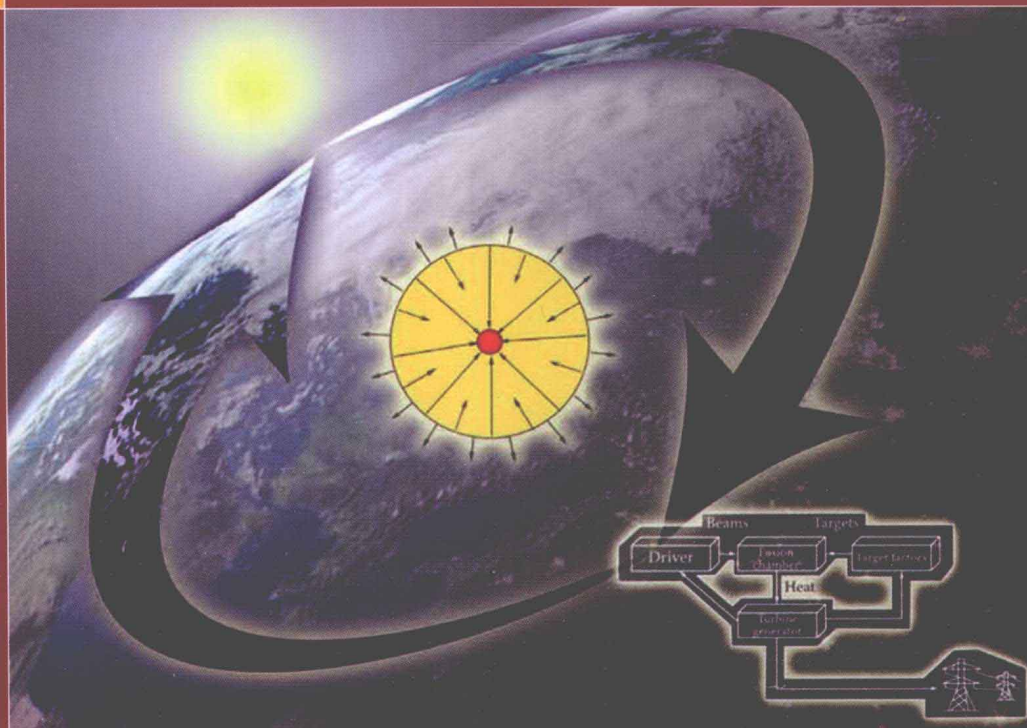


# 惯性约束聚变导论



## AN INTRODUCTION TO INERTIAL CONFINEMENT FUSION



Taylor & Francis  
Taylor & Francis Group

[德] S. PFALZNER 著 崔旭东 译 陈晓东 唐永建 审校



原子能出版社

An Introduction to Inertial Confinement Fusion

# 惯性约束聚变导论

[德]S. Pfalzner

崔旭东

陈晓东 唐永建

著

译

审校

原子能出版社

图字(2011)01-2011-1645

图书在版编目(CIP)数据

惯性约束聚变导论/(德)普法勒(Pfalzner,S.)

著;崔旭东译. —北京:原子能出版社,2011.3

书名原文:An Introduction to Inertial

Confinement Fusion

ISBN 978-7-5022-5169-7

I. ①惯… II. ①普… ②崔… III. ①惯性约束聚变  
装置—研究 IV. ①TL632

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2011)第 030913 号

惯性约束聚变导论

---

出版发行 原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100048)

责任编辑 付 真

技术编辑 冯莲凤

责任印制 潘玉玲

印 刷 保定市中华美凯印刷有限公司

经 销 全国新华书店

开 本 787 mm×1092 mm 1/16

印 张 13 字 数 217 千字

版 次 2011 年 3 月第 1 版 2011 年 3 月第 1 次印刷

书 号 ISBN 978-7-5022-5169-7 定 价 68.00 元

---

网址:<http://www.aep.com.cn>

E-mail:[atomep123@126.com](mailto:atomep123@126.com)

发行电话:010-68452845

版权所有 侵权必究

**An introduction to inertial confinement fusion /  
by Susanne Pfalzner / ISBN: 0-7503-0701-3**

Copyright© 2006 by CRC Press

Authorized translation from English language edition published by CRC Press, part of Taylor & Francis Group LLC; All rights reserved.

