

间接驱动惯性约束聚变

约翰·林德 著

张兰芝 译

中国工程物理研究院核物理与化学研究所

1998 · 科学城

间接驱动惯性约束聚变

约翰·林德 著

张兰芝 译

郑志坚 丁耀南 校

中国工程物理研究院核物理与化学研究所

1998·科学城

间接驱动惯性约束聚变

约翰·林德 著

张兰芝 译

郑志坚 丁耀南 校

《强激光与粒子束》编辑部出版

中国工程物理研究院印刷厂印刷

★

开本 850×1168 1/32 印张 6 26/32 164 千字

1998 年 3 月第一版 1998 年 3 月第一次印刷

印数 1~300 册 定价 28.50 元

(内部出版)

引言

惯性约束聚变(ICF)是依赖于燃料质量的惯性来提供约束的一种聚变。为实现惯性约束条件下有效热核燃烧,装有热核燃料的靶丸(一般为球形壳子)在内爆过程中被压缩,达到高温、高密度。

ICF 靶丸依靠电子传导(直接驱动)或者 X 射线(间接驱动)输运能量,驱动内爆。

对于直接驱动,激光束(或带电粒子束)直接瞄准靶。激光能量是以逆轫致过程或各种等离子体的集体相互作用传递给电子的。

而对于间接驱动,驱动的能量(来自激光束或离子束)首先被包围靶丸的高压壳体(黑腔)吸收,再由被驱动器加热的材料发射 X 射线去驱动靶丸内爆。对于最佳设计的靶,70%~80%的驱动器能量可以转换为 X 射线。最佳的空腔几何条件与驱动器有关。由于降低了对激光束均匀性的要求和降低了对流体动力学不稳定性敏感度,自 1976 年以来,美国 ICF 计划已经集中致力于 X 射线或者说间接驱动途径上了。

由于多年来的实验与理论模拟结果,我们正在确立日益充足的理由,在拟建中的国家点火装置(ICF)上用间接驱动实现点火。黑腔动力学、辐射对称性、流体动力学不稳定性与混合、激光等离子体相互作用、脉冲整形点火靶的必要条件,还有点火的条件与实验所获结果完全一致。

1.8MJ 和 500TW 的 NIF 激光器的设计,在补偿初始的(或基本的)点火靶中的不确定性方面尚有余量。另外,取自 NIF 的数据将为未来能源应用正在考虑的离子束驱动黑腔提供一个坚实的数据库。

本文将分析研究间接驱动 ICF 的必要条件,评述这些条件的理论与实验基础。虽然大部分讨论适用于直接与间接驱动两个方面,但主要焦点在于间接驱动。

约翰·林德,主管 ICF 科学的所长

目 录

第一章	概述.....	1
第二章	美国 ICF 计划间接驱动的历史发展	18
第三章	点火物理学	43
第四章	脉冲整形	50
第五章	内爆动力学	58
第六章	流体动力学不稳定性	65
第七章	靶丸增益	80
第八章	黑腔耦合效率	82
第九章	黑腔辐射均匀性.....	104
第十章	对称性与流体动力学不稳定性的复合试验.....	133
第十一章	黑腔等离子体条件.....	139
第十二章	超热电子预热.....	156
第十三章	国家点火装置和点火靶.....	159
第十四章	惯性聚变能.....	180
参考文献		188

第一章 概述

惯性约束聚变(ICF)是依赖于燃料质量的惯性提供约束实现聚变的一种途径^[1~3]。

要实现充分惯性约束条件有效热核燃烧的高增益 ICF 靶应具有类似于图 1 所示的那些特征。靶丸一般是充以低密度气体($\leq 1.0\text{mg/cm}^3$)的球形壳子。壳子分内外两层,外层是烧蚀层,而冷冻的或液体氘氚(DT)内层为主燃料层。如图 2 所示,DT 聚变反应截面在约 40keV 的相应温度区内^[4],比次最大反应截面近似高两个量级。因此,为近期所设计的点火与高增益靶将采用 DT 燃料。下面所讨论的许多近期靶只是用中子作诊断,所以充有氘-氘(DD)燃料。

