.

L'énergie nucléaire qui se libère sous l'impact de tels projectiles est, toutefois, toujours très faible vis à vis de l'énergie totale des particules incidentes, ceci tient au fait que la majeure partie de l'énergie incidente est dépensée dans la production d'ionisation au sein de la cible, une très petite fraction seulement des particules incidentes déclenche effectivement des réactions.

2°) Réactions simples de fusion :

Le tableau suivant donne les quelques importantes réactions exoénergétiques de fusion. A côté des produits de fusion ont été portées les valeurs de l'énergie totale libérée (en Mev) et l'énergie produite par unité de masse atomique (u.m.a. en Mev.).

Ainsi, à masse égale, la fission n'est pas aussi avantageuse qu'on pourrait le supposer à première vue.

Tableau 1.1 : Principales réactions thermonucléaires :

	R E A C T I O N S	Energie produite	
		Total en Mev	E par unita (MeV)
1.a	$2_1^D + 2_1^D \rightarrow (2_2^He + 0,83) + (1_0^n + 2,44) \quad 50\%$	3,27	0,81
1.b	$(2_1^T + 1) + (1_1^H + 3) \quad 50\%$		
2	$2_1^D + 3_1^T \rightarrow (2_2^He + 3,52) + 1_0^n + 14,06$	17,58	3,5
3	$2_1^D + 3_2^He \rightarrow (2_2^He + 3,66) + (1_1^H + 14,68)$	18,34	3,75
4	$6_3^Li + 2_1^D \rightarrow 2_2^He + 4_2^He$	22,4	
5	$6_3^Li + 1_0^n \rightarrow 2_2^He + 3_1^T$	4,8	
6	$7_3^Li + 1_1^H \rightarrow 2_2^He + 4_2^He$	17,3	
7	$235_{92}U + 1_0^n \rightarrow$ Fission	128	0,83

3°) Section efficace de fusion :

On introduit en physique nucléaire une quantité, appelée section efficace. Celle-ci détermine les probabilités pour que les différents processus de fusions se produisent.

Par définition, la section efficace σ est la fraction du nombre de particules tombant sur une surface de 1 cm^2 de la cible, qui interagit avec un noyau de cette cible pris individuellement. La section efficace est définie pour une interaction nucléaire donnée, sur une espèce nucléaire donnée, et pour des particules monocinétiques ; elle est fonction de l'énergie cinétique relative T des 2 particules. La courbe $\sigma = f(T)$ est la fonction d'excitation de la réaction nucléaire considérée.

σ est homogène à une surface et elle est mesurée habituellement en barn.

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Les trois réactions qui donnent, à basses énergies, les sections efficaces les plus grandes sont les réactions (1), (2) et (3). La dernière est inutilisable, étant donné les très faibles quantités de ${}^3_2\text{He}$ dont on pourrait disposer. Les réactions envisagées éventuellement sont (D.D.) et (D.T.).

Dans ce qui suit nous ne traiterons principalement que le cas des réactions (D.D.) et (D.T.). La réaction (5) permet la régénération du tritium. Vu que l'énergie de fusion apparaît principalement sous forme de neutrons très énergétiques pour l'exploiter, on utilise le Lithium ${}^6_3\text{Li}$ qui absorbe cette énergie et régénère le tritium, servant de combustible pour la réaction de fusion utilisée.

Notons que la réaction (6), découverte par J. CROCKCROFT en 1926 a permis pour la première fois la vérification expérimentale de la relation d'Einstein. Les énergies libérées par les réactions de fusion sont, pour une même masse, plus d'un million de fois plus grande que celles résultant de combustions chimiques classiques, mais sont toutefois inférieures, par un facteur 10 ou

plus, à l'énergie dégagée dans une réaction de fission nucléaire (tout en lui étant comparable par unité de masse comme le montre tableau ci-dessus). Quelque soit l'énergie cinétique relative des 2 deutons, les 2 réactions (D.D.) (1a, 1b) se produisent avec des probabilités à peu près égales. A l'aide d'un champ magnétique convenable, les produits lourds ${}^3_2\text{H}$, ${}^3_1\text{T}$) des réactions (D.I.) resteront prisonniers dans le milieu réactionnaire et peuvent éventuellement, se réintroduisent dans la réaction pour produire de nouvelles fusions. Ainsi le tritium formé par la réaction (1) peut réagir avec un nouveau deuton suivant la réaction (2) et l'hélium 3 produit par (2) réagit suivant la réaction (3).

On peut donc voir la possibilité d'une suite de réactions en cascade, comme dans le cas de la fission de l'uranium ou du plutonium, par lesquelles on obtient à partir de 6 deutons, 2 noyaux d'hélium, 2 protons et 2 neutrons, avec un dégagement d'énergie de 43 Mev (ce qui correspond à 10^5 kwh/g de deutérium). Cette énergie est de plusieurs millions de fois plus grandes que celle obtenue par la combustion d'un gramme d'essence.

Les neutrons produits dans les réactions iront inévitablement sur les parois, où ils trouveront d'ailleurs de nombreuses utilisations (par exemple, régénération du tritium comme nous l'avons déjà dit).

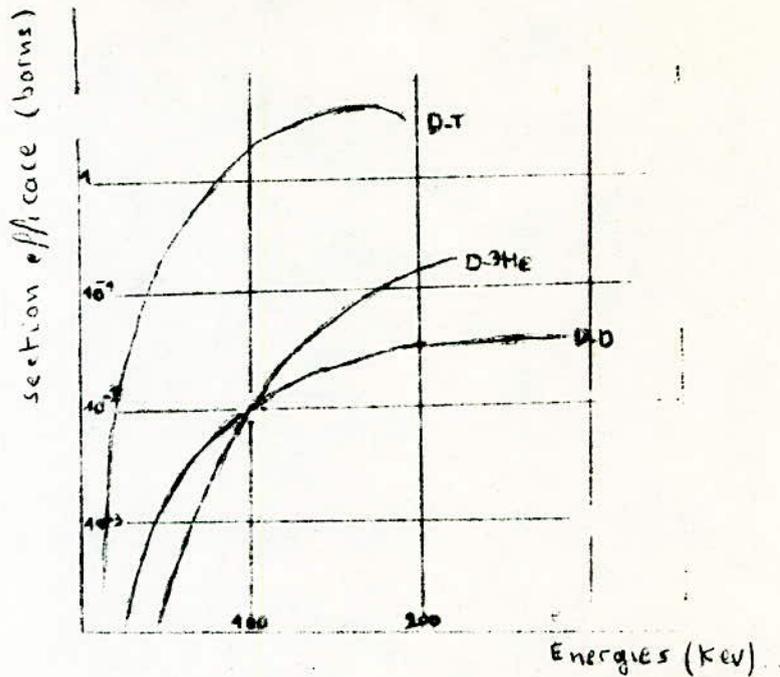


Fig. 1.3 en abscisse on porte l'énergie des deutons incidents en KeV.

La figure ci-dessus représente la variation des sections efficaces de fusion en fonction de l'énergie des deutons incidents, pour la réaction (D-D) (réaction 1a et 1b) pour la réaction (D-T) et pour la réaction (D - ^3He). Pour ces 3 courbes, on note une décroissance rapide des sections efficaces lorsque l'énergie de bombardement descend en dessous de quelques KeV. Il est clair que cet effet est dû à la répulsion électrostatique des noyaux, qui les empêche de trop se rapprocher quand leur énergie cinétique relative est faible.

Notons que même avec des énergies relativement très basses, peuvent se produire, avec toute fois une probabilité faible, des réactions fusions. Ce fait doit être attribué à un effet quantique analogue à celui qui permet aux particules de sortir des noyaux lourds dans le phénomène de la radioactivité (passage par effet tunnel à travers la barrière potentielle). L'importance des effets quantiques dans les réactions de fusion nucléaire

a été étudiée principalement par G. GAMOV : la loi théorique représentant la variation de la section des 2 particules est bien vérifiée expérimentalement dans l'intervalle des énergies inférieures à celles des premières résonnances.

Par exemple, les valeurs expérimentales de la section efficace de choc pour la réaction (D-D) peuvent être données avec précision, dans un grand intervalle d'énergie, par la formule suivante donnée par Gamov :

$$\sigma_{D-D} = \frac{288}{E} \exp \left(- \frac{4553}{E^{1/2}} \right) \quad (1.5)$$

(E, énergie cinétique relative des deutons en Kev.)

Notons qu'un accroissement d'énergie de 1 Kev à 10 Kev, entraîne un accroissement de la section efficace par un facteur de l'ordre 10^3 .

III/ REPARTITION DE L'ENERGIE

Dans le cas de toutes les réactions de fusion importantes, où il y'a 2 produits de réaction, la répartition de l'énergie entre les produits de la réaction est **bien connue**, l'énergie cinétique de la particule la plus légère étant toujours la plus grande, plus exactement, la répartition de l'énergie entre les deux particules finales est inversement proportionnelle à leurs masses. Prenons par exemple la réaction (D-T) où l'énergie totale dégagée est de 17,6 Mev, la masse de l'hélium (particule α) fait quatre fois la masse du neutron, qui possède une énergie d'environ 14 Mev soit les $\frac{4}{5}$ de l'énergie de réaction.

1°) Milieu de réaction :

Pour une véritable production d'énergie nucléaire à partir du processus de fusion, il convient de porter tout le mélange de gaz à des températures très élevées (plusieurs dizaines de millions de degrés). Ainsi les éléments légers se présentent sous forme d'un gaz complètement

ionisé, constitué par des noyaux et des électrons libres, forment ce qu'on appelle un plasma.

Si l'énergie correspond à l'agitation thermique des noyaux est suffisante (notons qu'une température de $1,16 \cdot 10^7$ °K correspond à 1 énergie cinétique de 1 Kev), elle arriverait à vaincre, lors des chocs violents, leur répulsion coulombienne et produirait ainsi des réactions de fusion. Tel est le processus de production d'énergie dans les étoiles et les bombes thermonucléaires. C'est également la méthode que l'on souhaite pouvoir maîtriser pour la production continue et contrôlée d'énergie de fusion.

2°) Vitesse de réaction :

Si nous considérons les réactions de fusion se réalisant au sein d'un plasma chaud (température élevée), une des caractéristiques de ce processus de synthèse est la vitesse de réaction R_{12} définie comme le nombre de réactions par unité de volume et par unité de temps. R_{12} dépend des densités n_1 et n_2 (nombre d'atomes par unité de volume) des particules participant à la réaction, de section efficace: σ_{12} .

Alors la formule donnant R_{12} s'écrit :

$$R_{12} = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle_{12} \quad (1.6)$$

Pour les réactions entre noyaux d'une seule espèce, R_{12} est égale à :

$$R_{12} = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle_{11} \quad (1.7)$$

Remarquons que R_{12} varie comme le carré de la densité totale, pour une composition donnée du constituant nucléaire.

L'expression $\langle \sigma v \rangle$ peut être déterminée, si la distribution de vitesse des particules est donnée (on prend d'habitude une distribution de vitesse des particules du type Maxwellienne ; c'est une distribution de limite vers laquelle tendent toutes les autres pour un état d'équilibre à une température T) et si nous utilisons les sections efficaces de réaction connues par ailleurs.

Les valeurs de $\langle \sigma v \rangle$ pour les réactions (D-D) et (D-T) sont représentées sur la Fig (1.4.) en fonction de la température cinétique KT . Une des caractéristiques la plus remarquable de ces courbes $\langle \sigma v \rangle = f(T)$ est qu'elles décroissent très rapidement à partir d'une certaine valeur de l'énergie cinétique de l'ordre de quelques Kev. Dans le voisinage de 100 Kev la quantité $\langle \sigma v \rangle$ ne dépend pratiquement pas de T , vers 1 Kev elle varie comme $T^{6,3}$ et aux alentours de 0,1 Kev comme T^{133} . Aux températures relativement basses (1 Kev), seules les particules de vitesses élevées (celles qui correspondent à l'extrémité de la distribution de Maxwell) donnent, malgré leur petit nombre, et par suite de la forte dépendance de $\langle \sigma v \rangle$ par rapport à l'énergie, une contribution importante à la vitesse de réaction. Dans le cas de la réaction (D-T) v passe par un maximum aux alentours de 70 Kev (T 700 millions de degrés Kelvin). Ceci laisse prévoir qu'il ne sera pas intéressant de dépasser cette température.

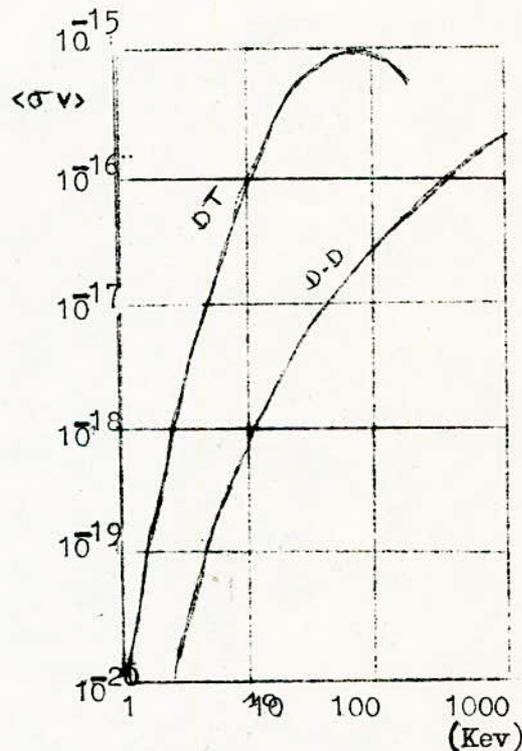


Fig 1.4 : variation de $\langle \sigma v \rangle$, paramètre de réaction en fonction de la température cinétique pour les réactions (D-D) et (D-T) dans le cas où les vitesses représentent une distribution de Maxwell-Bolz.

IV/ REACTIONS DE FUSION DANS LE SOLEIL

Les réactions thermonucléaires assurant le dégagement d'énergie dans les étoiles sont principalement d'un autre type.

Dès 1919, J. PERRIN avait montré que l'énergie rayonnée par les étoiles, par le soleil notamment, ne pouvait provenir que de la fusion de 4 atomes d'hydrogènes en un atome d'hélium.

En 1935, H. BETHE avait proposé une suite de réactions nucléaires pouvant aboutir à cette synthèse d'hélium. Ce processus de réactions nucléaires font intervenir un atome de carbone 12 comme catalyseur, c'est ainsi qu'il est appelé cycle du carbone (ou cycle de BETHE). Ce dernier comporte quatre réactions de fusion thermonucléaires (rendues possibles par la violence des chocs à haute température) séparées par deux radioactivités β^+ (environ d'un électron positif et d'un neutron) (Tableau : 1.2).

On voit bien que la dernière réaction du cycle (C-N) restitue à ce dernier l'atome de carbone -12 utilisé pour la première. Ce cycle dégage 26,7 Mev au total dont 1,4 Mev en moyenne est emporté hors de l'étoile par les 2 neutrinos émis.

Dans le soleil, étoile riche en hydrogène et relativement "froide", la fusion de 4 atomes d'hydrogènes en 1 atome d'hélium se fait principalement suivant une autre suite de réaction nucléaire, dite cycle proton-proton. Pour ce cycle (P-P), sur les 26,7 Mev d'énergie libérée, seulement 0,5 Mev est perdu emporté par les 2 neutrinos émis par la première réaction du cycle .

Notons que le cycle (C-N) se développe beaucoup plus vite en fonction de la température que le cycle (P-P) :- donc, dans les étoiles plus lumineuses que le soleil, le cycle (C-N) joue un rôle beaucoup plus important que le cycle (P-P) ; de plus, il se produit dans les étoiles les plus chaudes, d'autres cycles avec des noyaux plus lourds.

Tableau 1.2 : Les réactions thermonucléaires dans le soleil :

N°	REACTION NUCLEAIRE	Temps moyen de réaction centre du soleil
cycle (C,N)	$^{12}_6\text{C} + ^1_1\text{H} \longrightarrow ^{13}_7\text{N} + \gamma$	10^{16} ans
	$^{13}_7\text{N} \xrightarrow{\beta^+} ^{13}_6\text{C} + e^+ + \gamma_0 = ^{13}_6\text{C} + 2,4 \text{ Mev}$	10,05 mm
	$^{13}_6\text{C} + ^1_1\text{H} \longrightarrow ^{14}_7\text{N} + \gamma + 5,1 \text{ Mev}$	$2 \cdot 10^5$ ans
	$^{14}_7\text{N} + ^1_1\text{H} \longrightarrow ^{15}_8\text{O} + \gamma + 6,4 \text{ Mev}$	$3 \cdot 10^7$ ans
	$^{15}_8\text{O} \xrightarrow{\beta^+} ^{15}_7\text{N} + e^+ + \gamma_0 = ^{15}_7\text{N} + 2,9 \text{ Mev}$	2,07 mm
	$^1_1\text{H} + ^{15}_7\text{N} \longrightarrow ^4_2\text{He} + ^{12}_6\text{C} + 5,0 \text{ Mev}$	10^4 ans
cycle (P.P)	$^1_1\text{H} + ^1_1\text{H} \xrightarrow{\beta^+} ^2_1\text{H} + e^+ + \gamma_0 = ^2_1\text{D} + 1,44 \text{ Mev}$	$7 \cdot 10^9$ ans
	$^1_1\text{H} + ^2_1\text{H} \longrightarrow ^3_2\text{He} + \gamma + 5,5 \text{ Mev}$	4 Sec.
	$^3_2\text{He} + ^3_2\text{He} \longrightarrow ^4_2\text{He} + ^1_1\text{H} + ^1_1\text{H} + 12,8 \text{ Mev}$	$4 \cdot 10^5$ ans

La surface externe du soleil se trouve à une température voisine de 5800°C , par contre, à l'intérieur de cet astre, les températures sont comprises entre 10 et 20 millions de degrés. À de telles températures, l'on a affaire à un gaz totalement dissocié, ou plasma.

Fort heureusement les différentes réactions sont très lentes. On estime un temps moyen de réaction par particule de l'ordre de 10^{11} ans au centre du soleil, ce qui permettra à cette dernière de continuer à briller encore pour une durée relativement longue (plus de 11 milliards d'années d'après certaine estimation).

Il est à remarquer que les suites de réactions nucléaires du cycle de BETHE ou de la chaîne (P-P) ne peuvent être toutefois utilisées pour la production éventuelle d'énergie par fusion contrôlée et ceci à cause de la **petitesse** des sections efficaces de la fusion (H-C) ou de la fusion (H-H) (pour le cycle (P-P)) par rapport à celles qui interviennent dans les réactions de fusion des isolopes d'hydrogène.

LE PLASMA THERMONUCLEAIRE

Les 3 états classiques de la matière : solide, liquide ou gazeux, nous sont parfaitement familiers. Il en existe un quatrième appelé état de plasma qui s'est même avéré être l'état le plus répandu dans notre Univers (on l'estime à 99,9 % de la matière). Sur notre planète, l'état de plasma est relativement rare, de telle sorte que jusqu'à ces dernières années, l'étude des plasmas appartenait surtout au domaine de l'astrophysique. On trouve l'état de plasma dans le vent solaire, dans l'ionosphère, dans les étoiles et le soleil ; il se forme un plasma lors de la rentrée des capsules spatiales dans l'atmosphère ; il en existe dans les tubes luminescents le feu, les décharges électriques dans les gaz, ect... L'état de plasma se distingue des autres états de la matière par le fait qu'une fraction importante des molécules se trouvent dans un état ionisé, c'est à dire a perdu une partie de ses électrons.

I/ RELATION ENTRE L'ENERGIE CINETIQUE ET LA TEMPERATURE

Nous nous intéressons maintenant à cette possibilité de vaincre la répulsion électrostatique des noyaux en créant un milieu dans lequel les particules sont animées d'une vitesse très élevée. Pour cela les températures à atteindre doivent être énormes. En effet, si l'on se reporte aux courbes de la Figure (1.3) donnant les sections efficaces des réactions (D-D) et (D-T), on remarque que celle-ci augmentent très rapidement pour des énergies inférieures à 100 kev.

Au delà de 100 kev, elles croissent moins vite dans le cas de la réaction (D-D), et décroissent dans le cas de la réaction (D-T). Afin d'obtenir des valeurs suffisantes de section efficace, il est souhaitable de porter le mélange d'isotopes d'hydrogène à des températures de l'ordre de la cen-

taine de kev (1kev correspond à une température de : $1,16 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$), soit de quelques centaines de millions de degrés kelvin. A ces températures, notre mélange combustible, sera complètement ionisé et appartiendra au quatrième état de la matière.

W étant l'énergie cinétique moyenne des constituants, tous identiques, d'un gaz, la théorie cinétique de gaz montre que la température absolue (dite température cinétique) du gaz est liée à l'énergie W (en Kev) par :

$$W = \frac{3}{2} K T. \quad (2.1)$$

(K : constante de BOLTZMANN = $1,380 \cdot 10^{-23} \text{ j/ }^\circ\text{K}$).

Il est essentiel de noter que la notion de température traduit l'énergie moyenne des particules, d'où le terme de température " cinétique ". La figure (2.1) ci-dessus donne les échelles de correspondance entre W (ev) et T (ok).

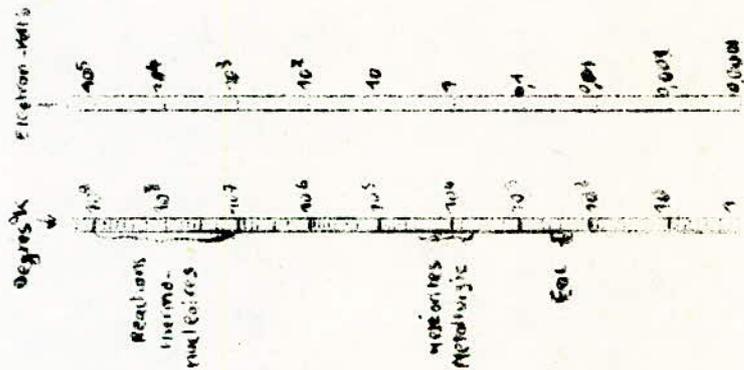


Fig. 2.1 : échelle de correspondance entre l'énergie cinétique moyenne des noyaux d'un plasma et la température cinétique correspondante, en degré Kelvin.

Reprenons les 3 états habituels de la matière. On peut les classer en termes d'une échelle d'énergie croissante. Supposons pour cela que nous

chauffons un solide dans un récipient. Les molécules ou les atomes qui sont au repos " à froid " commencent à vibrer sous l'action de la chaleur : l'agitation thermique qui en résulte finit par rompre les liaisons chimiques et fait évoluer le corps insensiblement à l'état de liquide, le solide commençait par devenir mou, ce qui traduit le processus de rupture des liaisons.

Si nous continuons à chauffer le liquide : l'agitation thermique finit par vaincre les forces de cohésions du liquide, forces qui sont mises en évidence par l'existence d'une surface libre dont les molécules s'échappent progressivement pour passer à l'état gazeux.

Supposons maintenant que nous disposions d'un récipient dont les parois sont formées d'une matière " merveilleuse " capable de résister à des pressions et à des températures énormes, et d'un moyen de chauffage adéquat. Nous pouvons continuer à chauffer le gaz jusqu'au moment où l'agitation thermique devient suffisamment forte pour rompre non plus les liaisons, interatomiques, mais la structure des atomes eux-mêmes ; les atomes perdent un ou plusieurs électrons et deviennent un ion positif : l'état de plasma est atteint.

On appelle donc plasma un gaz dont la majeure partie des atomes et molécules est ionisée. Cette dénomination a été proposée pour la première fois en 1928 par le physicien américain LANGMUIR pour décrire la région centrale d'une décharge électrique.

Le plasma est l'état normal de la matière aux températures supérieures à 10 000°K. La matière solaire ou celle des étoiles est un plasma chaud ainsi que nous l'avons déjà dit et, plus près de nous, l'homme fournit des efforts pour reproduire les conditions du soleil afin de maîtriser la fusion thermonucléaire, source prometteuse et inépuisable d'énergie pour les générations futures.

II/ NEUTRALITE ELECTRIQUE ET LONGUEUR DE DEBYE

Une étude détaillée des propriétés physiques des plasmas, sortirait du cadre de cet ouvrage. On se contente d'en étudier quelques une, afin de faciliter la compréhension du problème de la fusion qui se trouve étroitement lié à celui de la physique des plasmas. Dans ce qui suit, nous considérons, des plasmas voisins des conditions requises pour une réaction thermonucléaire. Ils auront en particulier une température suffisamment élevée pour qu'ils puissent être considérés comme complètement ionisés, c'est à dire qu'ils seront dépourvus de particules neutres et ne seront constitués que de particules chargées.

Supposons que le gaz ionisé ne soit formé que d'ions et d'électrons. La neutralité électrique, plus exactement la quasi-neutralité signifie que n_e est très peu différent de n_i .