本书原版由 Taylor & Francis 出版集团旗下, CRC 出版公司出版, 并经其授权翻译出版。版权所有, 侵权必究。

Atomic Energy Press is authorized to publish and distribute exclusively the **Chinese (Simplified Characters)** language edition. This edition is authorized for sale throughout **Mainland of China**. No part of the publication may be reproduced or distributed by any means, or stored in a database or retrieval system, without the prior written permission of the publisher.

本书中文简体翻译版授权由中国原子能出版传媒有限公司(原子能出版社)独家出版并限在中国大陆地区销售。未经出版者书面许可, 不得以任何方式复制或发行本书的任何部分。

Copies of this book sold without a Taylor & Francis sticker on the cover are unauthorized and illegal.

本书封面贴有 Taylor & Francis 公司防伪标签, 无标签者不得销售。

# ❖❖❖ 中译本序

惯性约束聚变(ICF)是与磁约束聚变不同的获取可控热核聚变能的另一条途径,美国、法国和中国等国家正在开展积极的研究,近年来已取得了很大进展。美国已建成了国家点火装置,正在计划在实验室内进行热核聚变点火和等离子体燃烧演示;法国正在建造百万焦耳激光装置准备未来五年内进行点火实验;我国也正在进行以点火演示为目标的研究努力。ICF 研究除了能源目的以外,还可用于国防和基础科学研究。

《惯性约束聚变导论》(*An Introduction to Inertial Confinement Fusion*)是一部从基本概念出发,系统地叙述 ICF 大科学工程的科学和技术内容的著作。书中深入浅出地从激光驱动器、基本等离子体物理和激光吸收、内爆压缩和流体力学不稳定性、热核点火和燃烧、能量增益,到靶的设计、聚变堆、重离子驱动、快点火等一系列内容进行了详细介绍,是一本了解和学习 ICF 知识的优秀入门书。作者 Susanne Pfalzner 教授长期从事 ICF 激光等离子体相互作用和天体物理中的应用研究,她在德国科隆大学为大学本科生和研究生讲授与本书名称相同的课程,培养了一大批知晓并掌握 ICF 知识体系的年轻科研人员。本书译者崔旭东研究员在德国从事研究和教学工作期间与苏姗娜·普法勒(Susanne Pfalzner)教授相识多年,回国后从事 ICF 研究,感到引入普法勒教授的这本著作,并翻译成中文出版,对我国读者和从事 ICF 研究的年轻人将会很有裨益。

作为长期从事该领域研究的科研工作者,我真诚希望该书的出版能够达到普及 ICF 知识的目的,同时能吸引更多优秀的、有志于该领域研究的年轻科研工作者加入到这一充满挑战的事业中来,为我国 ICF 事业的发展贡献智慧和力量。

在中译本即将付印之前,我很高兴能有机会为中译本作此序言。

中科院院士、原国家 863 计划惯性约束聚变项目首席科学家 贺贤土  
2010 年 12 月 5 日于北京

# ❖❖❖ 前言

写这本书的想法来源于与一些同事的交谈,谈到在他们参加的第一次惯性约束聚变(ICF)会议上寻找所有这些随着神秘名字出现的不同的主题如 SBS(受激布里渊散射)、随机相位片、模式耦合是多么的迷惑,但他们又不能得到一个整体的 ICF 画面。后来发现对我们每一个人来说,自己构造这种画面是一个相当漫长和费力的过程。尽管目前确实存在许多非常不错的关于 ICF 研究的书籍,但他们的读者主要是专业人士,而本书的目的就是在一个更容易理解的基础之上,通过给出一个与惯性约束聚变相关过程的全面评述来帮助这个领域将来的新手。

任何试图将一个快速发展的领域囊括起来的工作所面临的问题是时机。然而,文献资料变得过时的时间尺度取决于所传递信息的种类。尽管在过去十年,ICF 研究有许多令人激动和重要的新进展,但是其核心在本质上仍然没有变化。换句话说,这些数字比在他们背后所反映的思想变化要更加迅速,就是这些思想形成了本书目前的文字基础。

写作 ICF 课本一个较大的困难是以逻辑次序呈现它。本书将首先给出一个主题的概述,接着按照其年代顺序从驱动器技术描述到燃烧物理,解释物理概念以及在前进过程中遇到的障碍,最后以对未来的展望作为本书的结尾(如可能的反应堆设计以及可选择的途径)。