来自于驱动器的能量很快地输送到烧蚀层,使它加热并膨胀。

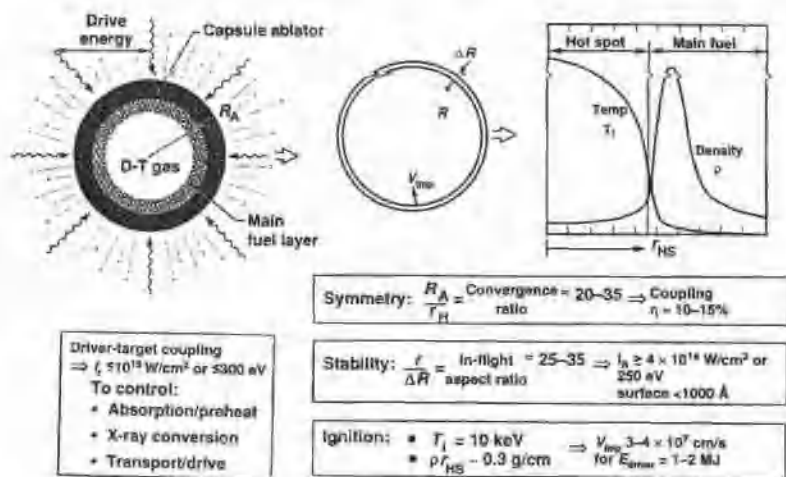


图 1 通用点火靶的靶物理指标。

驱动强度、对称性、不稳定性 and 点火的制约条件

在烧蚀层向外膨胀时,壳子的剩余部分则被迫向内压缩以保持动量守恒。靶丸的行为就好像一球形烧蚀驱动火箭。聚变燃料内爆的效率通常在 5%~15% 的范围内。对内爆燃料所能做的功为烧蚀过程产生的压力与壳子封闭体积的乘积。因此,对给定的压力,可以把封闭体积较大和较薄的壳层加速到比相同质量的较厚壳层更高的速度。可达到的内爆峰值速度将确定壳层中聚变燃料点火所需的最小能量值(和质量)。

在其最终状态下,压力高达约 20 拍帕(PPa)的燃料几乎是等压的,但分成十分明显的两个区域——含有 2%~5% 燃料的中心热斑区和包含剩余质量的稠密主燃料区。聚变在这个中心区引发,并且热核燃烧波阵面迅速地向外传播进入主燃料区,产生高增益。燃料欲进入这种状态的有效组合对驱动的耦合细节有严格要求,包括照射强度的时间过程和内爆流体力学。

在内爆过程中,有几个重要的特性:其一是飞行状态下的纵横比(IFAR),它被定义为内爆时壳层半径 R 与其厚度 ΔR 之比,厚度 ΔR 由于内爆时壳层受到压缩而小于原来的厚度;其二是流体力学不稳定性,它类似于经典的 Rayleigh-Taylor(R-T)流体不稳定性,影响飞行状态下的纵横比的上限,导致压力或者说被吸收的驱动强度的下限值。其三是对兆焦耳级的驱动器,若 $25 < \text{IFAR} < 35$, 峰压值约为 10 TPa, 峰值强度近似 10^{15} W/cm^2 , 这些最小值均与由靶丸尺寸确定的所需内爆速度有关。其四是对于兆焦耳级的激光器,最小速度值是在 $3 \times 10^7 \sim 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 范围内。最后是, R-T 引起的冷热燃料混合的控制,对于中心热斑的有效形成是至关重要的。

图 1 所定义的收缩比 C_r 是烧蚀层初始外半径与最终压缩的热斑半径之比。对点火或高增益靶设计,热斑的收缩比值是 30~40。如果初始半径为 R_A , 平均加速度为 g 的靶在其表面某一位置上具有加速度扰动 δg 的话,那么内爆球形度的偏差则为

$$\delta R = \frac{1}{2} \delta g t^2 = \frac{\delta g}{g} r (C_r - 1) \quad (1)$$

