

究为纽带,光子学与生命科学的交叉结合必将开拓出光辉灿烂的未来.

参 考 文 献

- [1] Wallace J. Laser Focus World, 1999 (6) :24
[2] Hogan H. Photonics Spectra, 1999(7) :34
[3] Sheppard L M. Photonics Spectra,1999(7) :28
[4] Wheeler M D. Photonics Spectra, 1999(2) :41
[5] Ju G, Nurmikko A V. Phys. Rev. Lett., 1999,82:3705
[6] Hau L V, Harris S E, Dutton Z *et al.* Nature, 1999,397:594
[7] Kash M M, Sautenkov V A, Zibrov A S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999,82:5229
[8] Budker D, Yashchuk V, Zolotarev M. Phys. Rev. Lett., 1998,81:5788
[9] Boller K-J, Imamoglu A, Harris S E. Phys. Rev. Lett., 1991,66:2593
[10] Harris S E, Hau L V. Phys. Rev. Lett., 1999,82:4611
[11] Yamamoto K, Ichimura K, Gemma N. Phys. Rev. A, 1998,58:2460
[12] Feng D, Ming N B, Hong J F *et al.* Appl. Phys. Lett., 1980,37:607
[13] Yablonovitch E. Phys. Rev. Lett., 1987,58:2059
[14] Kleppner D. Phys. Rev. Lett., 1981,47:233
[15] Koester C J, Snitzer E. J. Opt. Soc. Amer., 1963,53:515
[16] Bosenberg W R, Drobshoff A, Alexander J J *et al.* Opt. Lett., 1996,21:1336
[17] Whipple C T. Photonics Spectra, 1998(7) :30
[18] 好诚.科学时报(第2版),1999年7月28日[HAO Cheng. Science Times(second page),1999,July 28(in Chinese)]
[19] Ceriani M F, Darlington T K, Staknis D *et al.* Science, 1999,285:553
[20] 王贵.科学时报(第5版),1999年8月2日[WANG Gui. Science Times(fifth page),1999, August 2(in Chinese)]

快点火与超强激光等离子体相互作用问题*

常 铁 强

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

摘 要 “快点火”是近年来提出的激光聚变点火的一种新方式.它的特点是靶丸的压缩和点火分开进行:第一步由通常的多束激光对称辐照靶丸获得高密度;而后由单束超强激光($I\lambda^2 \approx 10^{18-20} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$)加热芯部实现点火.和传统的“热斑点火”比较,快点火在压缩方面具有很多优越性:大量节省驱动能量,降低了对驱动均匀性的要求,并且可以达到更高的能量增益.但是超强激光点火却涉及一些非常复杂的问题:在预压缩形成的等离子体中打洞(hole boring);在高密度燃料的边沿产生足够数量的高能量电子(MeV),这些电子的传输加热等.文章简短地讨论这些问题,并研究了几十 kJ 激光能量实现点火的可能性.

关键词 快点火,预压缩,超强激光等离子体相互作用

FAST IGNITION AND ULTRAINTENSE LASER PLASMA INTERACTION

CHANG Tie-Qiang

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

Abstract Fast ignition is a recently proposed new scheme for realizing ignition of inertial confinement fusion, in which the compression of an implosive capsule and its ignition proceed separately. First, the fusion pellet is pre-compressed by multiple beam lasers in the conventional way to a high density, then ignition is realized by a single ultraintense laser beam (of $I\lambda^2 \approx 10^{18-20} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$). Fast ignition is superior to traditional ‘hot spot ignition’ in many aspects in the precompression stage; it drastically reduces the energy required for precompression (about ten times), relaxes the requirement of drive uniformity, and is able to reach higher energy gain. However, ignition by ultraintense laser is very complicated. It involves boring a hole in the precompressed plasma, generating intense hot electrons with MeV energy, transporting them in the dense plasma and heating the high-density core to meet ignition conditions. These problems are briefly discussed and the possibility of ignition with laser energy

* 国家高技术惯性约束聚变主题.国家自然科学基金资助项目(19735002)

2000-01-24收到初稿,2000-05-31修回

less than 100kJ is explored.