本书的对象是物理专业研究生。假设读者具有本科阶段的物理基础。我确实没有假设读者在等离子物理方面有类似的训练,但是在第

三章中提供了相关等离子体现象的一个简短的概述,更完整的内容见在德国科隆大学冬季学期所开设的课程“像太阳中的能量? 惯性约束聚变导论”(这是每周两个小时的讲课共 17 讲)。由于大多数学生之前并没有学习有关等离子体物理的知识,并不是在本书中的所有材料都照顾了读者的知识背景,这意味着讲授第三章中的材料将要花费两讲的时间。

在这些年,我得到了许多个人慷慨的帮助和建议,很高兴在这里感谢他们。我也感谢 Pual Gibbon,在阅读全书书稿时不厌其烦,在科学内容以及表达方式上给予的珍贵注解。我非常感谢科隆大学学生的评论和校正。也感谢 A. R. Bell,将最初的大纲与物理研究所沟通。我想感谢 S. Atzeni, S. Eliezer, J. Jacobs, R. L. McCrory, 以及 S. Nakai 提供给我的图表。

由于近年来我自己的研究已经转向天文物理应用,可能对某些方面的理解有一些不当之处,当然,我对此负责。我相信这些不妥之处在最坏情况下也只是细节而不是原理。

最后,很高兴感谢物理研究所出版社(Institute of Physics Publishing)的 John Navas,从播种到果实成熟过程中给予的友好的、有益的建议。

**苏姗娜·普法勒**  
**Susanne Pfalzner**

# ❖❖❖ 目 录

<b>第 1 章 惯性约束聚变基础</b> .....	1
1.1 在太阳中发生了什么? .....	1
1.2 我们可以像在太阳中一样在地球上产生能量吗? ...	3
1.3 两种方法-磁约束和惯性约束 .....	7
1.4 惯性约束聚变的几个阶段 .....	15
1.5 本书概要 .....	20
<b>第 2 章 惯性约束聚变激光驱动器</b> .....	21
2.1 激光物理基础 .....	21
2.2 ICF 用激光器 .....	28
2.3 用于 ICF 的钕玻璃激光器 .....	29
2.4 Nd-玻璃激光器的替代品 .....	38
<b>第 3 章 等离子体物理基础</b> .....	42
3.1 德拜长度和等离子体频率 .....	42
3.2 粒子描述 .....	44
3.3 流体描述 .....	45
3.4 等离子体波 .....	48
3.5 等离子体加热 .....	50
3.6 有质动力 .....	51
3.7 冲击波 .....	52
3.8 稠密等离子体的状态方程 .....	57
<b>第 4 章 激光的吸收</b> .....	61
4.1 将激光能量耦合到靶 .....	61



4.2	逆韧致辐射吸收 .....	63
4.3	共振吸收 .....	67
4.4	参量不稳定性 .....	70
4.5	间接驱动:耦合激光能量到黑腔 .....	73
4.6	能量传递 .....	76
<b>第5章</b>	<b>流体动力学压缩和燃烧 .....</b>	<b>85</b>
5.1	固体靶的内爆 .....	86
5.2	金属薄片靶 .....	87
5.3	火箭模型和烧蚀 .....	88
5.4	压缩波-冲击前沿-冲击波 .....	93
5.5	压缩阶段 .....	94
5.6	球形会聚冲击波 .....	94
5.7	等熵压缩 .....	95
5.8	多重冲击 .....	96
5.9	燃烧 .....	97
<b>第6章</b>	<b>Rayleigh-Taylor 不稳定性 .....</b>	<b>104</b>
6.1	基本概念 .....	106
6.2	烧蚀阶段的 RT .....	110
6.3	在减速阶段的 RT 不稳定性 .....	113
6.4	RT 不稳定性对靶设计的影响 .....	114
6.5	理想化的 RT 不稳定性与实际的 ICF .....	115
6.6	其他动态不稳定性 .....	115
<b>第7章</b>	<b>能量需求和增益 .....</b>	<b>118</b>
7.1	功率平衡 .....	119
7.2	能量需求 .....	123
7.3	增益 .....	125
<b>第8章</b>	<b>靶 .....</b>	<b>129</b>
8.1	靶设计的基本考虑 .....	130
8.2	直接和间接驱动靶 .....	132
8.3	靶加工 .....	138

