

浅谈激光聚变

朱少平^{1,*} 罗民兴²

(1 北京应用物理与计算数学研究所, 北京市海淀区, 邮编 100094)

(2 北京计算科学研究中心, 北京市海淀区, 邮编 100093)

A brief introduction to laser fusion

ZHU Shao-Ping^{1,*} LUO Min-Xing²

(1 Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

(2 Beijing Computational Science Center, Beijing 100093, China)

* email: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn

摘要 美国国家点火装置的物理实验结果, 跨越了热核聚变点火这一标志性的门槛, 再次引起了学术界和大众对可控热核聚变研究的兴趣。本文介绍了热核聚变的基本概念、激光聚变的主要内涵和激光聚变点火研究的进展。

关键词 热核聚变, 激光聚变, 聚变点火

Abstract The experimental results announced by the USA National Ignition Facility, crossing the landmark threshold of thermonuclear fusion ignition, have rekindled the interest in controlled thermonuclear fusion of both academia and the general public. In this paper, an overview is presented of the basic concepts of thermonuclear fusion, the implications of laser fusion, and recent progress in laser fusion ignition research.

Keywords thermonuclear fusion, laser fusion, fusion ignition

一 引言

2022年12月5日, 美国国家点火装置 (National Ignition Facility, 简称 NIF) 利用 2.05MJ 激光驱动能量, 获得了 3.15MJ 的氘氚聚变放能, 人类历史上首次在实验室实现了聚变放能大于驱动能量, 跨越了热核聚变点火这一标志性的门槛。此后又有三次实验实现了聚变放能大于驱动能量: 2023年7月30日, NIF 采用 2.05MJ 激光驱动能量, 获得了 3.88MJ 的氘氚聚变放能; 2023年10月8日, NIF 采用 1.9MJ 激光驱动能量, 获得了 2.4MJ 的氘氚聚变放能; 2023年10月30日, NIF 采用 2.2MJ 激光驱动能量, 获得了 3.4MJ 的氘氚聚变放能。NIF

装置的实验结果是美国在激光聚变领域取得的最重要的成就，也是人类可控热核聚变研究的重大进展。

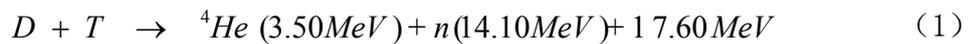
实验室可控热核聚变研究始于上个世纪 50 年代初，迄今为止已经有约 70 年的研究历史，一直受到人们的关注，包括支持和质疑。NIF 装置的实验结果再次引起了学术界和大众对可控热核聚变研究的兴趣。本文简要地介绍了热核聚变的基本概念、激光聚变的主要内涵和激光聚变点火研究的进展。

二 热核聚变

两种原子核发生反应形成新原子核时，由于反应前后原子核的质量差异，可以释放出能量也可以消耗能量。如果释放能量，称为放热反应；如果消耗能量，称为吸热反应。重核的裂变反应和轻核的聚变反应是最主要的放热反应。

两种轻原子核聚合形成一个重原子核的过程被称为聚变反应，由于反应前原子核的总质量大于反应后原子核的总质量，聚合过程释放出巨大的能量。对于人类来说，巨大的能量意味着巨大的应用。首先，人类利用这一巨大的能量制造出了威力巨大的武器—氢弹，此事发生在 20 世纪 50 年代。另一方面，自 20 世纪 50 年代开始，人类一直在孜孜追求利用聚变过程释放出的巨大能量，以解决能源这一人类社会发展的重大问题。

氘是氢的同位素，是最容易发生聚变反应的原子核，所以实验室开展的聚变研究主要采用氘为聚变燃料。一个氘核与一个氚核反应形成一个中子和一个 ^4He 原子核（ α 粒子），



上述反应中，氘原子核的质量为 2.013552u，氚原子核的质量为 3.016609u，中子的质量为 1.008665u， ^4He 原子核的质量为 4.002602u，这里 u 为原子质量单位， $u = 1.6605655 \times 10^{-24} \text{g}$ 。反应前后质量亏损 Δm 为 0.018894u，亏损的质量对应于 17.6MeV 的能量，转换为中子和 α 粒子的动能，也就是聚变反应放能。根据能量守恒 $m_n v_n^2 / 2 + m_{\text{He}} v_{\text{He}}^2 / 2 = \Delta m c^2$ 和动量守恒 $m_n v_n + m_{\text{He}} v_{\text{He}} = 0$ ，可以得到 $m_{\text{He}} v_{\text{He}}^2 / 2 = m_n (\Delta m c^2) / (m_n + m_{\text{He}})$ 和 $m_n v_n^2 / 2 = m_{\text{He}} (\Delta m c^2) / (m_n + m_{\text{He}})$ ；中子质量占中子和 α 粒子质量之和的 1/5，因此中子动能占聚变反应放能的 4/5，为 14.1MeV； α 粒子质量占中子和 α 粒子质量之和的 4/5，因此 α 粒子动能占聚变反应放能的 1/5，为 3.5MeV。

核子数比为 1:1、质量等于 1 克的氘氚，包含有 1.2×10^{23} 个氘核和 1.2×10^{23} 个

氘核。全部发生聚变反应，就要释放出 $1.2 \times 10^{23} \times 17.6 \text{ MeV} = 3.38 \times 10^{11} \text{ J}$ 的能量。

1 吨 TNT 炸药爆炸放出的能量等于 $4.19 \times 10^9 \text{ J}$ ，换言之 1 克氘氚聚变反应释放的能量相当于 81 吨 TNT 炸药爆炸放出的能量。

聚变反应能够释放出巨大的能量，但是聚变反应不容易发生。原子核氘和氚均带正电，相互间存在排斥力

$$\mathbf{F} = -\frac{q_D q_T \mathbf{r}}{r^2} \quad (2)$$

和排斥势

$$\varphi = \frac{q_D q_T}{r} \quad (3)$$

这里 q_D 和 q_T 分别是氘核与氚核的电荷， $q_D = q_T = e$ 。假定原子核氘和氚相距无穷远时，两者间的相对速度为 \mathbf{v}_0 ；两者相距 r 时，相对速度为 \mathbf{v} 。则在质心坐标系中，有能量守恒关系

$$\frac{1}{2} m \mathbf{v}^2 + \frac{q_D q_T}{r} = \frac{1}{2} m \mathbf{v}_0^2 \quad (4)$$

其中 $m = \frac{m_D m_T}{m_D + m_T}$ 为约化质量， m_D, m_T 分别是原子核氘与氚的质量。两个原子核

要发生聚变反应，必须克服库仑排斥势，也就是说 \mathbf{v}_0 不能太小。对于原子核氘和氚，两者间的排斥势约为 0.42 MeV ，根据 $m \mathbf{v}^2 / 2 = 0.42 \text{ MeV}$ 估算，氘原子核与氚原子核的相对速度大约是光速的 3%。上述估计是基于经典物理理论，根据这个估计发生聚变的条件是非常严苛的。但是量子力学有一个隧道效应，该效应表明入射粒子的能量低于势垒的高度，还存在一定的几率穿透势垒。正是因为量子力学的隧道效应，发生聚变反应的条件大幅下降。

两个原子核氘和氚，两者以相对速度 \mathbf{v} 相碰，发生核反应的概率用截面 $\sigma(\mathbf{v})$ 来描述， $\sigma(\mathbf{v})$ 具有面积量纲，是相对速度 \mathbf{v} 的函数。设单位体积中原子核氘的数目为 n_T ，原子核氘的数目为 n_D 。原子核氘穿过单位体积时与原子核氚发生聚变反应的概率为 $n_T \sigma(\mathbf{v})$ ，而单位时间内穿过单位面积的原子核氘的数目为 $n_D \mathbf{v}$ 。于是单位时间、单位体积中发生聚变反应的次数为

$$n_D \cdot n_T \cdot \sigma(\mathbf{v}) \cdot \mathbf{v} \quad (5)$$

每发生一次聚变反应，就损失一个原子核氘。则在单位时间、单位体积中原子核氘的损失为

$$\frac{dn_D}{dt} = -n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \sigma(v) \cdot v \quad (6)$$

要获得巨大的聚变能量，必须要有大量的氘氘发生聚变反应。所以今天人们研究的聚变，是发生在大量原子核组成的系统中的，这就引入了一个概念：热核聚变。所谓热核聚变，就是大量聚变燃料处于局域热动平衡状态（也就是原子核数目随其能量的变化满足 Maxwell 分布）时的聚变反应。对于通常的由大量原子核组成的氘氘系统，发生库仑碰撞的概率远远高于发生聚变反应的概率，所以假定粒子处于局域热动平衡状态是合理的近似。在下面的讨论中，我们提及的聚变都是指热核聚变。

由大量氘和氘原子核组成的聚变系统，每个原子核的运动速度并不相同，原子核间的相对速度也不同。在计算单位时间、单位体积中原子核氘损失时，必须对各种可能的原子核运动进行平均，也就是 $\sigma(v) \cdot v$ 应该对各种可能的相对速度进行平均。平均后的 $\sigma(v) \cdot v$ 用 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT}$ 表示，称之为原子核氘和原子核氘的热核反应速率。经过平均后，方程（6）可以写成

$$\frac{dn_D}{dt} = -n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT} \quad (7)$$

原子核氘和原子核氘发生聚变反应，产生了中子和 α 粒子，则由于这个反应，单位时间单位体积中 α 粒子的增加为

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = n_D(t) \cdot n_T(t) \cdot \langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT} \quad (8)$$

通常情况下 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT}$ 是按照热动平衡时的粒子速度分布函数进行平均，是原子核温度 T 的函数。需要注意，截面 $\sigma(v)$ 随原子核相对速度增长很快，所以原子核分布函数的形式对 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT}$ 的数值影响很大。对于氘氘聚变反应，温度处于 $(0.2 - 100) \text{ keV}$ 范围内反应速率为^[3]，

$$\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT} = C_1 \frac{\xi^2}{\zeta^{5/6}} \exp(-3\zeta^{1/3} \xi) \text{ cm}^3 / \text{sec} \quad (9)$$

其中

$$\zeta = 1 - \frac{C_2 T + C_4 T^2 + C_6 T^3}{1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3}, \quad \xi = \frac{C_0}{T^{1/3}} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
C_0 &= 6.6610 \text{ keV}^{1/3}, & C_1 &= 643.41 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 / \text{sec}, \\
C_2 &= 15.136 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}, & C_3 &= 75.189 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}, \\
C_4 &= 4.6064 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}^2, & C_5 &= 13.500 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}^2, \\
C_6 &= -0.10675 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}^3, & C_7 &= 0.01366 \times 10^{-3} \text{ 1/keV}^3
\end{aligned} \tag{11}$$

这里温度 T 以 keV 为单位。图 1 给出了氘氚的反应速率 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT}$ 随温度的变化。在文献【4】中，给出了反应速率的另一种表达式，这一表达式经常被使用，

