

文章编号: 0253-2239(2006)10-1594-4

利用整形激光脉冲压缩薄膜靶得到中子源*

张晓梅 沈百飞

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

摘要: 研究了整形激光脉冲对冰冻氘氚靶的压缩。通过数值分析,发现利用分步激光产生的系列激波压缩氘氚靶可以获得较高密度和较低温度的等离子体靶。初始激光强度的选取将影响到压缩后的等离子体密度,继而影响到产生中子的数量。通过调节初始激光强度可以使压缩后的氘氚靶温度处在反应率比较高的范围内,从而得到优化结果。当初始归一化激光振幅为 0.5,最终为 32 时,压缩后的氘氚靶密度可达到 18416 倍的临界密度,温度达到 16 keV,每焦耳入射激光能量可得到 10^9 个中子,这个中子产额比现有其他方法所得到的中子产额大 4 个数量级。

关键词: 超快光学; 等离子体; 整形脉冲; 激波; 压缩; 中子源

中图分类号: TL61⁺2.3 文献标识码: A

Neutron Source from Thin Foil Target Compressed by Shaped Laser Pulses

Zhang Xiaomei Shen Baifei

(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract: The frozen deuterium-tritium (DT) foil compressed by shaped laser pulses is explored, and analytical results show that the foil plasma target with relatively high density and low temperature can be obtained after compression by stepped laser-generated multi-shock waves. The choice of initial laser intensity influences the plasma density after compression and the number of neutron to be produced. The optimized result is obtained by adjusting the initial laser intensity to keep a high neutron high productivity in the compressed DT target. When the original scaled laser amplitude is 0.5 and the final 32, the foil's density reaches 18416 times critical density, the temperature reaches 16 keV, and 10^9 /J neutrons are produced after compression, which is four orders of magnitude larger than that from other ways.

Key words: ultrafast optics; plasma; shaped laser pulses; shock waves; compression; neutron source

1 引 言

长期以来,在固体靶中利用激光驱动产生激波得到高压是研究高压下物质状态方程的一种有效途径,同时,利用这种激波进行压缩得到高密度靶也引起了人们的兴趣。1982 年,David Salzmann 和 Jackel 等^[1-3]研究了激光驱动压缩激波的复杂特性,并介绍了利用脉冲整形激光驱动激波压缩靶的情况。然而,随着超短脉冲啁啾放大技术的实现,激光强度超过 10^{22} W/cm²^[4],使得激光与物质相互作用

进入到一个全新的研究领域,如“快点火”惯性约束聚变^[5,6]等。目前“快点火”惯性约束聚变是将压缩和点火两个过程分开进行的,首要问题就是对靶丸的压缩,使压缩后的氘氚密度达到其固体密度的 1000 倍以上。对于惯性约束核聚变,强热压导致激波,在靶聚爆过程中,激波对确定燃料的熵起着至关重要的作用,为了实现近似等熵压缩,必须通过驱动脉冲整形精确控制激波强度。1995 年,美国国家点火装置的研究人员详细研究了激光间接驱动快点火

* 国家自然科学基金(10335020/A05060)资助课题。

作者简介: 张晓梅(1979~),女,山东临沂人,中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生,主要从事激光与等离子体相互作用方面的研究。E-mail: zhxm@siom.ac.cn

导师简介: 沈百飞(1967~),男,中国科学院上海光学精密机械研究所研究员,博士生导师,主要从事超短超强激光和等离子体相互作用等方面的研究。E-mail: bfshen@mail.shnc.ac.cn

收稿日期: 2005-11-29; 收到修改稿日期: 2006-01-10

问题中靶的设计^[7],研究了利用分步激光产生系列激波达到快点火的情况,详细分析了改变两束激光时间间隔所产生的影响^[8]。

在我们提出的产生中子源的方法中^[9,10],通过选用合适形状的脉冲可以得到预定离子温度下的准稳态。薄膜靶达到具有合适温度和密度的稳态时产生大量中子,形成很好的中子源。研究发现,当用归一化振幅 $a=7$ 的激光入射到面密度为 $4.4 \times 10^{18}/\text{cm}^2$ 、聚焦面积为 $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ 的靶上时每秒可以得到大约 1.17×10^{21} 个中子,即约 $10^8/\text{J}$ 个中子,其中靶的氘氚含量为 1:1。每秒钟等离子体中所产生的中子数 N_n 正比于氘(或氚)离子,密度 n_D (或 n_T) 的平方^[11],表示为