<b>第 9 章 惯性约束聚变电站</b> .....	141
9.1 发电站设计 .....	141
9.2 发电效率 .....	143
9.3 靶室 .....	145
9.4 电站用靶制作 .....	149
9.5 安全问题 .....	150
<b>第 10 章 重离子驱动聚变</b> .....	152
10.1 重离子驱动器 .....	153
10.2 离子束能量沉积 .....	156
10.3 重离子驱动器的靶设计 .....	158
10.4 重离子发电站 .....	161
10.5 轻离子驱动器 .....	162
<b>第 11 章 快点火</b> .....	163
11.1 快点火 & 热斑概念 .....	164
11.2 钻孔和激光锥导引 .....	167
11.3 偏心点火 .....	168
11.4 状况和将来 .....	169
<b>第 12 章 ICF 常用术语速查</b> .....	170
<b>附录 A</b> .....	180
预测的能源消耗与资源 .....	180
<b>附录 B</b> .....	182
B.1 常数 .....	182
B.2 公式 .....	183
B.3 缩写 .....	184
B.4 半经典质量公式常数 .....	185
B.5 用于数值建模的代码列表 .....	186
<b>参考文献</b> .....	187

## 惯性约束聚变基础 ❖❖❖

---

长久以来人类的一个梦想就是能够像太阳产生能量那样生产能源。自从 20 世纪早期,我们就已经知道太阳能量的来源(同别的恒星一样)是一个叫做核聚变的过程,然而直到 20 世纪 50 年代才开始该领域的民用研究。现在许多国家都大力支持聚变研究以获求一种新的能源来代替电。由于能源问题变得越来越突出故使得这样的研究变得日益重要(见附录 A)。

聚变很可能是解决能源问题的方案之一,特别是由于聚变与燃烧碳和油或者与核裂变电站相比具有更生态和安全的优点。此外,聚变具有非常吸引人的特点就是聚变燃料可以从海水中萃取,对世界上多数国家来说是可以直接利用的。尽管在聚变科学和技术研究方面已取得了重大进展,到目前为止还没有实际应用的聚变反应堆运行。作为了解惯性约束聚变的第一步,我们将阐述太阳是如何产生能量以形成地球上所有生命基础的问题。

### 1.1 在太阳中发生了什么?

为回答这个问题,我们必须回到核物理的基础知识上来。核聚变反应以及可能的能量释放的关键是核中的结合能。爱因斯坦给出的质量和能量的关系为:

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (1.1)$$

于是我们从核的质量开始,根据我们目前的理解,核的质量由一个半经典的质量公式来描述:

$$M = Nm_n + Zm_p - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \frac{a_p \delta}{A^{3/4}} \quad (1.2)$$

式中,  $m_n$  和  $m_p$  为中子和质子的质量;  $a_v, a_s, a_c, a_a, a_p$  为常数, 通过拟合实验的结合能值得到;  $\delta$  为一个奇偶项(见附录 B.4),  $A$  为原子量。核的结合能  $B$  为组分质量(质子和中子的质量)与整个核子的质量之差, 即

$$B = Zm_p + Nm_n - M \quad (1.3)$$

给出的质量以能量为单位( $c^2=1$ )。这个能量是需要分离所有的核子一定距离的能量, 超过这个距离他们将不再相互作用。利用式(1.2)和式(1.3), 我们得到单核的结合能为

$$B/A = a_v - a_s A^{-1/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{4/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A^2} - \frac{a_p \delta}{A^{7/4}} \quad (1.4)$$

图 1.1 所示为单核的结合能与  $A$  的函数关系。这个相对平滑的函数表明在 Fe 核附近有一个较宽的最大值区域, 在这个最大值区域范围的核是最稳定的。对于那些比 Fe 轻或者重很多的核来说, 单核的结合能是相当小的。这个差别是聚变和裂变过程的基础。核聚变的基础是如果两个非常轻的核聚变, 他们会形成一个具有较高结合能的核(或较低的质量), 根据爱因斯坦的著名公式(式(1.1)), 从而释放出能量。当一个重核分裂成两个较小的碎片时即裂变, 能量也能够被释放出来。