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = 3.68 \times 10^{-12} T^{-2/3} \exp(-19.94 T^{-1/3}) \text{ cm}^3 / \text{sec} \tag{12}$$

温度处于 $(3.5 - 6.5) \text{ keV}$ 范围内，这是当前激光聚变研究最关注的温度范围，氘氚反应速率可近似为 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT} \approx 4.2 \times 10^{-20} T^m \text{ cm}^3 / \text{sec}$, $m = 3.6$ 【5】。

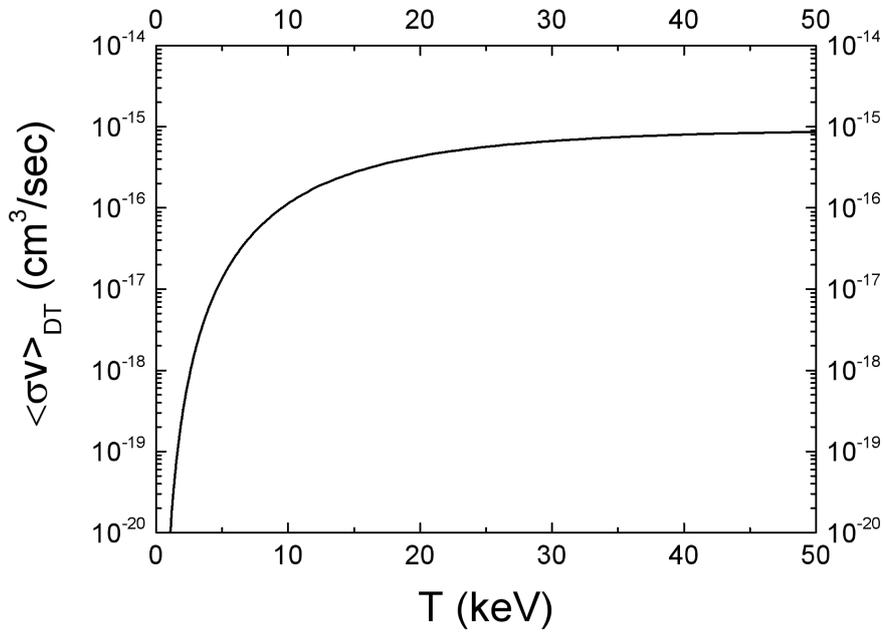


图 1 氘氚的反应速率 $\langle \sigma(v) \cdot v \rangle_{DT}$

根据方程 (8)，一个由氘氚原子核组成的系统，单位体积聚变发生的次数为

$$\Delta n_\alpha \sim n_D(t) \cdot n_T(t) \langle \sigma(v) v \rangle_{DT} \tau \sim \rho^2 \cdot T^m \cdot \tau, \tag{13}$$

这里 ρ 是氘氚等离子体的质量密度，单位为 g / cm^3 ，对于核子数比为 1:1 的氘氚等离子体， $n_D = n_T = 1.2 \times 10^{23} \rho$ ； τ 为聚变状态保持时间（约束时间）。相应的单位体积聚变放能为

$$E_f = 17.6 \cdot \Delta n_\alpha \text{ MeV} \sim 17.6 \cdot \rho^2 \cdot T^m \cdot \tau \text{ MeV} \quad (14)$$

正比于氘氚密度、氘氚温度和约束时间。就作者的认识，所有的聚变研究，本质上均是围绕提高温度、密度和约束时间展开，只是不同的聚变方式，要求的温度、密度和约束时间不同。表 1 给出了惯性约束聚变和磁约束聚变对等离子体温度、密度和约束时间的要求。

表 1 不同聚变方式对温度、密度和约束时间的要求（燃料为氘氚）

约束方式	温度 (度)	密度 (g/cm^3)	压强 (大气压)	约束时间
惯性约束	大于 5 千万	100-1000	数千亿	10^{-10} 秒量级
磁约束	亿	10^{-9}	1 个大气压量级	分钟量级

标度关系 (13) 或 (14) 告诉我们，足够多的聚变反应可以通过提高氘氚等离子体的密度获得，也可以通过提高约束时间获得；前者是惯性约束聚变技术途径的基本出发点，后者是磁约束聚变技术途径的基本思路。

对于磁约束聚变，聚变等离子体被外加磁场约束，外加磁场的强度为几个特斯拉。强度为一个特斯拉的磁场，其磁压为 4 个大气压；等离子体要被磁场约束住，等离子体的压强需要小于磁压。在磁约束聚变中，人们定义等离子体压强与磁压之比为 β 因子，一般 β 要小于 10%。如果外加磁场为 3 个特斯拉，磁压就是 36 个大气压；取 $\beta = 10\%$ ，氘氚等离子体的压强就是 3.6 个大气压。对于氘氚等离子体，压强 $p = (n_e + n_D + n_T)k_B T = 0.32 (n_e / 10^{14} \text{ cm}^{-3})(T_e / \text{keV}) \text{ atm}$ ；取温度为 10 keV ，压强 3.6 个大气压，就意味着等离子体的电子数密度约为 $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ，这比空气中的粒子数密度还要低 5 个量级。对于磁约束聚变，由于等离子体的密度很低，要获得足够的聚变放能，必须长时间地保持等离子体处于聚变反应之状态。

对于惯性约束聚变，驱动源的脉宽长度只有十几个纳秒，核反应的时间为百皮秒量级，所以要求高密度，通过短时间内的猛烈热核聚变反应获得一定的聚变能量。在今天的激光惯性约束聚变中心点火技术方案中，中心热斑氘氚等离子体的密度需要约 $100 \text{ g}/\text{cm}^3$ ，温度需要约 5 keV ；周围主燃料层的氘氚等离子体密度约为 $1000 \text{ g}/\text{cm}^3$ 。对于核子数 1: 1 的氘氚等离子体，质量密度 $100 \text{ g}/\text{cm}^3$ 对应着

电子数密度 $n_e = 2.4 \times 10^{25} \text{cm}^{-3}$ ；温度为 5keV ，意味着热斑等离子体的压强 $p = 3.8 \times 10^{11} \text{atm}$ ，这是非常高的压强。压强是单位面积上的力，也就是单位体积中的能量，高压强就是高能量密度。

从上面的分析可知，虽然均是热核聚变，磁约束聚变与惯性约束聚变的内涵还是有许多不同的。从等离子体物理的角度，磁约束聚变等离子体是高温、低密度等离子体；惯性约束聚变等离子体是高温、高密度等离子体，也就是高能量密度等离子体。从研究目的的角度，磁约束聚变是为了聚变能源；而惯性约束聚变近中期的目的是为了核爆炸的实验室模拟研究和高能量密度物理前沿研究，远期的目的是为了聚变能源。

顺便提一下“惯性约束聚变”这个名词的由来。加州大学圣地亚哥分校物理学教授 Keith A. Brueckner 在文献【6】中写了这样一段话“The problem which I studied was the use of a number of large lasers, focused on a small sphere of mixed deuterium and tritium, to heat the plasma to sufficiently high temperature for fusion reactions to start. The resulting pressure in the heated sphere would, however, be very high causing the sphere to expand. The duration of the process would therefore be determined by the inertia of the sphere, which would somewhat delay the expansion. This basic feature of the fusion reaction, therefore gave this field the name “Inertial Confinement Fusion” or ICF, to be contrasted with the method which had been studied much more widely from the early 1950’s, which relied on the use of a strong magnetic field to confine the fusion plasma at extremely low density”。简单一点说，惯性约束聚变就是利用物质的惯性来约束处于高能量密度状态的聚变等离子体。实际上，在惯性约束聚变中，不仅仅是约束高能量密度等离子体，产生高能量密度等离子体也同样利用了物质的惯性，即利用了物质动能至内能的转换。

三 激光聚变

激光惯性约束聚变简称为激光聚变，是利用激光装置，直接、间接或混合驱动含有氘氚燃料的靶丸，将氘氚等离子体压缩和加热到高能量密度状态并约束一定的时间，实现聚变放能的过程。

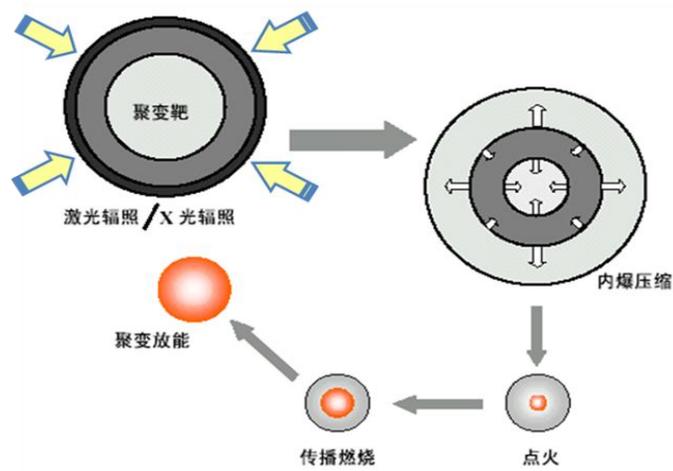


图1 激光聚变各阶段示意图

激光聚变的动作过程可以归纳为四个阶段：强光辐照、内爆压缩、聚变点火及聚变燃烧。所谓强光辐照就是激光束（或 X 光）快速加热靶丸表面，形成一个等离子体烧蚀层；内爆压缩是利用靶丸表面热物质向外喷发，从而反向压缩燃料；聚变点火是通过向心聚爆过程，氘氚核燃料达到高温、高密度状态；聚变燃烧是热核燃烧在被压缩燃料内部蔓延，聚变放能大于驱动能量，获得能量增益。图 1 是激光聚变各阶段的示意图。

1960 年激光器问世不久，前苏联科学家 Basov 等人^[7]就提出利用激光产生高温等离子体的思想；1964 年，美国科学家 Dawson 发表了利用大能量激光产生高温等离子体的文章^[8]；1964 年 10 月 4 日，我国科学家王淦昌撰写了《利用大能量的光激光器产生中子的建议》一文^[9]，提出了利用激光打靶产生中子的设想（该文后来发表在《中国激光》杂志）。这些思想和研究是激光聚变概念的雏形。1972 年，美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室（Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL）的 J. H. Nuckolls 等人在自然杂志上发表文章^[10]，系统研究了利用激光直接驱动 DT 微球内爆实现高压压缩热核聚变的技术途径，此文对激光聚变研究具有里程碑的意义。早期的激光聚变研究几乎都采用直接驱动的方式，1975 年，美国 LLNL 的学者 J. D. Lindl 等人^[11]的理论计算表明，有可能采用间接驱动方式，也就是采用激光转换得到的辐射驱动靶丸，实现高增益的激光聚变；在 LLNL 的 Shiva 装置上，开展了首次间接驱动物理实验^[5]。关于激光聚变早期的研究历史，有兴趣的读者可以参考文献【12、13】。