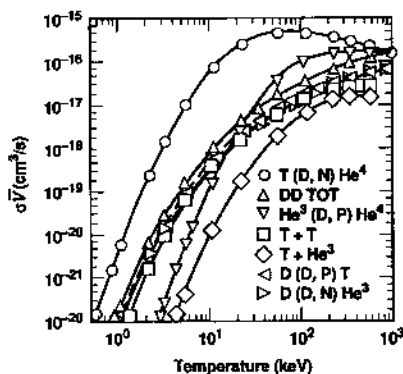


图2 热核反应速率与温度的密切关系和DT是点火的最佳燃料

非对称性内爆, 转换为压缩和加热燃料的可用动能较小。不对称性的允许度与可用动能超过点火阈值的能量有关系, 这一点将在后面讨论。如果要求该偏差小于 $r/4$ (r 是最终压缩半径), 则有

$$\frac{\delta g}{g} \approx \frac{\delta v}{v} < \frac{1}{4(C_r - 1)} \quad (2)$$

v 是内爆速度。由于通常是 $30 \leq C_r \leq 40$, 所以要求加速度与速度均匀到约 1%。

与驱动器能量相关的、使燃料达到有效燃烧和高产额的条件, 可以由惯性约束燃料质量的燃烧分析中得到。每秒热核反应总数 n 为

$$dn/dt = N_D N_T \langle \sigma v \rangle \quad (3)$$

式中 $\langle \sigma v \rangle$ 是处于 Maxwellian 分布的平均反应截面, 而对于等摩尔 (mol) DT 混合物, 则有

$$N_D = N_T = (N_0/2 - n) \quad (4)$$

式中 N_0 是初始总密度数。如果把燃烧的份额定义为 $\phi = 2n/N_0$, 则有

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{N_0}{2} (1 - \phi)^2 \langle \sigma v \rangle \quad (5)$$

如果假定 Maxwell 平均截面在整个燃烧期间近乎不变,那么就可积分方程(5)而得到

$$\frac{\phi}{1-\phi} = \frac{N_0 \tau}{2} \langle \sigma v \rangle \quad (6)$$

式中 τ 是约束时间。在惯性约束中,被点火的燃料质量燃烧通常是由流体动力学膨胀面熄灭的(见第三章的讨论,对于 Nova 上的那些低于点火阈值的靶丸,在发生流体膨胀之前,电子热传导通常就使燃料冷却了)。从燃料的外部来看,稀疏波将以声速 c_s 向内运动,到稀疏波已移动了半径 r 的一部分距离时,大部分燃料的密度已显著下降,因而燃料就不能再充分燃烧了。如果选取

$$\tau \approx r/3c_s \quad (7)$$

这大概可以作为稀疏波通过图 1 中稠密主燃料层的约束时间,那么可把燃烧效率写为

$$\frac{\phi}{1-\phi} = N_0 \langle \sigma v \rangle \frac{r}{6c_s} \quad (8)$$

对于温度介于 20 和 40keV 间的 DT 燃料(一般 ICF 靶丸的燃烧温度),截面与声速之比几乎不变,因而(8)式可以近似为

$$\phi = \frac{\rho r}{\rho r + 6(g/cm^2)} \approx \frac{N_0 \tau}{N_0 \tau + 5 \times 10^{15}(s/cm^3)} \quad (9)$$

对于 DT,密度数 N_0 与质量密度 ρ 由下式关联

$$N_0 = 6.02 \times 10^{23} Z \rho / A \approx 2.4 \times 10^{23} \rho \quad (10)$$

方程(9)可以很好地与大多数高增益 ICF 靶的详细数值模拟相匹敌^[6,7]。若损耗为 33%,需要 $\rho r = 3g/cm^2$ 。如方程(9)所示,ICF 的 ρr 必要条件相当于通常磁聚变能源(MFE)等离子体所引用的 $N\tau$ 必要条件。 $N\tau$ 公式中 5×10^{15} 的因子采用了 20keV 的 DT 截面。在 40keV 时,因子就变成了 3×10^{15} 。比较 MFE 与 ICF 的聚变燃烧条件,我们可以利用这个燃烧效率公式。ICF 和 MFE 两者均涉及等离子体“点火”,但是,这两种聚变途径,点火的含意有所不同。

