

利用光学高速阴影照相, 研究激光等离子体相互作用的波长及强度定标律

陈 时 胜

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

A. BÖSWALD R. SIGEL S. WITKOSKI

(Max-Planck-Institut für Quanten Optik, D-8046, Garching, b. München, F. R. G.)

1986年12月5日收到

提 要

利用光学高速阴影照相, 研究了激光在透明介质中的传播. 有如下结果: (1) 比较了两种不同激光波长上 ($\lambda_1 = 1.3\mu\text{m}$ 及 $\lambda_2 = 0.44\mu\text{m}$), 在具有相同吸收激光强度下, 所产生的不同冲击波压力. (2) 分析了冲击波压力对靶面吸收激光功率的依赖关系.

一、引 言

多年来, 人们已经知道强激光辐照在固体表面上可以产生高温高密度等离子体^[1]. 如图1所示, 从靶的吸收区的向内运动的热流将使被加热的材料向外运动. 这种向外膨胀的物质的反冲力将压缩相邻的靶的冷区物质. 这种产生高压的方法不仅对研究物质在高压下的状态方程, 而且对激光惯性聚变都是重要的.

新近, 在激光产生冲击波实验中, 大都采用条纹相机测量冲击波穿透待研究材料的薄箔靶所用时间, 从而量出冲击波穿透速度^[2]. 这种方法对透明材料是有困难的. 我们是采用光学高速分幅阴影照相法. 实验中采用可同时提供六幅不同光学延迟的光学探针, 每幅照片的曝光为 3ps. 这种方法的优点在于: 由于冲击波作用, 在介质中将出现一个十分锐的不连续界面, 这种明显的不连续界面的位置随时间变化过程可以通过具有不同时间延迟的光学高速分幅阴影照相记录下来, 而且它可提供二维的冲击波运动信息.

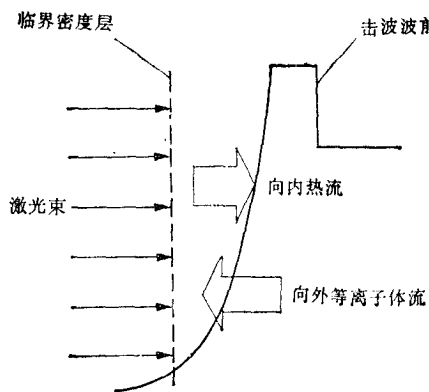


图1 激光辐照固体靶表面产生的消融过程

二、实验装置

基本实验装置显示于图 2 中。它由辐照靶的激光束、有机玻璃靶以及用于光学探针的激光束组成。

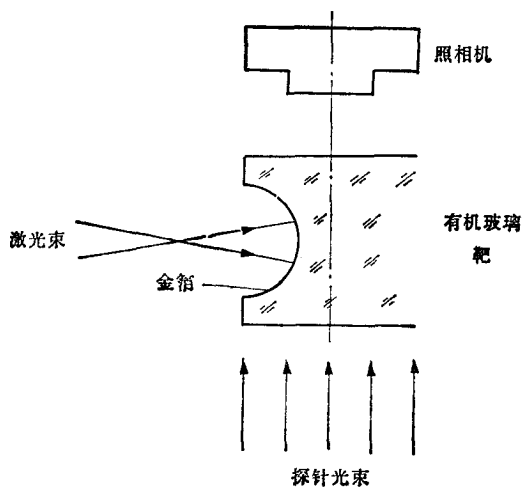


图 2 实验安排示意

靶受 Asterix III 碘原子激光器^[3]输出的激光束辐照。一般情况下，在基波 1ω 波长 $1.3\mu\text{m}$ 上以及三次谐波 3ω 波长 $0.44\mu\text{m}$ 上，激光器输出分别为 $100\text{J}/300\text{ps}$ 以及 $30\text{J}/300\text{ps}$ 。输出光束经一个 $f/2$ ($f=400\text{mm}$) 的非球面透镜聚焦在靶上。在焦点上，焦斑直径为 $100\mu\text{m}$ 。

在下述实验中，靶面分别被安放在两个位置上，其中之一相应于最小焦斑位置(即“焦点”位置上)，另一位置处于离焦点位置 1mm 远处(即“离焦”)，如图 2 所示。在此位置上，其辐照斑的直径为 $400\mu\text{m}$ 。