Key words fast ignition, precompression, ultraintense laser interaction

1 引言

用热核聚变释放的能量解决能源问题是人类追求的理想,为此已经奋斗了半个世纪,主要在两个方面进行研究:磁约束和惯性约束.磁约束聚变(magnetic confinement fusion,简称MCF)希望用具有一定构形的装置和磁场位型将高温(几个keV)氘氚等离子体箍缩,稳定地产生热核反应,如托卡马克装置.由于磁场达不到很高,热核粒子的密度就不能太高($10^{13-15}/\text{cm}^3$),设计的目标是长时间稳定运行.惯性约束聚变(inertial confinement fusion,简称ICF)则不同,走的是高密度道路,反应粒子的密度要达到大约 $10^{26}/\text{cm}^3$,持续时间大约为 10^{-9}s ,因此,作为能源的运行方式是脉冲式的,例如每秒发生几次.本文讨论的是惯性约束聚变,研究也有20多年的历史了,已经取得很大的进展,可望在不到10年实现点火.点火就意味着局部区域热核反应产生的能量能加热本身及周围的部分冷燃料达到热核反应所需的温度,为继续反应创造了条件.点火是高增益靶设计的基础.ICF的驱动源,原则上可以是光或粒子束,但目前研究最多的是激光[将来的热核反应堆驱动源是什么,尚无定论,离子束、半导体激发的激光(DPL)、KrF激光、Z箍缩都有可能,最被看好的是重离子束],而且是短波长,如 $0.35\mu\text{m}$ 的钕玻璃激光.ICF是由靶丸的内爆实现的.最简单的靶丸由推进层和芯部燃料区组成(燃料为DT,目前实验多用DT气,将来要用贴于推进层内壁的DT固体层,推进层则多为塑料或玻璃),是一个毫米大小的球.驱动源均匀地作用于推进层,使外表面加热向外膨胀(称为烧蚀),由于动量守恒,就会有一个冲击波向靶丸内部传播,压缩DT物质达到产生热核反应所需要的密度和温度,并持续一定的时间.因此它是靠物质的惯性创造条件和维持热核反应的.惯性约束聚变又分为直接驱动和间接驱动两种方式,前者要求足够多束的激光尽量均匀地辐照靶丸;后者则要求先将激光能转换为软X光,由X光烧蚀靶丸,因此又称为辐射驱动.激光转换X光是通过黑腔靶(hohlraum)实现的.目前采用的黑腔多是柱形,由高Z材料制成(例如Au),以提高激光吸收和X光转换效率.柱腔的两个端面各有一个激光入射孔,聚变靶

丸则放在黑腔的中央.激光通过入射孔进入黑腔,辐照黑腔的内壁,被吸收和转换为X光,X光经过输运作用于靶丸.间接驱动的优点在于X光输运快,容易做到均匀驱动内爆,而且X光烧蚀深度大,对于内爆压缩流体力学不稳定性(如Rayleigh-Taylor不稳定性)具有较好的抑制作用.流体力学不稳定性对内爆是最大的威胁,而这正是直接驱动困难之处.间接驱动的缺点是总的激光能量利用效率较低.经过多年的研究,特别是Nova激光器上的靶物理实验和美国利用地下核试验进行的Halite/Centurion计划,间接驱动实现点火是有较大把握的,需要1—2MJ的 $3\omega_0$ 激光能量.相应的激光器NIF(national ignition facility)正在建造(1.8MJ,192路,峰值功率约500TW)^[1].以直接驱动方式实现点火需要多少能量尚待进一步确定.直接驱动的能量利用效率高,但其关键问题是内爆过程的流体力学不稳定性,如果均匀辐照问题不能很好解决,点火所需的激光能量也可能不比间接驱动低.直接驱动是否可行,关键是需要有直接的实验证明.Rochester大学的45kJ的Omega激光器是为此目的建造的,但其实验情况还不是非常清楚^[2].

近年来提出的快点火^[3]为实现点火提出了新的思路.它将整个过程分为独立的两步进行:先对靶丸进行压缩,达到所需要的高密度(预压缩),再加热芯部达到点火条件,并分别由多束驱动内爆的激光($10^{13-14}\text{W}/\text{cm}^2$)和超强点火激光($I\lambda^2 \approx 10^{18-20}\text{W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$)实现.这种方式具有如下优越性:大大降低了压缩所需要的驱动能量,同时降低了驱动压缩的对称性要求,为较低驱动能量达到点火提供了可能.但是,另一方面,利用超强激光点火是非常复杂的过程,存在一系列物理的和技术上的困难和不清楚之处.下面我们先研究预压缩内爆,然后再讨论超强激光和等离子体相互作用的问题.

2 快点火的预压缩

2.1 内爆压缩所需的能量

中心热斑点火是“快点火”提出以前激光聚变主要采用的点火方式.这种方式要求一个经过细致调制的激光脉冲驱动聚变靶丸内爆,同时产生中心的热斑点火区(满足点火条件 $\rho \sim 0.4\text{g}/\text{cm}^3$, $T \gg$

5 keV) 及其周围由主要燃料质量组成的高密度低温主燃烧区(为了生成点火热芯以及能量增益,这一冷层是重要的). 两区之间压力基本平衡,称为等压压缩内爆^[4]. 快点火则不同,在内爆预压缩阶段无需创造,而且要尽量避免产生中心热区,因而等压内爆就变成了等密度内爆. 下面以简化模型为基础进行讨论^[4,5]. 首先进行能量的估计,主要想说明等密度压缩能减少驱动能量的原因.