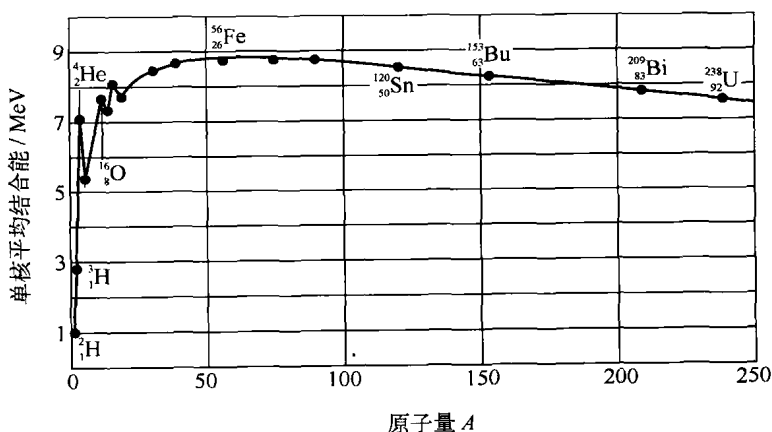
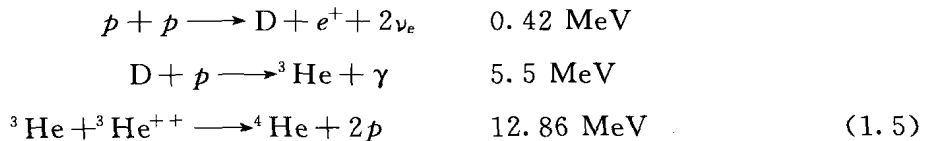


图 1.1 稳定核的单核平均结合能与原子量的函数关系

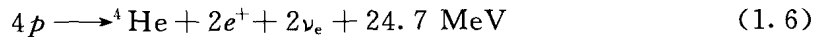
理论上, 在不同的低质量元素之间存在许多可能的释放能量的聚变过程。然

而,点燃这样一种聚变反应的问题是轻核带正电并强烈排斥彼此,因而在通常情况下,核之间的距离很大,核反应过程不太可能发生。因此,在太阳中如此强大的能量是如何通过核反应产生的呢?由于在太阳中心具有很高的温度( $\sim 10^6$  K)和压强,大量的粒子,以及可以利用的相对长的时间跨度,反应截面仍然足够大来维持太阳特有的巨大的能量释放。

在太阳中,能量主要通过质子-质子的循环反应来获得,这些反应总结如下



所有反应加在一起,该链式反应导致 4 个质子转化为 1 个 ${}^4\text{He}$ ,概括为



处于次要地位的,利用不同的反应循环导致 ${}^4\text{He}$ 形成的其他的聚变过程也在同时发生(更详细的描述见 Hodgson 等 1997, Bahcall and Waxman 2003)。

在太阳中经历了一段长时间复杂的旅程之后,通过 $\gamma$ 射线携带的能量最终将被转换成可见光,辐射到周围宇宙中。正是这种辐射使得地球上生命存在成为可能。

许多大质量或者更老的恒星能够利用不同的聚变反应产生能量。当大部分恒星的氢储量燃烧殆尽时,很明显上述的氢燃烧过程会终止。如果恒星具有足够的质量,下一种燃烧过程将开始,由引力坍缩引发星体收缩将触发这种燃烧过程,使温度升高到 $10^8$  K,并可能促使 He 燃烧。 ${}^4\text{He}$ 聚变生成 ${}^8\text{Be}$ 以及最终生成 ${}^{12}\text{C}$ 。当 He 被耗尽时,只要星体的质量足够大,引力坍缩可能又会使温度升高(到约 $2 \times 10^9$  K),碳和氧可能开始燃烧,产生氦、镁、硅、磷和硫。在 $(2 \sim 5) \times 10^9$  K 的温度范围,由硅燃烧生成的重核高至 A 约为 56。A=56 的铁是聚变过程传递能量的自然极限,因为其具有最高的单核结合能(见图 1.1)。如果这些高质量的恒星不再有可以利用的核能量来源,他们将坍缩并变得不稳定。一颗恒星的最后发展阶段在很大程度上取决于其质量,并可能成为,例如,一颗超新星爆发,一颗中子星甚至是一个黑洞。恒星发展的细节,读者可以参考相关的天文物理课本。