Examinons le comportement des particules isolés dans le cas où n_e s'écarte sensiblement de n_i . Il est clair que le mouvement dont sont animées les particules chargées dépend de la valeur des forces de rappel résultant de l'écart entre n_i et n_e . Nous distinguerons de cas extrêmes :

- si le nombre de particules chargées dans le volume de plasma est faible, les champs électriques qu'elles engendrent restent faibles pour influencer leur mouvement, même si on additionne tous les champs. Ainsi, chaque particule isolée se déplace comme si toutes les autres n'existaient pas. Par suite, la condition de quasi-neutralité électrique du plasma n'est pas nécessairement remplie.

- l'autre cas extrême est celui qui correspond à une densité de particules chargées élevées (toujours avec n_e très différent de n_i) dans un grand volume. Il se créera des forces électrostatiques correspondant à des énergies potentielles beaucoup plus grandes que l'énergie d'agitation thermique, seul mécanisme permettant d'annihiler localement la tendance à la neutralité.

En fin de compte tout dépend du rapport entre l'énergie potentielle de

l'ion ou de l'électron isolé dans le champ électrique engendré par la perturbation de la neutralité, et l'énergie cinétique moyenne des particules due à l'agitation thermique. Si l'énergie potentielle W_p résultant à un écart appréciable entre n_e et n_i dépasse sensiblement la quantité KT_e (qui mesure l'énergie d'agitation thermique des électrons), la condition de quasi-neutralité est remplie avec une précision suffisante. Un examen plus approfondi au rapport entre W_p et KT_e permettra de donner l'ordre de grandeur du volume à l'intérieur duquel la condition de neutralité peut être violée. Nous considérerons un plasma dont les particules sont assujetties à ne se déplacer que dans une direction X.

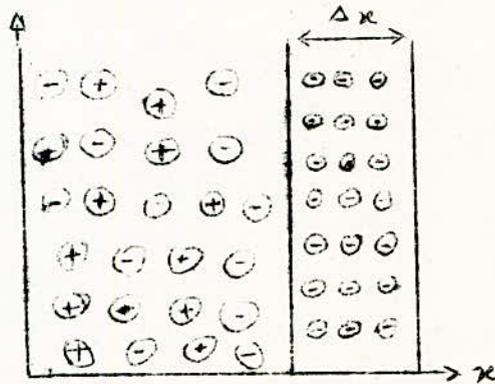


Fig. 2.2 : Modèle de plasma unidimensionnel, la valeur maximale de Δx est la longueur de Debye.

Supposons que dans une région il y'avait un excès de n_e électrons par cm^3 . Il se crée alors dans cette région un potentiel électrique ϕ satisfaisant à l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = - \frac{e}{\epsilon_0} n_e \quad (2.2)$$

où e et ϵ_0 sont respectivement la charge de l'électron et la perméabilité du vide.

L'énergie potentielle du champ électronique qui prend naissance est $-e\phi(x)$; un électron qui se déplace d'une longueur Δx sous l'action de l'agitation thermique subit une variation d'énergie potentiel de :

$$\Delta W = \frac{-e^2 n_e (\Delta x)^2}{2 \epsilon_0}$$

Le déplacement maximal correspond à une variation ΔW égale à l'énergie moyenne d'agitation thermique soit $\frac{3}{2} kT_e$ (T_e température absolue des électrons). Soit L_D ce Δx critique, on obtient en centimètre :

$$L_D = \left(\frac{kT_e \epsilon_0}{n_e e^2} \right)^{1/2} \approx 7 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} \quad (2.4)$$

Cette longueur caractéristique d'un plasma s'appelle longueur de Debye d'après le nom du physicien hollandais qui l'a introduite dans la théorie des électrolytes où il observait des interactions coulombiennes analogues à celles d'un plasma.

En résumé, L_D représente l'échelle du volume où un compromis est possible entre l'agitation thermique du plasma qui autoriserait une non neutralité du gaz et les forces électrostatiques qui imposent cette neutralité. D'après ce qui a été mentionné, la condition de quasi-neutralité dans un plasma s'exprime par :

$l \gg L_D$, étant le paramètre linéaire du domaine (rayon de l'enveloppe sphérique contenant le gaz, par exemple) où est confiné le gaz ionisé ; ceci dit que au sein de ce domaine limité par les parois de l'enceinte on a :

$$n_e \approx n_i$$

Dans ce cas, lorsque l'écart entre n_i et n_e devient sensible, le champ électrique engendré repousse les particules du signe en excès et retient celles du signe contraire. Ce processus qui maintient automatiquement l'égalité entre n_e et n_i n'existe plus si $l \ll L_D$. En effet, quand les dimensions de l'enceinte sont de beaucoup inférieures à L_D , les champs électriques engendrés du fait de l'écart sont trop faibles pour exercer une action importante sur le mouvement des particules isolées. Il en résulte maintenant une définition plus concrète du plasma ; il n'y a pas lieu de parler d'un nouvel état de la matière tant que le nombre des particules chargées est relativement faible et le champ engendré par ses particules n'a pas de force suffisante pour influencer leur mouvement individuel. Cet nouvel état de la matière n'apparaît que quand le nombre des électrons et des ions est assez élevé que même une faible écart entre n_e et n_i est rendu impossible, car il déclenche aussitôt de puissants champs électriques. Ainsi, on ne donnera le nom de plasma qu'à un milieu dont les dimensions seront beaucoup plus grandes que la distance de Debye, de telle sorte que la quasi-neutralité sera toujours supposée réalisée à l'équilibre.

III/ INTERACTIONS ENTRE PARTICULES - OSCILLATIONS ET ONDES DANS LE PLASMA

Les propriétés caractéristiques des plasmas relativement à celles des fluides sont essentiellement liées aux mécanismes d'interaction entre les différentes particules. Un gaz complètement ionisé (par exemple, formé uniquement d'électron et d'ions) est un milieu collectif car l'ensemble des particules agit sur le mouvement de l'une d'entre elles (il existe un champ électrique propre au plasma et indépendant de toutes sources extérieures). Alors que dans un gaz neutre pas trop dense on peut écrire que le mouvement des particules est déterminé par des chocs de type " boule de billard " de particules deux à deux, dans un plasma.

Dans un plasma les interactions coulombiennes agissant à longue distance sont dominantes. Leur effets sur la trajectoire d'une particule sont cumulatifs, l'ensemble des autres particules chargées intervenaient pour créer une sorte de champ moyen fluctuant dans lequel la particule évolue. Reprenons le plasma à une dimension qui nous a déjà servi à définir la distance de Debye.

Supposons que nous écartons les électrons de leur position d'équilibre suffisamment rapidement pour que les ions 1840 fois plus lourds qu'eux n'aient pas le temps de bouger. On obtient une séparation de charges dans la direction $o.x.$:

$$\Delta p_e = n_e \cdot e \cdot x. \quad (2.5)$$

Le champ électrique résultant est :

$$\vec{E} = \frac{n_e \cdot e}{\epsilon_0} \vec{x}. \quad (2.6)$$

L'équation du mouvement de la tranche, déterminée par l'équation fondamentale de la dynamique : $\vec{F} = m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2}$

s'écrit alors :

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} \cdot x = 0 \quad (2.7)$$

Cela définit une pulsation :

$$\omega_p = \left(\frac{n_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

La fréquence correspondante est :

$$\boxed{P_p \simeq 9000 \sqrt{n_e}} \quad (2.9)$$

s'appelle fréquence plasma (en hz).

Ces oscillations ~~ne se~~ se propagent pas, elles correspondent à un mouvement d'ensemble sur place des particules constituant le plasma. Elles ne peuvent exister que si la fréquence plasma est très grande devant la fréquence de collision interparticules. En effet, lors d'un choc, d'une particule " oublie " son histoire antérieure et notamment le fait qu'elle " participait " à un mouvement organisé. L'énergie de cette particule est alors perdue pour l'oscillation et, de choc en choc, celle ci perd son "capital" d'énergie : elle s'amortit.

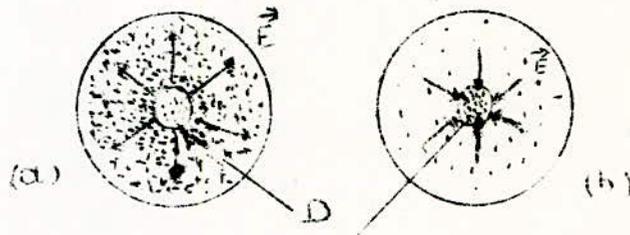


Fig 2:3 : oscillation de la densité électrique à la fréquence plasma. Dans la situation (a) les électrons manquent dans le domaine D. Il apparaît de ce fait un champ E qui leur donne une vitesse vers D. Le déficit initial se trouve aussi comblé, et au delà, dans la situation (b). Finalement, le nombre d'électron dans D oscille à une certaine fréquence plasma.

L'intensité du champ propre au plasma subit de fortes variations désordonnées dans le temps et dans l'espace avec des changements rapides à très courtes distance. Si, à un instant quelconque, on calcul l'intensité du champ en divers point du plasma, le graphique des variations du champ aux

points correspondant prendra l'allure de la fig. (2.4). Ce microchamp oscillant du plasma, variant dans l'espace comme dans le temps, se superpose aux champs microscopiques qui peuvent être créés dans l'espace par des sources extérieures



fig.2.4 Variation dans la direction ox de l'intensité E du champ électrique propre du plasma.

Notons, qu'en moyenne, les champs des particules isolées de signes opposés se compensent réciproquement, c'est-à-dire que leur résultante calculée pendant un intervalle de temps assez grand est nulle. Mais à tout instant et en chaque point du plasma la grandeur et la direction du microchamp varient rapidement.

effet landau :

Nous avons dit plus haut que les oscillations du plasma perdaient de leur énergie par suite de collisions très fréquentes entre particules. On montre que si même les collisions sont rares, les oscillations du plasma peuvent s'amortir d'une autre façon qui a été découverte par le physicien russe LANDAU en 1948. L'oscillation du plasma fait apparaître un champ électromagnétique de même fréquence que celle de l'oscillation. Cette onde électromagnétique influence à son tour le mouvement des particules. Si la vitesse de propagation de cette onde est très différente de celle des particules, ces dernières sont peu affectées. Au contraire, si cette vitesse est voisine de celle de certaines particules ; elles seront très affectées. Ce type de particules est dit résonnant.

La vitesse des particules résonnantes étant voisine de la vitesse de propagation de l'onde, il se produit un transfert résonnant d'énergie entre les particules et l'onde. L'onde absorbe une partie de l'énergie des particules qui se déplacent plus vite qu'elle, ce qui a tendance à l'amplifier (ce phénomène est d'ailleurs utilisé dans les tubes électriques hyperfréquence dits à onde progressive), alors qu'au contraire l'onde cède de l'énergie aux particules qui se déplacent moins vite qu'elle, ce qui a tendance à l'amortir. Dans une situation où il y'a davantage de particules ayant une vitesse supérieure, l'onde s'amortit car elle cède plus d'énergie qu'elle n'en reçoit. Ainsi nous venons de montrer qu'il existe deux mécanismes, l'un lié aux collisions des particules, l'autre à l'onde électromagnétique induite par les oscillations du plasma par lesquels celles-ci perdent leur énergie et finissent par s'amortir. Mais nous n'avons considéré jusqu'à présent que des oscillations des électrons du plasma, les oscillations des ions présentent davantage de complexité. La grande masse des ions ralentit leur mouvement et par suite les électrons plus mobiles qui les suivent compensent presque entièrement les champs électriques produits par de telles oscillations. On peut montrer que les oscillations ioniques se propagent dans un plasma de façon analogue à celle du son d'un gaz neutre, d'où le nom d'onde pseudosonore ou acoustique ionique.

IV/ PLASMA DANS UN CHAMP HAUTE FREQUENCE

Essayons maintenant de voir quelles sont les conditions de passage du courant de haute fréquence à travers un plasma. Supposons que la fréquence ^{des oscillations est négligeable devant la fréquence} de l'onde. Dans ce cas, l'effet des collisions sur le comportement des électrons est très faible ainsi les électrons ont le temps d'effectuer un grand nombre d'oscillation avant de subir un choc. La figure (2.5) montre le mouvement d'un électron dans le plasma sous l'influence d'un

champ électrique haute fréquence \vec{E} . Ces oscillations sont les oscillations habituelles d'un point matériel sous l'action d'une force périodique. Les oscillations de la particule sont en phase avec les oscillations du champ haute fréquence. Le déplacement de l'électron est donc dans le même sens du champ appliqué \vec{E} , alors qu'on l'inverse lorsqu'il s'agit d'un champ électrique statique : le déplacement est de sens contraire à \vec{E} . Une conséquence capitale de ce phénomène est que que, dans une champ haute fréquence, le plasma se comporte comme une substance dont les propriétés sont l'opposé exact de celles des substances ordinaires. Pour établir quelles sont ces propriétés, comparons les dessins (a et b) de la figure (2.5 bis). Ils montrent comment les charges se déplacent sous l'effet d'un champ dans le dielectrique ordinaire et le plasma. Afin de faciliter la comparaison, nous supposons que dans les deux cas seuls les électrons sont animés d'un mouvement.

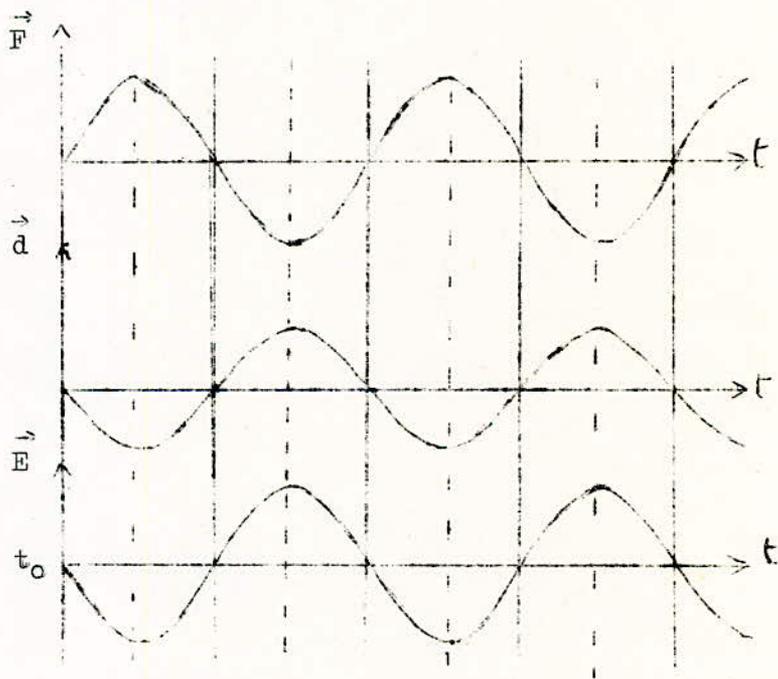


Fig. (2.5) : Mouvement d'un électron sous l'effet d'un électrique haute fréquence. La force \vec{F} auquel est soumise la particule est opposée à \vec{E} . Par suite de leur inertie, les électrons se déplacent dans le sens opposé à \vec{F} . Finalement \vec{E} et \vec{d} sont dans le même sens.

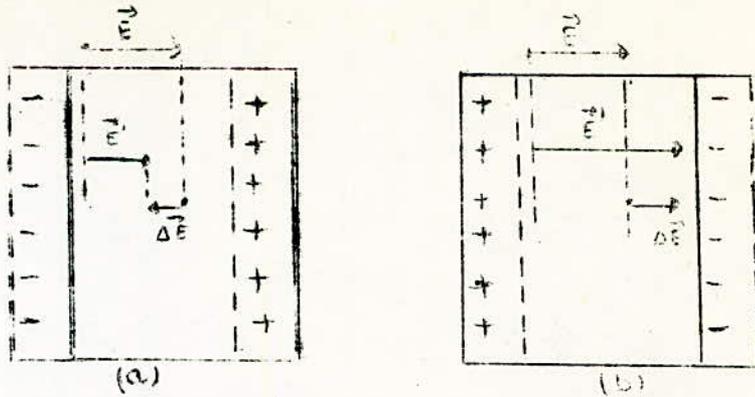


Fig.(2.5 bis) : déplacement des charges électroniques dans un champ électrique :
 a- dans un diélectrique ordinaire.
 b- dans le plasma.

Sur le dessin (a), se rapportant à un diélectrique ordinaire, nous voyons que les électrons se déplacent dans le sens de la force dont ils subissent l'action (c'est à dire le sens opposé à \vec{E}). Ce déplacement de charges électroniques a pour conséquence l'apparition de charges superficielles dans la zone périphérique du diélectrique. D'un côté, ce sont les électrons déplacés par le champ qui viennent jusqu'à la surface, de l'autre, ce sont les charges positives qui se dégagent (en l'absence du champ elles neutralisent les électrons). Ces charges superficielles engendrent le champ $\Delta\vec{E}$ dirigé dans le sens opposé au champ extérieur. C'est pourquoi à l'intérieur du diélectrique, l'intensité du champ \vec{E}' est inférieure à celle du champ extérieur \vec{E} . Le rapport des intensités $\frac{E'}{E}$ est appelé constante diélectrique ϵ ; elle dépend en somme de la fréquence du champ électrique, et reste toujours supérieure à 1.

Voyons maintenant le dessin (b) décrivant la situation dans le plasma. Les électrons se déplacent dans le sens du champ électrique et c'est pourquoi dans l'interface du domaine occupé par le plasma apparaissent des charges qui élèvent l'intensité du champ à l'intérieur du plasma. Il en résulte que la constante diélectrique est inférieure à 1. Plus la fréquence du champ est basse et plus le déplacement des électrons est grand et ϵ petit. ϵ décroît donc avec ω . Le calcul montre que ϵ s'exprime en fonction

de par la relation :

$$\boxed{\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.10)$$

La constante diélectrique du plasma est donc nulle pour $\omega = \omega_p$, (c'est ce qu'on appelle fréquence critique, elle est donc égale à la fréquence des oscillations des électrons).

Si $\omega < \omega_p$, la constante diélectrique est négative. Ce phénomène caractérise les lois de la propagation des ondes radio-électriques. Il y'a environ une centaine d'année, Maxwelle a établi la relation liant ϵ à l'indice de réfraction γ des ondes électromagnétiques de la matière :

$$\boxed{\gamma = \sqrt{\epsilon}} \quad \left(\gamma = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right) \quad (2.11)$$

De cette formule il vient notamment que si $\epsilon < 0$ l'indice de réfraction est imaginaire ; il en est de même pour la vitesse de la propagation des ondes électromagnétiques dans la matière (car elle est égale au quotient de la vitesse de la lumière par l'indice de réfraction). Autrement dit, quand $\epsilon < 0$, les ondes électromagnétiques ne peuvent pas se propager dans le plasma et sont totalement réfléchies. Le plasma est donc un réflecteur parfait pour les ondes de fréquence inférieure à la fréquence critique ω_p . Ceci est bien mis en évidence pour les couches supérieures de l'atmosphère (à une distance allant de 40 à 200 km) qui sont ionisées par le rayonnement cosmique et qui constituent l'ionosphère. La fréquence plasma de cette couche est telle que les ondes hertziennes de longueur d'onde supérieur à la dizaine de mètre sont réfléchies et ainsi peuvent atteindre les points les plus éloignés du globe inaccessibles en ligne droite, (c'est ce qui permet de communiquer en divers points du globe). Alors que les ondes métriques et en dessous, de fréquence plus élevée,

se propagent strictement en ligne droite et permettent de communiquer avec les engins spatiaux.

Si $\omega \gg \omega_p$, par exemple pour les radiations lumineuses, ϵ redevient proche de 1 comme pour un gaz neutre sauf qu'elle reste inférieure à 1 alors que pour un gaz elle est supérieure à 1.

V/ PLASMA DANS UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

Une autre caractéristique importante des plasmas est^{5a} très bonne conductibilité électrique et thermique. Du fait de la présence de charges électriques libres, les plasmas présentent une certaine analogie des propriétés électrique avec celles des métaux.

La conductibilité d'un plasma est d'autant plus élevée que les collisions entre particules sont plus rares, c'est à dire plus la température du plasma est élevée. Car la durée du libre parcours moyen est proportionnelle à la puissance $3/2$ de la température (c'est à dire au cube de la vitesse moyenne).

Le mouvement des particules sous l'effet de la seule agitation thermique est parfaitement désordonné, aucune direction n'est privilégiée, il est isotrope. (Fig 2.6.a)

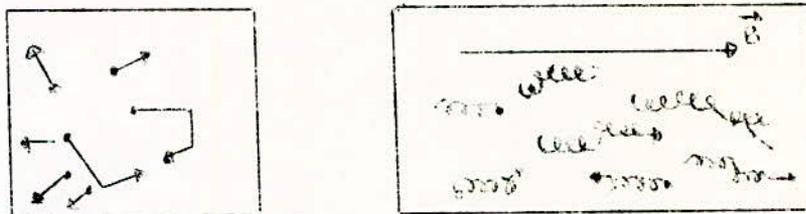


Fig. (2.6) dans la situation (a) on observe le mouvement des particules d'un plasma en l'absence du magnétique ; dans le cas (b), les particules ont acquis une direction de vitesse privilégiée. Les sauts brusques dans le schéma des trajectoires sont dus à des collisions. C'est une source de perte de plasma, même dans un plasma confiné perpendiculairement car, par le biais des collisions, les particules peuvent diffuser perpendiculairement au champ magnétique.

La situation n'est plus la même si nous appliquons au volume plasma un champ d'induction magnétique \vec{B} . Voyons d'abord ce qui se passe si le champ est statique et uniforme.

Rappelons tout d'abord ce qu'une particule de charge q , de masse m , qui évolue avec une vitesse \vec{v} est équivalente à un courant circulant dans le sens de \vec{v} . Dans un tel champ, la particule est alors soumise à une force perpendiculaire à \vec{v} et \vec{B} .

- si \vec{V} est perpendiculaire à \vec{B} , on montre que la particule se déplace sur une orbite circulaire dont le rayon est donné à partir de l'équation suivante exprimant l'équilibre relatif de la particule soumise à l'action simultanée de la force magnétique d'intensité égale au produit Bqv et de force centripète de valeur égale à : $m \frac{v^2}{R}$

$$m \frac{v^2}{R} = qvB$$

d'où

$$\boxed{R_L = \frac{m v}{q \cdot B}} \quad (2.12)$$

dit rayon de LARMOR.

La particule tourne avec une vitesse angulaire donnée par :

$$2\pi R_L = v \cdot T$$

T : temps de révolution de la particule, lié à la fréquence angulaire

par : $\omega_L = \frac{2\pi}{T}$

par suite :

$$\boxed{\omega_L = \frac{q \cdot B}{m}} \quad (2.13)$$

- Examinons maintenant le cas plus général du comportement d'une

particule chargée dans le champ \vec{B} en question. En réalité, dans un plasma le mouvement initial des particules avant l'établissement de \vec{B} est parfaitement isotrope, par suite la majorité des particules ont des vitesses \vec{v} faisant un angle α avec la direction du champ. Le mouvement peut être alors décomposé en une vitesse $\vec{v} \cos \alpha$ parallèle à \vec{B} et une vitesse $\vec{v} \sin \alpha$ perpendiculaire à \vec{B} . Le champ magnétique exerce son action seulement sur la composante perpendiculaire \vec{v}_\perp et fait tourner à cette vitesse la particule suivant une circonférence perpendiculaire au vecteur \vec{B} . Le rayon de courbure de cette orbite est défini comme dans le problème précédent par l'expression :

$$R = \frac{m \cdot v_\perp}{q \cdot B} = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} \sin \alpha \quad (2.14)$$

En effet pour ce qui est de la composante parallèle, elle correspond à un courant parallèle à \vec{B} et on sait que dans ces conditions aucune force ne s'exerce sur lui. Donc, la particule glisse le long des lignes du champ à la vitesse constante \vec{v}_\parallel au même temps qu'elle est animée d'un mouvement de rotation autour de \vec{B} avec un rayon $R_L = \frac{m \cdot v \sin \alpha}{q \cdot B}$ et une vitesse angulaire $\omega_c = qB/m$.

Alors, les particules dans le plasma décrivent autour des lignes de force de \vec{B} un mouvement hélicoïdal de pas :

$$v_\parallel T = \frac{2\pi \cdot m \cdot v}{q \cdot B} \cos \alpha \quad (2.15)$$

Le rayon des hélices est d'autant plus faible que \vec{B} est grand. Le mouvement des particules est devenu anisotrope : il reste libre parallèlement à \vec{B} mais il ne l'est pas perpendiculairement. De ce fait, un plasma placé dans un champ magnétique est confiné perpendiculairement à ce champ (fig. 4b.). Le mouvement des électrons et des ions à travers les

lignes de forces n'est possible que du fait des collisions. A chaque choc la particule se déplace d'une distance égale à son rayon de giration environ. Dans ce qui précède nous avons implicitement supposé qu'il y'avait suffisamment peu de chocs entre particules pour que la rotation hélécoïdale autour de \vec{B} ait le temps de se faire. Autrement dit nous avons supposé que la fréquence cyclotronique ω_c était grande devant la fréquence des collisions

Considérons maintenant le mouvement des particules dans un champs magnétique inhomogène.

Dans un champ inhomogène, le vecteur \vec{B} change en grandeur et en sens d'un point à l'autre de l'espace.