等压模型压缩后靶球的总能量为

$$E_F = E_c + E_h, \quad (1)$$

E_h, E_c 分别表示热的芯部和冷的高密度外层的能量,其中

$$E_h = 2 \left[\frac{3}{2} k T_h \right] \frac{M_h}{\mu_{DT}}, \quad (2)$$

μ_{DT} 为每个 DT 核子的平均质量,

$$E_h (10^{-7} \text{ J}) = 1.16 \times 10^{15} T_h (\text{keV}) M_h (\text{g}), \quad (3)$$

$$M_h = \frac{4\pi}{3} r_h^3 \rho_h = 1.67 r_h^2 = 0.268 \rho_h^2, \quad (4)$$

其中 $r_h \rho_h$ 已取为 0.4 g/cm^2 , 使之满足点火条件

$$E_c = 3.5 \times 10^{12} \alpha M_c \rho^{2/3}, \quad (5)$$

$\alpha=1$ 相应于温度为零的情况,实际上不可能是理想的冷压缩,所以 α 一定大于 1. 对于等压模型,要求冷、热区压力相等:

$$P_c = P_h = P, \quad (6)$$

$$P_h = 2 \frac{\rho_h}{\mu_{DT}} k T_h = 0.77 \times 10^{15} T_h (\text{keV}) \rho_h, \quad (7)$$

$$P_c = 2.3 \times 10^{12} \alpha \rho^{5/3}. \quad (8)$$

设点火时 $T_h = 5 \text{ keV}$, 并假定热核燃料具有较高的燃耗,例如 36% (燃耗公式见下面),则要求面密度 $\rho_h r_h + \rho (r_c - r_h) = 4 \text{ g/cm}^2$. 为了得到一些量大小的概念,设 $\rho_h = 40$, $\alpha = 2$ 时,计算有关物理量: $P = 1.5 \times 10^5$ 百万大气压, $r_h = 0.01 \text{ cm}$, $\rho = 519 \text{ g/cm}^3$, $r_c = 0.0169 \text{ cm}$, $M_h = 0.167 \text{ mg}$, $M_c = 8.5 \text{ mg}$, $E_h = 97 \text{ kJ}$, $E_c = 450 \text{ kJ}$, $(E_c + E_h) \sim 550 \text{ kJ}$. 假定内爆流体学效率为 $\eta = 0.1$ (定义为核燃料得到的能量和靶吸收的激光能量之比),则靶球吸收了激光能量 $E_B = (E_c + E_h) / \eta \sim 10 (E_c + E_h) = 5.5 \text{ MJ}$.

对于等密度压缩模型,假设具有同样的燃耗, $\rho r_c = 4$ 和被压缩物质具有同样的密度, $\rho = 519 \text{ g/cm}^3$, 则 $r_c = 0.0077 \text{ cm}$, $M_c = 9.9 \times 10^{-4} \cong 1 \text{ mg}$, $E_c = 45 \text{ kJ}$. 同样假设流体学效率为 10%, 则 $E_B \cong 450 \text{ kJ}$. 我们看到,等密度压缩模型能量需求下降了约 10 倍. 其原因除省却热斑能量外,更重要的是由

于没有热芯,达到同样增益所需的 DT 质量大大减少,而在等压模型中,低密度热芯半径相当大,为达到同样燃耗,高密度冷层的质量必须增加.

2.2 能量增益

定义靶增益

$$G_p = \frac{q_{DT} M_{DT} \phi}{E_B}, \quad (9)$$

其中 ϕ 为燃耗,可以表示为 $\phi = H / (H + H_B)$, $H_B \sim 7 \text{ g/cm}^2$, $H = \rho_h r_h + \rho (r_c - r_h)$, q_{DT} 为单位质量热核反应能.