## 1.2 我们可以像在太阳中一样在地球上产生能量吗?

太阳的能量产生过程我们或多或少了解了。那么我们为什么不能采用同样

的方式来产生能量呢？问题在于，在地球上不具备太阳产生能量的空间和时间。在这样一个大尺度上产生能量需要相当多数量的反应同时发生才行。库仑排斥力阻碍核的聚变，但我们可以通过给予核一个很高的初始动能来克服这种排斥力，即将材料加热到很高的温度，这种聚变方法叫做热核聚变。能量既可以以一种可控的方式来释放（在核反应堆中），也可以以一种不可控的方式来释放（如采用热核炸弹）。从后者（如氢弹）我们知道，热核反应是可能的，问题是如何用一种可控和有针对性的方式来实现热核聚变。

由于聚变需要高温和高密度，燃料必须处于等离子体态——一种热的、高度离子化的、导电的气体。如果温度足够高，核的热速度将变得很高。只有当他们有机会彼此靠得很近时才能够克服库仑排斥力，短程吸引的核力（有效距离约为  $10^{-15}$  m）才有可能开始活动。这样，核能够聚变并释放出巨大能量，如图 1.2 所示。然而，在这些情况下除非以某种方式对反应进行约束，否则物质会倾向于快速飞散。在太阳中，通过引力来完成这种约束。由于利用引力来约束聚变不是地球的选项，核心的问题是要设计其他约束手段以便能够在足够长的时间内同时维持很高的温度和密度。然而，温度和密度越高，就越难约束等离子体。因此寻找约束所需的条件，即相应的等离子体的温度和密度尽可能低变得十分重要。这与在这些条件下哪种聚变反应最容易达到的问题直接关联起来。即使粒子的能量略低于克服库仑势垒所需的能量，聚变过程仍然可以通过隧道效应进行。然而，粒子的能量越接近克服库仑势垒所需的能量，越有可能发生隧道效应。为使足够的粒子聚变，核的热能不应该比他们的排斥库仑势垒  $B$  小很多，

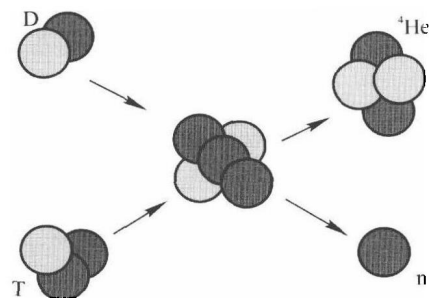


图 1.2 DT-反应示意图

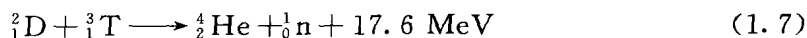
即使粒子的能量略低于克服库仑势垒所需的能量，聚变过程仍然可以通过隧道效应进行。然而，粒子的能量越接近克服库仑势垒所需的能量，越有可能发生隧道效应。为使足够的粒子聚变，核的热能不应该比他们的排斥库仑势垒  $B$  小很多，

$$B \approx 1.44 \frac{q_1 q_2}{r_1 + r_2} \text{ MeV}$$

这里， $q_{1,2}$  和  $r_{1,2}$  分别表示以基本电荷量为单位的电荷和以 fm (femto meter) 为单位的粒子半径。核过程更详细的描述见 Hodgson 等 (1997)。

上面我们看到，如果两个非常轻的核发生聚变（比如氢核），大部分能量将被释放出来。两个氢核的库仑势垒约为 700 keV。加热气体到相同的温度意味着  $2B/3k_B \approx 3.6 \times 10^9$  K, ( $k_B$ : Boltzmann 常数) 目前并不现实。幸运的是较重的氢同

位素的核具有较小的库仑势垒可以克服,尽管能量产额比较低。由于具有相对大的反应截面以及非常高的质量亏损(Post, 1990),D(Deuterium 氘)和 T(Tritium 氚)的聚变反应被证明是最容易实现聚变的方法。当这两种核(氢的同位素)聚变时,聚变过程中会形成由 2 个质子和 3 个中子组成的中间核。这个中间核立即分裂为一个 14.1 MeV 能量的中子和一个 3.5 MeV 能量的  $\alpha$  粒子,