Pour simplifier considérablement l'étude des mouvements des particules on étudie seulement les particules dont le rayon de Larmor est relativement petit par rapport à la distance caractéristique de l'inhomogénéité du champ (distance le long de laquelle le champ se modifie sensiblement.)

Alors, une particule de rayon de giration petit ne réagit presque pas, pendant son mouvement, à l'inhomogénéité du : elle effectue un grand nombre de révolutions autour des lignes de force avant d'arriver à la région où le champ a sensiblement varié. Le mouvement de la particule n'est affecté par l'inhomogénéité que pour un parcours suffisamment long.

Afin de préciser le caractère effectif de cet inhomogénéité, supposons d'abord le cas :

1°) L'intensité du champ \vec{B} varie le long des lignes de force :

L'intensité de \vec{B} croit de gauche à droite, les lignes de force convergent, car plus le champ est intense, plus ses lignes sont serrées (Fig. 2.7).

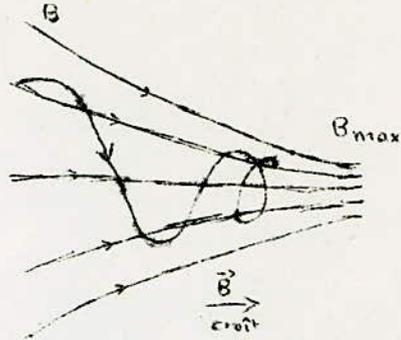


Fig.2.7 : Mouvement d'une particule chargée dans le sens du champ croissant.

On montre qu'il existe une force due à l'inhomogénéité du champ retardant le mouvement de la particule qui évolue dans le sens du champ croissant. Ainsi la composante longitudinale de la vitesse $V \cdot \cos \alpha$ diminue comme l'énergie cinétique de la particule reste inchangée (V reste constant), c'est l'angle α qui augmente sous l'effet du freinage. La composante transversale de la vitesse $V \cdot \sin \alpha$ augmente donc aussi. Comme le montre la figure (2.7), la pente de la trajectoire de la particule évoluant dans le sens croissant de \vec{B} augmente au fur et à mesure que α croît. L'analyse de la figure (2.8) va nous permettre de mettre en évidence cette force de freinage. Pour simplifier le problème, nous supposons que la composante longitudinale de la vitesse est nulle. Ainsi on représentera une spire de trajectoire dans un champ croissant.

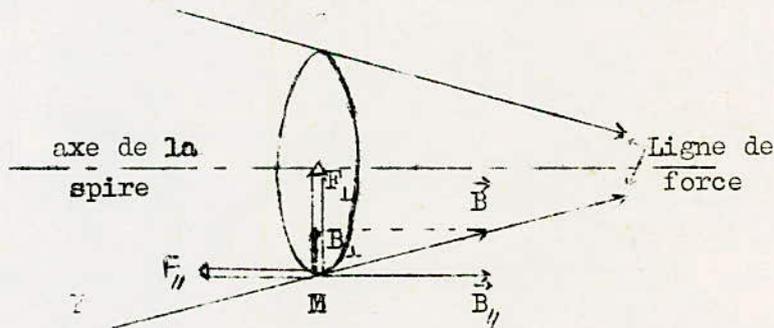


Fig. 2.8 : Mouvement d'une particule dans un champ inhomogène croissant le long de ses lignes de force. Ces derniers forment un faisceau convergent. La force \vec{F}_\perp entretient la giration de Larmor, tandis que la force \vec{F}_\parallel repousse la particule dans le sens du champ décroissant.

Nous décomposons le vecteur champ magnétique \vec{B} au point M de la trajectoire suivant les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe de la spire :

$$\vec{B}_{//} + \vec{B}_{\perp} = \vec{B} \quad (2.16)$$

Dans un champ homogène, les lignes de forces sont parallèles et le vecteur \vec{B} n'a qu'une composante $\vec{B}_{//}$. L'action de celle-ci sur la particule crée la force centripète \vec{F}_{\perp} qui entretient la rotation. La composante \vec{B}_{\perp} due à la divergence des lignes de force (inhomogénéité) engendre une force $\vec{F}_{//}$ qui repousse la particule de la région de champ fort vers la région où le champ est plus faible (pour trouver le sens de la force, on applique la règle du tire bouchon). Ce résultant peut être atteint sur la base de considération tout à fait différentes:

L'orbite de Larmor décrite par la particule autour de \vec{B} correspond à un courant qui de son côté crée un champ magnétique propre de même direction mais de sens opposé à \vec{B} . Ce champ provoque un freinage de la spire si elle se déplace vers des zones de champ plus fort. L'orbite de Larmor possède donc des propriétés qui l'assimilent à un grain de substance diamagnétique, car par définition, une substance est dite diamagnétique s'il s'y crée, sous l'influence d'un champ extérieur, un champ propre supplémentaire de signe opposé. Le plasma est donc un milieu diamagnétique, il tend à occuper les régions de champ faible.

Comme nous l'avons indiqué plus haut, une particule qui se déplace le long de la ligne de force dans le sens du champ croissant, voit croître, par suite de l'invariance de sa vitesse totale \vec{V} , la composante transversale de la vitesse au fur et à mesure que s'effectue son freinage (il y'a transfert d'énergie parallèle en énergie perpendiculaire). Une analyse théorique montre alors que les valeurs du rapport V_{\perp}^2 / B ..

oscillent autour d'une valeur moyenne durant le mouvement de la particule. Sur un long parcours, ces oscillations ne dépassent pas toute fois les limites étroites. Ainsi le quotient V_{\perp}^2/B peut être considéré comme un "invariant approximatif". Plus le rayon de giration est petit (c'est à dire plus petit est V_{\perp} ou plus grand est B), plus le degré d'invariance du rapport V_{\perp}^2 / B est élevé. Ce rapport porte le nom d'invariant adiabatique.

Du fait de cette invariance, une particule se déplaçant dans un champ à intensité variable a un rayon de Larmor : $R_L = m.V_{\perp}/q.B$ proportionnel à $1/\sqrt{B}$. Il en résulte que la grandeur $\text{Sin}^2\alpha / B$ est aussi un invariant adiabatique du mouvement de la particule.

Si B_0 et α_0 représentent respectivement l'intensité du champ et l'angle que fait la vitesse avec les lignes de force au point origine quelconque de la trajectoire, l'angle formé en un point quelconque de celle-ci est alors donné par relation :

$$\frac{\text{Sin}^2\alpha}{B} = \frac{\text{Sin}^2\alpha_0}{B_0}$$

d'où :

$$\boxed{\text{Sin}\alpha = \text{Sin}\alpha_0 \sqrt{\frac{B}{B_0}}} \quad (2.17)$$

Lorsque la particule se déplace dans le sens du champ croissant, l'angle croit jusqu'à 90° et peut atteindre cette valeur en un certain point de la trajectoire où la valeur B du champ peut être calculée d'après la condition :

$$1 = \text{Sin}\alpha_0 \sqrt{\frac{B}{B_0}}$$

d'où :

$$B = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha_0} \quad (2.18)$$

Si l'angle initial α_0 n'est pas trop petit et que le rapport, B / B_0 devienne grand, la particule peut atteindre une zone où $\sin \alpha$ serait plus grand que 1 ; elle peut donc y pénétrer. C'est pourquoi, en atteignant le point où le champ a la valeur définie par la formule (2.18), la particule change le sens de son mouvement longitudinal et commence à dévier dans la direction du champ d'intensité plus faible. Elle est donc réfléchiée. Les régions de champ fort peuvent alors jouer, le rôle de mirroirs magnétiques pour les particules évoluant le long des lignes de force. Le mouvement dans des particules n'est donc plus libre parallèlement à \vec{B} , les particules sont confinées longitudinalement.

Examinons un exemple de dispositif utilisant un champ de la forme représentée sur la Fig. (2.9). Dans ce cas, \vec{B} croît dans les deux sens à partir d'une région moyenne d'intensité B_0 . Aux extrémités de cette région le faisceau des lignes de force se resserre et l'intensité du champ est maximale. Supposons le mouvement d'une particule chargée se trouvant initialement dans la région du champ faible (partie centrale). Le sort ultérieur de cette particule sera fonction de la valeur de l'angle α_0 .

Si $\sin \alpha_0 < \sqrt{B_0 / B_{\max}}$, le freinage reste encore insuffisant dans les zones du champ maximum, la particule ne s'y arrête pas et finit par les

traverser. Mais si $\sin \alpha_0 > \sqrt{B_0 / B_{max}}$, la particule sera réfléchiée par les miroirs magnétiques : elle sera donc prisonnière dans le volume limité par ces miroirs. C'est ce qui se passe dans un dispositif simple de "miroir magnétique" permettant le confinement du plasma.

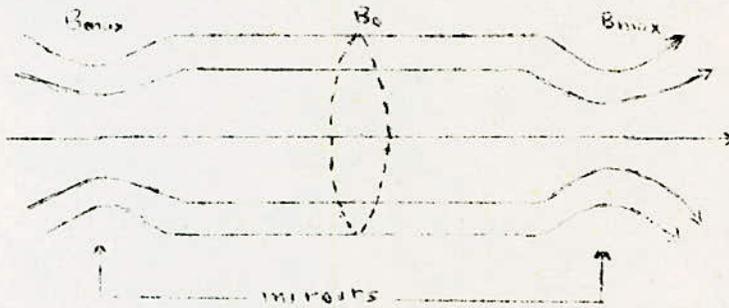


Fig. (2.9) : configuration de champ à "miroir magnétique."

2) L'intensité de B varie perpendiculairement à ses lignes de force

Un tel champ peut être créé par un conducteur de courant rectiligne Fig. (2.10). L'intensité du champ reste constante le long d'une circonférence dont l'axe est le conducteur. La trajectoire d'une particule chargée qui se meut dans le champ inhomogène est assez compliquée. Pour établir sa forme, nous examinons au préalable quelques cas particuliers :

2.1) La vitesse de la particule est normale aux lignes de force ($\vec{v} \perp \vec{B}$)

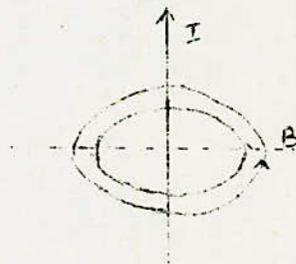


Fig. (2.10) Champ magnétique d'un conducteur de courant rectiligne.

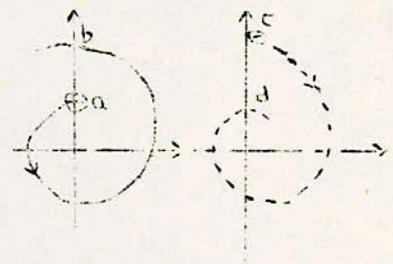


Fig. (2.11) Dérive des particules se déplaçant dans un champ magnétique inhomogène dans un plan perpendiculaire à B.

Considérons alors le mouvement d'une particule dans un plan quelconque passant par l'axe de la Fig(2.10). Les lignes de force magnétique traversent normalement ce plan ainsi le vecteur \vec{B} se trouve perpendiculaire en chaque point de la trajectoire de la particule. Si le champ était

homogène (c'est à dire les lignes de force parallèle et non concentriques) la particule décrivait une orbite de Larmor. Mais dans ce cas d'inhomogénéité la particule décrit une forme de spirale car comme nous l'avons déjà indiqué, le rayon de courbure étant inversement proportionnel à B augmente lorsque celui-ci diminue. Nous pouvons calculer la largeur de cette piste en forme de spirale; elle dépend de la vitesse de la particule et de l'intensité du champ. Le sens de son développement (par exemple le long de l'axe cy) est fonction du signe de la particule chargée. Sur la figure (2.11) l'ion se déplace de bas en haut en parcourant en un tour la distance a b de l'axe y, alors que l'électron se déplace de haut en bas et subit un glissement o d .

Un tel mouvement est connu sous le nom de "dérive magnétique" ou de "dérive dans un champ inhomogène".

Notons que lors de la dérive magnétique, la particule ne tend pas à se déplacer vers la région à champ fort ou à champ faible. En décrivant une piste relativement étroite, elle tend , au contraire , à conserver dans la zone de sa trajectoire la même intensité du champ.

2.2) Mouvement de la particule le long d'une ligne de force (\vec{v}/\vec{B}) :

Le cas de la fig.(2.12) représente un exemple de mouvement d'un ion positif le long d'un champ créé par un courant rectiligne. Il est clair que la particule ne peut pas suivre exactement la ligne de force. Si la vitesse est parallèle au champ, la particule n'est soumise à aucune force. Il s'en suit qu'un ion dont la vitesse de départ au point M_1 coïncide avec la direction du champ subit par inertie un glissement et s'écarte de la ligne de force circulaire. Ainsi en continuant à glisser, l'ion coupera sous un petit angle les lignes de force voisines. Au point M_2 , l'angle formé par la vitesse de l'ion et la vitesse \vec{B}

atteint une grandeur suffisante. La vitesse totale en ce point donne la composante $V \sin \alpha$ qui est normale à la ligne de force passant par le point M_2 . On est donc ramené au cas (2.1) étudié précédemment.

Il se crée une force égale à $qVB \sin \alpha$ parallèle au conducteur de courant qui crée le champ magnétique. Sous l'action de cette force, la vitesse de l'ion acquiert une composante dans le sens positif de l'axe y . C'est justement la vitesse de dérive dans un champ inhomogène. Les électrons décrivent un mouvement inverse de celui des ions.

On remarque que le sens de la dérive est le même dans les deux cas (2.1) et (2.2) de mouvement de la particule.

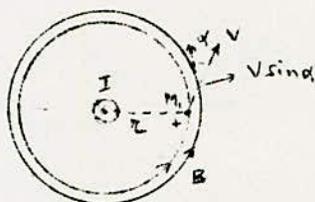


Fig. (2.12) : Mouvement d'un ion positif le long des lignes du champ magnétique créée par un courant rectiligne.

2.3) Cas général : la vitesse de particule \vec{V} n'est ni parallèle ni normale aux lignes de force

$$\text{On a : } \vec{V} = \vec{V}_{//} + \vec{V}_{\perp}$$

Dans ce cas général où la direction de la vitesse est quelconque vis à vis aux lignes de force du champ créé par le courant rectiligne, les calculs permettent d'établir pour la vitesse de dérive la formule :

$$u_d = \frac{1}{W_L \cdot r} \left(v_{//}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \quad (2.19)$$

où r et W_L représentent respectivement le rayon de courbure de la ligne de force qui passe par le point donné de la trajectoire et la fréquence de Larmor (qB/m).

La direction de la vitesse de dérive u_d est perpendiculaire à \vec{B} et \vec{r} . La

vitesse de dérive est dirigée donc de façon à conserver à B toujours la même valeur pendant le mouvement de la particule. La formule (2.19) se rapporte à un champ magnétique dont l'inhomogénéité est relativement faible. Il s'ensuit que dans ces conditions, $ud \ll V$.

On montre que les composantes de la vitesse V_{\perp} et V_{\parallel} restent **insh**angées en grandeur pendant la dérive à travers les lignes de force. D'après ce qui vient d'être dit, la grandeur B le long de la piste de dérive reste aussi constante. Il en résulte que le rapport V_{\perp}^2 / B se conserve. Ce qui montre que le mouvement de dérive ne perturbe pas l'invariance adiabatique V_{\perp}^2 / B . Pour mieux comprendre le mouvement globale d'une particule dans un champ inhomogène se modifiant lentement dans l'espace, il est utile de le décomposer en deux mouvements plus simples :

- La rotation de Larmor à la vitesse $V_{\perp} = V \sin \alpha$.

- Le glissement du centre de l'orbite corpusculaire, qui à son tour peut être décomposé : en un mouvement ~~de~~ le long de la ligne de force à la vitesse $V_{\parallel} = V \cos \alpha$ et la lente dérive à travers les lignes de force à la vitesse ud .

Dans le cas où le courant est perpendiculaire aux lignes de force ($\alpha = 90^\circ$), les formules (2.19) et (2.12) donnent :

$$ud = \frac{V}{2} \cdot \frac{R_L}{r} \quad (2.20)$$

où R_L est le rayon de Larmor de la particule et r le rayon de la courbure de la ligne de force.

VI/ MOUVEMENT DES PARTICULES EN PRESENCE DE CHAMP ELECTRIQUE ET MAGNETIQUE

Examinons maintenant la dernière situation ^{si} il existe simultanément dans le plasma un champ magnétique \vec{B} uniforme perpendiculaire à

un champ électrique \vec{E} uniforme (Fig. 2.13). La description qualitative du mouvement est simple. Soit une particule qui se trouve au repos à l'instant origine 0. Sous l'action du champ électrique la particule s'accélère progressivement le long de l'axe y ; dès que sa vitesse n'est plus nulle, \vec{B} exerce une force qui courbe la trajectoire. La courbure finit par faire demi-tour à la particule qui est alors freinée par le champ électrique jusqu'au moment où la vitesse s'annule, et le cycle recommence.

La trajectoire de la particule est donc formée d'arcs identiques se succédant périodiquement. Ces arcs ont une forme géométrique connue depuis l'antiquité sous le nom de cycloïde. Maintenant que la vitesse de la particule suivant ox s'écrit :

$$\vec{V} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2} \quad (2.21)$$

Le temps t_p que met la particule à parcourir un cycloïde est égale à $2\pi m/qB$, c'est à dire qu'il coïncide avec la période révolution de la particule sur l'orbite circulaire de Larmor. Sa hauteur h est égale à $2mE/qB^2$. Notons que la trajectoire décrite par une charge négative sous l'action combinée des mêmes champs est ainsi constituée de cycloïdes se suivant périodiquement. Nous observons que les deux particules de signes contraires, se déplacent dans le même sens le long de l'axe.

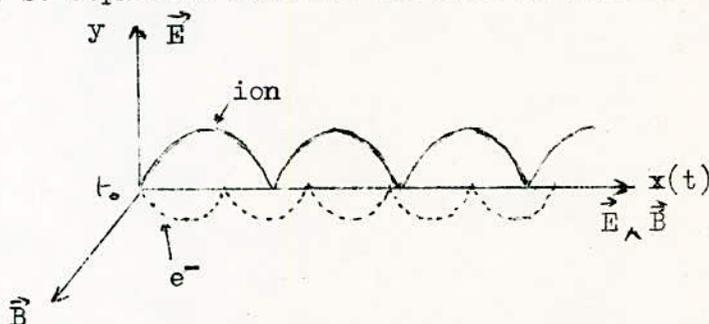


Fig. (2.13) : Mouvement des particules décrivant des cycloïdes dans un champ d'induction magnétique \vec{B} et un champ électrique \vec{E} uniformes.

Après cette étude rapide et élémentaire des propriétés physiques des plasmas, nous nous proposons maintenant de voir comment on pourrait produire de l'énergie thermonucléaire. A cet effet nous examinons également les divers mécanismes entrant en compétition dans le bilan énergétique d'un plasma.

VII/ ENERGIE PRODUITE DANS UN VOLUME DE PLASMA THERMONUCLEAIRE

La quantité d'énergie de fusion produite dans un plasma de température T où se passent des réactions thermonucléaires entre deux types d'ions de densités respectives n_1 et n_2 , constitue l'une des informations qui seront les plus utiles par la suite.

Nous avons établi dans le chapitre précédent l'expression de la vitesse de réaction de fusion R_{12} ; elle exprime le nombre total d'interactions par cm^3 et par seconde. Il s'ensuit que l'énergie produite par cm^3 et par seconde, P_f , est le produit du nombre de collisions R_{12} par l'énergie Q_{12} dégagée dans chaque collision :

$$P_f = R_{12} Q_{12}$$

or : $R_{12} = n_1 \cdot n_2 \cdot \langle \sigma v \rangle_{12}$

soit :

$$P_f = n_1 \cdot n_2 \langle \sigma v \rangle_{12} Q_{12} \quad (2.22)$$

Nous avons vu que les paramètres de réaction $\langle \sigma v \rangle_{12}$ varient très rapidement avec la température du plasma. Il est aussi important de noter que la puissance P_f varie comme le carré de la densité totale du plasma pour la valeur : $n = n_2 / n_1$ donnée.

A titre d'exemple, évaluons l'énergie produite dans les 2 réactions (D-D).

Ces 2 réactions ont même probabilité de se déclencher à la température 10^9 °k :

$$Q = \frac{4 + 3,27}{2} = 3,63 \text{ Mev } (\approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ j})$$

d'où :

$$P_f = 9 \cdot 10^{-30} n_D^2 \quad (2.23)$$

P_f s'exprime en watts / cm^3 .

La figure (2.14) donne la variation de cette puissance en fonction de n_D , pour du deutérium pur (réaction D-D) et pour un mélange équi-ionique de deutérium et de trium (réaction D-T) à $T = 10^9$ °k

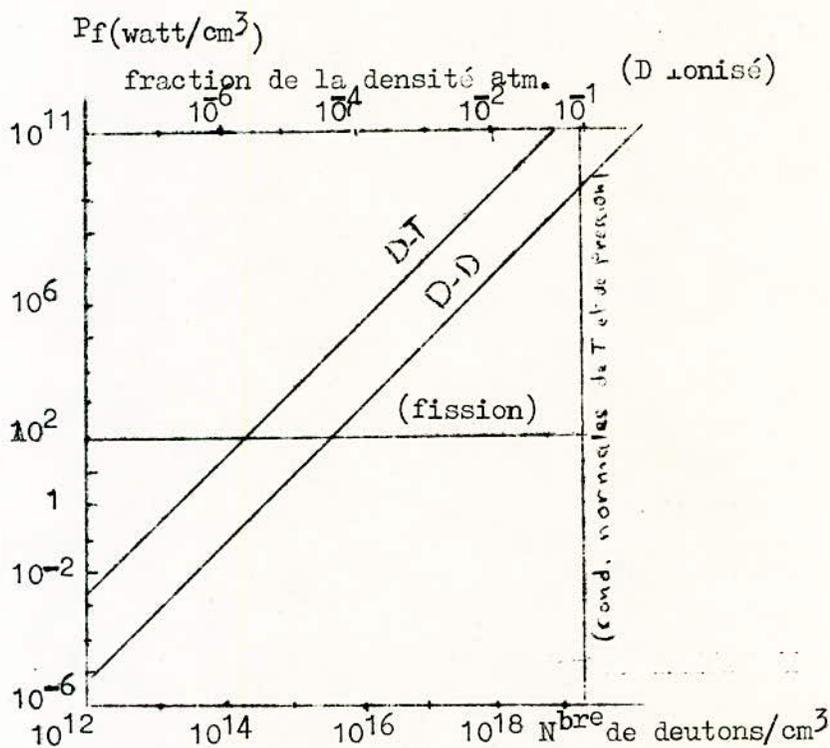


Fig. (2.14) : Puissance produite par les réactions thermonucléaire (D.T) et (D.D) de cm^3 de plasma, en fonction du nombre de deutérium par cm^3 à $T = 10^9$ °k.

La droite parallèle à l'axe des coordonnées correspond à $n_d = 2.7 \cdot 10^9 / \text{cm}^3$, c'est à dire aux conditions normales de température et de pression.

La puissance dégagée dans un réacteur à fission classique est de l'ordre de 100 watts par cm^3 de combustible : la figure (2.14) montre que, dans le cas de fusion, cette puissance correspond à une pression voisine de 10^{-4} atmosphère pour la réaction (D-D) et de 10^{-5} atmosphère pour la réaction (D-T). De l'examen de la figure (2.14) découlent deux résultats importants :

- Il est impossible de réaliser un réacteur à $T = 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$, à des densités de deutériums voisins de celles correspondant à la pression atmosphérique car la puissance libérée par cm^3 serait plusieurs dizaines de fois plus grande que celle produite par l'ensemble d'une centrale électrique comme par exemple **Calder Hall** !

- Il est très important de noter que dans l'état actuel de la technique, les plasmas que l'on sait créer de façon continue ont des densités qui sont de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} , au maximum. Cette valeur de densité se situe partiquement à l'origine de l'échelle, elle correspond alors à un dégagement de puissance négligeable. On ne peut donc espérer faire fonctionner un réacteur thermonucléaire en régime continu, c'est à dire avec un plasma permanent. Dans tous les dispositifs actuels, le plasma n'atteint sa température maximum que durant un temps très court (régime " pulsé "). Nous ne pourrions employer alors que des impulsions de plasma, stable durant cet intervalle de temps (appelé temps de confinement) que l'on devra s'efforcer de réaliser aussi long que possible (voir chapitre 3).

En effet la connaissance de la vitesse de réaction $R_{12} = n_1 \cdot n_2 \cdot \langle \sigma v \rangle_{12}$ permet de définir un temps caractéristique de réaction $t_m = n_1 / R_{12}$, qui représente le temps moyen que devra attendre une particule avant de subir une réaction de fusion.

Exemple :

Prenons un mélange (D T) équi-ionique avec $n_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
et $T = 5 \text{ Kev}$. On trouve alors $t_m \approx 60 \text{ s}$.