等密度模型的另一重要特征是具有比等压模型大得多的增益. 为了说明这一问题,先假定二者具有相同的驱动能量和质量,此时增益取决于面密度 H . 由于 $E_h > 0$, 等压模型中的主燃料层(质量约占 98%) 密度将低于等密度模型的密度,更由于大的热芯的存在,其厚度较薄,因而面密度比等密度模型要低,增益小. 不仅如此,等密度模型能达到高增益还另有原因,那就是在驱动能量不变的情况下,可以降低密度而增加质量[见(5)式],同时保持高的燃耗(通过增加半径). 这是等压模型做不到的,因为由于压力平衡,冷层的密度是由热斑的压力确定的. 事实上,由前面给出的公式不难得到:对等密度压缩, $\rho \propto E^{1/3} \rho^{4/9}$, 因而 $G \propto E^{1/3} / \rho^{2/9} (E^{1/3} \rho^{4/9} + 7)$, 结果,能量固定时,密度愈低,增益愈大(当然,为了保持高燃耗,半径要相应地大). 然而,密度太低将导致点火能量过高,是不可取的^[3], $E_D \propto M_h \propto (\rho r_h)^3 \rho^{-2}$, 而 $(\rho r_h) \cong 0.4$. 因此,必须权衡选择. 显然,这两种模型也会给出不同的增益对质量的关系,例如固定面密度 H 时,从上面给出的公式和增益定义,等密度模型的增益正比于质量的 $1/3$ 次方,而对于等压模型 ($H = 4$, $r_h \rho_h = 0.4 \text{ g/cm}^2$, $T_h = 5 \text{ keV}$), 数值估计表明,对于比较实际的密度(例如高于 400 g/cm^3), 增益对质量很不敏感.

2.3 点火

以上讨论主要是高增益情况. 如果激光器能量比较低,中心点火模型不能点火时,等密度模型却有可能点火,甚至具有一定增益. 只计算 DT 反应产物 α 粒子能量(中子逃逸)时,(9)式中 $q_{DT} = 0.67 \times 10^{11} \text{ J/g}$. 假定被靶吸收的激光能量为 60 kJ , 并令 $\alpha = 2$, $H_B = 7$, $\eta = 0.1$, 数值估计得到表 1 所列结果.

其结果可近似拟合为 $G_p = 3.32 M_{\mu\text{g}}^{0.47}$. 因此, 100 kJ 级的激光器,达到点火是可能的. 得到上式,输入能量只计算了预压缩驱动能,未计及点火激光

能量 E_D , 如计及, 上式变为

$$G_p = 3.32 M^{0.47} (\mu\text{g}) / [1 + E_D (\text{kJ}) / 60] \quad (10)$$

从表 1 可以看出, 压缩密度取 300 g/cm^3 时, 点火热斑的大小约为 $25 \mu\text{m}$, 尺度是比较恰当的. E_D 估计 (下面讨论, 尚无定论) 大约在 20 kJ 以上.

表 1 60kJ 驱动能量时的点火增益

G	10	25	30	40	50	98
$H_c / \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	8.3	3	2.35	1.6	1.13	0.4
$M_c / \mu\text{g}$	16	74	108	192	323	1.53 (mg)
$\rho / \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	12230	1230	500	299	136	13.2
$r_c / \mu\text{m}$	6.79	24.3	47	53.5	83	302

2.4 快点火的其他优越性及点火能量

影响内爆压缩和点火的一个关键问题是瑞利-泰勒不稳定性 (RT): 当加速度的方向由低密度介质指向高密度介质时, 存在于界面处的位置或其他物理量的扰动就会发展, 危害内爆. 对于中心点火模型 (等压模型), 这一问题是非常严重的. 因为中心点火内爆模型必须同时产生密度低的热芯和密度很高的冷区, 其界面对流体力学不稳定性十分敏感. RT 不稳定性不仅发生在内爆初期, 还发生在内爆压缩的后期. 内爆后期, 当聚心运动接近球心, 最终受到阻滞时, 这一冷热界面区的瑞利-泰勒不稳定性就会发生 (密度差别很大) 和增长, 严重时导致冷热燃料的混合, 降低热斑温度, 破坏点火. 因此, 这种内爆靶的设计是相当困难的, 必须仔细设计靶和内爆的时间行为. 快点火的预压缩则不然. 一方面它不创造点火的热芯, 流体力学不稳定性影响就不大; 另一方面, 预压缩过程的加速度低, 收缩比小, 流体力学不稳定性的发展较小^[3]. 这也是快点火的一个很突出的优越性. 和中心点火等压模型相比, 快点火的预压缩大大缓和对内爆的对称性要求.

根据快点火的设想, 点火要由具有 MeV 能量的超热电子完成^[3]. 强度达到 $10^{19-20} \text{ W/cm}^2$ 的激光作用于预压缩生成的靶等离子体产生这样的电子. 预压缩生成的等离子体包括中心的高密度芯部 (例如 300 g/cm^3 或更高) 和其周围的密度逐渐降低的低密度部分 (几百微米). 为了能有效地加热芯部, 设想应该先用另一束强度低一点的激光 ($\sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$) 在预压缩生成的等离子体中打一个洞, 直到高密度芯部的边缘, 在那里, 跟进的点火激光再产生这些超热电子. 这些超热电子先加热热电子, 后者再加热离子达到点火温度. 这一加热过程必须在解体之前完成, 大约需要几个 ps (10^{-12} s), 而打洞激光可能

需要持续约 100 ps . 加热的高密度芯部至少应是 α 粒子的射程大小, 密度为 300 时, 尺度约为 $13 \mu\text{m}$. 加热点火芯部所需要的能量, 除了和密度、空间大小有关外, 还正比于点火温度, 以 10 keV 估计, 文献[3]给出 3 kJ (这一数值目前尚不能完全确定, 不同的估计差别较大), 计及能在芯部沉积此能量的效率后, 才能得到真正需要的点火激光能量.