在 MFE 中,就产生最大量能量途径而言,需要稳态或近稳态运行,以功率平衡确定点火。按照这种途径,在其能量的约束时间

内,热核燃烧产物的能量沉积等于加热等离子体至热核燃烧温度所需的能量时,才发生点火。如果在稳态发生点火,等离子体则不需外源加热就可一直持续下去。

在 20keV 时,加热 1 克 DT 物质至等离子体所需的能量由下式给出

$$E_{\text{DT-heating}} = 0.1152 \times 10^9 T(\text{J/g}) = 2.3 \times 10^9 (\text{J/g})$$

$$T_e = T_i \quad (11)$$

式中 T_e 是电子温度, T_i 是离子温度。热核燃烧产物与各种热核燃料的能量值由表 1 给出。通常由于绝大部分中子在未相互作用下逃逸等离子体,所以能加热燃料的只有带电粒子反应产物。对 DT,源于反应的 α 粒子能量($E_\alpha=3.5\text{MeV}$)约是所产生总能量的 20%。如果假定所有 α 粒子的能量都沉积,那么每克燃料中的沉积能量为

$$E_{\text{thermonuclear } \alpha\text{-particle}} = \frac{6.68 \times 10^{10} n\tau}{n\tau + 5 \times 10^{15}} (\text{J/g})$$

$$T_i = 20\text{keV 时} \quad (12)$$

表 1 释放的总能量确定能量输出值,
而只有带电粒子能量对 ICF 型靶丸自点火才最有用的

	E/MeV	E^+/MeV (charged particle)	Energy/g
$\text{D}+\text{T} \rightarrow \text{He}^4(3.52\text{MeV})+\text{n}(14.06\text{MeV})$	17.58	3.52	3.39×10^{11}
$\text{D}+\text{D} \rightarrow \text{He}^3(0.82)+\text{n}(2.45\text{MeV})$			
$\text{D}+\text{D} \rightarrow \text{T}(1.01\text{MeV})+\text{p}(3.03\text{MeV})$	3.6	2.4	8.67×10^{10}
$\text{D}+\text{He}^3 \rightarrow \text{He}^4(3.67\text{MeV})+\text{p}(14.67\text{MeV})$	18.34	18.34	3.53×10^{11}
$\text{T}+\text{T} \rightarrow \text{He}^4+\text{n}+\text{n}$	11.32		1.82×10^{11}

如果以这个简单模型令 $E_{\text{DT-heating}} = E_{\text{thermonuclear } \alpha\text{-particle}}$, 那么当 $n\tau > 1.7 \times 10^{14}$ 或 $\rho r = 0.21$ 时,则发生点火,且对应于约 3.4% 的燃烧效率。如果维持磁约束所需的能量比加热等离子体能量少得多,那么在这种意义上,对于 MFE 等离子体,点火是充分的。由于磁场能量要比磁约束装置中的等离子体能量大得多,所以一般认为采

用超导磁铁可使磁场能量消耗最少。

作为对一种 MFE 装置的聚变功率性能的量度,把聚变功率增益定义为 $Q = P_f / P_i$, P_f 是聚变功率, P_i 是输入功率。聚变功率表示为

$$P_f = \int E_{\text{TN}} \frac{d\phi}{dt} dV \quad (13)$$

而输入功率为

$$P_i = \frac{1}{\tau_E} \int E_{\text{DT-heating}} dV - \frac{1}{5} P_f \quad (14)$$

式中积分是对等离子体体积而言的, $E_{\text{TN}} = 3.34 \times 10^{11} \text{ J/g}$ 是每克 DT 反应产生的能量, $E_{\text{DT-heating}}$ 是引自方程(11)DT 的热容量。方程(14)中假定了 P_f 的 $1/5$ 是全部 α 粒子能量,并沉积在等离子体中。能量约束时间 τ_E 表征着由穿过场输运与辐射,等离子体能量损耗时的速率。当 $P_i = 0$ 或 $Q = \infty$ 时发生点火。而实际的 MFE 反应堆将在略低于点火极限下运行,以维持稳定工作状态,因此, $Q \approx 20$ 是合乎要求的^[8]。最近,DT 等离子体的实验已经达到了 $Q \approx 1/4$ ^[9]。