$$N_n \approx 0.25 n_D^2 \overline{(\sigma v)}_{\text{DT}} V, \quad (1)$$

V 表示等离子体体积, $\overline{(\sigma v)}$ 为 DT 反应率。

本文利用激光脉冲整形得到的分步激光产生的系列激波压缩冰冻氘氚靶,得到了比较高的氘氚等离子体密度,氘氚核离子发生聚变反应放出大量中子,从而形成中子源。

2 分析推导

在文献^[9,10]中主要分析了薄膜靶的稳定状态,即两束激光脉冲对靶的约束作用,没有具体研究靶的压缩过程。通过一维粒子模拟(PIC)发现,靶很容易被超短超强激光脉冲加热到很高的温度,激光能量迅速转变为热能,而较高的热压又会阻止靶的压缩。当离子温度超过 20 keV 时,氘氚核反应率缓慢增加后开始快速减小^[12]。在入射激光强度一定的情况下,等离子体温度越低,达到稳态时的密度越高。为了得到更多的中子,希望能够通过脉冲整形得到系列激波压缩靶,得到较低温度和较高密度的氘氚等离子体靶。产生中子源时采用两束超短超强激光脉冲相对正入射到靶上来约束靶,在压缩过程中,为了在压缩后能得到比较高的等离子体密度,需要压缩后等离子体温度相对较低,因此要避免动能转化为热能。为此,可以先用整形后的激光脉冲从靶的一侧入射,使产生的所有激波同时到达靶的另一侧时,再从相反方向入射另一束激光,使在压缩阶段等离子体没有因为碰撞而把动能转化为热能,相反方向的入射激光起到约束靶的作用。由于采用的激光强度很高,所以光压占主要地位。

为了方便,仍然采用一维平面模型。当激光作用到冰冻氘氚靶上时,产生的激波如图 1 所示。其

中定义了不连续面前(下标为 1)后(下标为 2)的流体变量:密度 N_1, N_2 , 温度 T_1, T_2 , 速度 u_1, u_2 , 激波速度 u_s 和相对波前的物质速度 v_1, v_2 。图中有两个界面,界面 I 是入射激光与物质的连接面,界面 II 是整个流体物质的运动界面。在界面 II 上,密度、压力和速度等流体动力学变量不连续变化,这个界面连接不连续面前后物质,通过对这两个界面进行数值分析可以得到整个靶压缩后的状态。

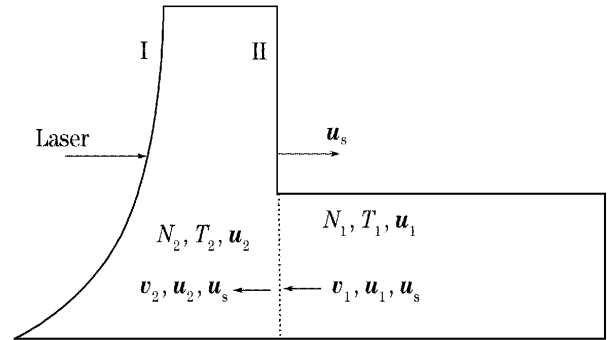


图 1 平面激波示意图

Fig. 1 Sketch for planar shock wave

2.1 界面 I

假定激波前后等离子体区域都是等温的,根据描述等离子体的流体力学方程和麦克斯韦方程得到

$$\frac{\partial}{\partial \xi} NV = 0, \quad (2)$$

$$N \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} = T_2 (V^2 - 1) \frac{\partial N}{\partial \xi}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + \left(1 - \frac{N_e}{\gamma}\right) a = 0, \quad (4)$$

其中对于圆偏振激光场有: $\xi = \omega x/c$, $N = n/n_c$, $\gamma = (1 + a^2)^{1/2}$, $V = v/s_0$, $v = u - u_s$, $s/c = (ZT_2 m_e/m_i)^{1/2}$, s 是被光速 c 归一化了的离子声速, v 是运动整体中的等离子体流体速度, u_s 为激波速度, T_2 是被 $m_e c^2$ 归一化了的激波等离子体温度, m_e 为电子质量, $n_c = 1.1 \times 10^{21} (\mu\text{m}/\lambda)^2 / \text{cm}^3$ 是相对激光波长的临界密度, λ 单位为微米。