超强激光不一定是唯一的点火手段, 也可以采用粒子束^[6]等. 当密度仍然取为 300 g/cm^3 时, 一些数值模拟给出: 点火粒子束的最佳参数是能量约 17 kJ , 功率约 $0.85 \times 10^{15} \text{ W}$ 和强度约 $6.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ (未计及传输效率), 当密度变化时, 这一能量正比于 $\rho^{-1.85}$ ^[7].

3 快点火和超强激光等离子体相互作用

利用超强激光实现点火涉及很多复杂的超强激光和等离子体相互作用的问题, 这也是快点火方式的主要困难. 超强激光在稀薄等离子体中传播时能够驱动多种等离子体不稳定性, 存在着相对论自聚焦、成丝、产生超热电子和亿高斯慢变磁场, 同时也存在着激光能量在空间中的扩散. 在超临界稠密等离子体中, 则需要研究激光传播与打洞 (boring) 过程, 能量吸收机制, 超热电子的产生和传输, 超高慢变磁场的产生与作用等问题.

目前已做了一些实验, 主要是研究超强激光和等离子体 (亚临界和超临界) 相互作用中的各种复杂的现象和机制, 而且取得很大进展. 但由于目前能用于这类实验的强度高于 10^{18} W/cm^2 的激光脉冲宽度都很短 (小于 ps), 尚无在能量和时间行为方面都能够满足要求的点火激光束来做预压和点火的总体实验, 因而未能得出“快点火”是否可行的定论及能量的准确估计. 同时, 理论研究 [如粒子模拟方法 (PIC)] 也有局限性, 多限于分解和局部的研究, 有待深入.

强度高于 10^{18} W/cm^2 的激光和等离子体的相互作用问题非常复杂, 和通常低于 10^{15} W/cm^2 时的相互作用有很大的差别. 一个本质的原因是相对论效应, 即电子在这样的激光场中运动的速度已接近光速, 因此质量变大, 同时激光磁场强度也直接影响电子的运动 ($V \times B$). 与此相关的是激光产生的压力 (有质动力) 也已很大. 有质动力的数量级可用 I/c 估计. $I = 3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ 时, 压力为 10^5 百万大气压, 接近于点火区的压力.

下面简要叙述所涉及的一些问题和研究概况。

3.1 超强激光和次临界等离子体的相互作用

首先研究自通道 (self-channeling) 的形成和作用^[8,9]。超强激光在次临界密度等离子体中传播会产生自通道,在其中部分激光能量集中,强度增加,而由于有质动力等离子体在横向被排开,密度减小,形成通道。产生通道的原因之一是相对论效应:激光场中振荡的电子质量增加,导致等离子体频率减小 ($\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$, 其中 n_e , m_e 分别为电子密度和质量), 折射系数随之增加 $[(1 - \omega_p^2 / \omega_0^2)^{-1/2}]$, ω_0 是激光频率]。由于聚焦光束的强度空间分布不均匀,中心高而边缘低,相对论效应造成折射系数的不同,引起光向中心折射。研究表明:当 $p > p_c = 17 (\omega_0 / \omega_p)^2$ GW 时,这一现象可以发生^[10]。此阈值功率反比于等离子体密度。对于确定的功率密度,在过于稀薄的等离子体中不能依赖相对论效应产生自聚焦。有质动力也可以产生通道,等离子体将从激光强度高的通道中心被推向边缘。需要强调的一点是相对论自通道(自聚焦)效应的作用:稳定的通道使激光能传播更远,穿得更深,可以达到许多倍(例如 10—20 倍)真空瑞利长度 ($8f^2 \lambda$, 其中 f , λ 分别为聚焦光束的 f 数和激光波长), 达到百微米量级,这对于激光穿过预压缩形成的等离子体是很重要的。但是,实际上超强激光的传播还要复杂得多。一维、二维粒子模拟 (PIC, particle in cell) 计算表明:自聚焦是逐步在中心部分产生的,边缘部分会横向扩散,密度愈低,横向扩散愈厉害;同时,波头会受到侵蚀 (erosion) 而严重变形^[11], 脉冲前端变陡,电子密度和激光强度在横向及纵向(激光传播方向)上产生复杂的二维空间调制结构,生成一些不规则的高密度峰区 (spike)。这些现象产生的原因是很强的有质动力:激光强度的不均匀,造成等离子体密度复杂的空间调制,后者反过来又调制了激光强度。另一方面,电子密度的纵向不均匀又会引起很强的纵向电场和尾流场 (~ 10 TeV/m 量级), 这一电场会加速电子到很高速度和能量 (100 MeV 量级)。由于能量的不断损失和横向扩展,如果激光脉冲宽度不够长,能量得不到补充的话,激光最终会停止传播。