La théorie, laisse voir que dans la pratique, les particules n'auront pas nécessairement à séjourner dans le plasma pendant un temps aussi long que t_m . Autrement il ne sera pas nécessaire de brûler tout le combustible. Il est essentiel de noter que le temps de séjour des particules du plasma est un paramètre très important dans le fonctionnement d'un réacteur de fusion. Si ce temps est trop court par rapport au temps moyen t_m ; la proportion de combustible brûlée sera très faible et par conséquent l'énergie dégagée sera négligeable. Si ce temps est trop long, il s'accumulera dans le milieu réactionnel une quantité importante d'hélium 4 inerte, ce qui augmentera les pertes par rayonnement et exigera par conséquent des moyens coûteux pour le maintien d'une température thermonucléaire. Il est donc dès maintenant prévisible qu'il doit exister un certain temps de séjour optimum des particules dans le plasma.

Les 3 grandeurs, températures, densité de particule, temps de séjour des particules dans le plasma, s'avèrent donc comme des paramètres importants pour une réaction thermonucléaire.

Examinons maintenant les variations de P_f avec la température ; elles sont données par les courbes de la figure (2.15).

Nous remarquons qu'elles ont même allure que celle de $\langle \sigma v \rangle$.

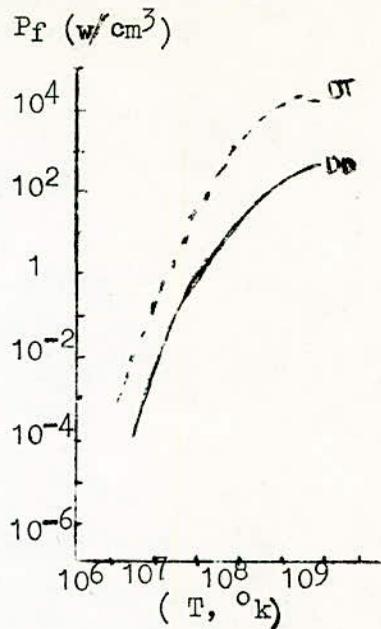


Fig. (2.15) : Puissance produite par les réactions (D-T) et (D-D) dans un cm^3 de plasma en fonction de la température, pour une densité n égale au dix millième de celle correspondante à la pression atmosphérique.

7

VIII/ LES PERTES D'UN PLASMA PAR RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE

Nous venons de porter notre attention sur le dégagement d'énergie thermonucléaire dans le plasma, nous nous proposons maintenant d'analyser les mécanismes de perte d'énergie qui vont inévitablement refroidir le milieu réactionnel.

Ces pertes se manifestent principalement sous forme :

- de fuites de particules
- de rayonnement électromagnétique constitué par deux types

de rayonnement : rayonnement de freinage et rayonnement cyclotronique.

Ainsi le plasma devient un générateur puissant d'énergie rayonnante.

Ces pertes sont dues surtout aux divers types de collisions entre les particules chargées que nous allons examiner à tour de rôle.

1. RAYONNEMENT DE FREINAGE

Si nous prenons un volume du plasma suffisamment grand de telle façon qu'il soit opaque aux protons qu'il émet, alors les lois du rayonnement du corps noir lui sont applicables. Et l'on démontre dans ce cas que la seule réalisation possible devrait avoir les dimensions d'une étoile. Par contre, ces lois ne s'appliquent plus si le milieu est suffisamment transparent, ce qui est le cas pour les réalisations à l'échelle du laboratoire. Il en est heureusement ainsi, car si les pertes par rayonnement suivaient la loi de Stéfán-Boltzman, la puissance rayonnée serait énorme. Il est bien clair qu'aucun réacteur à fusion ne serait concevable dans ces conditions.

Enfin dans un plasma de dimensions et de densité raisonnables, le rayonnement électromagnétique de fréquence élevée sera inférieur à celui du corps noir.

Dans le rayonnement de freinage (ou *Bremsstrahlung*), les électrons subissent des accélérations aléatoires par suite de l'attraction coulombienne des ions à proximité desquels ils passent au cours de leur mouvement

Fig.(2.16).

D'une manière générale, une particule chargée, soumise à une accélération, rayonne de l'énergie électromagnétique.

Lors d'une collision, l'accélération ressentie par l'électron est donnée par la formule :

$$a = \frac{Z e^2}{m d^2} \quad (2.24)$$

Où Z et m représentent respectivement le numéro atomique de l'ion et la masse de l'électron.

La puissance rayonnée s'écrit :

$$P_r = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2 \quad (2.25)$$

La durée d'une collision est approximativement égale à $t = d / V$.

Si nous admettons une distribution maxwellienne des vitesses, la puissance rayonnée par cm^3 de plasma sera donnée par la formule :

$$P_r = K n_e \cdot \sum_i (n_i Z^2) \cdot T_e^{1/2} \quad (2.26)$$

où le symbole \sum_i indique une somme sur toute les espèces d'ions présent dans le plasma.

La loi de Stefan. en T^4 , valable pour le corps noir, est remplacée par une loi en $T^{1/2}$.

On a : $K = 5,35 \cdot 10^{-31}$, si P_r est en watts. cm^{-3} , n_e et n_i en cm^{-3} et T en Kev. pour les isotopes d'hydrogène :

$$Z = 1 \text{ et } n_i = n_e.$$

Il est important de noter que cette perte d'énergie par le plasma varie comme le carré de la densité totale de particule et comme la racine de la température cinétique. Elle est encore proportionnelle au carré de la charge Z . Il apparait alors nécessaire de former un plasma ne contenant pas d'impuretés de charge élevée qui augmenteraient énormément le rayonnement Fig. (2.17).

Fig. (2.16) schéma d'une collision électron-ion.

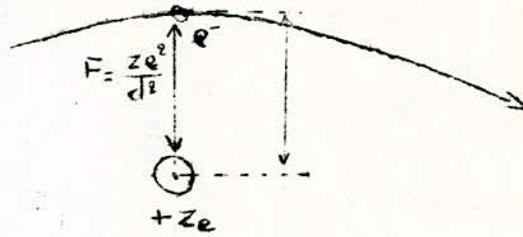
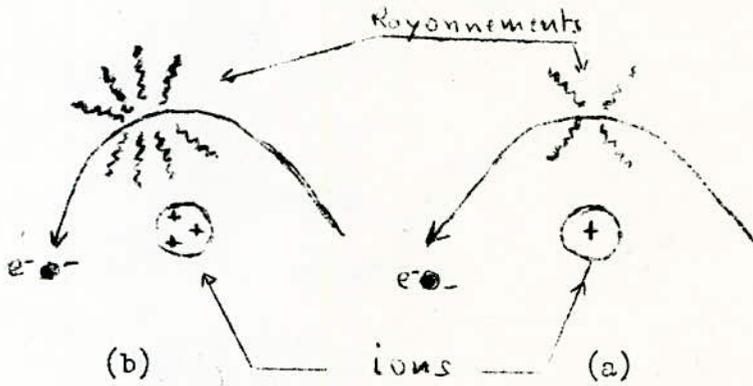


Fig. (2.17) : Dans la situation (b) l'électron "vire plus sec" à cause de la charge ionique plus élevée que dans la situation (a) ; le rayonnement de freinage est alors plus intense.



2. RAYONNEMENT CYCLOTRON D'UN PLASMA

Ce rayonnement prend naissance lorsque le plasma est confiné par un champ magnétique Fig. (2.18). En effet les particules en mouvement hélicoïdale autour des lignes de force subissent une accélération radiale égale à $\omega^2.R$. Les ions participent faiblement à ce rayonnement cause de leur masse relativement élevée qui leur permet de tourner moins vite, et seul les électrons de vitesse de rotation beaucoup plus grande apportent une contribution appréciable à ce rayonnement cyclotronique. Ce rayonnement admet un spectre raies dont la fréquence fondamentale coïncide avec la fréquence de Larmor de longueur d'onde :

$$\lambda_L = cT_L = \frac{2\pi m_e c}{e.B}$$

Exemple : Si nous soumettons un plasma à un champs $B = 10^5$

$$\lambda \approx 1 \text{ mm.}$$

Le rayonnement cyclotron appartient surtout au domaine hertzien.

Il est clair que l'émission cyclotron totale est proportionnelle à n_e .

On pourrait penser qu'une telle émission serait puissante en présence d'un milieu dense baignant dans un champ magnétique très fort. Heureusement, il n'est pas le cas.

En effet, cette émission cyclotronique se trouve gênée et il en résulte que les radiations à ondes de la fréquence fondamentale et celles de ses premiers harmoniques sont fortement absorbées à l'intérieur du plasma. C'est pourquoi l'énergie rayonnée à travers la surface externe du plasma ne constitue qu'une petite fraction de l'énergie produite dans le volume.

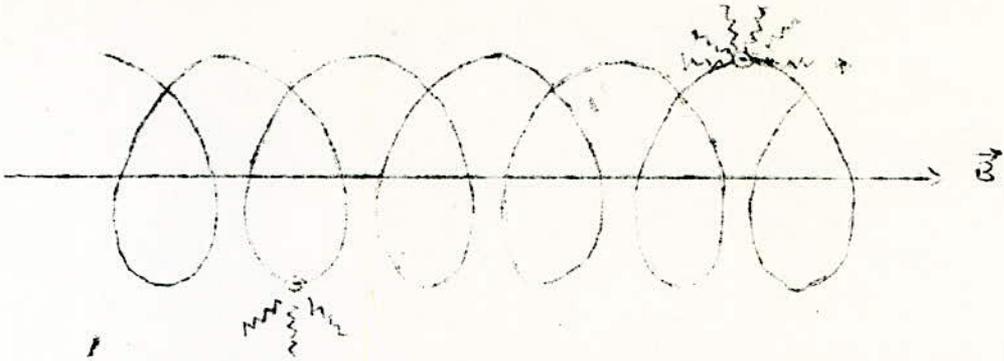


Fig .(2.18) : Le rayonnement cyclotronique est provoquée par l'accélération radiale ressentie par les électrons au cours de leur mouvement hélécoïdal le long du champ magnétique.

Le physicien Russe B.Trounkov de l'Institut d'énergie atomique de Koutchatov, a montré que l'émission cyclotron croît rapidement à partir de températures électronique $T_e > 10 \text{ Kev}$ (plus 10%), car la contribution des harmoniques supérieures correspondant aux ondes courtes du rayonnement augmente. C'est pourquoi le rayonnement cyclotron pose un problème difficile à la formation d'un plasma chaud.

L'expression de la densité de puissance rayonnée par un plasma serait très difficile à établir si l'on veut tenir compte de la réabsorption du rayonnement dans le milieu. Dans le cas où l'on ne considère pas la réabsorption une évaluation classique de la densité de puissance dégagée par un plasma d'hydrogène conduit à une expression de la forme :

$$P = 5 \cdot 10^{-32} \cdot \frac{n_e^2 \cdot T^2}{\beta} \quad (\text{W/cm}^3) \quad (2.28)$$

où T est exprimée en kev et $\beta = \frac{2 k T}{B^2 / 8\pi}$ (2.29)

La puissance de rayonnement de freinage varie en $T^{1/2}$ tandis que celle du rayonnement cyclotronique varie en T^2 .

On calcul que son absorption dans le **plasma**, en prenant la valeur optimale $\beta = 1$:

$$P_{cy} > P_r \quad \text{si} \quad T > 5 \text{ Kev.}$$

On a le même résultat avec $\beta = 0,1$ et $T > 1 \text{ Kev}$.

On montre que pour des dimensions du réacteur suffisamment grandes, le rayonnement cyclotronique peut être fortement réabsorbé et conserver une valeur admissible. Il est aussi possible de définir une longueur critique L_{cy} , dimension minimum du réacteur permettant le maintien d'une réaction thermonucléaire.

On remarque aussi que le rayonnement cyclotronique n'affectera pratiquement pas la réaction (D-T) pour des températures électroniques $T_e > 50 \text{ Kev}$. Pour $T_e > 50 \text{ Kev}$, les pertes ne seront pas catastrophiques si toutefois les dimensions du plasma sont supérieures à L_{cy} .

La situation est différente pour ce qui concerne la réaction (D-D), qui met en jeu des températures plus élevées, de telle sorte que les longueurs critiques sont générales énormes.

Toutefois, un espoir de surmonter les difficultés serait d'arriver à maintenir une température électronique notablement plus basse que celle des ions.

EXEMPLES :

$$\text{Si } \beta = 1, \quad T_L = 100 \text{ Kev}, \quad T_e = 65 \text{ Kev}$$

Trubnikov trouve : $L_{cy} = 13 \text{ m.}$ (sans absorption)

$$\text{Si } \beta = 1, \quad T_i = 235 \text{ Kev}, \quad T_e = 80 \text{ Kev}$$

Rosenbluth et Drummond évalent : $L_{cy} = 35 \text{ m}$ (avec absorption)

Dans les mêmes conditions mais avec $\beta = 0,1$, $L_{cy} = 670 \text{ m.}$

Notons que L_{cy} peut être considérablement réduit en entourant le plasma d'un réflecteur qui renvoie l'énergie émise vers le plasma et peut augmenter énormément la quantité

mente. Énormément la quantité d'énergie absorbée par ce dernier.

IX/ PERTE D'ENERGIE PAR FUITES DE PARTICULES

La formation et le chauffage d'un plasma de densité et de température thermonucléaires exigent un investissement énergétique relativement coûteux. Ceci représente pour un plasma hydrogénique une densité d'énergie égale à :

$$W = 3n K T + n E_i.$$

Où E_i est l'énergie nécessaire pour former une paire d'ions. Approximativement cet investissement d'énergie peut être égal à :

$$W \approx n k T \quad (2.30)$$

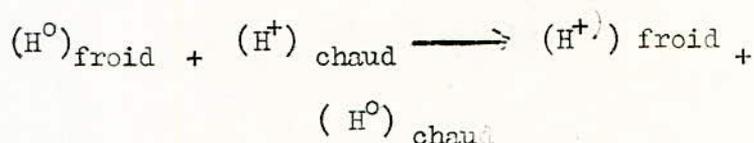
Il est à noter que les particules du plasma devront être convenablement conservées pendant une certaine durée permettant une libération d'énergie appréciable. Ce problème est celui du confinement, il sera discuté au chapitre suivant.

On montre que dans le cas où les seules fuites de particules se font par les extrémités de la configuration (pas de phénomène de diffusion), la puissance perdue par le plasma est inversement proportionnelle à la longueur de la configuration. Il y'a intérêt à prendre des configurations de grande longueur pour diminuer les effets de bouts. On note que cette puissance perdue par le plasma pourrait être 100 000 fois supérieurs à celle perdue par rayonnement de freinage dans certaines conditions. Ceci montre à quel point les pertes d'énergie par fuite de particules peuvent être élevées et les chances que nous avons de maîtriser un jour la fusion sont directement liées à la question. Est-il possible de confiner un plasma avec des fuites de particules suffisamment réduites ? Nous avons atteint là le coeur du problème. L'un des principaux objectifs des recherches actuelles sur la fusion est d'apporter une réponse à cette

importante question.

X/ PERTES D'ENERGIE PAR ECHANGE DE CHARGE

Dans les mécanismes de perte d'énergie par un plasma chaud, les interactions du type échange de charge jouent un rôle particulièrement important. En effet depuis longtemps ils étaient reconnus comme un mécanisme sérieux de pertes des particules chaudes du plasma de la décharge. Donnons un exemple de la façon dont cela peut avoir lieu ; une particule neutre froide - disons un atome d'hydrogène provenant des parois de la chambre - peut errer lentement vers le centre de la décharge et transférer son électron à un ion chaud du plasma. Le processus d'échange de charge peut être exprimée de la manière suivante :



L'ion chaud devient ainsi une particule neutre, et s'échappe immédiatement à travers le champ magnétique de confinement, cédant son énergie aux parois de la chambre éventuellement éjectant sous le choc d'autres particules neutres.

Le temps de vie d'un ion chaud du plasma est donnée par :

$$t_v = \frac{1}{n_0 \sigma v} \quad (2.22)$$

Où n_0 , σ et v sont respectivement la densité de particules neutres, la section efficace d'échange de charge et la vitesse de l'ion rapide.

Aux températures cinétiques de 0,5 à 50 Kev, ce processus est très dangereux pour un plasma formé d'isotopes d'hydrogène, car t_v devient très petit à cause des valeurs élevées des sections efficaces ou autrement dit la possibilité d'une réaction d'échange de charge de ce type devient extrêmement grande, il est évident que le nombre de particules neutres qui

peut être toléré dans le plasma chaud ~~est~~ extrêmement faible. Par exemple si nous voulons un temps de vie : $t_v = 1$ s à $T = 10$ Kev il faudrait que la pression d'hydrogène neutre soit inférieure à 10^{-9} mm de mercure. C'est une des raisons pour lesquelles des systèmes à vide impeccable sont nécessaires, avec des quantités négligeables de gaz absorbées sur leur surface, pour que cette surface ne puisse libérer des particules froides neutres sous les effets du bombardement.

XI/ TEMPERATURE CRITIQUE DU PLASMA

En comparons la puissance produite, P_f , qui augmente exponentiellement en fonction de T et la puissance rayonnée P_r croissant comme la racine carrée de la température. Il existe alors une certaine température pour laquelle la puissance produite dans le plasma est intégralement perdue par rayonnement. La valeur de cette température T_c (ou température d'ignition) est donnée ainsi par l'égalité :

$$\boxed{P_f = P_r} \quad (2.23)$$

Il est clair que pour les températures de plasma supérieures à la température critique, la puissance thermonucléaire sera plus grande que la puissance rayonnée et les réactions de fusion nucléaire pourront s'auto-entretenir. La puissance rayonnée, ainsi que celle libérée par la fusion, variant comme le carré de la densité des particules, cette température T_c ne dépend pas de la densité du plasma ; tout au moins dans le domaine des densités pouvant permettre le confinement magnétique. Les calculs à partir de l'équation ci-dessus donnent :

- pour la relation (D-T) : $T_c \# 4,5 \cdot 10^7$ °k.
- pour la relation (D-D) : $T_c \# 3 \cdot 10^8$ °k.

La figure (2.19) montre la variation du rapport (P_f / P_r) en fonction de la température. Pour la réaction (D-T), le plasma est constitué d'un mélange équi-ionique de deutérium et de tritium.

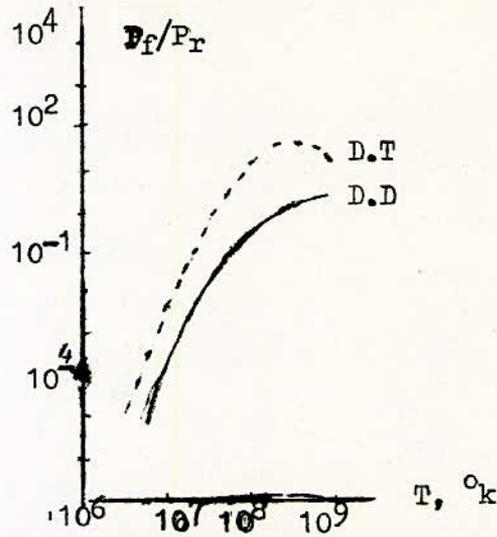


Fig.(2.19) : Variation en fonction de la température de (P_f / P_r) pour (D-D) et (D-T).

La température critique relativement basse de la réaction (D-T) montre que cette réaction sera la moins difficile à mettre en oeuvre.

chapitre 3

LES DEUX VOIES ENVISAGEES POUR LA FUSION

THERMNUCLEAIRE CONTROLÉE

Deux tendances pour la fusion thermonucléaire contrôlée se manifestent actuellement dans le monde et paraissent avoir des chances d'aboutir, dans l'avenir, à une production d'énergie à l'échelle industrielle. Elles en sont, l'une et l'autre, au stade de la démonstration de la validité des principes mis en oeuvre.

Ces deux solutions possibles consistent dans :

- le confinement des particules du plasma par l'emploi des champs magnétiques de forte intensité afin d'empêcher le plasma de faire contact avec les parois matérielles de l'enceinte.
- La fusion par Laser due à une microexplosion thermonucléaire dégageant une quantité d'énergie suffisamment faible pour être contenue dans une enceinte de dimensions et de constitutions acceptables.

Le présent chapitre sera divisé en deux parties ;

- dans la première nous traiterons du problème de confinement et enfin nous décrivons quelques configurations magnétiques permettant ce confinement.

- dans la seconde nous verrons comment en l'absence du champ magnétique, la technique du Laser pourrait conduire à réaliser des réactions thermonucléaires dans des milieux très denses.

PREMIERE PARTIE

CONFINEMENT MAGNETIQUE

I/ NECESSITE DE CONFINEMENT DU PLASMA

Nous avons déjà dit dans le chapitre 2 que les particules constitutives d'un plasma dans un champ magnétique sont contraintes de suivre, dans des directions opposées suivant leur charge électrique, des trajectoires spirales autour des lignes de force du champ magnétique. Ceci restreint la liberté du mouvement du plasma, sans toutefois la réduire. D'où l'idée de créer des bouteilles magnétiques pour confiner. Si le champ de confinement est d'intensité insuffisante. Les neutrons produits par les réactions de fusion quittent très facilement le plasma car la densité des particules y est toujours très faible, de l'ordre de $10^{15}/\text{cm}^3$. Toutefois même en présence de champs électriques ou magnétiques intenses, on ne pourra les empêcher de quitter la région à densité ionique forte où a lieu la réaction, et de perdre ailleurs leur énergie cinétique, par exemple sur les parois. L'énergie de ces neutrons pourrait être récupérée par un dispositif convenable, mais il n'en reste pas moins vrai qu'elle est perdue pour l'entretien des réactions.

De même, les ions peuvent parcourir des distances très grandes avant " d'entrer en collision " avec d'autres et de produire des réactions thermonucléaires. Ils ont une très grande chance de toucher la paroi avant d'avoir réagi. Il est alors nécessaire de confiner le plasma, c'est à dire d'empêcher ses particules chargées, ions et électrons, d'aller frapper la paroi sur laquelle ils perdraient leurs énergies et la réaction en chaîne s'arrêterait par refroidissement instantané.

Bien plus, l'effet de confinement doit être parfait : il ne doit se

produire aucun contact du plasma avec la paroi car aucun support matériel ne peut supporter des températures énormes (de l'ordre de 10^8 °K) sans se désagréger rapidement, et donc de contaminer le plasma avec des impuretés de charges élevées. On s'aperçoit donc que les pertes par rayonnement de freinage deviennent rapidement catastrophiques, car elles croissent comme le carré de la charge (formule 2.26) (cela est encore une autre raison pour laquelle, on ne peut guère espérer faire fonctionner un dispositif thermonucléaire avec des ions de charges élevées). Un tel mécanisme de perte par rayonnement de freinage augmentant progressivement la température d'ignition, finirait par provoquer l'arrêt de la réaction en chaîne (formule 2.34).

Le problème consiste donc à maintenir le plasma sans contact avec la paroi pendant un temps de confinement suffisamment long pour que les réactions de fusion se produisent en nombre suffisant, et que l'énergie électrique récupérée dépasse l'énergie qu'il a fallu fournir et l'énergie perdue par rayonnement. Ceci introduit une condition supplémentaire pour le fonctionnement d'un réacteur et à l'échelle du laboratoire, on ne pourra obtenir ce résultat qu'en faisant appel à l'emploi des champs magnétiques en plus généralement électromagnétiques intenses, difficiles à mettre en oeuvre.

Il est clair que la durée du confinement ainsi réalisé ne peut être que limitée, tous les chocs ne produisent pas de réactions génératrices d'énergie, certains d'entre-eux sont purement " diffusant", de sorte qu'en l'absence de précautions particulières, les particules réussissent à s'échapper du " piège magnétique " au bout d'un certain temps.

Les objectifs à atteindre pour que l'énergie dégagée soit du même ordre de grandeur que celle qu'a fallu mettre en oeuvre pour créer le plasma, le chauffer, le confiner suffisamment longtemps, sont bien connus ; ils

s'expriment par les relations suivantes :

$$T = 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$n\tau \simeq 10^{14}$$

T, n et τ représentent respectivement la température du plasma, le nombre de particules par cm^3 et le temps de confinement en secondes. Ces conditions ont été établies depuis longtemps par le physicien britannique J. D. Lawson. Ces conditions, nommées d'après son invention le critère de Lawson, représentent une sorte de minimum qu'il faudra absolument remplir pour obtenir le but cherché, et il est d'usage de comparer les résultats des différentes expériences de fusion à l'aide de cet étalon.

II/ CONDITIONS D'ENTRETIEN D'UNE REACTION THERMONUCLEAIRE

CRITERE DE LAWSON

Deux formulations de ce critère sont possibles. La première simplifie le problème en ne tenant pas compte du rendement ϵ de conversion de l'énergie thermonucléaire, la deuxième considère le problème réel en pratique et tient compte du rendement de conversion ξ .

a) On ne tient pas compte de ϵ :

Il est évident que le temps de confinement doit être supérieur à la durée moyenne de vie t_v de chaque noyau, c'est à dire au temps moyen qui sépare la création du plasma " chaud " du choc produisant la réaction. Si n est la densité ionique du plasma, chaque noyau possède la probabilité d'interaction $\langle \sigma v \rangle$ alors :

$$t_v = \frac{1}{n \cdot \langle \sigma v \rangle} \quad (3.1)$$

en doit multiplier la densité n :

On doit réaliser la condition ; t_v

$$\text{soit : } n\tau > \frac{1}{\langle \sigma v \rangle} \quad (3.2)$$

Les valeurs de T en fonction de n pour les réactions (D-D) et (D-T) à des températures cinétiques de 10 Kev ($\approx 10^8$) et de 100 Kev sont donnés par la figure (3.1).