这个聚变反应的优点就是燃料源实质上是无限的。

D 可以从海水生产,而 T 可以通过在反应堆中使中子与锂直接反应产生。在地球上锂相对充裕,锂资源可能足够用  $10^4$  年。然而,在反应堆中采用这种反应有两个缺点:T 是一种放射性气体而锂是一种有毒物质,这意味着对反应堆设计来说安全性仍然是一个主要的考量。我们将在后面第九章中阐述这个问题。不过,与裂变反应堆相比,这些问题相对次要,因为 T 的半衰期为 12.5 年,而铀-236 的半衰期为  $2.4 \times 10^7$  年,铀-235 为  $7.13 \times 10^8$  年,铀-238 为  $4.5 \times 10^9$  年,钷-238 为 24 000 年,钷-240 为 6 600 年。

为获得一个绝对“干净”的反应堆,我们将不得不采用列于表 1.1 中的另外一种可能的聚变反应,从而避免在燃料循环中使用 T 和锂。然而,在考虑基于其他核反应的反应堆之前,我们将不得不首先演示一个采用 D-T 循环反应的聚变反应堆的工作原理。更多的例子参见 Duderstadt and Moses(1982)、Martinez Val, 等(1993)。注意到在这些聚变反应中释放的总的能量将决定能量输出。不过,对于靶丸的自点火,只有包含在带电粒子中的能量是可以利用的。

现在我们已经明白哪种聚变反应可以采用,我们能够阐述下一个问题:

在地球上,我们必须在一個比恒星小很多的空间和更短的时间内达到约束。正如前面提到,使用聚变反应来产生能量的系统需要在每秒内发生这样大量的聚变反

表 1.1 可选择的聚变反应

反 应	
D+T	$\longrightarrow {}^4\text{He}(3.52 \text{ MeV}) + \text{n}(14.06 \text{ MeV})$
D+D	$\longrightarrow {}^4\text{T}(1.01 \text{ MeV}) + \text{p}(3.03 \text{ MeV})$ $\longrightarrow {}^3\text{He}(0.82 \text{ MeV}) + \text{n}(2.45 \text{ MeV})$
D+ ${}^3\text{He}$	$\longrightarrow {}^4\text{He}(3.67 \text{ MeV}) + \text{p}(14.67 \text{ MeV})$
T+T	$\longrightarrow {}^4\text{He} + \text{n} + \text{n}(11.32 \text{ MeV})$
${}^3\text{He} + \text{T}$	$\longrightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{n}(12.1 \text{ MeV})$ $\longrightarrow {}^4\text{He}(4.8 \text{ MeV}) + \text{D}(9.5 \text{ MeV})$ $\longrightarrow {}^5\text{He}(2.4 \text{ MeV}) + \text{p}(11.9 \text{ MeV})$
$\text{p} + {}^6\text{Li}$	$\longrightarrow {}^4\text{He}(1.7 \text{ MeV}) + {}^3\text{He}(2.3 \text{ MeV})$
$\text{p} + {}^7\text{Li}$	$\longrightarrow 2{}^4\text{He}(22.4 \text{ MeV})$
$\text{D} + {}^6\text{Li}$	$\longrightarrow 2{}^4\text{He}(22.4 \text{ MeV})$
$\text{p} + {}^{11}\text{B}$	$\longrightarrow 3{}^4\text{He}(8.682 \text{ MeV})$
$\text{n} + {}^6\text{Li}$	$\longrightarrow {}^4\text{He}(2.1 \text{ MeV}) + \text{T}(2.7 \text{ MeV})$

应。这就意味着我们必须通过约束使得核靠得很近而且时间足够长,以便阻止等离子体飞散,从而发生足够数量的聚变反应。

假设等离子体由密度为  $n/2$  的 D 核和  $n/2$  的 T 核组成,在这样一个热稠密等离子体态中,聚变反应率  $W$  由下式给出

$$W = \frac{n^2}{4} \langle v \sigma \rangle \quad (1.8)$$

式中,  $v$ —两种核之间的相对速率;