3.1 激光聚变的驱动方式

就驱动方式而言，激光聚变主要有三种不同的方式：间接驱动^[13]、直接驱动^[13]、与直接和间接组合的混合驱动^[14]。

间接驱动，是利用激光束辐照高原子序数材料的黑腔内壁产生 X 光，X 光驱

动置于黑腔中心的靶丸，通过靶丸内爆过程实现热核聚变点火与燃烧的方式。图 2 是激光聚变间接驱动方式的示意图^[13]，黑腔的几何有圆柱形、球形和橄榄形等；靶丸的结构比较简单，由里及外是氘氚气体、氘氚冰和非聚变材料的球壳。

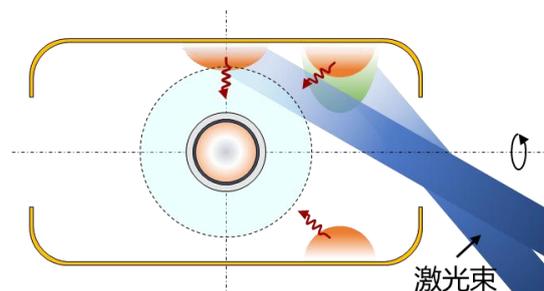


图2 激光聚变间接驱动方式示意图。

图 3 是根据时间顺序分解的激光聚变间接驱动的动作过程图^[15、16、17、18]，包括激光-X 光转换（黑腔物理）和辐射驱动内爆（靶丸物理）两大部分。激光-X 光转换的目的是利用黑腔将激光能量转换为 X 光能量，目标是尽可能实现高的转换效率、尽可能实现对称的 X 光场；辐射驱动内爆的目的是利用 X 光能量将氘氚压缩加热到高密度、高温度并保持一定时间，实现热核聚变点火和燃烧；其目标是实现尽可能对称的压缩，获得高压压缩效率和加热效率。所以选择高原子序数作为黑腔壁材料，主要是由于两个物理考虑^[19]：一是原子序数越高，X 光发射越强，X 光转换效率越高；二是原子序数越高，辐射不透明度越大，通过腔壁漏失的 X 光越少。于是乎，相同的激光能量条件下可以获得更强的 X 射线源（黑腔辐射场）。

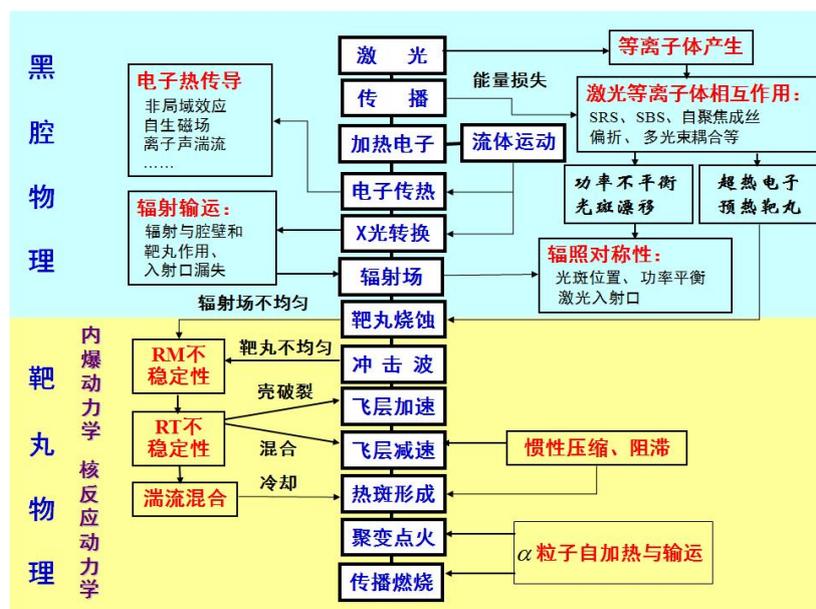


图 3 间接驱动激光聚变过程图^[16]。

当一束强激光照射到黑腔内壁时，在初期非常短的时间内激光能量通过多光子过程被吸收，内壁物质电离产生自由电子。如果有足够大的动能，自由电子将通过碰撞过程加速物质的电离。一旦部分电离等离子体形成，后续的激光能量主要通过光子与电子相互作用过程（逆韧致吸收过程）被吸收。黑腔壁为高Z材料，吸收的激光能量大部分在电子热传导区转换为X光；这些X光在腔内传输，通过腔壁吸收和再发射，激光光斑处产生的非平衡X光被改造为充满整个黑腔的均匀软X光。黑腔内X光的温度与激光能量、激光波长、黑腔大小、腔壁材料、激光入射孔大小等有很复杂的关系。在目前的激光聚变点火物理实验中，黑腔辐射场的峰值温度要高于300电子伏特。

对激光-X光转换过程的研究，能够极大地深化对非平衡辐射流体物理的认识，而非平衡辐射流体物理是核武器物理研究的核心内容。另一方面，通过黑腔转换得到的强辐射源可为高能量密度等离子体物理研究提供不可或缺的实验条件，使得人们能够在实验室条件下研究辐射与物质相互作用、辐射不透明参数及状态方程参数等重要物理问题，这些问题同样是核武器物理研究的核心内容。

当激光注入黑腔时，在黑腔内很快产生等离子体，激光在等离子体中传播激发多种微观参量不稳定性，如受激拉曼散射、受激布里渊散射、双等离子体衰变等；不同的激光束之间还会发生能量转移。这些微观不稳定性会反射激光，带来激光能量损失，破坏激光束间的能量和功率平衡。这些微观不稳定性会产生超热电子；超热电子能量被靶丸吸收，影响内爆压缩对称性；超热电子预热氘氚燃料，影响内爆压缩效应。对于激光聚变，激光等离子体相互作用是最基础的研究内容，也是制约实现热核聚变点火的关键点之一，抑制激光等离子体相互作用的影响始终是激光聚变研究的重要课题。激光注入黑腔产生等离子体，等离子体要膨胀，特别是激光弹着点附近（该区域称为光斑）的等离子体会快速膨胀，这些等离子体是高原子序数的等离子体，严重阻碍激光传播，需要减缓其膨胀的速度，为激光传播提供空间。为此，黑腔内需要充一定密度的低原子序数气体，对于点火实验通常是充氦气。于是，黑腔等离子体至少包含有腔壁等离子体（高原子序数等离子体）、充气等离子体（低原子序数等离子体）和靶丸等离子体（靶丸被X光烧蚀产生的等离子体、中原子序数等离子体）三种，不同等离子体之间会发生相互作用和混合。因此，黑腔内的等离子体状态与演化极为复杂，导致对激光等离子体相互作用的定量预测非常困难。

由激光转换而来的X光均匀地辐照装填氘氚燃料的靶丸，靶丸外层的低原子序数的材料被烧蚀产生烧蚀压，通过压力做功使飞层（由部分球壳材料和氘氚组成）获得很高的内爆速度，通过多次冲击控制熵增使飞层获得高质量密度，形成高动能密度的飞层；飞层向心运动，聚心压缩形成高密度主燃料层，同时飞层部

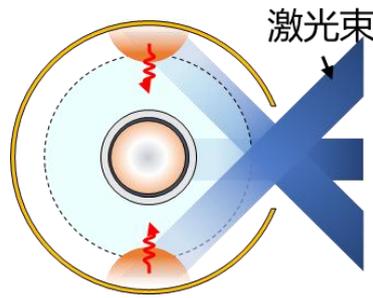


图6 混合驱动激光聚变示意图【20】。

混合驱动是激光间接和直接组合的驱动方式，是贺贤土院士领导的研究团队在分析美国NIF装置物理研究的基础上提出的【14】，图6给出的是混合驱动的示意图【20】。在混合驱动中，先用X光驱动靶丸，在X光驱动源主脉冲阶段叠加激光脉冲，以提高驱动压强，达到改善内爆性能的目的。近年来，围绕混合驱动涉及的关键物理过程，利用神光激光装置开展了验证实验，混合增压等效效应得到了实验的定性支持。

三种驱动方式中，目前国际上研究最多的是间接驱动方式，美国NIF装置实现热核聚变点火的实验采用的是间接驱动方式。

3.2 激光聚变的点火技术途径

实现热核聚变点火是激光聚变研究的最重要的目的之一。聚变点火是指局部热核反应产生的能量能加热周围的冷燃料达到热核反应所需的温度，为持续反应创造条件。对于热核聚变点火和燃烧，有两个物理量非常重要，一是温度、二是密度（更为严谨的说法是面密度）。点火主要取决于温度，而燃烧主要取决于密度。就激光聚变的点火技术途径而言，主要有中心点火、快点火和体点火等。

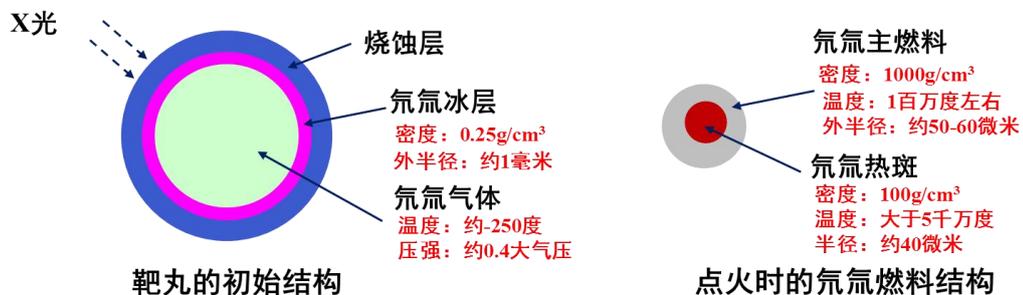


图7 中心点火技术的靶丸结构图

中心点火，其基本思想是通过内爆过程将大部分氘氚（主燃料）压缩到超高

密度，将中心很小部分氘氚（热斑）加热到高密度和高温度；中心部分氘氚发生热核反应产生聚变能量，进一步加热热斑并引发主燃料聚变反应，最终放出大量聚变能量。图7是靶丸结构图，点火时刻靶丸芯部是高温、高密度的热斑，周围是相对低温、超高密度的主燃料层。

快点火是将燃料压缩与点火热斑形成分开的点火方式。压缩的方法与通常惯性约束聚变内爆压缩相同，但快点火的压缩要追求的仅仅是高密度（例如 300 g/cm^3 左右），所以可以通过控制激光波形及优化内爆设计等使得氘氚在内爆压缩过程中升温较小，这样可以在较低激光驱动能量条件下将内爆靶球压缩到高密度。在压缩形成高密度氘氚后，采用超强激光束产生的相对论粒子束（电子束或质子束）在高密度氘氚等离子体的边缘形成点火热斑，聚变燃烧由边缘向整个氘氚区域蔓延，获得高能量增益。对于快点火，关键是要有效地产生方向性好、能散低的相对论强流粒子束，强流粒子束在等离子体输运过程中还能够保持好的品质，并且在约束时间内与氘氚等离子体有充分的能量交换。快点火的热斑等离子体密度如果是 300 g/cm^3 ，取点火温度为 5keV ，则热斑压强就是万亿大气压。在实验室条件下，要实现如此高的能量密度极为困难^[21]。