自通道实际上也就是相对论聚焦和成丝。二维 PIC 数值模拟研究了成丝现象:一束强激光在传播过程中,不仅能聚焦成丝,丝形成后还能分裂为多根丝,而经过一段时间,多丝又可能再合并为一束激光^[12], 而后又可能再分裂。因此,实际通道的图像是很复杂的。

产生时间慢变的超强磁场是超强激光等离子体相互作用的另一重要特征,纵向和环向都有,数量级为亿高斯。产生的机制是多种多样的,例如纵向有质动力引起的高能电子束流。此外,当强激光在通道中传播时还会激发多种等离子体不稳定性^[13], 如前、后向的受激拉曼散射 (SRS), 它驱动电子等离子体波 (Langmuir 波), 也导致强电流。这些电子加速机制还可能联合和接续地发生作用,例如向前散射 SRS 产生的很高能量的电子,还可以通过尾流场 (wakefield) 再加速^[14]。此外,还存在更复杂的产生强电子流的途径,如 B-Loop (在激光场中加速后逃逸的电子,由环向慢变磁场反弹回来,再被激光场多次加速) 和逆自由电子激光 (通道中的电子在纵向磁场作用下作回旋振荡,当振荡频率和激光频率一致时,电子被共振加速) 机制^[15,16], 慢变磁场在其中起着重要的作用。

丝中的激光驱动纵向电流,电流产生磁场,因为不同丝中的电流基本上是平行的,通过磁场的作用丝又会合并,磁场也发生了重联。二维 PIC 数值模拟清楚地显示了这一过程^[12]。对于激光传输、成丝、超热电子流和磁场的产生,还进行了三维 PIC 数值模拟^[17]。模拟条件为:入射激光强度 1.2×10^{19} W/cm² ($a \equiv eE_L / m\omega c = 3$), $\lambda = 1 \mu\text{m}$, 初始束宽 $10 \mu\text{m}$, $n_0 / n_c = 0.36$, 介质为氢。结果显示出很清楚的成丝过程:光束首先发展为周围的亮环和中心的亮丝,经过不同阶段的发展后最终形成一根中心的丝;横向慢变磁场初始阶段基本上是环形结构,并随着径向非单调变化且有正负,表明纵向超热电子流具有结构,且有慢电子回流,磁场能达到 50—100 MG;无论电流和磁场,在激光的线极化方向上有不对称的扩展;成丝过程中,有质动力驱动向外运动,形成的电场又驱动离子运动,形成无碰撞冲击波,而丝中心离子密度很小,甚至接近真空。这些研究得到的重要的结果是:激光在经历了复杂的丝的分裂阶段后,最终合并为一根细丝,伴随着的是高能电子束,在这一发展过程中,慢变磁场起着关键的作用:它箍缩 (pinch) 电子束,并导致分裂的电子束的合并。电子密度的变化又改变了光的折射系数而引起激光传播方向的改变,导致光丝的合并和光沿着电子方向运动,这显示了电子束和磁场对于光传播的致稳作用^[12]。特别值得注意的是光在传播过程中的能量损失,尽管光的强度在形成丝后增强了 10 倍,甚至更多,但功率在传播了大约 40 个波长之后损失将近一半。

3.2 打洞问题

超强激光在超临界区域所遇到的问题是打洞 (hole boring)^[3]. 我们知道, 激光在超临界密度的等离子体中通常是不能传播的. 但是超强激光束在内爆预压缩形成的稠密等离子体中可以借助于有质动力和相对论效应进行传播:

$$\begin{aligned} F_{\text{pondr}} &= -n_e m_0 c^2 \nabla \gamma, \\ \omega_0^2 &= \omega_p^2 / \gamma + k^2 c^2, \\ \gamma &= (1 + I_{18} \lambda_{\text{um}}^2 / 1.37)^{1/2}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 F_{pondr} 是电子受到的有质动力, γ 是相对论因子, 当 $I\lambda^2$ 高于 $10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 相对论效应成为重要的. 由于 $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$, 相对论效应导致有效临界密度增大, 变为 $n_n^f = \gamma n_c$. 另一方面, 很强的有质动力将推动电子并带动离子向前运动 (纵向和横向). 不同的实验 (不同激光强度, 不同的靶等离子体, 不同的测量方法) 都已观察到等离子体通道和打洞效应: 亚临界密度用探针光干涉法; 超临界密度 (固体靶) 用谐波辐射 Doppler 频移^[18], 反射光频移等手段. 粒子模拟方法也做了相应的计算^[3, 19]. 这些研究得到的临界面后退速度依赖于 $I\lambda^2$, 约为 $c/60 - c/40$. 根据有质动力和动量守恒, 这一运动速度容易估计, $u/c = [(n_c/n_e)(Zm_e/M_i)(0.41 I_{18} \lambda_{\text{um}}^2)]^{1/2}$, 其中 n_c, n_e 分别为电子临界密度和密度, $n_c \cong 10^{21} \lambda_{\text{um}}^{-2}$, M_i 为粒子质量.

3.3 超热电子流和超强磁场

在超临界等离子体中, 超强激光也会产生很强的慢变磁场 (几亿高斯), 主要原因是有质动力驱动高能电子流所致, 特别是在靠近激光通道的底部, 那里激光场强很高, 而且密度梯度很大. 由方程:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \\ -c \nabla^2 \mathbf{B} &= 4\pi \nabla \times \mathbf{J} \\ \mathbf{J} &= -en\mathbf{V}, \mathbf{V} \propto \nabla I_L \\ \nabla^2 \mathbf{B} &= \nabla \times (an \nabla I_L) \end{aligned} \quad (12)$$

可知, 密度梯度和激光强度梯度产生磁场, 例如径向密度梯度和纵向激光强度梯度产生环形磁场, 产生的磁场的空间结构还很复杂. 由于这里的等离子体密度很高, 高能电子流会引起大的慢电子回流, 反向的环形磁场^[3].

PIC 数值模拟表明, 超强激光束在固体靶产生的超热电子等效温度为

$$T_h (\text{MeV}) = 0.511 \times [(1 + I_{18} \lambda_{\text{um}}^2 / 1.37)^{1/2} - 1] \quad (13)$$

这是纵向有质动力对电子做功的结果 ($F_{\text{pondr}} = (\partial/\partial x)[(\gamma-1)mc^2]$). 实验上已经测量到这些超热电子, 例如 80 TW 短脉冲激光, $\tau \sim 300 - 500 \text{ fs}$, $\lambda \cong 1 \mu\text{m}$, $\phi_{\text{spot}} \sim 10 \mu\text{m}$, CH 靶^[20], 电子谱仪测量到 (0° 和 22° 方向) 0.6 - 3 MeV 的电子, 得到了超热电子的能量分布和温度. 这一温度和激光强度的关系和 $T_h \sim (\gamma-1)mc^2$ 很一致 (前向方向), 但不同方向结果温度不同, 测量表明, MeV 级电子多是向前, 较低能量电子各向较均匀. 总的超热电子能量 $\sim 30\%$ 激光能量. 此外, 研究还表明, 一旦洞生成后, 激光吸收效率会显著增加, 此时共振吸收 (P 极化, 密度梯度较小) 和准共振吸收 (resonant, not so resonant) (P 极化, 密度分布很陡时) 成为重要的吸收机制. 这些机制也会产生超热电子.

3.4 自调制不稳定性

强激光在等离子体中还可以驱动其他不稳定性. 当 $P > P_C$, $\tau_L > 2\pi/\omega_{pe}$ 且具有陡的脉冲上升前沿时, 激光包络会驱动高振幅的纵向等离子体波, 并发生自调制不稳定性 (self modulated instability)^[21]. 等离子体波在激光传播方向受到共振的调制 (因而激光场也受到调制), 调制波长即为 $\lambda_b \sim 2\pi/\omega_p$, 这一等离子体波相速度很大, 接近 c , 可以加速背景等离子体中的电子到很高速度. P102 激光器上所做的实验在一定程度上证实了上述情况. 由于所产生的等离子体波的衰减, 形成不同波长的 Langmuir 波加速电子和各种波长的离子声波 (湍流). 实验测量到各种能量的电子, 大部分是 MeV 级, 最高能量 30 MeV, 能量分布很复杂.

当激光在通道中传播时, 如果由于某种原因导致光轴偏离通道轴的话, 通常就会扭曲变形 (hose instability)^[11]. 这种不稳定性产生的机制仍然是激光有质动力: 有质动力方向的改变, 引起等离子体相应的运动, 局部改变折射系数, 从而导致激光中心轴的继续偏离, 产生正反馈. 这种不稳定性显然不利于激光传播, 但是, 研究表明, 一些因素能抑制这种不稳定性 (如等离子体密度不均匀, 随空间变化).