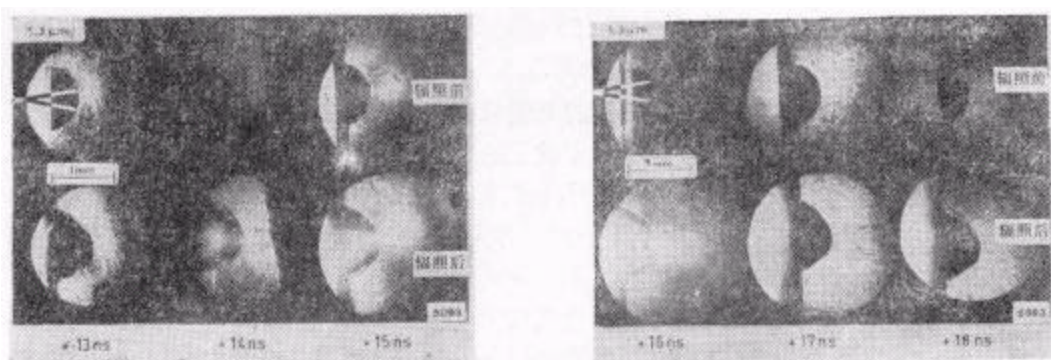
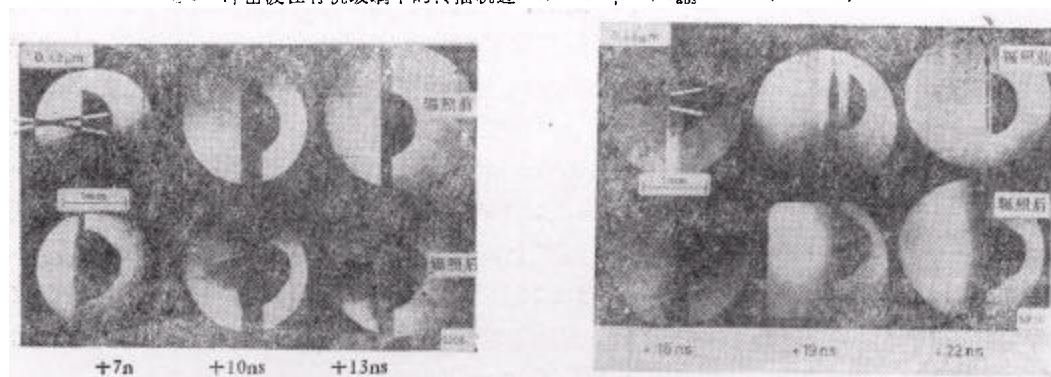
靶是由一根截面为 $2\times 2\text{mm}$ 的有机玻璃 ($\text{C}_3\text{O}_2\text{H}_3$)_n 棒构成。选用有机玻璃靶是出于易加工的目的。靶要事先抛光尤其探针光束通过的两表面。为了得到靶的被照区的清晰的像，将靶制成具有半球面的形状(球面半径为 $0.5\mu\text{m}$)。由于探针光束从靶的凸面上的全内反射，在阴影照片中将出现一个暗的半球面。为了增加靶面的激光吸收，在靶的迎着辐照激光的一面上镀有一层厚 $0.2\mu\text{m}$ 的金箔。

碘激光脉冲及染料激光脉冲之间的延迟可以通过改变光程或改变用于触发准分子激光器的电信号电缆长度来实现。准分子激光器是用来泵浦染料激光器中的三级放大器的。碘激光脉冲与染料激光脉冲之间的时间跳动小于 200ps 。为了减小等离子体自发光的影响，在光学成像透镜后面放置一块干涉滤光片，其中心波长处于染料激光的输出波长 $0.58\mu\text{m}$ 上，干涉滤光片的带宽为 $20\text{\AA}$ 。靶被一个 $f/2$ 透镜成像于显胶片胶卷上，像的放大率为 28 倍。同一次实验中，可同时得到 6 幅阴影像图。

三、实验结果及讨论

1. 冲击波压力与辐照激光波长的关系

我们已进行过激光产生冲击波在透明介质中的压力对辐照激光波长的依赖关系实验。实验是分别以基波 $1.3\mu\text{m}$ 及三次谐波 $0.44\mu\text{m}$ 来辐照靶。图 3 与图 4 给出了在两种波长上所得到的阴影照片。实验时靶处于“离焦”位置上，两种情况下，靶面的吸收激光强度相同。