对(2)式、(3)式积分可得到

$$V = N_s/N, \quad (5)$$

$$\frac{\Gamma_s - \gamma}{T_2} = \frac{N_s^2/N^2 - 1}{2} - \ln\left(\frac{N_s}{N}\right), \quad (6)$$

$$W = \frac{\gamma^2}{2a^2} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \xi}\right)^2 + \frac{1}{2} \gamma^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi}\right)^2 + T_i N_i + T_e N_e, \quad (7)$$

其中 N_s 和 Γ_s 是积分常数, W 是在求解方程(4)过程中出现的积分常数, $\psi = e\phi/(mc^2)$ 为归一化的标势, ϕ 为标势, N_i 和 N_e 分别是离子密度和电子密度, T_i

和 T_e 分别是离子温度和电子温度。因为声速点 ($V = 1$) 必定在驻波场的最大值处,由(6)式、(7)式和边界条件^[10]得到此处 $\Gamma_s = \gamma_0 = (a^2 + 1)^{1/2} = (4a_0^2 + 1)^{1/2}$,其中 a_0 为入射激光脉冲的无量纲振幅。根据等离子体密度最大处和最小处积分常数 W 相等,方程(7)式可变化为

$$\frac{1}{2}(a^2 + 1) = \frac{1}{2} + T_i N_i + T_e N_e, \quad (8)$$

其中,密度最大处 $a \approx 0$,由 $\partial^2 \psi / \partial \xi^2 = N_e - N_i = 0$,得到 $N_e = N_i$ 。密度最小处, $N_e = N_i \approx 0$ 。激光作用一段时间后,离子温度和电子温度趋于相等,即 $T_e = T_i$ 。则由(8)式可以得到:

$$N_2 = a_0^2 / T_2, \quad (9)$$

其中 N_2 为等离子体密度, T_2 为等离子体靶温度。

2.2 界面 II

对于截面 II 处有于戈尼奥(Hugoniot)条件

$$N_2 v_2 = N_1 v_1, \quad (10)$$

$$N_2 (v_2^2 + 1) = N_1 (v_1^2 + T_1 / T_2), \quad (11)$$

$$5 + v_2^2 = 5(T_1 / T_2) + v_1^2, \quad (12)$$

联立上面三式并将(9)式代入可以解得

$$N_2 = \frac{4a_0^2 + N_1 T_1}{a_0^2 + 4N_1 T_1} N_1, \quad (13)$$

$$T_2 = \frac{a_0^2 (a_0^2 + 4N_1 T_1)}{N_1 (4a_0^2 + N_1 T_1)}, \quad (14)$$

$$v_1^2 = 5 \left(\frac{1 - T_1 / T_2}{1 - N_1^2 / N_2^2} \right), \quad (15)$$

$$v_2^2 = \frac{5N_1^2}{N_2^2} \frac{1 - T_1 / T_2}{1 - N_1^2 / N_2^2}, \quad (16)$$

其中各量下标 1 和 2 分别代表激光作用前、后的物理量。

3 数值分析

根据每焦耳入射激光能量产生中子数的定义有

$$n_n = \frac{N_n t}{E + 2It}, \quad (17)$$

其中 n_n 是每焦耳入射激光能量可以产生的中子数, t 是约束时间, E 是压缩过程所消耗的激光能量密度, I 是约束激光强度。给定初始条件: $a_0 = 0.5$, $T_1 = 0$, $N_1 = 50$, 初始靶厚度为一个激光波长 $\Delta_0 = \lambda = 1 \mu\text{m}$ 。讨论比较简单的情况, 设后一个激光脉冲的振幅是前一个激光脉冲的 2 倍, 激波到达靶的另一侧需要的时间为 $t_s = k\Delta / (v, s)$, 其中 k 为激光波矢, Δ 为靶厚, v_1 是运动整体中的等离子体流体速度(如图 1 中所示)。根据讨论的结果可以计算得到当最终激光振幅为 $a = 32$ 时的压缩情况, 如表 1 所示。

$E = 1.37 \times 10^{18} \times a^2 \times \lambda_L t_L / c$ (J/cm²), t_L 为需要的激光脉宽; $I = 1.37 \times 10^{18} \times 32^2 \times t$ (W/cm²) = $1.4 \times 10^{21} t$ (W/cm²)。从表 1 中看出压缩后的靶密度达到 $N_2 = 18416 n_c$, 温度达到 $T_2 = 0.05561 m_e c^2 = 28.4 \text{ keV}$, 此温度下氘氘反应率^[12] $\overline{(\sigma v)}_{\text{DT}} = 6 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 压缩所消耗的激光能量密度 $E = 1.16 \times 10^7 \text{ J/cm}^2$ 。将数据代入方程和通过计算得知, 两束振幅 $a = 32$ 、脉宽为几百飞秒的约束激光作用在压缩后的高密度氘氘靶上可以得到大约 10^9 / J 个中子。