体点火，顾名思义是把氘氚燃料整体压缩到点火条件。在体点火靶设计中，一般利用重金属材料来降低压缩过程中韧致辐射带来的能量损耗。与中心点火技术途径相比，体点火在点火能量要求和能量增益方面并没有优势。但是如果有比较充足的驱动能量，体点火靶的皮实性高。

诸多点火技术途径中，目前国际上研究最多的是中心点火技术途径，美国 NIF 装置实现热核聚变点火的实验采用的也是中心点火技术途径。

3.3 为什么要选择中心点火技术途径

为什么要选择中心点火技术途径？根本的原因是：有限的激光能量条件下，难以将聚变燃料整体加热到发生聚变反应需要的温度，只能将中心小部分氘氚加热到高温，引发聚变反应。

激光聚变间接驱动方式通过黑腔将激光能量转换为 X 光能量，其转换效率通常是 90%（视腔壁材料不同有所不同）。X 光能量可分为三大部分：入射口漏失、靶球吸能和腔壁吸能，激光聚变间接驱动方式的能量转换示意图见图 8。

X 光能量分为入射口漏失、靶丸吸收和黑腔壁吸收三大部分，每部分的份额主要取决于面积和反照率；反照率等于反射辐射流与入射辐射流之比，由材料的特性和温度密度状态决定，随时间变化。CH 材料的反照率 0.2 左右，金材料的反照率 0.8 左右，入射口的反照率基本是 0。对称性要求靶丸表面积要远远小于黑腔内表面积，导致激光聚变间接驱动方式的能量利用效率比较低。由于入射口的反照率基本是 0，所以其面积一定要小，否则漏失严重；入射口面积主要取决

于缩口过程和对激光强度上限的限制，所以又不能太小。对于柱形黑腔，入射口漏失约 20%、靶球吸收 10-15%和黑腔壁吸收 60%左右。

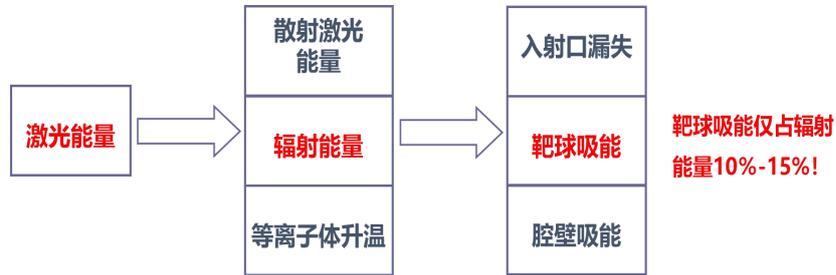


图 8 激光聚变间接驱动方式的能量转换示意图

靶丸吸收的 X 光能量是激光能量的 15%左右，飞层动能又是靶丸吸收的 X 光能量的 15%左右，也就是说飞层的动能只有激光能量的 2%左右。按照这个比例，2MJ 的激光能量产生的飞层动能为 4 万焦耳。要获得 20MJ 聚变放能，燃烧的氘氚质量约为 59 微克，假定燃耗为 30%，则初始氘氚装量为 200 微克。对于核子数比 1: 1 的氘氚等离子体，比热为 $120J / \mu g / keV$ ，要将 200 微克的氘氚等离子体从室温加热至点火温度 $5 keV$ 需要 12 万焦耳的能量。换言之，激光驱动产生的飞层动能难以将全部氘氚同时加热到点火温度，只能将一部分氘氚先加热到点火温度，让这部分氘氚发生先聚变反应，再利用聚变产生的 α 粒子加热其余的氘氚，引发更多、更猛烈的聚变反应。

α 粒子在氘氚等离子体中的射程

$$\lambda_{\alpha} = 0.108 T_e^{3/2} / (\rho \ln \Lambda) \text{ cm} , \quad (15)$$

这里 $\ln \Lambda$ 为库伦对数，温度 T_e 以 keV 为单位，密度 ρ 以 g / cm^3 为单位。取 $\ln \Lambda = 10$ ，当温度 $T_e = 5keV$ 、密度 $\rho = 100g / cm^3$ 时， $\lambda_{\alpha} = 12 \mu m$ ；当温度 $T_e = 10keV$ 、密度 $\rho = 100g / cm^3$ 时， $\lambda_{\alpha} = 34 \mu m$ ，射程增加了三倍。对于中心点火技术途径，实现热核聚变点火的物理内涵是：利用外部的能量，内爆压缩靶丸，使得处于靶丸芯部的氘氚达到高密度和高温度，芯部氘氚发生聚变反应；利用聚变反应产生的 α 粒子能量，进一步加热热斑，热斑温度升高， α 粒子射程增长； α 粒子射程大于热斑半径，聚变反应产生的 α 粒子能量沉积在包围热斑的被压缩到很高密度的主燃料区，引发主燃料聚变反应，形成一个由芯部向外传播的热核燃烧波。

对中心点火技术途径，实现热核聚变点火要有三步。一是，热斑形成发生聚变：利用外部的能量，内爆压缩靶丸，使得处于靶丸芯部的氘氚（热斑）达到高密度和高温度，芯部氘氚发生聚变反应。二是，热斑进一步被加热：利用聚变反应产生的 α 粒子能量，进一步加热热斑，热斑温度升高， α 粒子射程增长。三是，引发主燃料聚变反应： α 粒子射程大于热斑半径，聚变反应产生的 α 粒子能量部分沉积在包围热斑的被压缩到很高密度的主燃料区，引发主燃料聚变反应，形成一个由芯部向外传播的热核燃烧波。

3.4 聚变点火条件的粗略估算

考虑一个氘氚聚变小球，从能量升降看主要有四个过程：韧致辐射、聚变反应产生的 α 粒子能量沉积、电子热传导和流体做功。氘氚聚变小球中的等离子体温度随时间的变化由以下方程决定（零维模型），

$$\frac{3}{2}(n_e + n_D + n_T)k_B \frac{dT}{dt} = P_F + P_W - P_B - P_T \quad (16)$$

其中 P_F 为单位时间、单位体积的聚变能量沉积； P_W 为单位时间、单位体积由于做功导致的能量变化； P_B 为单位时间、单位体积韧致辐射导致的能量损失； P_T 为单位时间、单位体积由于能量传输（电子热传导）导致的能量变化。一旦方程(16)右边项大于零，则氘氚等离子体升温，也就是实现了自加热。下面我们利用实现自加热对氘氚等离子体的密度和温度的要求来估算聚变点火的条件。

对于氘氚系统，单位时间、单位体积的聚变放能为，

$$P_F = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \varepsilon_f \quad (17)$$

其中 ε_f 是一次聚变反应沉积在等离子体中的能量。一次氘氚聚变放出的能量为 $\varepsilon_f = 17.6 \text{ MeV} = 2.8 \times 10^{-12} \text{ J}$ ，其中80%的能量被中子携带，20%的能量被 α 粒子携带。对于激光聚变来说，系统空间尺度很小，中子基本逃逸出系统，对加热等离子体没有贡献，只有 α 粒子才能将能量沉积在等离子体中用于加热等离子体。假定 α 粒子能量全部当地沉积，于是有 $\varepsilon_f = \varepsilon_{f\alpha} = 3.5 \text{ MeV} = 5.6 \times 10^{-13} \text{ J}$ ，即

$$P_F = 5.6 \times 10^{-13} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \text{ W / cm}^3 \quad (18)$$

将核反应速率表达式(12)代入上述公式，得

$$\begin{aligned} P_F = P_\alpha &= 5.2 \times 10^{-25} n_e^2 T^{-2/3} \exp(-19.94T^{-1/3}) \text{ W / cm}^3 \\ &= 3 \times 10^{22} \left(\frac{\rho}{\text{g / cm}^3} \right)^2 \left(\frac{T}{\text{keV}} \right)^{-2/3} \exp(-19.94T^{-1/3}) \text{ W / cm}^3 \end{aligned} \quad (19)$$

类氢近似下，由于轫致辐射，单位时间、单位体积等离子体损失的能量为，

$$P_B = \frac{64\pi^2}{3\sqrt{6\pi}} \cdot \frac{e^6}{m_e c^3 h} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{m_e}\right)^{1/2} n_e \sum_i Z_i^2 n_i \cdot g_{ff}(T_e) \quad (20)$$

$$= 4.82 \times 10^{-31} n_e \sum_i Z_i^2 n_i \sqrt{T_e} \cdot g_{ff}(T_e) \quad \frac{W}{cm^3}$$

这里 $g_{ff}(T_e)$ 为 Gaunt 因子，是考虑量子效应引入的修正因子，一般情况下 $g_{ff}(T_e) = 1.2 \pm 10\%$ 。对于全电离的氘氚等离子体 $n_e = 2n_D = 2n_T$ ， $Z_D = Z_T = 1$ ，即单位时间、单位体积轫致辐射损失的能量

$$P_B = 4.82 \times 10^{-31} n_e^2 \sqrt{T} g_{ff}(T) \quad \frac{W}{cm^3} \quad (21)$$

$$= 2.78 \times 10^{16} \left(\frac{\rho}{g/cm^3}\right)^2 \left(\frac{T}{keV}\right)^{1/2} g_{ff}(T) \quad W/cm^3$$

单位时间、单位体积由于做功导致的系统能量变化

$$P_W = -4\pi r^2 p u / \left(\frac{4\pi}{3} r^3\right) = -\frac{3pu}{r} \quad (22)$$

这里 $p = (n_e + n_D + n_T)k_B T = 7.68 \times 10^7 \left(\frac{\rho}{g/cm^3}\right) \left(\frac{T}{keV}\right) J/cm^3$ 为氘氚等离子体的压强， u 为氘氚小球外界面处的速度。对于激光聚变，聚变点火时刻 u 必须是小于等于零，也就是外界要对氘氚小球做功；聚变燃烧过程 u 是大于零的，也就是氘氚小球对外界做功。在这里取该速度为氘氚的等温声速，有

$$c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T} = \sqrt{\frac{n_e k_B T_e + n_D k_B T_D + n_T k_B T_T}{n_e m_e + n_D m_D + n_T m_T}} = \sqrt{\frac{2k_B(T_e + T_i)}{m_D + m_T}} \quad (23)$$

$$= 2.77 \times 10^7 \sqrt{T(keV)} \quad cm/sec$$

于是有单位时间、单位体积由于做功导致的系统能量变化

$$P_W = -\frac{3pu}{r} = 6.39 \times 10^{15} \frac{\rho T^{3/2}}{r} W/cm^3 \quad (24)$$