4 讨论

借助于简单的模型讨论了中心点火和快点火预压缩内爆的特点. 我们看到: 对于高增益, 等密度模型可使驱动内爆的激光能量降低约 10 倍. 同时, 等密度模型设计可以有更大的自由度, 根据实际情况可以选择预压缩后的密度和燃料质量, 适度降低密

度增加质量可以达到更大的增益.比较理想的估计表明.在 60—100kJ 激光能量驱动下,实现等密度模型的点火是可能的.总之,快点火内爆的优越性使设计变得相对容易.快点火方式的困难在于点火.迄今,可行性问题尚没有解决,所需点火激光能量也还没有确切的估计.所涉及的超强激光相互作用的很多问题有待深入研究,特别是在快点火实际的情况及时空尺度下研究点火激光在预压缩形成的等离子体中传播、侵蚀,多种不稳定性的激发、成丝,稠密等离子体中的打洞, MeV 级超热电子和相应的亿高斯的慢变超强磁场产生及作用,等等.此外,超热电子的传播、加热、点火等问题,目前的研究更显得少些.其他点火手段,如粒子束也非常值得深入研究.

参 考 文 献

- [1] Lindl J. Phys. Plasmas, 1995, 2:3933
 [2] Soures J M *et al.* Phys. Plasmas, 1996, 3:2108
 [3] Tabak M *et al.* Phys. Plasma, 1994, 1:1626
 [4] Meyer ter Vehn J. Nuclear Fusion, 1982, 22:561
 [5] Kidder R E. Nuclear Fusion, 1976, 16:405
 [6] Caruso A, Pais V A. Nucl. Fusion, 1996, 36:745
 [7] Atzeni S. Phys. Plasmas, 1999, 6:3316
 [8] Fuchs J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 80:1658
 [9] Borghesi M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78:879
 [10] Young D E, Bolton P R. Phys. Rev. Lett., 1996, 77:4556
 [11] Decker C D *et al.* Phys. Plasmas, 1996, 3:2047
 [12] Askaryan G A *et al.* Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, 1995, 17:35
 [13] Shvets G, Wurtele J S. Phys. Rev. Lett., 1994, 73:3540
 [14] Ting A *et al.* Phys. Plasmas, 1997, 4:1889
 [15] Pukhov A *et al.* Phys. Plasmas, 1999, 6:2847
 [16] Pukhov A *et al.* Phys. Plasmas, 1998, 5:1880
 [17] Pukhov A, Meyer ter Vehn J. Phys. Rev. Lett., 1996, 76:3975
 [18] Zepf M *et al.* Phys. Plasmas, 1996, 3:3242
 [19] 曹莉华,常铁强,常文蔚等.强激光与粒子束, 1998, 10:433
 [CAO Li Hua, CHANG Tie-Qiang, CHENG Wen-Wei *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 1998, 10:433(in Chinese)]
 [20] Malka G, Miquel J L. Phys. Rev. Lett., 1996, 77:75
 [21] Sprangle S, Esarey E, Krall J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 69:2200

基本物理化学常数的 CODATA 最新推荐值*

刘瑞珉¹⁾ 张钟华²⁾

(中国计量科学研究院 北京 100013)

沈乃澂³⁾

(中国科学院物理研究所计量测试高技术联合实验室 北京 100080)

摘 要 文章给出了由国际科学技术数据委员会(简称 CODATA)推荐的基本物理化学常数及转换因子的 1998 自洽组的数值,供国际上普遍使用.新推荐值的标准不确定度,与 1986 年推荐值的相应不确定度比较,在多数情况下,前者约为后者的 1/5 至 1/12,而在某些情况下,则为其 1/160.然而,几乎在所有情况下,1998 年数值与 1986 年相应值之差的绝对值均小于 1986 年数值的标准不确定度的两倍.

关键词 CODATA,基本常数,转换因子,标准不确定度

NEW CODATA RECOMMENDED VALUES OF THE FUNDAMENTAL PHYSICAL AND CHEMICAL CONSTANTS

LIU Rui-Min¹⁾ ZHANG Zhong-Hua²⁾

(National Institute of Metrology, Beijing 100013)

SHEN Nai-Cheng³⁾

(Joint Laboratory of Advanced Technology in Measurements, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract We present the self-consistent set of values of the basic constants and conversion factors in physics and

* 2000-06-12 收到初稿, 2000-06-30 修回

- 1) 中国计量科学研究院研究员, 1994—1999 年代表我国参加了 CODATA 基本物理常数任务组的工作, 是该任务组的 13 名委员之一
 2) 中国工程院院士, 中国计量科学研究院研究员, 从 2000 年起接替刘瑞珉代表我国参加该任务组的工作
 3) CODATA 中国委员会基本常数任务组组长