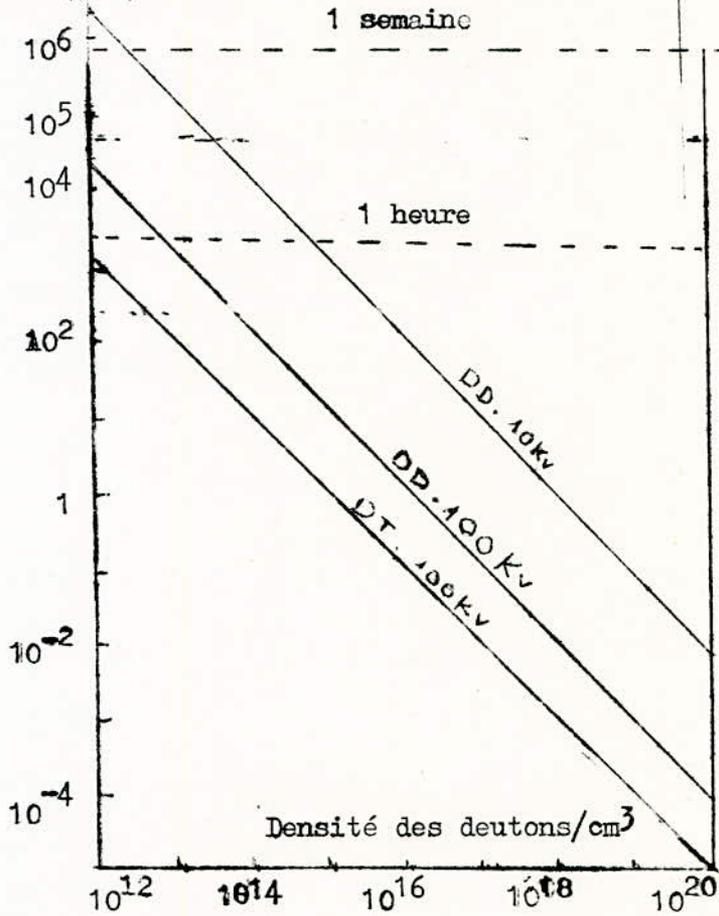
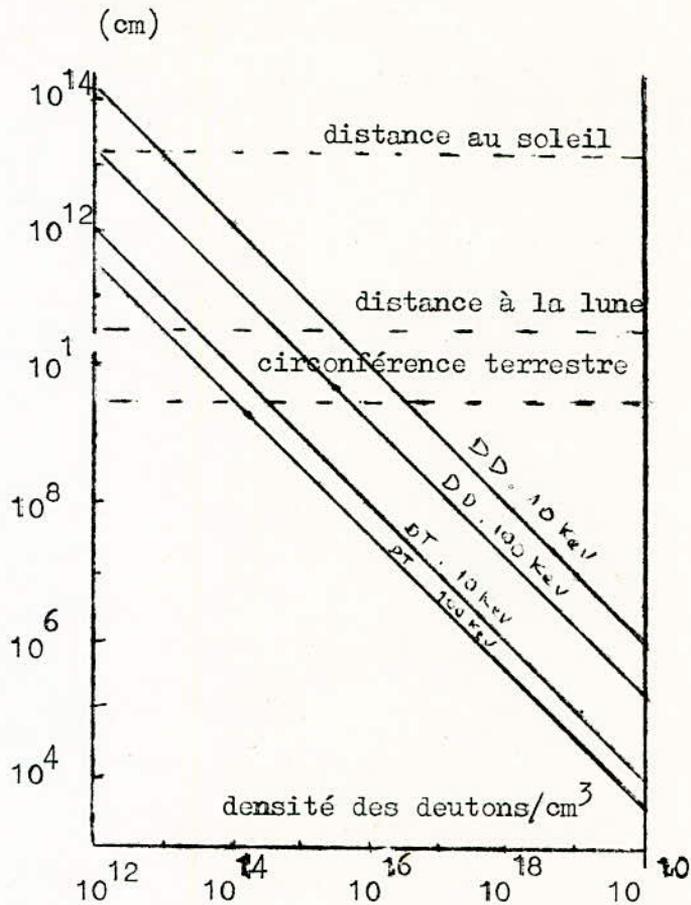


Fig (3.1) : Durée de vie t_v des noyaux vis à vis des réactions (D-D) et (D-T), en fonction de la densité des deutons.

On peut traiter différemment le même problème en introduisant le libre parcours moyen des noyaux de plasma, c'est à dire la distance franchie par chaque noyau avant de réagir :

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (3.3)$$

La figure (3.2) donne des valeurs de λ pour les conditions correspondant à la figure (3-1).



Fig; (3-2) : Libre parcours moyen des noyaux vis à vis des réactions (D-D) et (D-T) en fonction de la densité des deutons.

On remarque que les valeurs de λ sont très grandes : le confinement doit être tel que les particules puissent décrire des trajectoires de longueurs énormes dans un espace réduit : l'emploi d'un champ magnétique courbant les trajectoires est alors indispensables.

En résumé, l'entretien des réactions de fusion dans un réacteur nécessite les deux conditions simultanées.

$$\begin{array}{l}
 T > T_C \\
 n\tau > \frac{1}{\langle \sigma v \rangle}
 \end{array}
 \quad (3-4)$$

b) On tient compte de ξ

En fait, le problème pratique est compliqué, car il faut considérer le rendement du dispositif réinjectant une partie de l'énergie produite dans le dispositif. Tenant compte de ce rendement, on obtient le critère de Lawson, qui donne, en fonction de T , la valeur minimale du produit $n\tau$ qu'il faut réaliser pour faire fonctionner une expérience de fusion contrôlée avec un bilan d'énergie positif. Pour simplifier le problème, les pertes par rayonnement ~~ne~~ sont pas considérées et la température du plasma T est supposée toujours homogène c'est à dire : $T = T_i = T_e$. On suppose que les réactions thermonucléaires sont entretenues à la température T pendant le temps de confinement grâce à une reinjection d'une fraction ξ de l'énergie présente dans le plasma (énergie thermique + énergie de fusion).

$$\text{soit } \xi \left(\frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau + 3 n K T \right)$$

où n et $\langle \sigma v \rangle$ représentent respectivement la densité ionique du plasma et le paramètre de réaction des réactions thermonucléaires qui produisent une énergie Q .

L'expérience fournit de l'énergie avec un bilan positif si :

$$n K T < \xi \left[\frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau + 3 n K T \right] \quad (3.5)$$

K est ici la constante de Boltzmann, de sorte que l'énergie thermique du plasma vaut $3 n K T$. Le critère de Lawson s'écrit alors :

$$n \tau \geq \frac{1 - \xi}{\xi} \cdot \frac{6 K T}{Q \langle \sigma v \rangle} = F(\xi, T) \quad (3.6)$$

On trouve donc que le produit de la densité ionique du plasma par son

temps de confinement doit être supérieur à une certaine limite qui dépend de la température et du rendement du dispositif d'extraction de l'énergie. Afin d'atteindre ce régime, il faut d'abord obtenir des températures suffisamment élevées, puis soit augmenter le temps de confinement, comme la majorité des expériences le font, soit provoquer les réactions dans des milieux de plus en plus denses (avec comme limite la bombe H). Nous remarquons que $\xi < 1$ sauf pour les dispositifs de conversion directe, où le rendement s'approche de l'unité.

Dans le cas d'un rendement raisonnable $\eta = 1/3$, on obtient les valeurs minimales suivantes pour $n\tau$: $n\tau \geq 10^{14}$ (particules/cm³)seconde pour $T \approx 10$ Kev.

En ce qui concerne les réactions (D-T) ;

$$n\tau \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s. pour } T > 50 \text{ Kev.}$$

Pour la réaction (D-D) .

On note que si l'on extrait de l'énergie avec un dispositif de conversion direct fonctionnant à la manière d'une machine de Carnot utilisant deux sources, l'une portée à la température de 10^8 °K, l'autre à une température "froide" de 10^5 °K.

Le rendement sera tel que $1 - \xi = 10^{-3}$ ce qui entraîne pour la réaction (D-T) une réduction par un facteur 2 000 sur le produit $n\tau$. La réaction (D-D) avec un dispositif de conversion direct idéal semble donc plus facile à réaliser que la réaction (D-T).

Ces résultats sont optimistes et doivent être reconsidérés si l'on veut traiter du problème concret d'une expérience de fusion dans laquelle entrent en ligne de compte les diverses pertes d'énergie dont nous avons parlé longuement au chapitre 2. Notons que le critère de Lawson néglige aussi l'énergie nécessaire à la constitution des configurations, telles que les miroirs.

III/ ORDRE DE GRANDEUR DES CHAMPS DE CONFINEMENT ET LES PROBLEMESRELIES A LEUR REALISATION

Il est important d'évaluer l'ordre de grandeur des champs magnétiques à mettre en oeuvre pour permettre le confinement d'un plasma thermonucléaire, dont la pression cinétique est nécessairement énorme. On montre qu'un champ magnétique est capable d'exercer sur le plasma une pression dont la valeur est donnée par la formule :

$$P_m = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (3.7)$$

où B est l'intensité du champ magnétique en gauss.

Dans les conditions thermonucléaires, le plasma se comporte largement comme un gaz ordinaire, et exerce vers l'extérieur une pression cinétique donnée par la formule :

$$P_p = n K T. \quad (3.8)$$

Où n est la densité des particules, T est la température en °K, et K la constante de Boltzmann.

Si le plasma doit être confiné, sa pression vers l'extérieur P_p ne doit pas dépasser vers l'intérieur P_m .

Le rapport de ces deux pressions définit un paramètre intéressant ;

noté β :

$$\beta = \frac{n K T}{B^2 / 8\pi} \quad (3.9)$$

- $\beta \ll 1$ signifie que la pression cinétique du plasma est très faible vis à vis de la pression magnétique.

- $\beta = 1$ correspond à la pression cinétique maximum qu'il soit envisageable de confiner.

Voici les quelques évaluations numériques permettant de fixer les idées sur l'ordre de grandeur des champs magnétiques qu'il est possible de créer.

Nous supposons le cas idéal $\beta = 1$ qui est une limite supérieure.

Considérons le mélange (D-T) définie par :

$$n_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad T = 10 \text{ Kev},$$

on trouve $P_p = 3,2 \cdot 10^7 \text{ dynes cm}^{-2}$. et $B = 127 \text{ Kgs}$.

- si $n_D = 10^{17}$, $T = 10 \text{ Kev}$ alors $B = 400 \text{ Kgs}$.

- si $n_D = 10^{17}$, $T = 100 \text{ Kev}$ alors $B = 1270 \text{ Kgs}$.

Il reste à savoir maintenant si les champs magnétiques dont nous venons de calculer sont facilement réalisables.

D'après ce qui précède, nous avons intérêt à faire appel à des temps de confinement moins long. En revanche il faut créer des champs magnétiques intenses afin d'augmenter la densité du plasma.

Toutefois la création de champs magnétiques forts n'est pas sans poser de problèmes. On montre que la valeur maximum du champ magnétique réalisable dans une bobine est liée à deux mécanismes :

- une limite mécanique : par exemple un solénoïde produisant un champ B est soumis sur sa surface interne à une pression magnétique égale à $B^2 / 8\pi$ qui peut dépasser la limite élastique du métal. A cet effet des instabilités hydromagnétiques peuvent se développer dans le métal faisant apparaître des alvéoles en " dent de scie magnétique ". Toutefois le temps pendant lequel on peut espérer créer un champ magnétique supérieur à cette limite est liée à l'inertie de la matière.

- une limite thermique : en effet le champ diffuse dans le métal et entraîne une élévation de température du métal par effet joule. On voit bien que pour un champ suffisamment élevé, l'échauffement ainsi produit peut faire fondre le métal.

Dans la pratique, il est difficile de distinguer les 2 effets. D'une façon générale, lorsque la densité magnétique est supérieure à la densité d'énergie de cohésion du réseau cristallin du métal, aucune production continue du champ magnétique n'est plus possible.

Il ne paraît donc pas envisageable de produire un champ magnétique permanent supérieur à quelques centaines de milliers de gauss. En régime pulsé, par contre, en jouant sur l'inertie de la matière, des valeurs très supérieures peuvent être attendues : des champs de 2 mégagauss ont été maintenus pendant des temps de l'ordre de 10 microsecondes et des champs de l'ordre de 20 mégagauss semblent avoir été réalisés pendant des temps très courts à partir des techniques d'implosion de spires.

IV/ DENSITES DE PARTICULES ADMISSIBLES

Les limitations du champ magnétique se répercutent sur les valeurs des densités de plasma qu'il sera possible de confiner. Ces valeurs limites peuvent être obtenues en égalant la pression cinétique à la pression magnétique maximum admissible. Par suite :

$$n K T = \frac{B^2_{\max}}{8 \pi} \quad (\beta = 1) \quad (3.10)$$

Ainsi, en régime continu avec $B = 10^5$ gauss, $T = 100$ Kev.

On trouve une densité : $n_i \sim 10^{15}$ ions / cm³.

Ce qui entraîne, dans le cas d'une réaction (D-D), à une densité de production d'énergie de l'ordre de 10 watts/cm³ et pour une réaction (D-T)

équi-ionique à quelques dizaines de watts / cm³.

Pour T = 10 Kev avec la réaction (D-T) on aurait $n_i \sim 10^{16}$ et une production d'énergie de l'ordre de quelques milliers de watts / cm³.

En régime pulsé, en admettant un champ magnétique de l'ordre de 10⁶ gauss, pour T = 100 Kev avec du deutérium, on aurait $n_i \sim 10^{17}$, et $W \sim 10^5$ w/cm³.

- Importance du paramètre β .

Comme nous l'avons déjà indiqué le paramètre β présente un intérêt pour l'analyse énergétique. En effet, il varie en raison inverse des pertes cyclotroniques (voir formule 2.28). De même la puissance thermonucléaire est proportionnelle au carré de la densité (donc au carré de la pression du gaz à température donnée et par conséquent à β^2). Il en résulte donc que le rapport de la puissance thermonucléaire à la puissance cyclotronique est proportionnelle à β^3 . Aussi pour qu'un réacteur soit économiquement viable, il faut avoir une valeur de β aussi grande que possible. La valeur maximum de β est 1, dans ce cas la pression magnétique qui représente un investissement coûteux en courant et en énergie égale la pression cinétique du plasma générateur de l'énergie thermonucléaire. En résumé, une méthode de confinement sera d'autant plus satisfaisante qu'elle permettra de réaliser simultanément un β fort et un temps de confinement long (ceci confirme le critère de Lawson).

Posons-nous la question suivante : quelles sont les difficultés qui empêchent à l'heure actuelle les conditions de Lawson d'être remplies ?

Le premier problème est d'abord de confiner le plasma pendant un temps assez long.

Le deuxième problème est de parvenir à forcer le combustible nucléaire à demeurer à une densité suffisante pendant assez de temps, et ceci en l'absence de support matériel. Nous savons déjà qu'il existe deux

possibilités : le confinement par champ magnétique ou bien la microexplosion dans un milieu initialement très dense (expérience laser).

Dans la première voie qui nous occupe pour le moment, la réponse à la question est que divers mécanismes limitent les performances de confinement magnétique. Ils peuvent être classés généralement dans les rubriques suivantes :

- fuites de particules par les orifices
- mécanisme divers d'instabilité ;
- mécanisme de diffusion.

Quelques mots ont été déjà dits au chapitre 2 sur l'importance du flux d'énergie correspondait aux fuites de particules par des orifices tels que les extrémités d'une configuration droite. Nous reviendrons sur ce point à propos des configurations à miroirs. Avant d'aborder la description des principales configurations proposées, nous verrons brièvement le problème de stabilité et celui de la diffusion.

V/ LE PROBLEME DE LA STABILITE

Une configuration plasmique sera dite instable, si à partir d'un état d'équilibre une perturbation infiniment petite augmente avec le temps. Elle sera stable si toutes les perturbations possibles oscillent ou décroissent au cours du temps. Une étude théorique du problème de la stabilité est très complexe. Nous nous bornerons à donner quelques conclusions auxquelles il a été possible d'aboutir.

L'étude théorique du plasma est ardue : à la suite d'interaction multiples et complexes dont le plasma est le siège, il en résulte un comportement collectif qui engendre plusieurs mécanismes d'oscillations, dont certaines peuvent se simplifier et conduire à des instabilités auxquelles il faut faire face pour assurer le confinement.

Le problème de stabilité fut reconnu d'importance primordiale en octobre 1954, lors d'une conférence SHERWOOD tenue à Princeton.

Ce fut alors que TELLER exprima finalement ses inquiétudes sur ce sujet et suggère, sur des bases intuitives, un critère simple de détermination de la stabilité d'un plasma confiné par un champ magnétique.

Teller, faisait une analogie entre le comportement des lignes de champ et celui d'un faisceau d'élastique tendue, montra que toute configuration du type montré dans la figure (3.3 - a) dans laquelle les lignes du champ magnétique tournent leur concavité vers le plasma, seront instables car le champ magnétique et le plasma tendront à échanger mutuellement leur positions. Inversement on pourrait espérer qu'une configuration semblable à celle indiquée dans la figure (3.3-b) pourrait être stable, puisqu'ici les lignes du champ magnétique tournent leur convexité vers le plasma et ne cherchent pas à échanger leur position avec lui. On pourrait alors dire du cas intermédiaire, montré dans la figure (3.3-c) qu'il possède une instabilité indifférente.

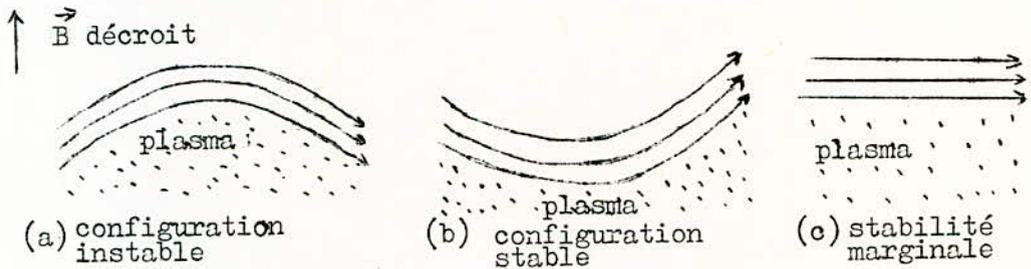


Fig 3.3 : Influence de la courbure des lignes de sur la stabilité : en (a), les lignes du champ magnétique tendent à courber vers l'intérieur, en échangeant leur position avec le plasma. En (b), les lignes du champ se courbent en s'éloignant du plasma et il n'y a pas tendance à l'échange de position. En (c) la stabilité est marginale.

Ces quelques résultats simples permettent de nous guider dans le choix d'une configuration. Ce critère de stabilité suggère l'utilisation de configuration convexe du côté du plasma, mais malheureusement il nous est

topologiquement impossible de réaliser une telle configuration, qui soit formée. Les configurations qui sont stables vis à vis de ce critère aurait donc nécessairement des couvertures qui laisseront fuir des particules.

VI/ LA DIFFUSION

En l'absence d'instabilités, le plasma ne peut traverser les lignes de champ magnétique que sous l'effet des collisions coulombiennes entre particules chargées. La diffusion qui en résulte, dite diffusion classique, devient si faible aux températures élevées que le fonctionnement en régime continu d'un réacteur ne devrait poser alors aucun problème. En réalité, ces fameuses instabilités peuvent accroître considérablement la diffusion " classique " et conduite à ce qu'on appelle la diffusion " anormale " , qui se révèle fatale au fonctionnement du réacteur. A chaque collision le centre de giration de la particule peut se déplacer perpendiculairement d'une ligne de force à une autre, comme le montre la figure (3.4).

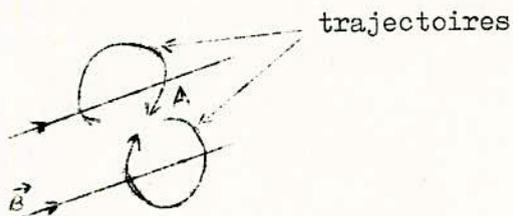


Fig. 3.4 : Les particules confinées dans un champ magnétique ne pouvant traverser les lignes de champ jusqu'aux parois de l'enceinte que par une série de collisions avec d'autres particules. Dans ce cas le résultat d'une collision au point A, est que le centre de courbure d'une particule peut se déplacer d'une ligne de force à une autre.

On montre que la vitesse de diffusion à travers le champ magnétique, est inversement proportionnelle au carré de l'intensité du champ magnétique. Cette relation est extrêmement importante, car elle montre que si un plasma chaud est confiné de façon stable par un champ magnétique, la vitesse de diffusion des particules vers les parois peut être grandement réduite.

en augmentant simplement l'intensité du champ.

La diffusion est un phénomène aléatoire et globalement aucun écoulement de particules ne se produit lorsque la densité du plasma est uniforme. Mais si la densité est inhomogène, un écoulement de particules se fait des régions de forte densité vers celle de faible densité. La vitesse de diffusion du plasma est donc directement liée au gradient de la densité.

VII/ DESCRIPTION DE QUELQUES CONFIGURATIONS MAGNETIQUES

1°) Introduction :

La majorité des chercheurs pensent que, comme on l'a fait jusqu'ici, on pourra éliminer ces diverses instabilités par des configurations et des méthodes de production du plasma appropriées. Ce point de vue semble très optimiste : le problème est plus grave, car on compte actuellement plus de 35 classes fondamentales d'instabilités et ce nombre semble être une fonction croissante du temps. Il vient à l'idée que l'épuisement de l'ingéniosité des chercheurs et des variétés des dispositifs intervient bien avant celui du vaste réservoir des instabilités.

S'il s'avère impossible de se débarrasser de toutes les instabilités nous ne pourrions pas réaliser un réacteur fonctionnant en régime continu. Par contre, un mode " pulsé " est parfaitement acceptable, à condition que la durée du cycle soit inférieure au temps de croissance des instabilités résiduelles. Si celles-ci se produisent de façon aléatoire, il faudra alors que le cycle soit le plus rapide possible, ce qui conduira à augmenter la densité du milieu de manière à maintenir le produit $n\tau$ à une valeur suffisante. Seul jusqu'ici un dispositif thermonucléaire a manifesté une puissance, sous la forme d'un monstrueux agent de mort :

Il s'agit de la bombe H, qui est le prototype des systèmes thermonucléaires pulsés par excellence ! l'homme à l'heure actuelle cherche à la domestiquer en voulant augmenter la durée de l'impulsion et diminuer l'énergie produite. Il a travaillé dans ce sens et est parvenu à réaliser divers dispositifs permettant le confinement plasmatique, mais les performances de celui-ci restent encore assez loin des résultats requis par les conditions de Lawson. Pour bien fixer les idées, nous indiquerons dans la figure(3-5).

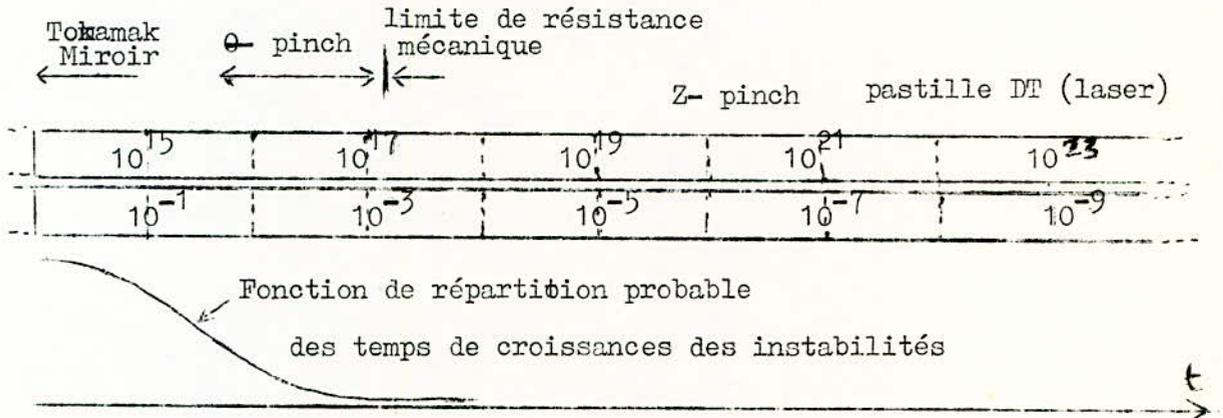


Fig.3.5 : classement des dispositifs de la fusion contrôlée en fonction de la durée des expériences.