热传导应该包含电子热传导和离子热传导。离子质量大，热传导过程慢，相比于电子热传导可以忽略。单位时间、单位体积由于热传导导致的能量变化，

$$P_T = q_{Te} \frac{4\pi r^2}{(4\pi r^3/3)} = \frac{3}{r} q_{Te} \quad (25)$$

这里 q_{Te} 是电子热流。参考文献【22】，在附录中我们讨论了非线性热传导过程

的自相似解。根据自相似解，可得

$$q_{Te} = \frac{1.05 \times 10^{13}}{\ln \Lambda} \frac{1}{r} \left(\frac{T}{keV} \right)^{7/2} \frac{W}{cm^2} \quad (26)$$

也就是

$$P_T = \frac{3}{r} q_{Te} = \frac{3.15 \times 10^{13}}{\ln \Lambda} \frac{1}{r^2} \left(\frac{T}{keV} \right)^{7/2} \frac{W}{cm^3} \quad (27)$$

将方程 (27)、(24)、(21) 和 (19) 代入方程 (16)，注意到

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} n_e k_B &= 5.76 \times 10^7 \left(\frac{\rho}{g/cm^3} \right) \frac{J}{cm^3 \cdot keV}, \\ \frac{3}{2} n_D k_B &= \frac{3}{2} n_T k_B = 2.88 \times 10^7 \left(\frac{\rho}{g/cm^3} \right) \frac{J}{cm^3 \cdot keV} \end{aligned} \quad (28)$$

有氘等离子体的温度方程

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \rho [2.6 \times 10^{14} T^{-2/3} \exp(-19.94 T^{-1/3}) + 5.55 \times 10^7 \frac{\delta}{\rho} T^{3/2} \\ &\quad - 2.4 \times 10^8 T^{1/2} g_{ff}(T) - \frac{2.73 \times 10^5}{(\rho r)^2 \ln \Lambda} T^{7/2}] \end{aligned} \quad (29)$$

这里我们引入了一个因子 δ ，用来调整做功的贡献。当 $\delta = 0$ 时，就是氘氘外界面的速度为零，此种情况对应于氘氘小球等离子体与外界等离子体处于压强相同的状态。

图 9 是方程右边项的等值图，这里我们已经取 $\delta = 0$ ，即忽略了做功的贡献。由此图可以看出，实现热核聚变点火，温度需要超过 $4keV$ ，面密度需要高于 $0.2g/cm^2$ 。当然，实际情况远比上述讨论要复杂得多，要给出热核聚变的点火条件，需要大量的数值模拟和实验研究。一般认为，实现热核聚变点火的必要条件是温度 $T > 5keV$ ，面密度 $\rho r > 0.3g/cm^2$ 。

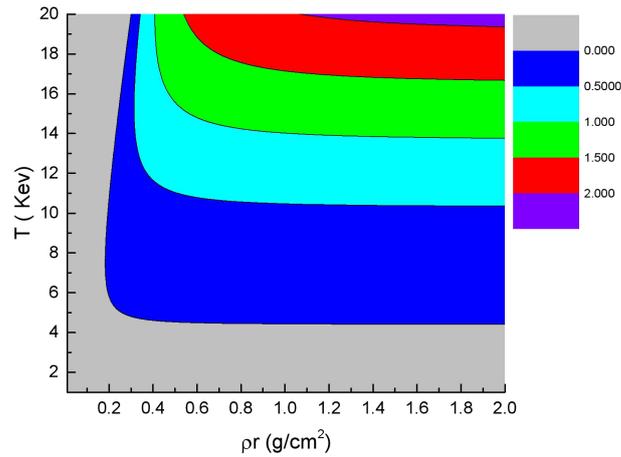


图9 方程(29)右边项的等值图, $g_{ff}(T)=1$, $\ln \Lambda = 5$ 。

3.5 中心点火技术途径对能量密度的要求

中心点火对点火热斑的能量密度有何要求, 这里做个估算。假定热斑是一个半径为 r 的小球, 半径与 α 粒子射程之比为

$$\frac{r}{\lambda_{\alpha}} = \frac{\rho r \ln \Lambda}{0.108 T_e^{3/2}} \quad (30)$$

取电子温度 $T_e = 5keV$, 库仑对数 $\ln \Lambda = 10$, 有

$$\frac{r}{\lambda_{\alpha}} = 8.3 \rho r \quad (31)$$

取面密度 $\rho r = 0.3g/cm^2$, 则小球的半径是 α 粒子射程的 2 倍左右, 足够让 α 粒子的能量沉积在热斑区域。这也从另一方面说明了为什么热核聚变要求点火热斑的温度为 $5keV$ 、面密度 $\rho r = 0.3g/cm^2$ 。

半径为 r 的氘氚小球, 其质量

$$m = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{(\rho r)^3}{\rho^2} \quad (32)$$

取质量 $m = 0.01mg$ (这个质量基本是激光聚变点火靶氘氚整体装量的 5% 左右),

面密度 $\rho r = 0.3g/cm^2$, 则意味着氘氚的质量密度 $\rho = 100g/cm^3$ 。氘氚等离子体的

压强 $p = 7.68 \times 10^8 \left(\frac{\rho}{g/cm^3} \right) \left(\frac{T}{keV} \right) atm$, 温度 $5keV$, 密度 $100g/cm^3$, 压强就

是3800亿大气压，换算成能量密度为 $38000MJ/cm^3$ ，这是极高的能量密度要求。就作者的体会，激光聚变点火的最大挑战就是在于实现和保持高能量密度的物质状态。

3.6 如何产生高能量密度的物质状态

要实现激光聚变点火，热斑的压强要达到3000亿大气压以上。如何产生如此高的能量密度？

在直接驱动激光聚变中，驱动靶丸内爆的源是激光。为了一定程度规避激光等离子体相互作用的不利影响，驱动激光的强度要求控制在 $I = 10^{15} W/cm^2$ 左右。激光产生的光压 $p_{laser} = I/c$ ，取激光强度为 $I = 10^{15} W/cm^2$ ，则光压为 0.3×10^6 大气压。在间接驱动激光聚变中，驱动靶丸内爆的源是由激光转换而来的X光，X光场的温度 T_γ 在 $300eV$ 左右。辐射压 $p_{x-ray} = aT_\gamma^4/3$ ，这里 $a = 8\pi^5 k_B^4 / 15h^3 c = 7.548 \times 10^{-22} J/cm^3 \cdot K^4$ 为辐射常数；取辐射温度为 $300eV$ ，则辐射压为 0.37×10^6 大气压。光压或辐射压与聚变点火需要的氘氚等离子体压强相差很大，需要增压。

采用内爆的方式实现增压是激光聚变最核心的技术思想之一。内爆如何增压？主要是两个过程：烧蚀增压和聚心增压。烧蚀增压过程可以将压强提高约500倍，也就是将30万大气压左右的光压提升到1.5亿大气压左右的烧蚀压；在烧蚀增压的基础上，通过聚心压缩再将压强提高2000倍左右。图10是内爆增压示意图。

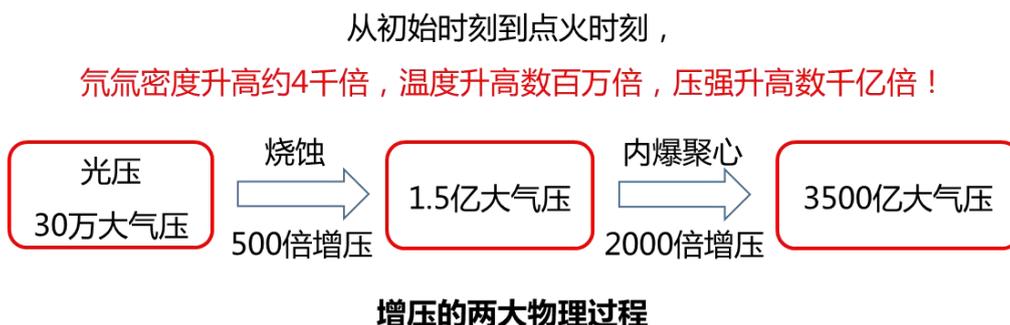


图10 内爆增压示意图

所谓烧蚀，就是通过能量传输将物质从低温高密度状态加热为高温低密度状态的过程。烧蚀增压的物理本质是：辐射能量传输速度快，物质能量传输速度慢，导致能量堆积、能量密度提高、物质升压。辐射场辐照靶丸外表面，辐射能量沉

积在烧蚀面附近，在此产生烧蚀压 p_{abl} ，烧蚀压驱动烧蚀面附近的物质运动，一方面导致一部分物质向低密度区域喷射，另一方面将剩余物质向心加速，压缩与加热氘氚燃料。假定辐照物质的辐射场的温度为 T_γ ，则辐射能流为 σT_γ^4 ，这里 $\sigma = ca/3 = 1.03 \times 10^{17} J/cm^2 \cdot sec \cdot keV^4$ 为 Stefan-Boltzmann 常数；假定物质向低密度区域喷射的速度为 c_s ，则根据能量守恒，可以建立如下关系，

$$p_{abl}c_s \sim \sigma T_\gamma^4 (1 - a_{abl}) \quad (33)$$

这里 a_{abl} 是考虑辐射反照而引入的修正因子。方程 (33) 改写，

$$p_{abl} \sim \frac{\sigma T_\gamma^4 (1 - a_{abl})}{c_s} \sim \frac{c}{c_s} \frac{a T_\gamma^4}{3} \sim \frac{c}{c_s} p_{x-ray} \quad (34)$$

也就是烧蚀压与辐射压的比值正比于光速 c 与物质向低密度区域喷射速度 c_s 的比值。

$$\text{取 } c_s = \sqrt{\frac{p}{\rho}} = \sqrt{\frac{n_e k_B T + n_i k_B T}{n_e m_e + A n_i m_p}} \approx \sqrt{\frac{Z+1}{A}} \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m_p}}, \text{ 同时假定 } T = T_\gamma, \text{ 于是有辐射}$$

驱动靶丸产生的烧蚀压

$$p_{abl} \sim \sqrt{\frac{A}{Z+1}} \cdot (1 - a_{abl}) \cdot T_\gamma^{3.5} \quad (34)$$

烧蚀压敏感地依赖辐射温度。对于实际情况， a_{abl} 与辐射温度相关，烧蚀压与辐射温度的标度关系较 3.5 次幂低。取烧蚀层材料为碳，有 $A=12$ ；假定全电离，

$$\text{有 } Z=6; \text{ 当辐射温度 } T_\gamma = 350eV, \text{ 则有 } c_s = \sqrt{\frac{Z+1}{A}} \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{m_p}} = 1.4 \times 10^7 cm/sec, \text{ 为}$$