$\sigma$ —聚变截面。

在等离子体中的粒子具有 Maxwell-Boltzmann 分布速率,平均动能为  $E_k = 3k_B T/2$ 。聚变截面  $\sigma$  强烈依赖于聚变核的相对速率,通过在所有可能的相对速率上平均  $v\sigma$  来得到。图 1.3 显示的是不同聚变反应的速率与温度的函数关系。注意到温度表示为能量的单位,通过单位为 K 的值与 Boltzmann 常数相乘得到。图 1.3 表明在所有温度下 DT 反应的能量产额贡献最大,因此 DT 反应是最容易的反应途径。

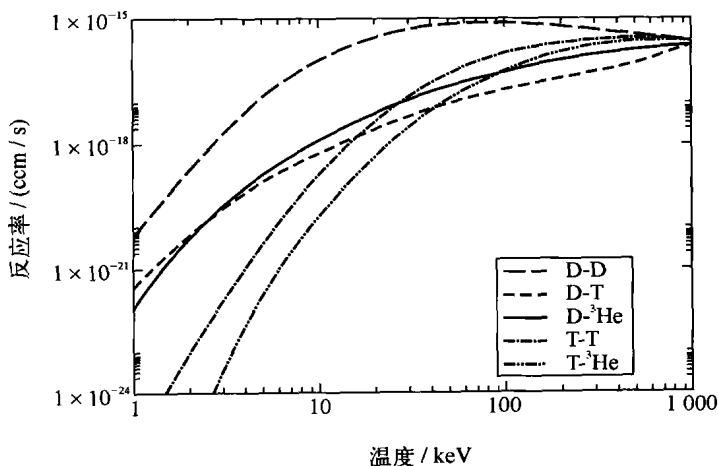


图 1.3 假定 Maxwellian 速率分布情况下,不同聚变反应的反应率与温度的函数关系

在这样一种约束的等离子体中究竟能产生多少能量? 单位时间  $\tau$  产生的能量取决于反应的动能  $Q$  乘以聚变反应率  $W$ ,

$$E = W\tau Q = \frac{n^2}{4} \langle v \sigma \rangle \tau Q \quad (1.9)$$

式中,  $Q$  的单位为 MeV。ICF 研究的最终目标是一种发电反应堆。因此从聚变过



程获得的能量必须比加热等离子体到如此高温所需的能量要高很多。或者换句话说,只有当这个能量比聚变反应前所有粒子的总动能大时,点燃的 DT 等离子体才会获得能量增益。因为核和电子的动能为  $E_{kin} = 3nk_B T$ , 由此得到, 只有当

$$3nk_B T < \frac{n^2}{4} \langle v \sigma \rangle \tau Q$$

满足时, 聚变反应实际上才能释放出比产生高温和高密度等离子体所需能量要多的能量, 重新表达为

$$n \tau > \frac{12k_B T}{\langle v \sigma \rangle Q} \quad (1.10)$$

这个关系叫做劳森判据(Lawson criterion (Lawson, 1957)), 是约束聚变里最基本的关系之一。

除约束问题外, 聚变粒子必须具备足够的动能以便能够发生足够数量的聚变反应。对 DT 燃料这意味着温度近似为 5 keV。在动能  $Q = 17.6$  MeV, 反应堆工作温度约(5~10) keV 的 DT 反应情况下, 劳森判据变为,

$$n\tau \simeq (10^{14} \sim 10^{15}) \text{s cm}^{-3} \quad (1.11)$$

式中,  $n$ ——1 cm<sup>3</sup> 内的粒子数;

$\tau$ ——约束时间。

### 1.3 两种方法-磁约束和惯性约束

如前所述, 为使足够的聚变反应发生: 必须在很高的温度下将等离子体保持在一起足够长的时间。本质上已有两种方法用于探索可行的聚变反应堆: 磁约束(MCF)和惯性约束(ICF), 其目标就是用两种不同的方式来满足劳森判据。MCF 试图将低密度等离子体约束相对长的几秒钟时间; 而 ICF 要在非常短的时间内获得极高的等离子体密度。表 1.2 给出了两种方法约束时间和密度的对比。

表 1.2 MCF 以及 ICF 中的约束参数

	MCF	ICF
粒子密度 $n_e/\text{cm}^{-3}$	$10^{14}$	$10^{26}$
约束时间 $\tau/\text{s}$	10	$10^{-11}$
劳森判据 $n_e\tau/\text{s cm}^{-3}$	$10^{15}$	$10^{15}$