Le classement des divers dispositifs de fusion contrôlée en fonction du temps existant ou espéré des expériences. Celles-ci vont des dispositifs quasi-stationnaires jusqu'au Laser, pulsé en quelques milli-secondes. Les densités nécessaires pour conserver au produit $n\tau$ sa valeur critique (10^{14}) ont été mentionnées sur la figure. On voit que dans le cas où les instabilités ont un caractère aléatoire, celles-ci ont moins de chances de se manifester, au fur et à mesure que la durée du cycle diminue.

La limite de densité indiquée sur la figure (3.5) correspond à la pression magnétique maximale maximale que l'on souhaite atteindre grâce aux bobines supraconductrices que la technologie moderne peut nous apporter. Pour une température cinétique donnée, par exemple 10.Kev, la pression magnétique en question nous donne donc une idée de la densité maximale en question

des plasmas que l'on espère confiner par un champ magnétique appliqué. Au delà, le plasma est confiné soit par le champ résultant de son propre courant (Z - pinch), soit pas du tout (Laser).

Des divers appareils de fusion proposés nous en citerons quelques uns, qui manifestent à des titres variés un intérêt du point de vue qui nous occupe. nous étudierons successivement les systèmes basés sur le confinement par "striction", les systèmes utilisant des miroirs magnétiques, et les expériences Laser.

2°) Systèmes basés sur le confinement par "striction":

Auparavant nous voulons dire quelques mots sur le principe de striction qui historiquement jouit d'une place privilégiée étant donnée l'importance des travaux qui lui ont été consacrés. Pour illustrer l'effet de striction, nous verrons particulièrement le principe de la tokamak

a) Principe de l'effet de striction:

Considérons un faisceau de particules chargées, par exemple des ions se mouvant parallèlement à l'axe du cylindre qu'ils forment. Ce faisceau constitue un système de lignes de courant parallèles et de même sens Fig. (3.6). La loi fondamentale de l'électromagnétisme nous enseigne que des courants parallèles et de même sens s'attirent: Les ions sont soumis à des forces dirigées vers l'axe, il en résulte donc une contraction du faisceau.

Cet effet de striction se manifeste lorsque la pression magnétique extérieure produite par le courant I_0 du faisceau dépasse la pression cinétique du plasma. Autrement dit l'effet de confinement n'est possible que l'intensité I_0 devient supérieure à une certaine valeur déterminée que l'on se propose de calculer immédiatement. Supposons en effet que les

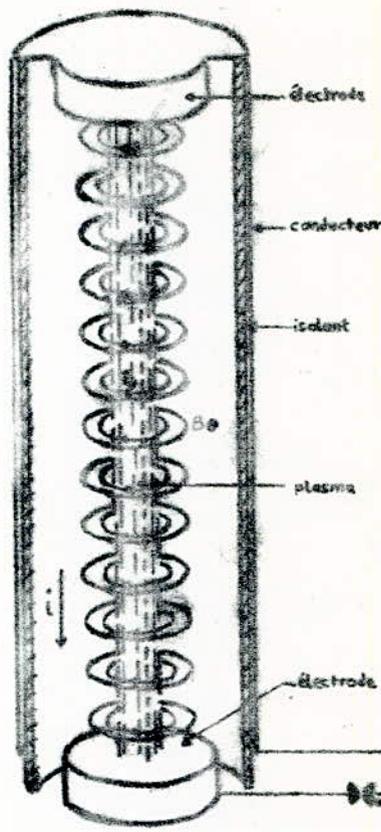


Fig. 3.7 - Effet de striction en chambre droite (courants axiaux)

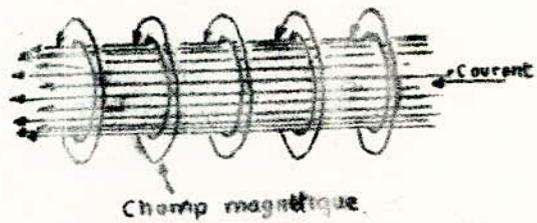


Fig. 3.6 - Coopération de champs magnétiques autour d'un système cylindrique de lignes de courant.

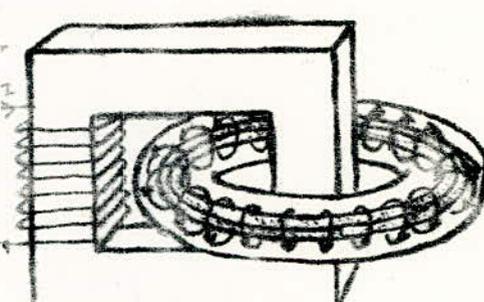
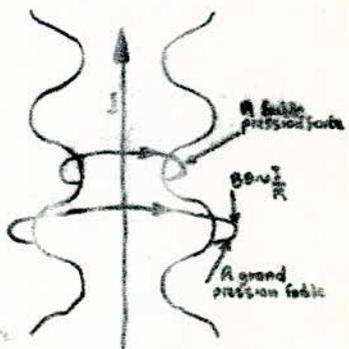
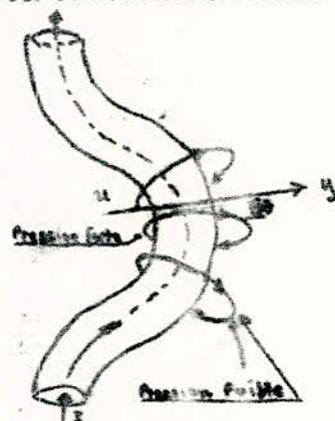


Fig. 3.8 - Effet de striction en chambre toroïdale



a. Instabilité en "sausage"



b. Instabilité en "kink"

Fig. 3.9 - Instabilité de l'effet de striction. Dans les deux cas la variation de pression magnétique tend à accentuer la déformation.

trajectoires des ions de températures T soient les génératrices d'un cylindre de rayon a et soient n_i et n_e les densités respectives des ions et des électrons d'un mélange hydrogénique ($n_i = n_e$ car $Z = 1$). Le plasma exerce sur le cylindre et vers l'extérieur une pression cinétique : $P = (n_i + n_e) K T$.

Le courant I_0 exerce sur le cylindre une force de pression P_m , dirigée vers l'intérieur, donnée par :

$$P_m = \frac{I_0^2}{2\pi a^2}$$

car

$$B = \frac{2 I_0}{a}$$

Il y'a confinement si :

$$I_0^2 \geq 2 N K T. \quad (3.11)$$

Où $N = \pi a^2 n$ représente le nombre totale d'ions et d'électrons par centimètre de longueur de la colonne confinée de rayon a .

Exemple :

Dans un mélange (D-D) de densité $n_D = 3 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ et de température $T = 10^9 \text{ } ^\circ\text{k}$, le confinement aura lieu pour $I_0 \geq 8 \cdot 10^6 \text{ A}$. Cette valeur est appréciable et jusqu'à présent on ne peut réaliser des intensités aussi considérables que durant des temps très courts. Ceci est encore une autre raison pour laquelle un régime continu est impossible. Le courant peut provenir d'une forte décharge d'un banc de condensateurs entre deux électrodes dans un appareil cylindrique contenant le gaz Fig. (3.7), ou être induit dans un tube torique, où le plasma joue le rôle du secondaire d'un transformateur Fig. (3.8). Cette approche est

attrayante, car le même sert au confinement et au chauffage (par effet joule et par compression) du plasma. On se rapproche donc d'un plasma ter monucléaire.

Malheureusement cette colonne de plasma est aussi sujette à de nombreuses instabilités. Celles-ci sont faciles à prévoir, les lignes de force tournent leur concavité vers le plasma, ce qui , nous le savons, conduit à une situation très instable.

On observe dans la figure (3.9) que la colonne de plasma se brisait très rapidement de deux manières : elle se brise en fragments parallèlement au champ, c'est l'instabilité en " saucisse" (cas: a), et elle se déforme en une sorte de sinusöide, c'est l'instabilité en " kink ", du mot anglais signifiait " coude ".

Ces instabilités correspondent à une rupture d'équilibre entre les pressions électrodynamique et plasmique dès que la colonne commence à se déformer sous l'effet d'une faible perturbation de départ ; dans le cas (b) de l'instabilité en kink, l'intensité du champ décroît du côté convexe et augmente du côté concave il en résulte que la pression exercée par le champ magnétique est plus forte à l'intérieur du creux qu'à l'extérieur ; il y'a donc une force dérivée dans le sens de la flèche x.y qui tend à accentuer le creux. Cette forme d'instabilité est particulièrement gênante pour le maintien de l'isolation thermique du plasma, car elle tend inévitablement à produire le contact de la colonne avec la paroi . De la même façon, l'instabilité en saucisse s'explique par une augmentation de \vec{B} qui s'amplifie du fait même du rétrécissement des lignes de forces alors que le courant total circulant dans la colonne plasmique reste constant.

Une fois l'instabilité de la colonne plasmique découverte, il est naturel de rechercher les moyens de la combattre. On observe alors que les

deux formes d'instabilités peuvent être limitées en établissant dans le tube à décharge un champ magnétique longitudinal dont les lignes de force sont parallèles au courant du plasma.

L'instabilité la plus brutale est une déformation en " kink " de la colonne plasmique (c.d.s.b). Pour s'opposer à cette déformation on a également recours à un moyen subsidiaire consistant à utiliser un fourreau à parois métalliques conductrices, qui renforce l'action du champ longitudinal. Alors quand le courant du plasma se rapproche de la paroi métallique, des courants de Foucault y apparaissent et repoussent le courant plasmique. On voit bien que si la chambre à décharge comporte une enveloppe métallique, ce mécanisme peut prévenir les écarts de la colonne de striction par rapport à l'axe de la chambre. C'est en utilisant ces procédés de stabilisation qu'on réalise les modèles permettant d'étudier le mécanisme du réchauffement du plasma par le courant qui le parcourt. Les expériences, réalisées dans les chambres droites Fig.(3.7), mettaient inévitablement le plasma en présence d'électrodes. Il est à penser que ces électrodes jouent un rôle néfaste vis-à-vis du chauffage, puisqu'elles refroidissent le plasma par conduction thermique et par introduction d'impuretés. L'élimination des électrodes conduit à l'adoption de la géométrie torique.

b) Le Tokamak :

Plusieurs espèces de configurations magnétiques toriques ont été réalisées (Stellarator, Lévitron, Tokamak, ect..); l'une de celles qui actuellement, semble la plus prometteuse, le Tokamak, a été conçue initialement à l'Institut Kurchatov à Moscou par le professeur Artsimovitch (récemment décédé).

Une grande partie de l'effort américain et européen dans la voie du confinement magnétique est maintenant orientée dans cette direction.

Principe :

Le principe en est le suivant : Fig. (3.10) le confinement a été réalisé par la combinaison de deux champs :

- L'un B_{ϕ} est créé par des bobines entourant le tore.
- L'autre B_{θ} est créé par un courant électrique J circulant dans l'anneau de plasma lui-même.

L'anneau circulaire de plasma se comporte comme une spire conductrice en court-circuit formant le secondaire d'un transformateur électrique, c'est ce qui permet d'induire le courant dans le plasma sans avoir d'électrodes qui le refroidissent.

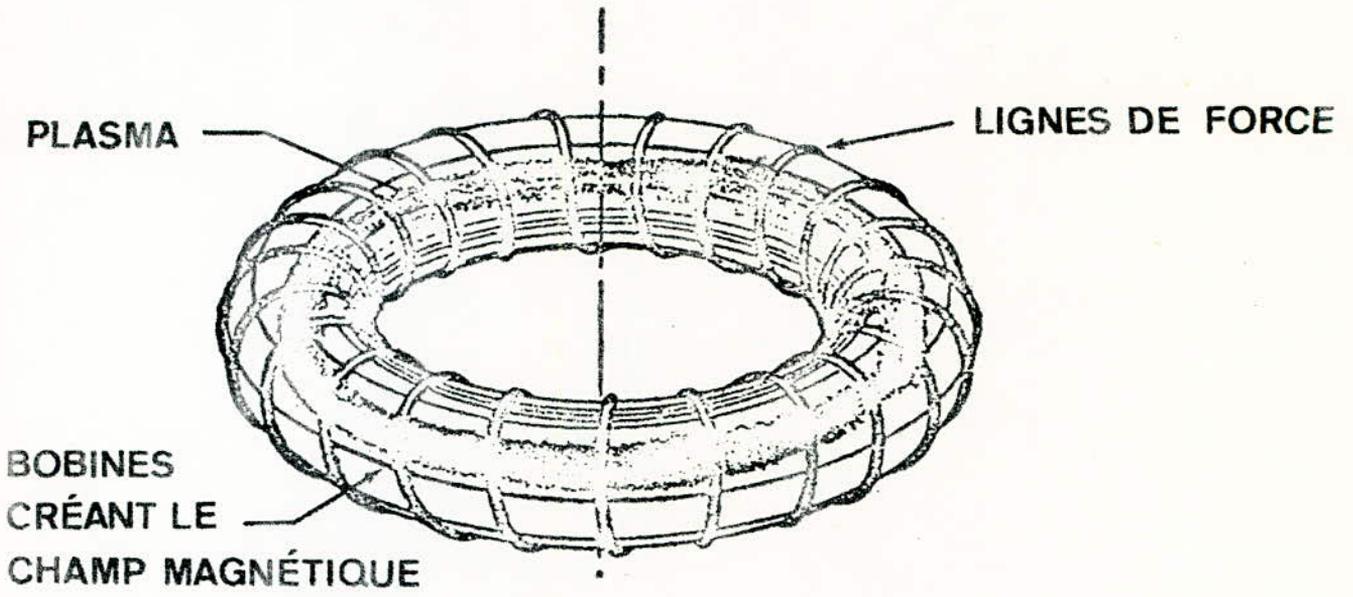
Ces deux champs magnétiques se combinent pour créer un réseau de lignes de force qui enserrant le plasma et le confine le mieux possible. La colonne de plasma est entourée d'une coque en cuivre qui stabilise l'instabilité en kink en développant des courants de Foucaults qui s'opposent à la pénétration du champ B_{θ} . Lors de la déformation du plasma et donc en définitive à cette déformation. Par ailleurs les lignes de force du champ magnétique longitudinal B_{ϕ} , agissant sensiblement à la manière de tendeurs élastiques, s'opposent à l'instabilité.

La configuration Tokamak étant une configuration fermée il n'y a pas de pertes de plasma aux extrémités de la machine comme dans les miroirs. Ainsi le Tokamak, que ses récents succès ont fait largement connaître, consiste en une configuration fermée utilisant l'effet de striction mais qui ne présente pas les défauts mentionnés plus haut.

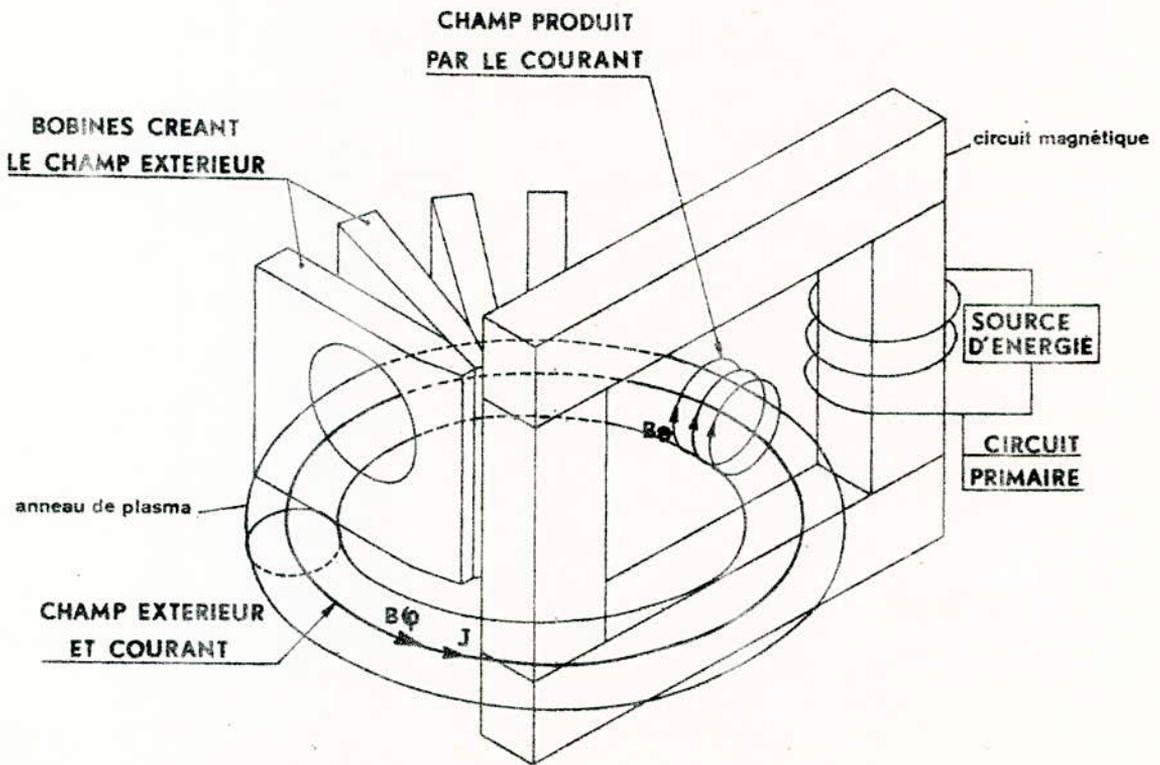
Le courant électrique J circulant dans le plasma annulaire créant le champ B_{θ} sert également à chauffer le plasma par effet joule. Cette configuration permet ainsi, à la fois, de confiner le plasma et de le chauffer.

Bien que la résistivité électrique du plasma soit faible, ce courant ne

Figure. 3. 10



CONFIGURATION MAGNÉTIQUE FERMÉE



PRINCIPE DU TOKAMAK

peut persister très longtemps de sorte que, par principe, le fonctionnement de ces machines ne peut être que pulsé. Des solutions ont été proposés pour remédier à cet inconvénient, certains sont en cours d'expérimentation.

Les problèmes essentiels

Ces configurations connaissant des succès certains malgré les divers problèmes que pose leur fonctionnement dans un régime optimal. Les difficultés essentielles paraissent identifiées. Les chercheurs se heurtent actuellement sur les problèmes suivants :

- Le chauffage par effet joule se trouve limiter, car plus la température du plasma est élevée et plus il est moins résistif.

Pour parfaire le chauffage, on injecte dans le plasma des particules rapides (deutons fortement accélérés puis neutralisés électriquement) . A la suite des collisions de celles-ci avec les constituants du plasma, celui-ci voit sa température augmenter.

Ce mode de chauffage a prouvé son efficacité et ainsi de nombreuses réalisations d'injecteurs inadéquats sont en cours. Le chauffage ohmique a déjà permis d'atteindre dans les dispositifs existants une température de l'ordre de 10 à 20 millions de degrés : il manque un facteur 5 pour atteindre les conditions des températures requises.

- Le confinement magnétique ne peut être parfait : le plasma étant porté à des températures élevées, ses constituants sont animés de vitesses prodigieuses et après collisions ils échappent au confinement pour venir heurter les parois où ils perdent leurs énergies. Le plasma se refroidit instantanément.

A cela s'ajoutent les phénomènes d'instabilités qui empêchent également un bon confinement.

- Enfin, il faut trouver un moyen d'extraire du plasma les " résidus " de la réaction thermonucléaire, constitués essentiellement par les particules provenant de la réaction (D-T), car celles-ci s'amassent et s'y trouvent confinées. Des travaux sont en cours en vue d'extraire activement ces " résidus " après qu'ils aient perdu la majeure partie de leur énergie dans le plasma.

Pour satisfaire au critère de Lawson, il est à gagner environ un facteur 30 sur le temps de confinement : ce chiffre peut paraître élevé, mais il n'est pas hors d'atteinte vu les progrès réalisés ces dernières années dans la construction de machines plus grandes et de bobines plus performantes (créant des champs plus élevés).

c) Les Θ - pinch :

Nous avons déjà vu à propos de la striction " classique " de la colonne plasmique que les courants électriques étaient axiaux (cf. Fig. 3.7). Une autre possibilité d'obtenir cet effet de striction est représentée par la figure (3.11). Ici les courants sont azimutaux, d'où le nom de striction azimutale au plus communément de Θ - pinch.

On emploie une bobine à une seule spire, constituée par un cylindre terminée par deux régions plus épaisses qui forment miroirs, car le courant circule à la surface du conducteur pendant la durée de la courte impulsion électrique délivrée par une batterie de condensateurs. Une enceinte isolante est placée à l'intérieur de cette spire : le gaz contenu dans cette enceinte est préionisé par un phénomène annexe, puis la décharge du banc de condensateurs induit des ondes de choc radiales et axiales qui chauffent et compriment le plasma.

Les premières expériences de ce type sont dues aux laboratoires américains de Washington et de Los Alamos.

A l'heure actuelle, de très nombreux laboratoires ont repris ces expériences.

Les résultats intéressants donnés par les Θ - pinch sont dus en grande partie à ce que la concavité des lignes de force rend le confinement moins violemment instable que dans le cas de la striction classique.

Ces dispositifs ont permis d'atteindre de très grandes densités (de l'ordre de 10^{17} cm^{-3}) et, bien que les temps de confinement sont très faibles, des valeurs de $n\tau$ de l'ordre de $10^{13} \text{ s.cm}^{-3}$.

La principale difficulté provient de ce que le dispositif fait par les extrémités, de sorte que le temps de confinement est très faible (5 ns)

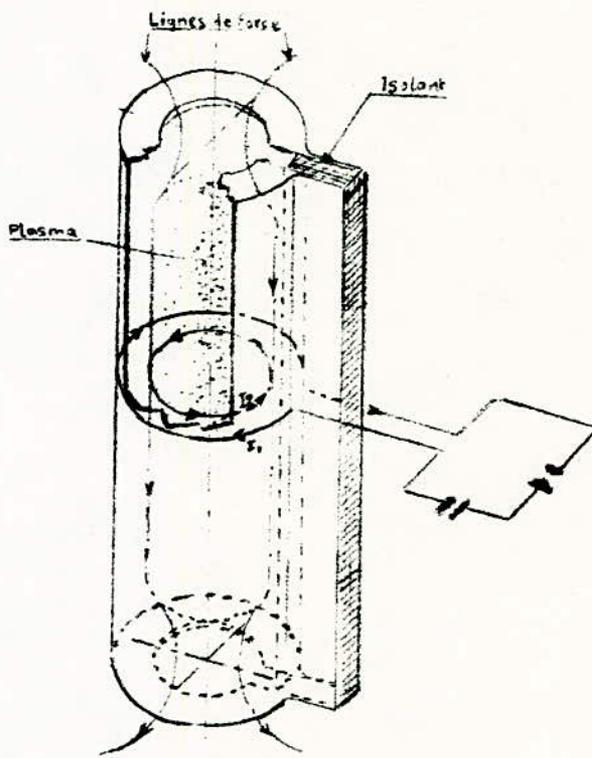


Fig 3.11 Section azimutale (θ pinch)

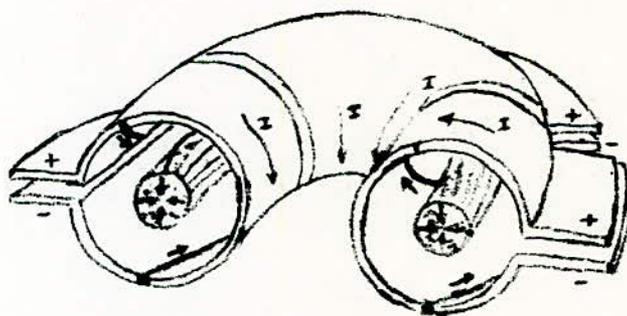


Fig 3.12 θ pinch torque (Scyllac)

Une solution consiste à réaliser l'expérience dans une configuration torique Fig. (3.12). Malheureusement, on obtient une situation non stable, ce qui nécessite des méthodes de stabilisation dynamique. Une autre solution au problème consiste à augmenter la longueur du dispositif de façon à rendre les effets de bouts négligeables. On montre malheureusement que l'approvisionnement en énergie d'une telle machine est pratiquement impossible, car celle-ci doit avoir environ plus d'un kilomètre de long ! Il est important de voir que le fonctionnement de ces machines demande des énergies très élevées, ce qui a pour effet la mise au point de techniques assez lourdes.

Pour terminer, nous pouvons dire que les θ - pinch comme les Tokamaks constituent une voie particulièrement prometteuse vers la fusion contrôlée.

3°) Systèmes utilisant des miroirs magnétiques :

a) Principes des miroirs magnétiques :

Nous avons déjà vu au chapitre 2 l'effet " miroir magnétique " et nous avons déduit à partir des invariants du mouvement une condition de réflexion pour toutes les particules. Cette condition est la suivante :

Pour toute les particules dont la vitesse fait un angle α supérieur à l'angle défini par :

$$\sin^2 \alpha = \frac{B_0}{B_m}$$

où B_m est la valeur maximum du champ magnétique atteinte aux miroirs
Fig (3.13).