光速的万分之五。

在烧蚀增压的基础上，通过球形内爆的聚心效应，进一步增压，这个过程称之为聚心压缩。聚心压缩基本上经历了冲击压缩和近等熵压缩两个阶段。冲击压缩阶段，冲击过后物质的压强基本上与烧蚀压同量级。增压主要发生在近等熵压缩阶段，在此阶段氘氚燃料的密度被压缩提高约 100 倍。假定近等熵压缩开始时物质的压强为 p_{pv} 、密度为 ρ_{pv} ，最后的压强为 p 、密度为 ρ ，根据等熵状态方程有

$$p = \left(\frac{\rho}{\rho_{pv}} \right)^\gamma p_{pv} \quad (35)$$

取等离子体为理想气体，则 $\gamma = 5/3$ ；取 $\rho / \rho_{pv} = 100$ ，则增压 2000 倍

四 激光聚变点火研究

对于激光聚变来说，点火是重要目标。什么是点火？前面我们已经讨论了中心点火技术途径下的物理内涵。但是这种方式定义点火不易被理解。对于激光聚变，有两个能量是最重要的，一是驱动激光的能量 E_L ，二是聚变反应释放出的能量 E_F ；后者除以前者称为能量增益 $G = E_F / E_L$ 。为了方便大众理解，现在将增益 $G > 1$ 定义为实现了热核聚变点火。

2022 年 12 月 13 日，美国能源部召开新闻发布会，宣布 NIF 装置物理实验获得了 3.15MJ 的聚变能量，聚变放能大于驱动激光能量，实现了激光惯性约束核聚变点火。新闻发布会上，美国能源部长说：这是 21 世纪最令人印象深刻的科学壮举之一。这一成就的作用是什么呢？有两方面，第一，它加强了美国的国家安全，因为它为美国在没有核试验的时代保持安全、可靠和有效的核威慑开辟了一个新的途径；第二，这一里程碑使美国向聚变能源为社会提供动力的可能性方面迈出了重要的一步。新闻发布会上，美国国家核安全局（National Nuclear Security Administration, NNSA）局长说：NIF 装置实现热核聚变点火将使美国能够研究核爆炸中心的极端条件，并解决长期存在的重要库存管理问题。美国国家核安全局副局长说：聚变是现代核武器中必不可少的过程，这一成就将至少在三个方面促进美国的国家安全。首先，实验室实验可以帮助 NNSA 国防计划在没有核试验的情况下，继续保持对美国核威慑力的信心；第二，它通过展示世界领先的武器相关技术专长，巩固了美国威慑的可信度，也就是说美国知道美国在做什么；第三，继续向美国的盟友保证美国知道美国在做什么，并继续避免试验，这将推进美国的不扩散目标，同时也加强美国的国家安全。新闻发布会上，美国政府官员的这些言语，说明了美国建造 NIF 装置开展激光聚变研究的主要目的、NIF 装置物理实验实现热核聚变点火的科学意义与应用价值。这里花一点篇幅，简要介绍美国激光聚变点火研究的历程和目前的技术状态【23、24】。

20 世纪 70 年代末期或者 80 年代初期开始，美国在地下核试验中（就是所谓的 Halite/Centurion 计划），抽取少量核爆炸产生的辐射能，改造成为实验室条件下的惯性约束聚变辐射场，用其驱动内装氘氚的小球，开展惯性约束热核聚变内爆研究，获得了高增益热核聚变能，证明了采用惯性约束聚变方式实现热核聚变点火和自持燃烧的科学可行性。什么是惯性约束聚变方式实现热核聚变点火

和自持燃烧的科学可行性？作者理解主要是两点，一是采用实验室可以实现的激光或 X 光能够将一定量的物质加速到高速度、压缩到高密度，形成高动能密度和一定总动能的飞层；二是飞层动能能够有效地转化为聚变燃料的内能，产生并保持高能量密度密度的聚变等离子体，使其发生相当量的聚变反应。

1985 年开始，美国在 NOVA 激光装置上开展了一系列点火前的物理研究，包括黑腔等离子体物理研究、内爆物理研究、辐射输运研究、状态方程研究等。在 NOVA 激光装置上开展的物理研究，实质性地促进了美国对激光聚变物理的认识。通过 NOVA 装置上开展的物理研究，结合地下核试验的物理结果以及数值模拟研究，使得美国萌发了实施研制激光装置、在实验室实现激光聚变点火的计划。

1991 年《聚变能杂志》（Journal of Fusion Energy）第十卷第二期曾发表了若干报告，这些报告评估了美国、欧共体、日本和加拿大的可控热核聚变研究计划。其中有两份报告涉及美国的惯性约束聚变研究，第一份是报告《聚变政策顾问委员会：最终报告》（Fusion Policy Advisory Committee: Final Report）^{【25】}，第二份是报告《能源部惯性约束聚变计划评审》（Review of the Department of Energy's Inertial Confinement Fusion Program）^{【26】}。

第一份报告共有结论和建议（Conclusions and Recommendations）、共同问题（Common Issues）、磁聚变能发展（Magnetic Fusion Energy Development）和惯性聚变能发展（Inertial Fusion Energy Development）等四章。这份报告中有两段话，“The Department of Energy program in inertial confinement fusion (ICF) is not now an energy program. It is an excellent program within defense programs (DP) that is generating information valuable to the nuclear weapons program. It is developing understanding and facilities that will permit the completion of the design and the initiation of construction of a laboratory- microfusion facility (LMF), which in turn will have a major national defense role”，“The current ICF program is supported by DOE defense programs with the goal of developing a laboratory capability for examining important weapon physics issues and for developing an advanced above-ground weapon effects simulation above capability”。这两段话清楚地阐述了美国当初开展惯性约束聚变研究的目的，主要是为其核武器研究服务。事实上迄今为止美国的这个目的也基本没有改变。

第一份报告中还有一段话，“Laboratory Microfusion Facility (LMF). This facility, currently in planning, would have a driver energy of 5-10 MJ, and would demonstrate ignition and sufficiently high yield (of the order of 100 MJ) to be very useful for defense applications. It would also provide extremely valuable information

for the design of fusion energy systems, but it is a large step beyond current experience and is expensive. It now seems prudent to construct an intermediate-size (1-2 MJ) facility to demonstrate ignition and modest gain prior to authorizing a full-scale LMF”。这段话表明：美国在决定研制大型激光装置、实现实验室热核聚变点火之目标时，曾经计划研制一个实验室微聚变装置，该激光装置的输出能量为 5-10MJ，演示热核聚变点火、获得 100MJ 左右的聚变放能，在国防应用中发挥非常重要作用。但是，基于对研究经验积累和装置研制经费的判断，美国认为直接研制输出能量为 5-10MJ 的激光装置，这一步跨度太大，应该先研制一个输出能量为 1-2MJ 的激光装置，演示热核聚变点火、获得一定的聚变增益。这个输出能量为 1-2MJ 的激光装置就是现在的美国国家点火装置 NIF。

相对于报告《聚变政策顾问委员会：最终报告》，报告《能源部惯性约束聚变计划评审》更注重惯性约束聚变的科学技术评审，包含引言（Introduction）、技术背景（Technical Background）、ICF 与核武器（ICF and Nuclear Weapons）、ICF 计划的性质（Nature of the ICF Program）、建议概要（Overview of the Recommendations）、建议（Recommendations）、结论与对各实验室的建议（Conclusions and Recommendations for the Individual Laboratories）共七章。在该报告的建议部分有这样一段话：“The Halite/Centurion program was one of the highest priorities of the Happer report. It was recognized to have a finite life time, then estimated to be about 5 years. Since that time, an outstanding interlaboratory cooperative effort has successfully performed some complex Halite/Centurion experiments that have provided extremely important data. Because of these successes, the committee now believes that uncertainties in ignition arise only from considerations of mix, symmetry, and laser plasma interactions phenomena that can be studied best in laboratory experiments. Thus, while further Halite/Centurion experiments more directly addressing ignition conditions would be reassuring, they would still leave doubts as to whether mix and symmetry considerations are really the same as when laser-plasma effects were important. Because of the complexity, cost, and longer time scale for the next proposed Halite/centurion experiment, the probable need for several such experiments, and the difficulty of underground tests, we do not feel that further Halite/ Centurion experiments should be funded unless a substantial increment is added to ICF funding”。这段话表明：在 NIF 装置建造之前，美国的科学家就认识到混合、对称性和激光等离子体相互作用将是制约实现激光聚变点火的关键。NIF 装置上开展的点火物理实验表明，这一认识或者说判断定性是正确的，但是对混合、对称性和激光等离子体相互作用的定量影响的估计，当初有

些乐观了。

美国国家点火装置 NIF 共有 192 束激光，激光波长为 0.35 微米，设计输出激光总能量为 1.8MJ。所以确定输出能量为 1.8MJ，从文献【13】看，主要基于下列判断和分析。一是当时美国的科学家认为激光能量 1MJ 左右能够实现点火，其点火靶（Point Target）物理设计要求的激光能量为 0.9MJ。二是在 Point Target 的基础上，考虑了影响对激光能量需求的下列 7 个方面的不确定因素：1) 流体力学不稳定性增长的不确定性，2) 激光-X 光转换与黑腔壁能量漏失的不确定性，3) 受激 Brillouin 散射过程的不确定性，4) 通过内外环激光功率调控来保证驱动对称性可能导致激光能量利用效率的不确定性，5) 黑腔优化设计可能会要求放大激光注入孔，6) 黑腔优化设计可能会要求增大黑腔的表面积，7) 状态方程和辐射参数的不确定性。在确定 NIF 装置输出能量时，第 2 个因素对能量需求的影响估计是 20%，第 3 个因素对能量需求的影响估计是百分之几，第 4 个因素对能量需求的影响估计是 10-15%，第 5 个因素对能量需求的影响估计是 15%，第 6 个因素对能量需求的影响估计是 15%。对于第 1 不确定性因素，认为靶制备水平提升后，靶球光洁度提高，可以规避物理不确定性带来的风险；对于第 7 个，设想通过激光波形调整来应对此不确定性。联合考虑 2 至 6 条共 5 个不确定因素，提出 1.8MJ 的激光器上限能量要求，也就是在 0.9MJ 的基础上留出 2 倍的能量裕量。

1993 年 1 月 15 日，美国能源部批准 NIF 装置关键决策 0（key decision zero），NIF 装置概念设计得到经费支持^[23]；1997 年 5 月 29 日，NIF 装置举行开工仪式；2009 年 3 月 29 日，NIF 装置建成；2010 年 10 月，NIF 装置首次开展了集成点火实验。2005 年，与 NIF 装置建设相配套，美国实施了国家点火攻关（National Ignition Campaign，简称 NIC）计划。NIC 计划的目的是统筹和协调美国的激光聚变物理、诊断与制靶等方面的研究，以便在 2012 年 9 月份之前在 NIF 装置上实现热核聚变点火。但是，NIC 计划并未实现其最高目标，热核聚变点火目标的实现是 10 年后的 2022 年。