在本质上属脉冲型的 ICF 中,当中心热斑的能量产生和 α 沉积可以充分地引发向周围主燃料传播的自持燃烧波时,将发生点火。为补偿驱动器和内爆的低效,ICF 靶必须具有很高的燃烧效率,而大部分燃料须由热斑向外传播的燃烧波加热。

靶增益,被定义为所产生的热核能量与靶上驱动器能量之比,它与 MFE 中的 Q 值则极为等当。如第十四章所述,ICF 中能量产生需要的靶增益很高,使得增益与驱动器效率的乘积大约为 10。由于与驱动器效率有关,所以要求靶增益是 30~100,或更高方可满足此条件。

在实验室里,DT 燃料质量的压缩只能达到 $\rho r = 3 \text{ g/cm}^2$,这是 $1/3$ 燃烧效率所必需的,约比 MFE 等离子体点火的燃烧效率高 10 倍。对球体来说,有

$$M = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho r)^3}{\rho^2} \quad (15)$$

因此, $\rho r = 3\text{g/cm}^2$ 所需的质量(也还为固定耦合效率的驱动器能量)将以 $1/\rho^2$ 定标。在 0.21g/cm^3 正常液体密度, 需要高于 2.5kg DT 。如果点火是这么多的质量, 那就应当得到约 $3 \times 10^{14}\text{J}$ 或 70kt 的能量当量。另外, 在密度为 400g/cm^3 时, 对于半径 r 和厚度 $r/2$ 的球壳, 5mg 质量就会具有 $\rho r = 3\text{g/cm}^2$ 。这些质量约有 $6 \times 10^8\text{J}$ 的能量当量, 且不难充装。在每秒 $5 \sim 6$ 个脉冲时, 这种靶作为能源可驱动 1GW 功率的反应堆。

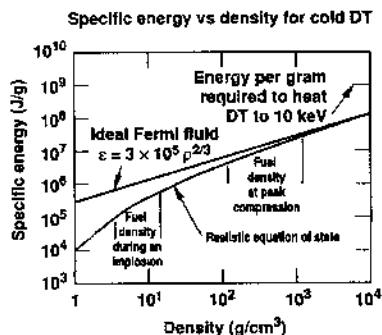


图3 示出对于 ICF 感兴趣的密度。

费米简并压缩所需的能量比点火能量小得多

如图3所示, 如果DT在压缩期间近乎费米简并, 那么压缩是经济的, 因为压缩所需的能量比相同燃烧质量点火所需能量少。费米压缩能量可由简单的估计而得到。每一个费米粒子将占据 h^3 的相空间体积, 那么在体积 V 内 N 个粒子必须占据的相空间体积为

$$\sum_s \int_V \int_{p_f} d^3x d^3p = (2s+1)V \frac{4\pi}{3} p_f^3 = N h^3 \quad (16)$$

对于自旋 $s=1/2$ 的粒子, 自旋态总和 Σ_s 为2。费米能量被定义为 $\epsilon_f = p_f^2/2m$, p_f 为最高能量粒子的动量, 或者

$$\epsilon_f (\text{eV}) = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{6\pi^2}{2s+1} \frac{N}{V} \right)^{2/3} = 14 \rho^{2/3} (\text{g/cm}^3) \quad (17)$$

每个粒子的平均能量刚好是 $0.6\epsilon_f$, 而DT每克比能 ϵ_{DT} 则如下式

$$\varepsilon_{DT}(\text{J/g}) = 3 \times 10^5 \rho^{2/3} (\text{g/cm}^3) \quad (18)$$

当有某一限定温度时,方程(18)变为^[10]

$$\varepsilon_{DT} = 3 \times 10^5 \rho^{2/3} \left[1 + 0.02 \left(\frac{T_e^2 (\text{eV})}{\rho^{1/3}} \right) \right] \quad (19)$$

方程(19)表明在密度为 1g/cm^3 时,DT 温度必须低于几个电子伏,否则限定温度的修正开始变得很大。方程(18)与(19)忽略了影响 DT 真实状态方程的离子所起的作用与分子效应。为了象 Sesame 表给出的那样,与精确状态方程得出的比能比较,把方程(18)绘于图 3 中。