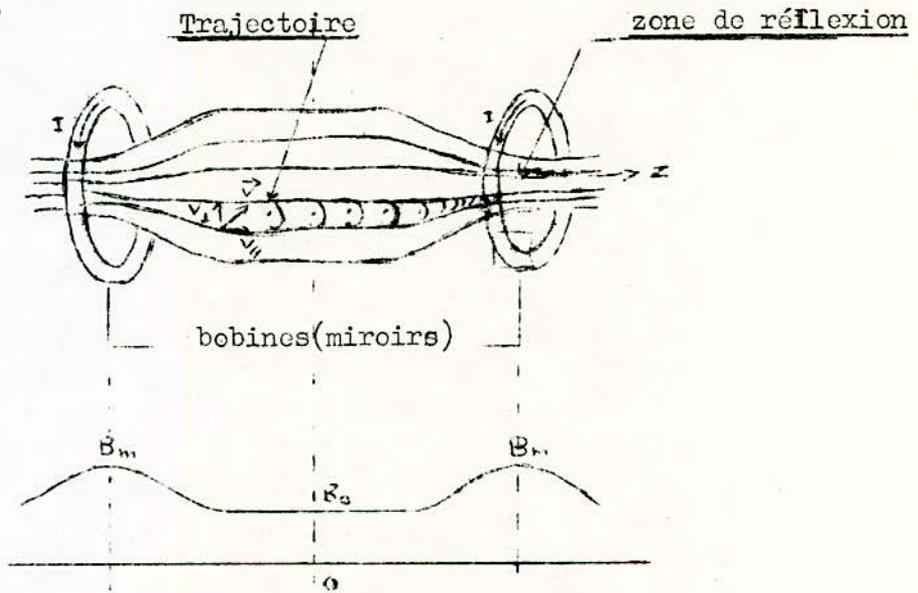


Fig. 3.13 - Machine à miroirs magnétiques

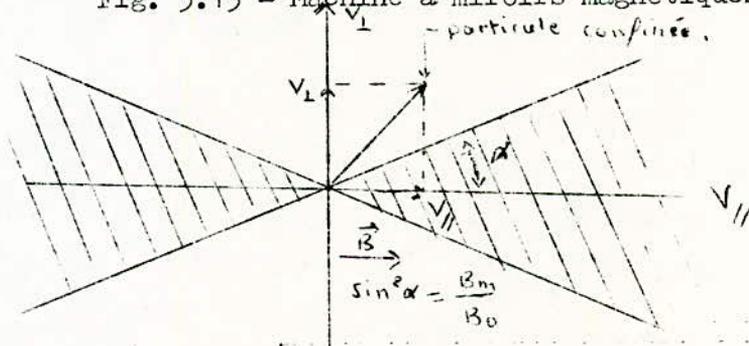


Fig 3.14 Cône de fuite d'une machine à miroirs

Cette condition de réflexion permet de délimiter dans l'espace des vitesses (v_{\perp}, v_{\parallel}) un cône de fuites Fig. (3.14). Toutes les particules dont la vitesse est située dans le cône ne peuvent être réfléchies et sont automatiquement perdues, tandis que les particules dont la vitesse est située à l'extérieur du cône sont réfléchies.

Le cône de fuites permet donc de classer les particules du plasma en 2 catégories : celles qui sont confinées et celles qui sont perdues. Notons que les particules confinées ne le resteront pas définitivement, car elles pourront passer dans le cône de fuites à la suite de collisions. Il se produit donc une diffusion continue. Ce mécanisme constitue l'une des pertes d'énergie les plus dangereuses pour les machines à miroirs. Le taux de fuites est donné par l'expression :

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{K n^2}{T^{3/2}}$$

Où n, T désignent respectivement la densité des particules, la température et K une constante caractéristique du rapport de miroir B_m / B_0 , on en déduit un temps caractéristique de confinement des particules dans un dispositif à miroir :

$$\tau \sim \frac{T^{3/2}}{n}$$

Ce temps est d'autant plus long que T est plus élevée et que n est plus faible ; autrement dit le plasma ne peut se maintenir, même en état très stable, qu'à la condition d'être porté à une température très élevée ou d'avoir une densité très faible.

Notons que ce type de confinement n'est pas très sain : le plasma étant

diamagnétique tend à occuper les régions de **champ** faible et, comme le champ décroît quand on s'**éloigne** de l'axe de la machine, le plasma s'en échappe progressivement. Ceci constitue une classe d'instabilité dite " flûte ". Pour remédier à ce défaut, le physicien russe Ioffé a introduit le premier en 1962, des systèmes de barres parcourues par des courants de sens contraire qui créent un champ magnétique croissant sensiblement comme le carré du rayon Fig. (3.15).

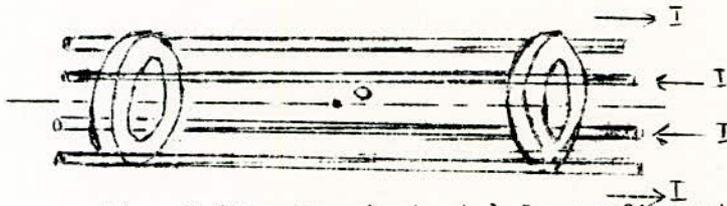


Fig. 3.15 : en ajoutant à la configuration de la Fig(3.13) des barres parcourues par des courants de sens contraire, on obtient un champ magnétique qui croît dans toute les directions à partir de 0.

Bien que les résultats aient été probants du point de vue efficacité du confinement, les miroirs gardent deux défaut : le cône de perte qui fait perdre les particules les plus rapides donc les plus énergétiques, et la difficulté de chauffer le plasma qu'il contient.

Le bilan énergétique de l'installation apparait négatif sauf si l'on accroît démesurement la longueur de la machine (plusieurs kilomètres), ou si l'on convertit, avec un très bon rendement, l'énergie cinétique des particules s'échappant axialement en énergie électrique ou bien encore, si l'on met au point des " bouchons " (par exemple des bouchons haute fréquence) réduisant ces fuites. Ceci nous conduit à dire quelques mots sur le systèmes d'extraction de l'énergie depuis les machines à plasma. Il en existe bien entendu :

- système à transfert **thermique** qui utilise les particules neutres (neutrons)
- système à conversion directe qui utilise les particules chargées. (~~loc.~~)

b) Transfert thermique :

Dans le cas de la fuite des particules neutres comme les neutrons, on est obligé d'employer le procédé classique d'extraction avec un cycle de Carnot, de rendement faible (inférieur à 30 %). Ce procédé, particulièrement intéressant dans le cas de la réaction (D-T), où 80 % de l'énergie est emportée par les neutrons, consisterait à absorber leur énergie dans un écran de Lithium liquide. Celui-ci constitue un fluide primaire d'un échangeur de chaleur, qui produit de la vapeur pour actionner une turbine de type classique. Le coeur du système à transfert thermique peut être ici une configuration ouverte (bouteille magnétique), ou une configuration toroïdale).

c) Conversion directe de l'énergie :

En revanche, l'énergie emportée par les particules chargées peut être récupérée de façon beaucoup plus efficace : le flux de particules sortant d'un miroir est dérivé dans un "détendeur" où il subit une réduction de densité et ceci de façon à pouvoir procéder à la séparation des particules chargées grâce à des électrodes convenablement polarisées. Fig(3.16).

Il en résulte un transfert direct d'énergie, qui délivre un courant électrique directement utilisable.

Un réglage adéquat des tensions appliquées à ces électrodes devrait permettre d'obtenir une efficacité de conversion de l'ordre de 0,9.

On remarque que dans ce cas le rendement théorique est celui d'une machine de

Carnot dont la source chaude est à la température du plasma (considérée comme pratiquement infinie).

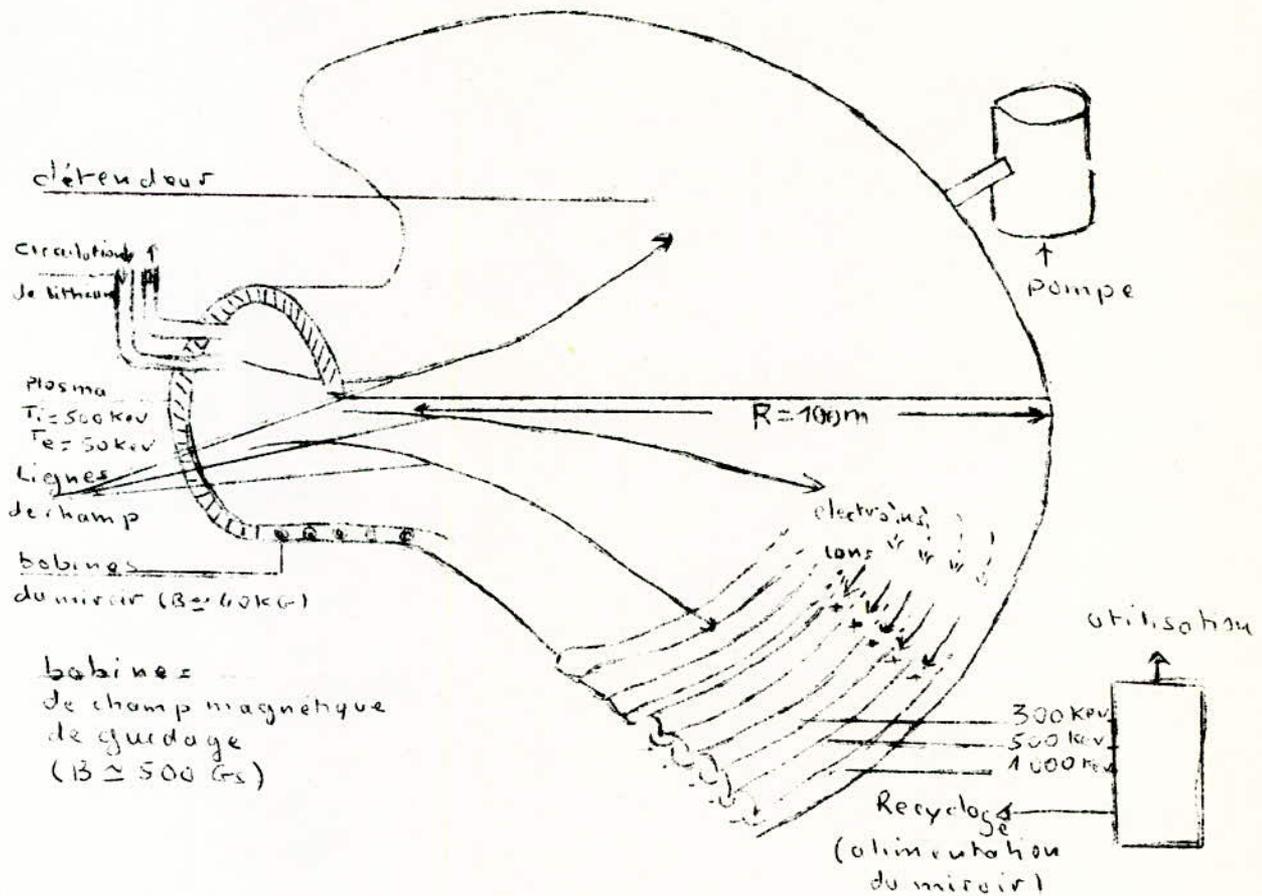


Fig. 3.16 : Conversion directe. Les particules de température élevée s'échappant d'un miroir entrent dans ce détendeur de grande dimension et sont guidées par lui jusqu'à des électrodes qui séparent les ions des électrons suivant leur énergie. Une fraction significative de celle-ci est réinjectée dans le plasma de façon à continuer d'assurer le fonctionnement du miroir contenant ce plasma.

Notons que dans tels systèmes conviendraient surtout pour les réactions (D-D), où les particules chargées possèdent la majeure partie de l'énergie produite.

La difficulté qui ~~semble~~ être de taille dans ce système de conversion directe est la grandeur que doit avoir le détendeur, qui doit de plus être une enceinte où sera réalisé un vide assez poussé.

A cause des pertes, la fraction de plasma effectivement utilisé pour produire de l'énergie thermonucléaire est, dans ces machines à miroirs, assez petite. Il apparaît alors que l'intérêt de la conversion est très grand pour ces miroirs, car le recyclage de combustible devient possible par injection d'ions dans le plasma. Ceci dit qu'une fraction importante d'énergie (ions réinjectées) est consacrée à assurer le fonctionnement du système.

On montre que le rendement global (rendement de l'extraction d'énergie et des faisceaux d'ions servant à l'injection) doit, pour des temps de confinement classique, être supérieur à 90 %, si l'on veut extraire de l'énergie d'un miroir.

Ainsi, il en résulte que seul un système de conversion directe permet d'avoir des rendements aussi élevés, de sorte que les machines à miroir devront s'associer à de tels systèmes, pour pouvoir fonctionner dans des conditions économiquement viables.

Enfin, on conçoit bien que la réalisation de tels systèmes à conversion directe n'est pas sans poser de problèmes technologiques, puisqu'on envisage des enceintes à vide (détendeur) de la grandeur d'un terrain de football !

DEUXIEME PARTIEFUSION PAR LASER

Parallèlement à la voie du confinement magnétique, les chercheurs se sont résolument engagés il y'a à peine une dizaine d'années sur la direction apparemment prometteuse de la fusion par Laser.

En 1963, les soviétiques, Nicolaï Basov et O. Krokhine, ont montré que la concentration d'un faisceau Laser au foyer d'une lentille peut porter un milieu dense à des températures supérieures à un million de degrés.

En 1968, ils annoncèrent la première observation de neutrons provenant d'un plasma produit par les faisceau Laser.

En septembre 1969, une équipe de chercheurs français, du centre atomique militaire de Limeil a eu le mérite de réaliser la première fusion par Laser, juste après le soviétique Basov, en irradiant un bâtonnet de deutérium solide au moyen d'un faisceau Laser de puissance 4 milliards de watt, pulsé en 10 nanosecondes environ.

Principe :

Ici l'élément de matière fusible pourrait être une pastille (D-T) (de rayon d'une fraction de millimètre) solidifiée à la température de 4 °k, de densité égale à 6.12^{12} atomes /cm³.

En irradiant pendant un temps très court (de l'ordre de la nanoseconde) une boulette-cible d'un tel solide, située au centre d'une " chambre à explosion " d'une manière isotrope par des faisceaux lasers délivrant une puissance convenable, on espère obtenir dans la microcible les conditions nécessaires à la combustion, car la matière est alors très fortement comprimée et la température suffisamment élevée pour que les réactions thermonucléaires s'amorcent. Des calculs effectués particulièrement aux

U.S.A. montrent qu'il est possible d'obtenir des densités de l'ordre de 10^{14} et des températures de l'ordre de plusieurs millions de degrés.

Tout au début des recherches dans la voie de la fusion par Laser, les chercheurs ont estimé que pour amorcer une réaction de fusion, le Laser devrait délivrer 1,6 milliards de joules en un milliardième de seconde sur une boue-cible de quelques millimètres de diamètre. C'est une puissance dix mille fois supérieure à celle jamais produite par le Laser pulsé le plus puissant.

Cet énorme éclair de puissance devrait être délivré en une seule nano-seconde car, si la pastille était chauffé plus lentement, le plasma produit aurait le temps de se dilater, de perdre sa densité et de disparaître avant que la réaction de fusion ne se déclenche.

Plusieurs schémas ont été proposés pour réaliser un réacteur à fusion par Laser. Nous trouverons dans la fig. (3.17) un schéma en coupe montrant principe de fonctionnement d'une réaction de fusion par Laser. La "chambre à combustion" contient une couche de Lithium liquide s'écoulant le long des parois, qui sont supposées assez résistantes pour résister à l'onde de choc produite par l'explosion de la boue-cible vers laquelle les faisceaux Lasers convergent.

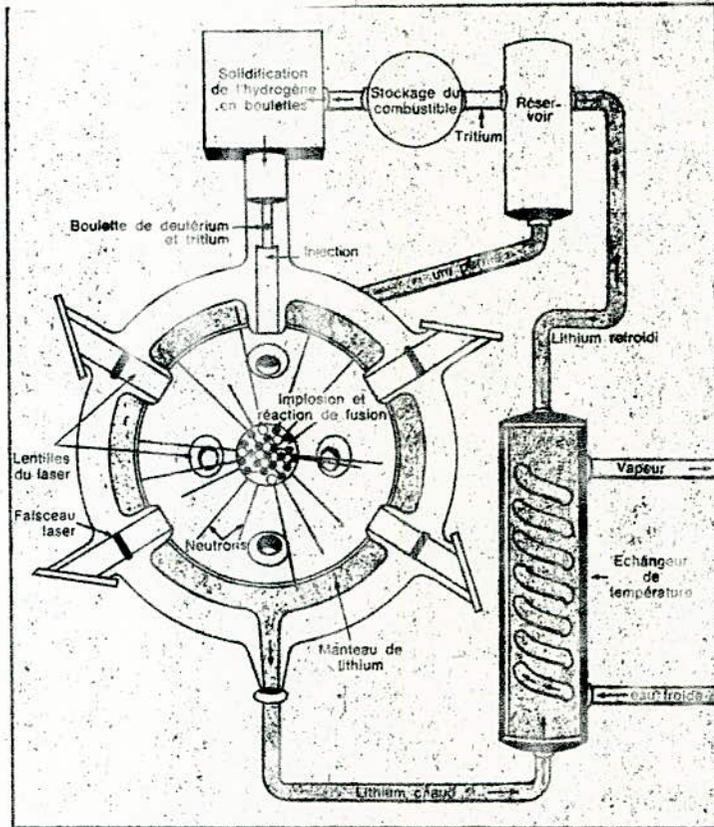


Fig 317

Ce schéma en coupe montre le principe de fonctionnement d'un réacteur de fusion par laser. A partir d'une unité cryogénique (en haut à gauche), les minuscules boulettes d'hydrogène « lourd » (deutérium et tritium) sont projetées à raison de deux ou trois par seconde à l'intérieur d'une enceinte sphérique et résistante mise sous vide. Disposés devant des hublots tout autour de la sphère, des lasers parfaitement synchronisés émettent des impulsions de lumière très brèves et localisées avec précision sur chaque cible lorsqu'elle atteint le centre de la sphère, portant ainsi sa température à 100 millions de degrés environ. L'intense réaction thermonucléaire transforme alors chaque boulette en un soleil miniature. Le processus transforme l'hydrogène en hélium et dégage de l'énergie sous forme de neutrons. Leur grande énergie est absorbée sous forme de chaleur par une couche de lithium fondu circulant entre les parois intérieure et extérieure de la sphère. Le lithium, porté jusqu'à 1 000 F (540 C), passe dans un échangeur de chaleur (à droite) pour produire de la vapeur destinée à la génératrice électrique. Avant de recycler le lithium liquide dans la sphère, on le sépare par distillation (en haut à droite) du tritium radioactif qui s'est formé.

douzaine de pays au moins ont essayé pendant près de vingt ans de résoudre le formidable problème qui consiste à recréer sur Terre le feu du Soleil à l'intérieur de différents types d'enceintes magnétiques.

La difficulté principale est d'élever la température de l'hydrogène aux environs de 100 millions de degrés, c'est-à-dire à une température sept fois plus élevée que celle de l'intérieur du Soleil, et de l'y maintenir suffisamment longtemps pour que la fusion se produise. A cette température, l'hydrogène, le plus léger

On songe également à chauffer la boulette-cible au moyen d'un faisceau intense d'électrons relativistes. Ces travaux sont moins avancés dans ce domaine que dans celui des Lasers qui se développent très vite par suite de leurs nombreuses applications. L'intérêt principal de ces derniers, est qu'il est possible par des procédés optiques de focaliser l'énergie lumineuse sur une très petite surface et de déposer ainsi des quantités d'énergie très élevées par unité de surface pendant des temps très brefs.

La situation actuelle :

Au début de 1972, des travaux de recherche ont mis au point une nouvelle technique de système Laser. Elle consistait essentiellement à frapper la boulette-cible non plus avec un seul faisceau pulsé de haute intensité, mais de tous côtés simultanément à l'aide de faisceaux Lasers multiples.

Frappée de tous côtés de manière égale, toute la surface de la cible se vaporiserait instantanément et exploserait avec une force gigantesque. En accord avec la loi de Newton selon laquelle toute action provoque une réaction égale et opposée, la vaporisation de la surface entraînerait au même instant une implosion à l'intérieur de la cible, comprimant ainsi son noyau interne jusqu'à une énorme densité voisine de 10^{14} (de l'ordre de 100 fois celle du plomb), ce qui conduit à un état très favorable à la fusion Fig. (3.18). L'intérêt de cette technique consiste dans le fait que plus la densité atteinte est élevée, plus la quantité de chaleur nécessaire pour déclencher la fusion est faible.

Des évaluations ont prouvé que l'implosion comprimante permettait la fusion avec cent mille fois moins d'énergie Laser, que celle qui était donnée par les toutes premières estimations. La nouvelle valeur -environ 10 kilojoules est à la portée de la technologie actuelle. Par exemple le système soviétique à 27 rayons en cours de construction aura, une fois

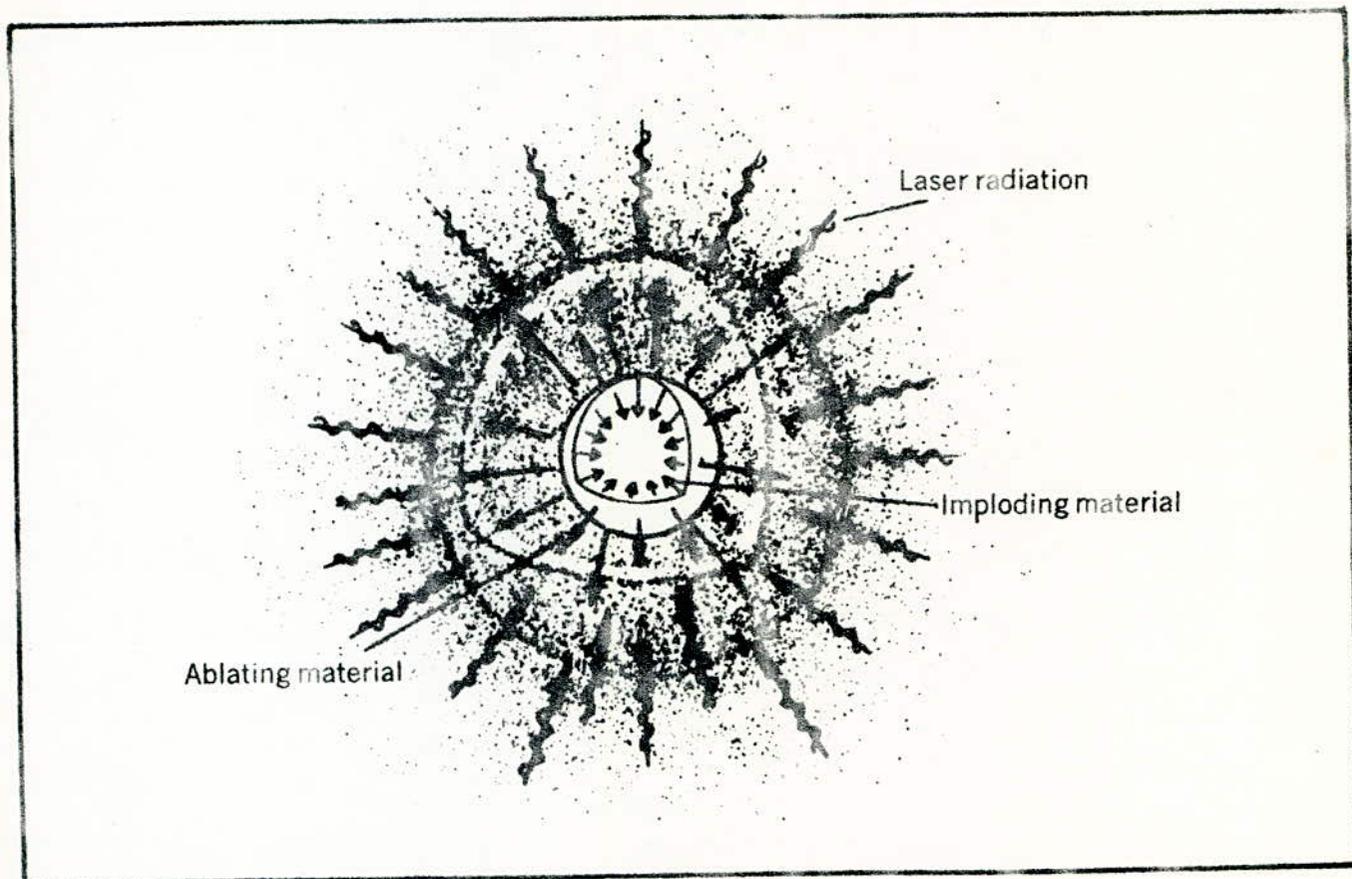


FIGURE 3.18

La figure est extraite de la Revue *PHYSICS TO DAY* août 1973 et illustre les idées générales concernant la fusion par laser (le texte qui suit est également extrait de cette revue).

Les rayons laser créent autour de la cible une atmosphère (qui s'étend sur plusieurs rayons de la sphère) et est formée par une préimpulsion.