2022 年 12 月 13 日，美国能源部宣布 2022 年 12 月 5 日 NIF 装置物理实验聚变放能大于驱动激光能量，实现热核聚变点火。此后，又有 NIF 装置三次物理实验，实现聚变放能大于驱动激光能量。NIF 装置热核聚变点火物理实验的基本情况如下：1) 2022 年 12 月 5 日，激光驱动能量 2.05MJ，聚变放能 3.15MJ，首次实现了聚变点火；2) 2023 年 7 月 30 日，激光驱动能量 2.05MJ，聚变放能 3.88MJ，NIF 最高放能点火实验；3) 2023 年 10 月 8 日，激光驱动能量 1.90MJ，聚变放能 2.40MJ；4) 2023 年 10 月 30 日，激光驱动能量 2.20MJ，聚变放能 3.40MJ。四次实验均采用激光间接驱动方式；采用贫铀镀金的圆柱形黑腔；圆柱形黑腔的

中心放置装填有氘氚的靶丸，靶丸由外向里的结构是：高密度碳、氘氚冰和氘氚气体；192束激光从圆柱形黑腔的两端注入黑腔，利用了激光束间能量转移技术。在文献【29】中，作者给出了2022年12月5日聚变点火实验的比较详细的靶参数：圆柱形黑腔的长度1.124厘米，直径大约0.64厘米，黑腔内充密度为0.3毫克/厘米³的纯氘气；内爆靶丸的烧蚀层为高密度碳，内直径为0.21厘米，厚度为86微米，质量为4.25毫克；紧贴着高密度碳的是氘氚冰层，密度为0.25克/厘米³，厚度为64.5微米，质量为0.22毫克（因为氘氚气体的密度很低，氘氚冰层的质量基本就是靶的氘氚装量）；驱动激光的能量为2.05MJ，峰值激光功率为440TW。

2022年12月5日聚变点火实验的物理结果，聚变放能 3.15 ± 0.16 MJ，对应聚变中子数（聚变发生的次数）为 1.1×10^{18} 个，也就是发生聚变的氘氚质量为9微克（假定氘氚的核子数比1:1）。实验初始氘氚装量是0.22毫克，则氘氚能耗是4.1%左右。1公斤TNT炸药的放能为4.19MJ，聚变放能3.15MJ相当于750克TNT炸药的放能。

自NIF装置投入点火物理研究，在科学技术层面美国到底有哪些重要的进展。从NIC计划算起，NIF装置围绕点火研究可以粗线条地分为四个阶段，这四个阶段有一条主线没有变，采用中心点火技术路线，利用圆柱形黑腔，192束激光从黑腔的两端分别注入黑腔【5, 30, 31, 32】。

第一阶段是NIC计划，靶丸烧蚀层为碳氢（CH）材料，黑腔/靶丸半径比为2.5左右，黑腔充氘气（密度 $1\text{mg}/\text{cm}^3$ ），驱动脉冲采用4个冲击波-低熵（熵增因子1.4左右）设计；实验结果是：中子产额低，没有实现攻关目标；存在的主要问题是流体力学不稳定性发展速度快、影响幅度大；内爆对称性差。这一阶段的实验结果证明了驱动不对称性、激光等离子体不稳定性、流体力学不稳定性和混合的确是制约点火实现的关键；表明了激光等离子体不稳定性，不仅仅是影响激光能量的利用效率，并且是导致驱动源不对称的关键原因，更是通过调控内外环功率比等技术手段实现驱动源对称的最大障碍；还表明了在近点火参数条件下，流体力学不稳定性发展的速度、幅度和影响要远大于当时的、基于NOVA实验的理论估计，仅仅依靠靶制备水平的提升难以克服这个问题，需要从物理设计角度解决该问题。

第二阶段可以称为抑制不稳定性阶段，技术改进措施是放宽对内爆熵增的限制，调整驱动时间波形、利用增熵抑制流体力学不稳定性、降低混合；实验用靶的黑腔/靶丸半径比为2.5左右，黑腔充氘气（密度 $1.6\text{mg}/\text{cm}^3$ ），靶丸烧蚀层仍然为CH材料，脉冲长度约15纳秒，熵增因子2.3-2.8左右。实验结果是中子产额明显提高，实现了聚变放能对热斑的进一步加热；表明通过增熵控制流体不稳

定性发展，措施有效；但是激光等离子体不稳定性影响严重，限制了激光能量的有效利用，更制约了驱动对称性调控，内爆不对称性严重。

第三阶段可以称为内爆改进对称性阶段，靶丸烧蚀层改为高密度碳（HDC）材料，技术措施是：提高黑腔/靶丸的半径比（由 2.5 提高至 3.2），改善了辐射驱动源的对称性；降低黑腔内填充气体的密度，抑制激光与填充气体等离子体相互作用的影响，改进激光束间的能量（功率）平衡，改进辐射驱动源的对称性；从充气导管、靶丸支撑结构等入手，提高靶制备和装配的精度，通过技术进步减小流体不稳定性发展初始源的幅度。实验效果是中子产额进一步提升，中子产额稳定在 2×10^{16} ，实现了聚变放能超过飞层动能；实验结果与实验前的理论预测定性一致，物理实验“可以理解”，结合实验总结决定内爆性能的定量标度关系；但是能量耦合效率低。

第四阶段是高产额大半径内爆设计（High Yields Big Radius Implosion Design, 简称 HYBRID）阶段。这一阶段的技术基础是前面三个阶段物理研究建立的内爆性能定量标度关系，特点是参考定量标度关系优化实验的物理设计，实施实验。靶丸烧蚀层为 HDC 材料，技术上放大了靶丸尺寸、增加了氘氚装量，提高了能量耦合效率；采用低密度充气和四色光等技术将 LPI 控制在较低的水平，使得激光束间能量转移（CBET）重新成为对称性控制的可能手段，改进内爆对称性；发展靶制靶技术，改善制靶质量，从源头上降低流体不稳定性发展的种子。实验结果是：获得了更高的能量耦合效率，聚变放能大于驱动激光能量，能量增益大于 1，实现了热核聚变点火。

NIF 装置实现热核聚变点火具有标志性意义，对激光聚变具有标志性意义，对可控聚变研究具有标志性意义，对实验室模拟核武器物理研究也具有标志性意义。四次实验实现点火，表明 NIF 装置上能够形成稳定的点火热斑，但燃烧是比较微弱的。燃烧微弱的原因，作者猜测主要是惯性约束性能还不行，处于高能量密度等离子体状态的物质飞散太快。点火热斑没有形成前，形成点火热斑是第一目标，产生高动能密度的飞层是关键；热斑能够稳定形成了，改进约束性能成为首要矛盾，产生大动能的飞层是关键（或者说动能密度要高、整体动能也要高）；下一段估计美国的激光聚变研究会针对如何提高约束性能展开。

关于激光聚变研究近中期的目的，作者认为仍然聚焦在服务以高能量密度物理研究为最主要内涵的国防应用研究和探索属于高能量密度范畴的基础前沿科学问题；需要探索聚变能源的技术和工程问题，但是激光聚变能源应用之路将是漫长的。

五 结束语

从 20 世纪 60 年代初算起，激光聚变研究的历史已超 60 年。作者希望通过

本短文，能够对读者认识激光聚变的特点，理解激光聚变的内涵和了解激光聚变的进展有所帮助。

60余年的研究历程表明，激光聚变是集科学、技术、工艺与工程于一体的大科学工程项目，只有扎扎实实、精益求精，才能取得实质性的进步。认识到这一点对于我国的激光聚变研究甚为重要，因为我们在追赶世界最高研究水平，希望跳跃式地、尽可能早一日追赶上世界最高研究水平。理解客观事物的内在特征，遵循客观事物的发展规律，创新的思想 and 踏实的实施相促进，辅之学习和借鉴他人之成果，方能达到我们预期的目标。

致谢：作者（朱少平）感谢北京应用物理与计算数学研究所的贺贤土院士、裴文兵研究员、邹士阳研究员、郑无敌研究员、古培俊研究员、蔡洪波研究员和康洞国副研究员，在与他们的讨论过程中作者获益良多。

参考文献

1. 春雷, 核武器概论, 原子能出版社 (2000)。
2. 周光召, 热核反应的基本概念, 内部讲义, 北京应用物理与计算数学研究所 (1996)。
3. Stefano Atzeni 和 Jurgen Meyer-ter-Vehn 著, 沈百飞译, 惯性聚变物理 (The Physics of Inertial Fusion), 科学出版社 (2008)。
4. J. D. Huba, NRL Plasma Formulary, Naval Research Laboratory (1994).
5. O. A. Hurricane, P. K. Patell, R. Betti, D. H. Froula, S. P. Regan, S. A. Slutz, M. R. Gomez and M. A. Sweeney, Physics principles of inertial confinement fusion and U.S. program overview, Reviews of Modern Physics 95, 025005(2023).
6. Keith A. Brueckner, A beginning for ICF by laser, Inertial Confinement Nuclear Fusion: A Historical Approach by Its Pioneers, Edited by Guillermo Velarde and Natividad Carpintero-Santamaria, Foxwell & Davies (UK) Ltd, Scientific Publisher, 2006。
7. N. G. Basov and O. N. Krokhin, Proceedings of the 3rd International Conference on Quantum Electronics, Paris, 1963, edited by P. Grivet and N. Bloembergen (Columbia University Press, New York, 1964), pp. 1373.
8. J. M. Dawson, Phys. Fluids 7, 981(1964).
9. 王淦昌, 中国激光 **14**, 641 (1987).
10. J. H. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. B. Zimmerman, Nature **239**, 129(1972).
11. J. D. Lindl, Preliminary target design and spectral output for Shiva Nova, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, COPD 76-106(1976).
12. Guillermo Velarde and Natividad Carpintero-Santamaria, Inertial Confinement Nuclear Fusion: A Historical Approach by Its Pioneers, Foxwell & Davies (UK) Ltd, Scientific Publisher, 2006.
13. J. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).
14. X. T. He et al., Phys. Plasmas 23, 082706 (2016); Ji Yan et al., Nature Communications **14**, 5782 (2023).
15. 朱少平, 惯性约束聚变研究介绍, ICF暑期讲习班, 四川乐山 (2003年7月); 激光聚变: 概念、过程与问题, ICF暑期讲习班, 上海 (2019年7月)。
16. 裴文兵、朱少平, 激光聚变中的科学计算, 物理 **38**, 559 (2008)。
17. 朱少平、蔡洪波、吴思忠等, 惯性约束聚变等离子体, 核物理与等离子体物理—学科前沿及发展战略, 科学出版社 (2017)。
18. 朱少平、郑无敌、康洞国, ICF中的几个概念, 内部资料, 北京应用物理与