虽然压缩在能量上颇具吸引力,它使有效燃烧所需的驱动器规模减小,但是高增益也还需要热斑点火。例如,使 5mg 压缩到 400g/cm^3 需要 $6.5 \times 10^4 \text{J}$ 。但要使这么点质量加热至 5keV 却需要约 $3 \times 10^6 \text{J}$ 。假如内爆有 5% 的总效率,那么驱动器规模则必须是 $6 \times 10^7 \text{J}$ 左右。这几乎是实验室驱动器所考虑的上限,但 $1/3$ 燃烧效率的靶增益仅仅是 10。另外,假如靶可以由约含 2% 总质量的中心热斑点火,加热这点质量所需能量就只有 $6 \times 10^4 \text{J}$ 左右。用于压缩与点火的总能量约是 $1.25 \times 10^6 \text{J}$ ($2.5 \times 10^7 \text{J/g}$),驱动器的规模为 $2.5 \times 10^6 \text{J}$,而增益要大于 200。由于与驱动器效率有关,对于诸多的 ICF 应用来说,一般需要靶增益为 30 至 100。在高等熵线上的中心燃料物质压缩期间,将形成热斑。其热斑温度上升,只要内爆燃料物质做功 ($p dV$) 所获得的能量和带电粒子沉积能量超过由辐射和电子热传导所损耗的能量就行^[12],见第三章所述。一旦发生点火,就由电子热传导和 α 粒子沉积加热周围的主燃料层,产生向外的热核燃烧波进入主燃料层。点火时压缩燃料的典型状态如图 1 所示。

对于有效的自加热,热斑 ρr 须超过 α 粒子射程。 α 粒子的射程能量关系式^[13],按 Fraley 近似为^[14]

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dx} = & -26.9 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \frac{U^{1/2}}{T_e^{1/2}} \left\{ 1 + 0.168 \ln \left[T_e \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} \right] \right\} - \\ & 0.055 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \frac{1}{U} \left\{ 1 + 0.075 \ln \left[T_e^{1/2} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} U^{1/2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

式中第一项是 α 粒子与电子的相互作用,第二项是 α 粒子与离子的相互作用。 $U \equiv E_\alpha/3.5\text{MeV}$, 和 $\rho_0 = 0.25\text{g/cm}^3$ 是固体 DT 密度。图 4a 是各种密度下 α 粒子的射程与 $T_e(\text{keV})$ 的函数曲线。在低温时,大部分 α 粒子能量沉积在电子上,如图 4b 所示。固体密度的 DT,在温度低于大约 32keV 时,大部分能量施予电子。Fraley 等人发现在固体 DT 密度中 α 粒子射程 $\rho\lambda_\alpha(\text{g/cm}^2)$ 可近似为

$$\rho\lambda_\alpha(\text{g/cm}^2) = \frac{1.5 \times 10^{-2} T_e^{5/4}}{1 + 8.2 \times 10^{-3} T_e^{5/4}} \quad (21)$$

式中电子温度 T_e 以 keV 为单位。在 10keV , 若一般热斑密度为 $10 \sim 100\text{g/cm}^3$, α 粒子射程约为 0.3g/cm^2 , 如第三章的讨论,对一般高增益 ICF 靶丸,自持燃烧波点火,需要温度约为 10keV 及 $\rho r \approx 0.3\text{g/cm}^2$ 的热斑。对于正在为 NIF 设计的靶,点火与燃烧传播在第十三章要进一步讨论。

ICF 靶丸内爆可用火箭方程描述^[15]:

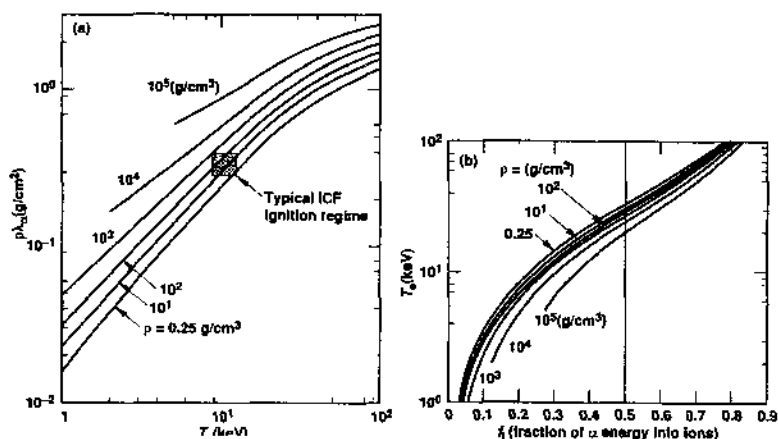


图 4 示出有效 α 俘获需要 $\rho r \approx 0.3\text{g/cm}^2$

(a) α 粒子射程 $\rho\lambda_\alpha$ 与 T_e 的关系; (b) α 能量吸收

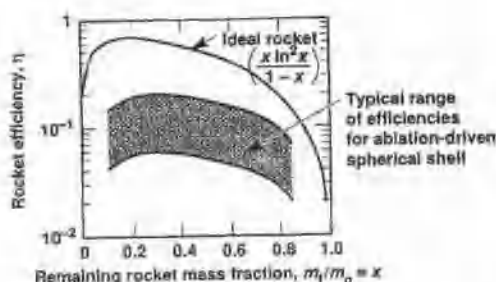


图5 示出亚声速烧蚀遵守等温火箭方程。典型辐射驱动内爆具有15%~20%的效率。直接驱动的效率与激光波长和照射几何有关,但一般为5%~10%; $x=m_f/m_0$ 是最终壳层质量 m_f 与初始质量 m_0 之比

$$V_{\text{shell}} = \frac{P_a}{\dot{m}} \ln\left(\frac{m_0}{m_f}\right) \equiv V_{\text{exhaust}} \ln\left(\frac{m_0}{m_f}\right) \quad (22)$$

在方程(22)中, P_a 是烧蚀压力, $\dot{m}$ 是单位面积的质量烧蚀速率, m_0 是初始壳层质量, m_f 是燃料或有效载荷质量。对于理想火箭和烧蚀驱动火箭,火箭效率与 m_f/m_0 的曲线如图5所示。烧蚀驱动火箭的峰值效率一般比理想火箭的小4倍或更小,这是因为喷气流被驱动内爆的入射能流连续加热的缘故。关于内爆动力学的问题在第五章里要进一步讨论。

ICF靶丸依靠电子热传导(直接驱动)或者X射线(间接驱动)来传输能量,驱动内爆。直接驱动中,激光束(或带电粒子束)直接瞄准在靶上。激光能量以逆韧致或等离子体各种集体过程传递给电子。这种吸收发生在粒子密度等于或小于等离子体临界密度区, $n_e(\text{cm}^{-3})=10^{21}/\lambda^2$,其 λ 为激光波长,以 μm 为单位。电子热传导必然把能量输运到烧蚀阵面,其阵面的电子密度一般约 $10^{24}/\text{cm}^3$ 。能流的均匀性必须通过大量十分均匀的束直接叠加或者由横向电子热传导平滑来得到。直到1992年12月停止运行为止,罗切斯特大学激光工程实验室的Omega激光器一直是美国直接驱动内爆实验的主要装置^[16,17],Omega是24束的钨玻璃激光

装置,具有输出 0.6ns 脉宽、0.35 μ m 激光波长、2~3kJ 的能力。现在,劳伦兹·利弗莫尔国家实验室正与罗切斯特合作在 Nova 上进行平面靶实验,研究直接驱动的流体动力学不稳定和束光滑性(均匀性)^[18,19]。这些实验利用脉宽约为 3ns、能量 2~3kJ 的 Nova 单束光。除美国外,日本大阪大学 GEKKO XII 也是进行直接驱动实验的主要装置。12 束 GEKKO 激光装置在 1ns 脉宽可以给出 0.5 或 0.35 μ m 激光波长,约 10kJ 能量^[20]。罗切斯特已经完成了 Omega 60 束的升级改造。升级的 Omega 在各种脉冲形状下,输出能量已超过 40kJ^[21,22]。海军研究实验室(NRL)正在建造的称为 NIKE^[23,24]的 KrF 激光器,设计为在 3~4ns 脉宽下能输出 2~3kJ 能量。主要想把这个激光器作为 NRL 束光滑技术的试验平台,所谓无阶梯镜(echelon-free)ISI 试验台和作为 ICF 应用所需的精密 kJ 级 KrF 激光器技术的开发步骤。预计 NIKE 于 1995 年开始靶实验。