表 1 初始激光强度 $I = 1.37 \times 10^{18} \times 0.5^2 \text{ W/cm}^2$ 时的压缩情况

$a / (eA / m_e c^2)$	N_2 / n_c	$T_2 / (m_e c^2)$	$t_s / (\tau_L)$	$E / (10^5 \text{ J/cm}^2)$
0.5	200	0.00125	829.8	7.17652
1	425	0.00235	201.2	13.21365
2	903	0.00443	69.0	21.48845
4	1919	0.00834	23.7	32.88685
8	4078	0.01569	8.1	48.37698
16	8666	0.02954	2.8	69.42018
32	18416	0.05561	1.0	116.18285

当初始激光振幅 $a_0 = 0.25$, 其他条件不变时, 所得结果见表 2。压缩后的靶密度达到 $N_2 = 39133 n_c$, 温度达到 $T_2 = 0.02617 m_e c^2 = 13.4 \text{ keV}$, 此温度下氘氘反应率 $\overline{(\sigma v)}_{\text{DT}} = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 压缩所消耗的激光能量 $E = 8.2 \times 10^6 \text{ J/cm}^2$ 。

表 3 为当初始激光振幅 $a_0 = 1.0$, 其它条件不变时的计算结果。压缩后的靶密度达到 $N_2 = 8666 n_c$, 温度达到 $T_2 = 0.11816 m_e c^2 = 60 \text{ keV}$, 此温度下氘氘反应率 $\overline{(\sigma v)}_{\text{DT}} = 8.6 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, 压缩所消耗的激光能量 $E = 1.62 \times 10^7 \text{ J/cm}^2$ 。

表 2 初始激光强度 $I = 1.37 \times 10^{18} \times 0.25^2 \text{ W/cm}^2$ 时的压缩情况

$a / (eA / m_e c^2)$	N_2 / n_c	$T_2 / (m_e c^2)$	$t_s / (\tau_L)$	$E / (10^5 \text{ J/cm}^2)$
0.25	200	3.13×10^{-4}	1659.5	3.58769
0.5	425	5.88×10^{-4}	402.5	6.60625
1	903	0.00111	138.1	10.74822
2	1919	0.00208	47.4	16.44742
4	4078	0.00392	16.2	24.19249
8	8666	0.00739	5.6	35.00635
16	18416	0.0139	1.9	49.03516
32	39133	0.02617	0.7	81.76902

表 3 初始激光强度 $I=1.37 \times 10^{18} \times 1.0^2 \text{ W/cm}^2$ 时的
压缩情况

Table 3 Description for compression with initial laser
intensity of $1.37 \times 10^{18} \times 1.0^2 \text{ W/cm}^2$

$a/(eA/m_e c^2)$	N_2/n_c	$T_2/(m_e c^2)$	$t_s/(\tau_L)$	$E/(10^5 \text{ J/cm}^2)$
1	200	0.005	414.9	14.35303
2	425	0.00941	100.6	26.42730
4	903	0.01772	34.5	43.01343
8	1919	0.03335	11.8	65.51796
16	4078	0.06277	4.1	97.08277
32	8666	0.11816	1.4	162.55050

对于相同的约束激光强度,即最后一步的激光强度相同,初始激光强度越低,压缩后靶的温度也越低。密度与温度成反比关系,所以压缩后的等离子体密度会越高。从上面三个示例也可以看出,初始激光强度越大,压缩后等离子体温度越高,密度越低,所用激光能量越高。经计算知道上面三个示例中每焦耳激光能量产生的中子数额相差不大,但是如果所用的初始激光强度太低($a < 0.25$),压缩后等离子体温度会太低,从而反应率很低影响到中子数产额;另一方面,如果所用初始激光强度太高($a > 1.0$),压缩后等离子体温度密度相对比较低,从而也会影响到中子数产额,而且压缩到高密度靶需要更多的激光能量。所以优化两种情况后可以得出,通过调节初始激光强度,可以使压缩后等离子体温度在 $10 \sim 50 \text{ keV}$,即在产生中子的氘氚核反应率处在相对较高的范围内,此时的等离子体密度适中,故可以得到比较理想的中子源。