计算数学研究所（2018）。

19. 郑无敌，黑腔物理简介，激光惯性约束聚变应用基础与前沿物理研修班，北京（2023）。
20. 邹士阳，激光惯性约束聚变研究进展与展望，激光惯性约束聚变应用基础与前沿物理研修班，北京（2023）。
21. 朱少平，相对论等离子体中的若干问题，学科前沿与未来（第10集），香山科学会议主编，中国环境科学出版社（2006）。
22. Ya. B. Zeldovich and Yu P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic Press (1966).
23. C. Bruce Tarter, *The American Lab: An insider's history of the Lawrence Livermore National Laboratory*, Johns Hopkins University Press (2018).
24. John Nuckolls, *Contributions to the genesis and progress of ICF, Inertial Confinement Nuclear Fusion: A Historical Approach by Its Pioneers*, Edited by Guillermo Velarde and Natividad Carpintero-Santamaria, Foxwell & Davies (UK) Ltd, Scientific Publisher, 2006.
25. H. G. Stever et al., *Fusion Policy Advisory Committee: Final Report*, *Journal of Fusion Energy* 10, 127(1991).
26. S. E. Koonin et al., *Review of the Department of Energy's Inertial Confinement Fusion Program*, *Journal of Fusion Energy* 10, 157(1991).
27. John Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen and L. J. Suter, *Phys. Plasmas* 11, 339(2004).
28. John Lindl, Otto Landen, John Edwards, Ed Moses and NIC Team, *Phys. Plasmas* 21, 020501 (2014).
29. H. Abu-Shawareb et al., *Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment*, *Physical Review Letters* 132, 065102(2024).
30. O. A. Hurricane et al., *Nature* 506, 343(2014).
31. O. A. Hurricane et al., *Nat. Phys.* 12, 800(2016).
32. O. A. Hurricane et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* 61, 014033(2019).

附录：关于电子热传导流的讨论

考虑一个点源，讨论非线性热传导问题，也就是热传导系数是温度的函数的热传导问题。由于热传导系数正比于温度的幂次方，温度低处传导慢，温度高处传导快，这样在系统的冷区和热区形成一个边界，一个清晰的阵面，这就是电子热传导波阵面。对于非线性热传导系统，能量以阵面清晰的波的形式向周围传输。

考虑热传导方程，

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(AT^n \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (A1)$$

系统总能量为

$$\int_{-\infty}^{\infty} T dx = Q \quad (A2)$$

决定系统能量传输规律的物理参数有三个 A 、 Q 和 n ； n 无量纲， A 的量纲为 $cm^2 / sec \cdot [T]^n$ ， Q 的量纲为 $[T] \cdot cm$ ； AQ^n 的量纲为 $cm^{2+n} \cdot sec^{-1}$ ，只依赖于时间和空间。必然地，波阵面的位置

$$x_f \sim (AQ^n t)^{1/(n+2)} = (AQ^n)^{1/(n+2)} t^{1/(n+2)} \quad (A3)$$

波阵面的速度

$$\frac{dx_f}{dt} \sim (AQ^n)^{1/(n+2)} t^{\frac{1}{n+2}-1} \sim \frac{x_f}{t} = \frac{AQ^n}{x_f^{n+1}} \quad (A4)$$

根据上面的量纲分析，引入自相似变量

$$\xi = \frac{x}{(AQ^n t)^{1/(n+2)}} \quad (A5)$$

注意到 $\frac{Q}{(AQ^n t)^{1/(n+2)}} = \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)}$ 具有温度的量纲，所以温度的表达式一定是

$$T = \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)} f(\xi) \quad (A6)$$

这里 $f(\xi)$ 是待求的函数。

将温度的表达式 (A6) 代入非线性热传导方程 (A1)，得 $f(\xi)$ 满足的常微分方程

$$(n+2)\frac{d}{d\xi}\left(f^n \frac{df}{d\xi}\right) + \xi \frac{df}{d\xi} + f = 0 \quad (\text{A7})$$

上述方程的定解边界条件是：

$$T|_{x=\pm\infty} = 0, \quad f(\xi)|_{\xi=\pm\infty} = 0 \quad (\text{A8})$$

或

$$T|_{x=\infty} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = 0, \quad f(\xi)|_{\xi=\infty} = 0, \quad \frac{df(\xi)}{d\xi}|_{\xi=0} = 0 \quad (\text{A9})$$

在上述边界条件下，可以求得方程的解

$$f(\xi) = \left[\frac{n}{2(n+2)} (\xi_0^2 - \xi^2) \right]^{1/n} = \left[\frac{n\xi_0^2}{2(n+2)} \right]^{1/n} \left[1 - \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^2 \right]^{1/n}, \quad \xi < \xi_0 \quad (\text{A10})$$

$$f(\xi) = 0, \quad \xi > \xi_0$$

ξ_0 为积分常数，由系统能量守恒决定，

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) d\xi = \int_{-\xi_0}^{\xi_0} f(\xi) d\xi = 1 \quad (\text{A11})$$

也就是

$$\begin{aligned} Q &= \int_{-x_f}^{x_f} T dx = \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)} \left[\frac{n\xi_0^2}{2(n+2)} \right]^{1/n} \left[1 - \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^2 \right]^{1/n} (AQ^2)^{1/(n+2)} d\xi \\ &= \int_{-1}^1 \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)} \left[\frac{n\xi_0^2}{2(n+2)} \right]^{1/n} [1-z^2]^{1/n} (AQ^2)^{1/(n+2)} \xi_0 dz \\ &= Q \left[\frac{n}{2(n+2)} \right]^{1/n} \xi_0^{\frac{n+2}{n}} \int_{-1}^1 [1-z^2]^{1/n} dz = Q \left[\frac{n}{2(n+2)} \right]^{1/n} \xi_0^{\frac{n+2}{n}} 2 \int_0^1 [1-z^2]^{1/n} dz \end{aligned}$$

所以有积分常数

$$\xi_0 = \left[\frac{2(n+2)}{n} \right]^{\frac{1}{n+2}} \frac{1}{2^{\frac{n}{n+2}} \left[\int_0^1 (1-z^2)^{1/n} dz \right]^{\frac{n}{n+2}}} \quad (\text{A12})$$

进一步注意到 $\int_0^1 (1-z^2)^{1/n} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{n+2} \frac{\Gamma(1/n)}{\Gamma(\frac{1}{n} + \frac{1}{2})}$ ，有

$$\xi_0 = \left[\frac{(n+2)^{1+n} 2^{1-n}}{n\pi^{n/2}} \right]^{1/(n+2)} \left[\frac{\Gamma(\frac{1}{2} + \frac{1}{n})}{\Gamma(\frac{1}{n})} \right]^{n/(n+2)} \quad (\text{A13})$$

这里 Γ 是伽马函数。

电子热传导波的波阵面位置

$$x_f = \xi_0 (AQ^n t)^{1/(n+2)} \quad (\text{A14})$$

波阵面将系统分为两区：热区和冷区。系统温度分布为

$$T = \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)} \left[\frac{n\xi_0^2}{2(n+2)} \right]^{1/n} \left[1 - \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^2 \right]^{1/n} = T_0 \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2} \right)^{1/n} \quad (\text{A15})$$

其中 $T_0 = \left(\frac{Q^2}{At} \right)^{1/(n+2)} \left[\frac{n\xi_0^2}{2(n+2)} \right]^{1/n}$ 为系统中心的温度。在热区，温度的平均值为

$$\begin{aligned} \langle T \rangle &= \frac{Q}{2x_f} = \frac{T_0}{2x_f} \int_{-x_f}^{x_f} \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2} \right)^{1/n} dx \\ &= \frac{T_0}{2} \int_{-1}^1 [1 - z^2]^{1/n} dz = T_0 \frac{\sqrt{\pi}}{n+2} \frac{\Gamma(\frac{1}{n})}{\Gamma(\frac{1}{2} + \frac{1}{n})} \end{aligned} \quad (\text{A16})$$

平均温度与中心温度的差异反映了系统温度的均匀性。显然当 n 大时，系统温度更均匀；物理上这是容易理解的， n 大热传导快，系统温度很快被拉平。

根据温度的表达式，得热流

$$q = -AT^n \frac{\partial T}{\partial x} \sim \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2} \right)^{\frac{1}{n}} x \quad (\text{A17})$$

在中心区域附近，热流随距离线性增加，然后到达最大值，但在波阵面处热流为零。波阵面的运动速度

$$u_f = \frac{dx_f}{dt} = \frac{\xi_0 (AQ^n)^{1/(n+2)}}{n+2} t^{-\frac{n+1}{n+2}} \quad (\text{A18})$$

上式表明：初始时电子热波传播速度极快，随着时间发展逐渐变慢。在波阵面附近，

$$T = T_0 \left[\left(1 + \frac{x}{x_f} \right) \left(1 - \frac{x}{x_f} \right) \right]^{1/n} = 2T_0 \left(1 - \frac{x}{x_f} \right)^{1/n} \sim (x_f - x)^{1/n} \quad (\text{A19})$$

再回到热流表达式 (A17)

$$\begin{aligned}
 q &= -AT^n \frac{\partial T}{\partial x} = AT_0^{n+1} \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2}\right)^{\frac{1}{n}-1} \cdot \left(-\frac{2x}{x_f^2}\right) \\
 &= 2AT_0^{n+1} \cdot \left(1 - \frac{x^2}{x_f^2}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot \frac{x}{x_f^2}
 \end{aligned} \tag{A20}$$

当 $x = \frac{\sqrt{5}}{3}x_f$ 时, 热流取最大值,

$$q_{\max} = 2AT_0^{n+1} \cdot \left(\frac{4}{9}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot \frac{\sqrt{5}}{3} \cdot \frac{1}{x_f} = 1.08 \frac{AT_0^{n+1}}{x_f} \tag{A21}$$

对于完全电离的氘氦等离子体, 考虑电子-离子碰撞与电子-电子碰撞, 有电

子热传导流 $q = -\frac{8^{3/2}}{\pi^{3/2}} G(Z) \frac{k_B^{7/2}}{e^4 m_e^{1/2} \ln \Lambda} T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial x}$, $G(Z) = \frac{1}{1+3.3/Z}$, 也就是

$$n = 5/2$$

$$A = \frac{8^{3/2} k_B^{7/2}}{4.3\pi^{3/2} e^4 m_e^{1/2} \ln \Lambda} = \frac{9.7 \times 10^{19}}{\ln \Lambda} \frac{\text{erg}}{\text{sec} \cdot \text{cm} \cdot \text{keV}^{7/2}} = \frac{9.7 \times 10^{12}}{\ln \Lambda} \frac{W}{\text{cm} \cdot \text{keV}^{7/2}} \tag{A22}$$

所以, 对于一个半径为 r 、电子温度为 T_e 的等离子体小球, 其边界处的电子热流可以近似地由下列公式给出,

$$q = \frac{1.05 \times 10^{13}}{\ln \Lambda} \frac{1}{r} \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{7/2} \frac{W}{\text{cm}^2} \tag{A23}$$