由于对激光束均匀性条件的放宽和对流体动力学不稳定性敏感度的降低,自 1976 年以来,美国 ICF 计划已主要致力于 ICF 的 X 射线即间接驱动途径上。在间接驱动中,来自于激光束或离子束的驱动器能量首先在包着靶丸的高 Z 封闭腔,即“黑腔”中被吸收。由驱动器加热的材料发射 X 射线去驱动靶丸内爆。对最佳设计的靶,可有 70%~80%的驱动器能量转换成 X 射线。最佳的黑腔几何结构与驱动器有关。

激光与重离子束驱动器的黑腔示于图 6。为使靶丸上能流均匀,选择了特别细致的几何结构。对称性条件将对驱动器束的排布和黑腔几何结构提出要求,包括靶丸与腔体尺度的比值,黑腔内部结构和各种其它细节等内容,见第四章的讨论。

一般来说,为达到辐照对称性,所设计的有两个激光入射孔(LEH)的激光驱动黑腔是以长度与直径之比大于 1 而伸长的。这种几何设计是由于要补偿限定激光束的 LEH 处 X 射线发射不足,而激光束所在处的 X 射线发射大于较靠近 LEH 的其余黑腔壁处的发射。在球形几何中,束的适当定位,在束通过 LEH 时会

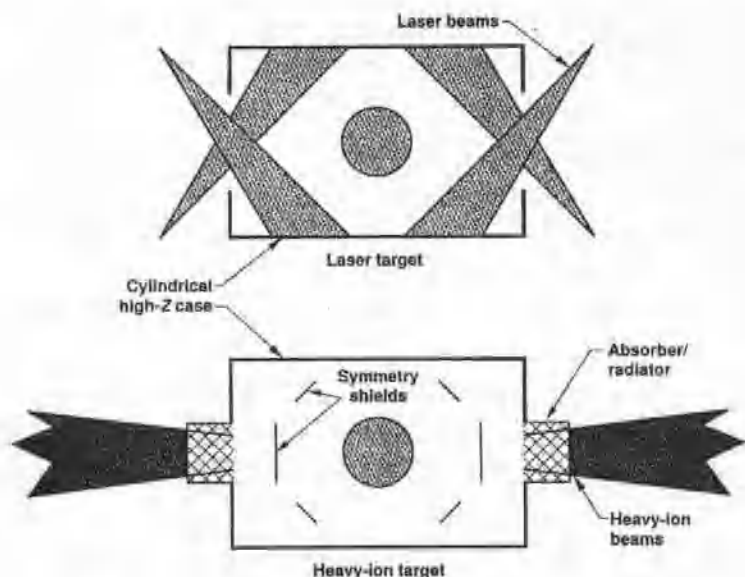


图6 间接驱动靶, Nova 和国家点火装置实验是与激光和重离子束两者的靶丸相关的。靶丸内爆和燃烧物理学, 以及黑腔力能学与 X 射线输运基本上是与驱动器无关的。

造成很大的人射角度。这么大的角度致使 LEH 遮挡了束或者 LEH 要做得很大。对于球形腔, 另一个供选择的方案, 束可以通过靶丸瞄准指向对面的 LEH。这对短脉冲可以用, 而对于较长脉冲, 靶丸喷射等离子体会干扰束的传播。有一些球形的激光驱动黑腔有两个以上的激光入射孔。这种设计须以尽可能小的腔体补偿 LEH 所增加的辐射损耗。

为控制对称性, 靶必须装有内屏蔽片, 所以图 6 所示的离子束驱动器黑腔是细长形的。在第十四章讨论的, 一些球形离子驱动黑腔利用的辐射体超过两个。

激光驱动的间接驱动点火靶的物理性能如图 1 所示。驱动器与靶耦合问题, 诸如激光吸收、X 射线转换和输运, 将限制激光驱