图3 冲击波在有机玻璃中的传播轨迹 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$; $I_{\text{abs}} = 5.5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ 图4 冲击波在有机玻璃中的传播轨迹 $\lambda = 0.44 \mu\text{m}$; $I_{\text{abs}} = 5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$

每次辐照实验中可同时得到6幅阴影图。这些图中的时间延迟也标出。为了比较, 每次辐照靶之前, 先得到6幅相应的阴影照片, 从而能够确定靶在被激光辐照前的精确形状及位置。将每两幅靶在被辐照前后的阴影图上进行比较测量, 便可量出冲击波的传播速度。不过, 应当指出的是, 6幅阴影图是从靶的略为不同的角度上摄取的。

从这些阴影图上易看出, 在被激光直接辐照的靶的半球底部, 一黑的窄带向着靶的内部传输, 其横向尺寸近似等于激光辐照的尺寸, 其前沿相应于激光产生的冲击波。同时, 还可以看到一个稍慢些的波沿着整个的半球传播。这是由于在激光直接辐照区的X射线辐射以及未被靶直接照射区吸收的部分激光的散射并被吸收而产生的弱冲击波。

由于我们观测冲击波在靶内部的传播时, 其时间是远大于产生压力的激光脉冲。因此, 这种情况相当于材料在一个瞬时脉冲压力作用下的运动情形, 如同 Zeldovich 及 Raizer^[4] 所讨论过的物理问题一样。这个问题可当作一维平面运动问题处理, 因为在我们的观测时间内, 冲击波的运动距离与靶的半球半径相比仍旧是小的。

根据文献[4], 冲击波的传播服从如下的公式:

$$x = At^\beta. \quad (1)$$

类似的指数 β 取值 0.6 (对绝热指数 $\gamma = 7/5$ 而言)。对于一个矩形压力脉冲, 其振幅为 P , 脉宽为 τ , 当这种压力脉冲在初始密度为 ρ_0 的介质中传播时, 常数 A 由下式给出:

$$A = 1.715(P/\rho_0)^{1/2}\tau^{2/5}. \quad (2)$$

因此, 如果我们使方程 (1) 给出的曲线去拟合实验中所测到的冲击波前运动轨迹, 我们便

可从实验上确定常数 A 。然后,从方程(2)便可得到压力脉冲的振幅 P 为

$$P = (A/1.715)^2 \rho_0 \tau^{-4/3} \quad (3)$$

这里应当指出,由方程(3)所得到的 P 值只有在矩形压力脉冲情况下才适用。因为系数 1.715 与压力脉冲的形状有关。对于我们的激光脉冲近似为高斯型脉冲情况下,系数 1.715 可能需略作修正。为了简化分析,我们将假定压力脉冲为矩形脉冲,其脉宽取为激光脉宽。在相对比较实验中,这个因子对两种入射激光波长无关。于是,这种处理是可以接受的。

图 5 给出了相应于图 3 与图 4 的实验点及相应于 $x = At^\beta$ 曲线。 x 坐标是从靶的半球底部 $x = 0$ 点,沿着激光轴线向靶内部测量得到的。注意到在图 5 中给出的吸收激光强度数据是根据我们实验室最近在这两种激光波长上的靶吸收实验中得来的^[9]。

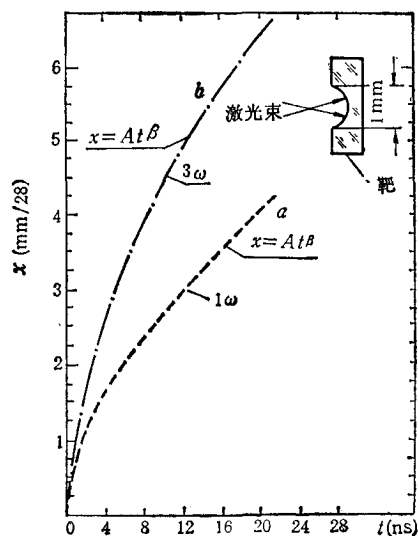


图 5 两种不同激光波长上 ($\lambda = 1.3\mu\text{m}$ 及 $\lambda = 0.44\mu\text{m}$),在相同靶面吸收激光强度下冲击波的运动轨迹