Une première impulsion de rayonnement laser, crée autour de la sphère une atmosphère formée par l'ablation de la surface de cette sphère; l'absorption de la lumière laser dans les courbes externes de cette atmosphère produit des électrons

chauds; la propagation rapide de ces électrons chauffe l'atmosphère et accroît dans une certaine mesure la sphéricité de l'implosion. L'ablation violente et l'évaporation rapide de la surface produit une pression qui implose la cible; l'effet est similaire à un effet fusée sphérique. La densité de la matière ainsi comprimée peut atteindre des valeurs très élevées, de l'ordre de 10^4 si la forme de l'impulsion est correctement établie pour que la compression soit isentropique. Lors de la compression, la température s'élève et il arrive un moment où les réactions thermonucléaires s'amorcent entraînant la combustion du granulé de matière.

terminé, cette puissance totale de 10 kilo-joules.

Les progrès réalisés par les Lasers employés ont été importants ces dernières années (voir fig. (3.19)) ; si cette croissance se poursuit et si les phénomènes physiques (qui restent à étudier avec ces types de Lasers) sont ceux que prévoient les protagonistes de ces expériences, la démonstration de faisabilité technique de la microexplosion est prévisible dans les années à venir . Les soviétiques et les Américains font, dans ce domaine, un effort comparable à celui qu'ils consentent pour le confinement magnétique : en Europe, l'effort principal est, à notre connaissance, fait en France, tant en ce qui concerne la fabrication des Lasers (C.G.E.) que dans le domaine expérimental et théorique (centre de Limeil - C.F.A.). Il est évidemment beaucoup plus modeste que celui entrepris au U.S.A. et en U.R.S.S.

D'autres pays d'Europe envisagent, sous l'égide de l'Euratom, d'aborder également cette voie.

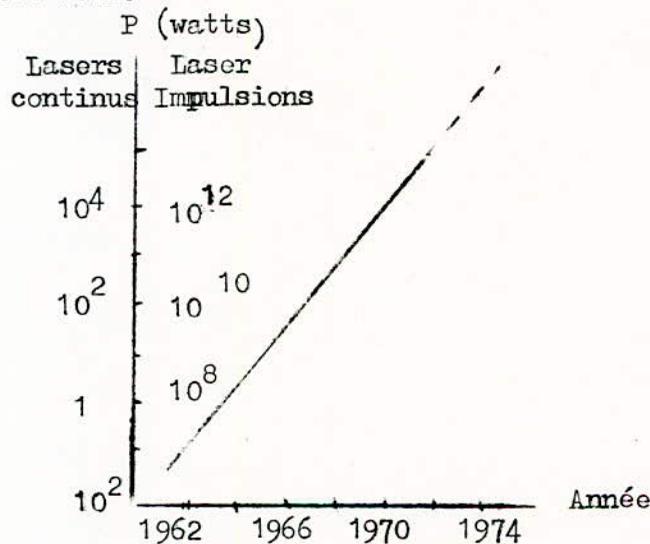


Fig () Evolution de la puissance des Lasers depuis des dix dernières années. La puissance est approximativement multipliée par cent tous les ans.

Il semble exister de grandes chances pour que la démonstration de

principe de la fusion par Laser soit effectuée dans les années à venir (23 ans)
Le but de cette démonstration consiste à prouver expérimentalement que l'on est capable de comprimer suffisamment la matière fusible pour que les particules α qui apparaissent lors de l'apparition des premières réactions (D-T) aient le temps, avant la dislocation du système, d'y déposer leur énergie, permettant ainsi la production de réactions thermonucléaires en " quantité significative ".

Les Lasers actuellement envisagés pour atteindre ce but ont un rendement énergétique très faible, inférieur à 1 % pour les Lasers solides au néodyme, supérieur à 20 % pour les Lasers moléculaires à CO_2 , de sorte que le bilan énergétique sera négatif dans un premier stade, il faudra développer la technologie des Lasers de façon à accroître notablement leur rendement.

Pour réaliser cette démonstration de principe, il faut également mettre au point des diagnostics adéquats pour étudier et mettre en évidence l'implosion recherchée.

Il s'agit d'un domaine totalement nouveau où la matière est dans un état tel (densité = 10^{14} ; Température \approx quelques millions de degrés) que la plupart des techniques de mesure sont encore en grande partie à mettre au point.

I/ INTRODUCTION

L'une des réactions la moins difficile à mettre en oeuvre est la réaction (D-T). Celle-ci est exothermique et sur les 17,5 Mev produits, 80 % sont emmenés par les neutrons. Pour ce qui est d'une réaction de fission, celle-ci produit environ 200 Mev dont 80 % se trouvant sous forme cinétique des fragments de fission, les neutrons n'ayant qu'une énergie de l'ordre de 2 Mev.

A titre de comparaison on a :

- à masse égale : les réactions de fusion libèrent 4 fois plus d'énergie que les réactions de fission.
- à énergie libérée égale : la fusion donne 5 fois plus de neutrons que la fission.

L'obtention des conditions nécessaires pour créer des quantités gigantesques d'énergie de fusion est réalisée dans les bombes H. Comment faire pour réussir à produire un plasma (D-T), le chauffer et l'empêcher qu'il ne vienne au contact des parois matérielles, puis pour extraire industriellement l'énergie produite ?

Les recherches dans ce secteur dâtent depuis la fin de la dernière guerre ; elles ont longtemps stagné et semblé utopiques à certains.

Les problèmes sont particulièrement difficiles à résoudre mais l'enjeu est tellement important que les pays hautement industrialisés s'intéressent de plus en plus aux possibilités énergétiques de la fusion contrôlée. Cette éventuelle source d'énergie semble être pratiquement inépuisable et, dans la conjoncture énergétique actuelle, on conçoit bien l'intérêt, qu'elle présente.

Les réactions thermonucléaires se poursuivent principalement aux U.S.A et en U.R.S.S, mais aussi en Europe et au Japon. L'effort européen se développe surtout dans le cadre de l'Euratom qui entreprit dès 1959,

une action de coordination et d'encouragement des recherches engagées dans les pays membres en matière de fusion thermonucléaire et de physique des plasmas.

La coopération internationale paraît indispensable pour parvenir au but cherché dans des délais raisonnables et à un coût acceptable. En effet les progrès notables obtenus ces dernières années dans le domaine de la fusion contrôlée ont été possibles grâce à des échanges entre les principaux laboratoires Russes, Américains, Européens et Japonais. En guise de conclusion nous résumons sur la figure (4.1) les performances des quelques expériences que nous avons présentées précédemment. Ces dernières comme nous l'avons déjà dit, se caractérisent par 3 paramètres essentiels qui sont :

- la température T
- la densité de particules n (ions ou électrons)
- leur durée de vie τ .

Dans toutes les expériences réalisées à ce jour au laboratoire, seuls 2 paramètres parmi les trois peuvent avoir une valeur élevée. Dans les recherches sur la fusion contrôlée à partir des dispositifs à décharges électriques T et τ sont améliorées aux dépens de la densité n qui ne dépasse pas 10^{12} à 10^{14} cm^{-3} . Le laser permet d'atteindre des valeurs très élevées pour T (quelques 10^6 K) et n (quelques 10^{21} cm^{-3}) mais par conséquent τ restera faible ; typiquement quelques dizaines de nanosecondes.

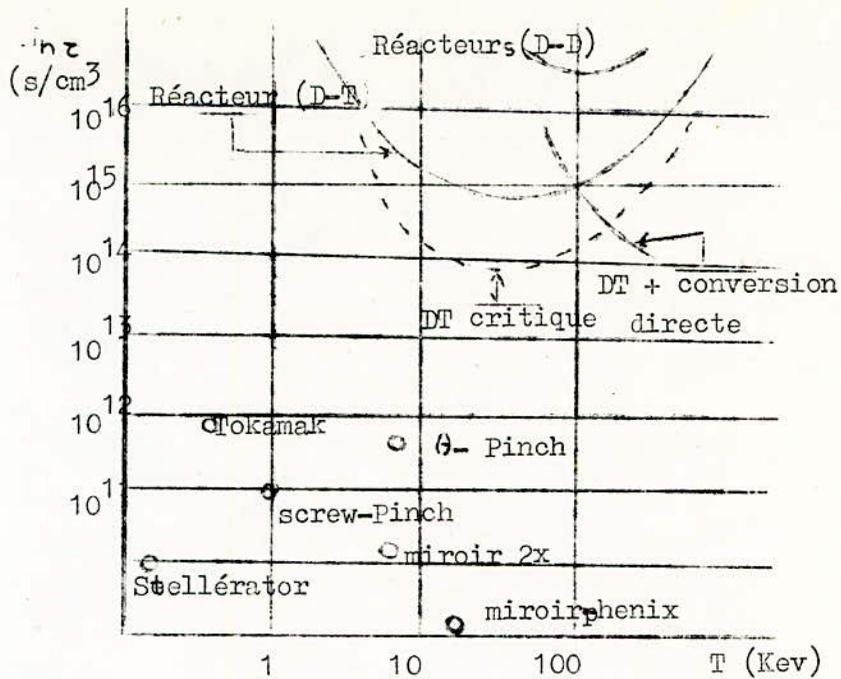


Fig. (4-1) Diagram $n\tau$) permettant de situer les progrès réalisés à l'aide des différents dispositifs dans la voie du confinement magnétique. Les dispositifs les mieux placés semble être le θ -pinch et le Tokamak.

D'après ce diagramme ($T, n\tau$) nous voyons que le θ - pinch et le Tokamak sont ceux qui présentent les meilleures performances puisqu'ils tendent le plus vers les conditions requises (critère de Lawson).

II/ LA FUSION CONTROLÉE - LES ETAPES

Comment parviendra - t-on, un jour, à utiliser la fusion contrôlée pour produire de l'énergie comme il est maintenant possible de le faire industriellement à partir des réactions de la fission ?

Trois étapes sont à envisager :

Première étape :

Démonstration de la validité des principes mis en oeuvre pour produire de l'énergie de fusion de manière contrôlée.

Seconde étape :

Réalisation de réacteurs expérimentaux et de prototypes produisant cette énergie en quantité semi-industrielle.

Dernière étape :

Preuve de compétitivité et de validité économique avec les autres sources d'énergie de l'époque.

Où en sommes - nous ?

Le stade de la démonstration de principe n'est pas encore atteint mais nous espérons beaucoup qu'il le soit dans les prochaines années.

L'inventaire des problèmes à surmonter pour franchir la seconde étape est en cours et les principaux objectifs semblent être identifiées. Dans cette seconde étape on distingue 3 phases :

- dans un premier temps, on brûlera du combustible fusible afin d'en étudier le comportement.

- Dans une seconde on construira des réacteurs expérimentaux afin de choisir, compte tenu de la technologie de l'époque, les meilleurs méthodes d'extraction de l'énergie produite.

- en fin dans la troisième et dernière phase il conviendra de procéder à la construction de prototypes destinés à valider les options retenues.

Quant à la troisième étapes, il est prématuré de l'envisager dès maintenant : elle devra se préparer progressivement en choisissant des solutions technologiques permettant aux réacteurs de fusion de l'avenir de s'incérer, le plus harmonieusement possible, dans les structures sociales, économiques et industrielles de leur époque.

Les études prospectives effectuées dans les principaux centres de recherche de fusion contrôlée concluent, en général, que c'est au début de XXI^e siècle que l'énergie thermonucléaire atteindra le stade industriel.

III/ EVOLUTION PREVISIBLE

1°) Pour le confinement magnétique :

Les programmes des principaux pays s'intéressant à la fusion thermonucléaire visent à réaliser la démonstration de principe au cours de la prochaine décennie.

L'objectif consiste à réaliser des dispositifs dans lesquels la densité, la température et la durée du confinement du plasma permettront aux particules de la réaction (D-T) de rester confinées suffisamment longtemps pour compenser les pertes énergétiques du plasma et y maintenir la réaction (D-T) une fois celle-ci sera amorcée.

Plusieurs machines sont en opération et en construction pour atteindre cet objectif et l'on pense que la première génération de réacteurs expérimentaux n'apparaîtra pas avant le milieu de 1985.

Cette année, les pays membres de la communauté économique européenne (non compris le Luxembourg et l'Irlande) devront décider de la construction d'une machine expérimentale du type Tokamak, le J E T (joint European Tokamak) destiné à l'étude de la fusion contrôlée.

Ce grand Tokamak pourrait commencer à fonctionner vers 1980 si la décision est prise d'ici à la fin de l'année.

Le J E T devrait fonctionner en utilisant le mélange (D-T). L'un de ses objectifs serait d'étudier comment ces neutrons issus des réactions de fusion rendent les matériaux de la machine radioactifs. Ce programme prévoit utiliser ultérieurement deux autres machines avant d'atteindre le stade semi-industriel. Cette machine coûterait environ 500 Millions de franc (3/5 pour la machine elle-même et les 2/5 pour la source d'énergie de 200 mégawatts dont elle a besoin).

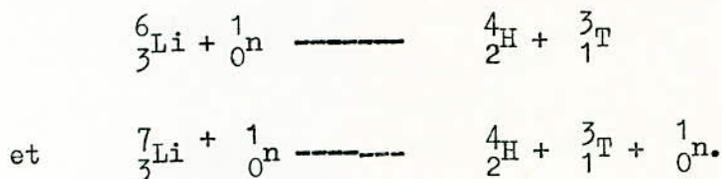
Comment envisage-t-on la production d'énergie à usage industriel à partir d'un réacteur du type Tokamak ?

Cette étape est encore lointaine et les idées évolueront beaucoup d'ici là ; celles qui sont proposées actuellement, compte tenu de la technologie disponible, sont les suivantes. Le problème consiste à ralentir pour capturer les

neutrons énergétiques émis par le plasma contenu dans le tore. Pour cela on dispose autour de celui-ci une couche épaisse de Lithium (ordre de grandeur de 70 à 100 cm).

Le rôle du Lithium est triple ;

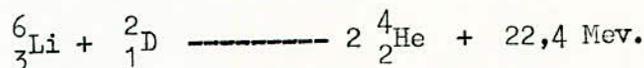
- Il sert à régénérer le Tritium (qui extrême- ment rare consommé par les réacteurs (D-T) selon les réactions suivantes :



Il se produit alors plus de tritium qu'il n'en est consommé. Il apparaît comme dans les surrégénérateurs une sorte de facteur de breeding supérieur à 1 (de 1,1 à 1,2).

- Il sert d'écran neutronique pour la protection des divers appareils existant autour du tore (bobines magnétiques, ect...)

- enfin le lithium s'échauffe fortement ; en effet, globalement l'énergie serait produite par la réaction :



Ainsi sur les 22,4 Mev, 3,6 Mev seulement seraient communiqués au plasma pour le maintenir au dessus de sa température critique, le reste soit 18,8 Mev sert à échauffer le lithium. On peut extraire alors cette chaleur, à l'aide d'une machine de Carnot. La vapeur ainsi produite actionnerait les turboalternateurs.

Mais les difficultés à surmonter ne sont pas minces : de nombreux problèmes technologiques devront être résolus avant d'atteindre ce stade.

Ces problèmes sont les suivants :

a) L'enceinte doit résister :

- à l'intense flux neutronique de 14 Mev (d'environ 10^{14} neutrons/cm²/sec).

au rayonnement électromagnétique

- aux diverses particules s'échappant du plasma.

b) Nécessité d'utiliser des enroulements supraconducteurs afin :

- de pouvoir créer des champs magnétiques intenses (supérieurs à 100 Kgs)
- de diminuer les pertes par effet joule.

c) Il faut :

- injecter le tritium dans le plasma ;
- extraire les imbrûlés ;
- extraire le tritium formé dans le lithium ;
- contrôler les fuites éventuelles de tritium, ect ...

d) On envisage d'extraire la chaleur produite dans le lithium soit :

- en pompant ce dernier (ce qui paraît très difficile)
- en utilisant l'hélium comme fluide caloporteur intermédiaire.

e) des protections neutroniques, photoniques et thermiques efficaces devront protéger les enroulements supraconducteurs maintenus à très basse température (et surtout à proximité d'un plasma chaud ($100 \text{ }^{\circ}\text{K}$)).

f) La puissance produite dans une telle machine est nécessairement grande (supérieure à 5 gigawatts électriques)

g) L'approvisionnement initial du tritium nécessaire au démarrage posera des problèmes importants par suite de la nécessité de disposer de quantités de l'ordre du Kg (lors de la phase d'exploitation, l'approvisionnement sera assuré par le surgénérateur).

Enfin, nous pensons que les nombreux travaux effectués en vue de la production d'énergie de fission pourront, certes, apporter une contribution notable à la technologie des réacteurs thermonucléaires.

2°) Pour la fusion par Laser :

Comment faire pour extraire et utiliser industriellement l'énergie produite dans une microexplosion ? il n'existe aucune réponse valable à cette question.

L'inventaire des problèmes n'est pas aussi avancé que pour la voie du confinement magnétique ; de la même façon le lithium entourant la " chambre d'explosion " a le même rôle que précédemment.

Des études prospectives ont été entreprises dans ce sens ; l'une d'elles, étudiée aux U.S.A concerne une chambre sphérique de rayon de l'ordre de 300 cm.

Celle-ci serait capable de " contenir " des explosions délivrant 200 Mégajoules par implosion à la cadence de 1 tir par seconde.

Les avantages de la fusion par Laser :

- Absence de champ magnétique élevée ;
- Modicité des quantités de tritium mis en oeuvre ;
- Possibilité de production d'énergie en quantité relativement modeste (on envisage des réact: à laser suffisamment petits pour faire fonctionner des bateaux et des trains).

Mais bien d'autres problèmes devront trouver des solutions avant d'arriver au stade de la réalisation des réacteurs de type industriel.

Ces problèmes sont les suivants :

- difficultés d'introduction des faisceaux Lasers dans la chambre d'explosion.
- difficultés de positionner les boulette-cibles avec rapidité, précision et productivité.
- difficultés de réalisations et de la tenue de la chambre, qui doit résister :
 - aux ondes de chocs ;
 - aux divers radiations émis lors de la combustion.

Enfin pour terminer, nous faisons remarquer que la fusion par Laser serait d'un très grand intérêt dans l'avenir pour les procédés de production d'énergie par les méthodes magnéto hydrodynamique et pour la combustion des combustibles dits " exotiques " (c'est à dire autre que le deutérium et le tritium comme par exemple ^1_1H et le $^{10}_5\text{B}$).

IV/ ENERGIE DE FISSION - ENERGIE DE FUSION

Quels sont les avantages de la fusion contrôlée par rapport aux autres sources d'énergie, notamment la fission ?

Plusieurs arguments sont souvent évoqués au sujet de l'intérêt de l'énergie de fusion : ils concernent le prix de revient, l'abondance, l'absence de résidus radioactifs, la faiblesse de la pollution thermique.

a) Le prix de revient :

La fusion thermonucléaire peut être la source d'énergie la plus économique mais, honnêtement, on ne peut pas aujourd'hui en être sûr, car il est difficile de donner une statistique digne de confiance vu le chemin qui reste à parcourir dans ce domaine et vu les incertitudes, même à très court terme, qui pèsent sur les prix de l'énergie actuelle.

b) L'abondance :

La fusion, sous forme la plus facile à réaliser en première étape, n'utiliserait que du deutérium et du lithium. Un premier avantage de la fusion est l'absence de problème d'approvisionnement en combustible : le deutérium est universellement présent dans l'eau. Quand au lithium est tel qu'il pourrait être extrait des granites ordinaires en quantités lui permettant une production d'énergie approximativement égale à celle contenue dans les réserves connues de combustibles fossiles (charbon, pétrole, gaz).

Ainsi l'énergie de fusion paraît être en mesure de faire face à toutes les demandes de l'humanité présente et future, fussent-elles très grandes et de très longue durée.

c) L'absence de production de produits de fission :

Un autre avantage de la fusion est l'absence de production de matières radioactives, production inévitable si l'on utilise la fission. Certes, la fusion entraîne la production de tritium qui réclame certaines précautions, mais ce tritium doit être récupéré, il ne peut être considéré comme un résidu radioactif.

d) La pollution thermique :

Le bilan énergétique total des sociétés industrielles actuelles est inférieur à 50 %, et qu'il a tendance à décroître. Il en résulte une pollution thermique qui constitue l'un des problèmes les plus sérieux auxquels risque de se heurter le développement massif de l'énergie à la surface de la terre.

Une solution pour réduire efficacement la pollution thermique consiste à élever la température des sources productrices d'énergie.

Dans un premier temps, la fusion est contrainte à utiliser un fluide caloporteur et des turbo-alternateurs, mais il est vraisemblable que des techniques mieux adaptées et beaucoup moins polluantes thermiquement, comme la M.H.D. permettront dans l'avenir de bénéficier pleinement des avantages de la haute température de cette source d'énergie.

En résumé, la fusion semble répondre à beaucoup de préoccupation, non seulement économique mais également écologiques : c'est peut être la solution qui respecte le plus l'environnement.

V/ LA PLACE DE L'ENERGIE DE FUSION PARMIS LES AUTRES ENERGIES

Il est vraisemblable qu'à la fin de siècle ou au début du suivant les réacteurs de fusion ne se substitueront pas brutalement aux réacteurs à fission à neutrons thermiques et rapides. Ils se présenteront plus en compléments qu'en concurrents,

Il n'est pas exclu que dans l'avenir, des systèmes hybrides fission-fusion puissent prendre naissance, soit dans des buts énergétiques, soit pour d'autres applications. Dans ce premier cas, l'une des meilleures façons d'utiliser ces neutrons de 4 Mev est de brûler directement de l'Uranium 238. On peut aussi songer à produire avec ces mêmes neutrons correctement ralentis, du plutonium 239. Celui-ci pourrait, par exemple, compléter l'approvisionnement des breeds à neutrons rapides.

Les stocks en ${}_{92}^{238}\text{U}$ seront tels à la fin de ce siècle qu'il faut envisager de telles possibilités dans une stratégie d'ensemble de l'énergie nucléaire aussi bien fission que fusion.

Enfin, on a pensé à utiliser l'excellent bilan neutronique des réacteurs de fusion fonctionnant à l'aide du cycle (D-T) pour irradier les résidus radioactifs de fission et ceci dans le but de les transmuter en éléments stables. Aussi nous réduisons les sujétions faites à propos de ces résidus radioactifs.

VI/ LES BUDGETS ACTUELS DE DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE DE FUSION

Des travaux laborieux sont en cours dans les principaux pays industriels pour le développement de l'énergie thermonucléaire.:

- Aux états Unis, L'U.S.A.E.C a établi en 1973 et à la demande du Président Nixon, un programme de recherches et de développement en vue d'atteindre par étapes les principaux objectifs déjà cités en suivant les 2 voies envisagées pour la fusion thermonucléaire.

Voici l'évolution du budget consacré pour le confinement :

- en 1973 39,5 millions de \$
- en 1974 56,9 millions de \$
- en 1975 ..I.....101,8 millions de \$

Au total, le programme proposé envisage d'utiliser dans les 5 prochaines années 1340 millions de \$ pour le confinement magnétique.

Le budget consacré au développement de la fusion par Laser est aussi en augmentation notable.

- en Europe, jusqu'à ces dernières années, les dépenses étaient comparables à celles des U.S.A dans le même domaine.

Le plan quinquennal en cours (1971 - 1975) totalise , après réajustement, une dépense de 240 millions de \$. Ce plan couvrait 5 grands secteurs:

- la recherche de physique générale de base ;
- l'étude du confinement de plasma en configuration fermées et ouvertes ;
- la production et l'étude de plasma de haute densité ;
- l'amélioration des méthodes de diagnostic ;
- des recherches de caractère technologique.

L'élaboration en cours du plan quinquennal (1975 - 1980) laisse prévoir que les demandes nouvelles seront présentées en ce qui concerne le confinement magnétique.

Pour ce qui concerne la fusion par laser, les décisions ne sont pas encore prises sur le plan européen.

- Les soviétiques dépensent autant que les Américains sinon plus. Mais leurs programmes à long terme, ne sont pas connus dans le détail. Actuellement une grande machine du type Tokamak est en construction près de Moscou.

VII/ C O N C L U S I O N

Les diverses difficultés que posent le problème de la fusion contrôlée nécessitent encore de la part des chercheurs intéressés des efforts conjugués et persévérants.

Si l'objectif à atteindre reste encore loin, les chances d'aboutir sont réelles ; il est vraisemblable que la démonstration de principe de l'une ou l'autre des solutions envisagées (peut être les deux) sera faite dans les 5 à 10 prochaines années et que l'on pourrait parvenir à construire les premiers réacteurs (D-T) vers l'an 2 000 et que vers les années 2020 l'énergie de fusion deviendrait compétitive et pourrait prendre le relais de l'énergie de fission, qui aurait assuré jusque-là la plus grande partie de nos besoins énergétiques.

La fusion thermonucléaire offre aux habitants de la terre la possibilité de disposer d'une source d'énergie pratiquement sans limite présentant vraisemblablement moins de suggestions que celles actuellement exploitées qu'elles soient d'origine fossile ou fissile.