上面三个示例中,需要相反方向的约束激光分别在前面激光入射后 829.8 个激光周期、1659.5 个激光周期和 414.9 个激光周期后再入射。

4 结果与讨论

利用分步超短超强激光产生系列激波压缩冰冻氘氚靶,可以获得较高密度和较低温度的等离子体。所用初始激光强度的选取将影响到压缩后的等离子体密度,继而影响到中子数的产生。通过调节初始激光强度可以使压缩后的氘氚靶温度处在反应率比较高的范围内,从而得到优化结果。通过计算,压缩后等离子体温度在 $10 \sim 50 \text{ keV}$ 时,可以产生比较高的中子数,中子产额比现有产生中子源的方法中^[11,13~15]所得到的产额大 4 个数量级。所以通过对激光脉冲整形利用系列激波压缩冰冻氘氚靶这一新颖的方法可以得到很好的中子源。

约束时间越长,越有利于产生中子,但是约束时

间过长等离子体靶会出现不稳定现象,比如加上相反方向的约束激光后,靶内粒子碰撞使得粒子动能快速转换为热能而引起扩散,使等离子体密度降低从而影响到产生中子数额。但是,在扩散前的一段时间内,仍然可以得到大量的中子。

为了计算方便,前面讨论的是后一个激光脉冲振幅是前一个激光脉冲振幅 2 倍的激光强度曲线为台阶状的情况。其实,更精确的计算结果可以通过增加激光强度台阶数实现,这样,激光强度曲线会变得比较光滑,通过优化可以得到更好的结果。

为了得到更高的等离子体密度,初始所用激光强度可以很低,通过增加最后一步的激光强度,使压缩后等离子体温度处于反应率比较高的状态。当然,这需要有更多的激光能量,但是利用这种更多步激光产生系列激波压缩靶可以得到非常高的等离子体密度,这种方法有望用于“快点火”装置。

参 考 文 献

- David Salzmänn, Shalom Eliezer, Aaron D. Krumbein *et al.*. Laser-driven shock-wave propagation in pure and layered targets [J]. *Phys. Rev. A*, 1983, **28**(3): 1738~1751
- S. Jackel, D. Salzmänn, A. Krumbein *et al.*. Multishock compression of solid planar targets using tailored laser pulses[J]. *Phys. Fluids*, 1983, **26**(10): 3138~3147
- R. F. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn. Equation-of-state effects on laser-accelerated foils[J]. *Phys. Fluids*, 1985, **28**(3): 932~940
- P. Maine, D. Strickland, P. Bado *et al.*. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **24**(2): 398~403
- Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky *et al.*. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers [J]. *Phys. Plasmas*, 1994, **1**(5): 1626~1634
- Stephen E. Bodner, Denis G. Colombant, John H. Gardner *et al.*. Direct-drive laser fusion: Status and prospects[J]. *Phys. Plasmas*, 1998, **5**(5): 1901~1918
- John Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain[J]. *Phys. Plasmas*, 1995, **2**(11): 3933~4024
- A. Djaoui. Pulse shaping for ignition and gain of an indirectly driven target[J]. *Phys. Plasmas*, 1996, **3**(12): 4677~4682
- Baifei Shen, Xiaomei Zhang, M. Y. Yu. Laser-confined fusion [J]. *Phys. Rev. E*, 2005, **71**(1): 015401
- Xiaomei Zhang, Baifei Shen, Zongbao Fang *et al.*. Neutron source from thin foil confined by two laser pulses[J]. *J. Plasma Physics*, (accepted)
- R. V. Volkov, D. M. Golishnikov, V. M. Gordienko *et al.*. Neutron generation in dense femtosecond laser plasma of a structured solid target[J]. *JETP Lett.*, 2000, **72**(8): 401~404
- Huba J D. *NRL Plasma Formulary Naval Research Laboratory*. Washington revised, 1998. 44
- T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky *et al.*. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters [J]. *Nature*, 1999, **398**(6727): 489~492
- T. Ditmire. Simulation of exploding clusters ionized by high-intensity femtosecond laser pulses [J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **57**(6): R4094~R4097
- S. Fritzler, Z. Najmudin, V. Malka *et al.*. Ion heating and thermonuclear neutron production from high-intensity subpicosecond laser pulses interacting with underdense plasmas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(16): 165004