从图 5 的曲线 a 中,我们得到 $A_{1\omega} = 5.8 \times 10^2 (\text{cm}/\text{s}^{0.6})$ (shot#5093, $E_{1\omega} = 60\text{J}$ 及 $I_{\text{abs}} = 4.8 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$)。相应地,在靶面上激光直接辐照区上,初始的压力为 $P = (A/1.715)^2 \tau^{-4/3}$, $\rho_0 = 5.6 \times 10^{12} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} (= 5.6 \text{Mbar})$ 。计算时我们取有机玻璃的初始密度 $\rho_0 = 1.18 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。取激光脉宽 $\tau = 300\text{ps}$ 。

类似地,从图 5 的曲线 b 中得到: $A_{3\omega} = 8.6 \times 10^2 \text{cm}/\text{s}^{0.6}$ (shot#5221, $E_{3\omega} = 22.1\text{J}$ 及 $I_{\text{abs}} = 5 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$)。与图 5 曲线 b 相应的在靶面上激光焦点处的初始压力为 $P = 12.3 \times 10^{12} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} (= 12.3 \text{Mbar})$ 。

现在,我们再将这些结果与一个简单的等离子体的稳态模型进行比较。当被激光辐照的靶面产生一个热的等离子体时,膨胀的等离子体所产生的反冲动量将在相反方向上产生一个冲击波。也就是说,将在冷而密的靶材料内部产生一个传输冲击波。由于冲击波将获得这种反冲动量,在稳态近似下,向外喷射的等离子体的动量及能量守恒服从如下定律:

$$P \cong \rho_c s^2 \quad (4)$$

$$I_{\text{abs}} \cong \rho_c s^3 \quad (5)$$

其中喷射速度 s 取为等离子体中的声速。 ρ_c 是临界密度。 I_{abs} 为靶面吸收激光功率密度。从方程(4)和(5),得到

$$P \cong \rho_c (I_{\text{abs}}/\rho_c)^{2/3} = \rho_c^{1/3} I_{\text{abs}}^{2/3} \quad (6)$$

$$\text{由 } \rho_c \sim n_c \sim \omega_p^2 \sim \lambda^{-2}, \quad (7)$$

$$\text{得到 } P \sim \lambda^{-2/3} I_{\text{abs}}^{2/3} \quad (8)$$

目前,我们在 1ω 及 3ω 两种不同激光波长上,在相同的靶面吸收激光强度下,由实验给出的压力比率为: $P_{3\omega}/P_{1\omega} = 12.3 \text{Mbar}/5.6 \text{Mbar} = 2.2$ 。这个结果与理论的波长定标律

$\lambda^{-2/3}$ 相比, 即 $\lambda^{-2/3} = (1/3)^{-2/3} = 2.1$ 是相当符合的。

2. 冲击波压力与靶面吸收激光功率密度的定标律

上面给出的简单分析模型指出, 初始压力 P 随靶面吸收激光功率密度 I_{abs} 变化服从如下公式: $P \propto I_{\text{abs}}^{2/3}$. 我们进行了冲击波压力对靶面吸收激光功率密度依赖关系的初步实验. 图 6 给出了实验测量的冲击波波前在两种不同靶面吸收激光功率密度下的运动轨迹. 利用上述的同样方法, 求出拟合冲击波运动轨迹的实验曲线 $x = At^p$.

从图 6 中, 我们分别求得: 在靶面吸收激光功率密度 $I_{\text{abs}}^{(1)} = 4.8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时 (曲线 a) 相应的 A_1 值为: $A_1 \cong 5.8 \times 10^2 \text{ cm/s}^{0.6}$; 在靶面吸收激光功率密度 $I_{\text{abs}}^{(2)} = 1.9 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 时 (曲线 b) 相应的 A_2 值为: $A_2 = 4.2 \times 10^2 \text{ cm/s}^{0.6}$. 两种情况下, 相应的压力分别为 $P_1 = 5.6 \text{ Mbar}$ 以及 $P_2 = 2.9 \text{ Mbar}$. 因此, 由实验上确定的压力比为 $P_1/P_2 = 5.6/2.9 = 1.9$. 根据 (6) 式, 压力比 $P \propto I_{\text{abs}}^{2/3}$, 我们应有 $P_1/P_2 \cong I_{\text{abs}}^{(1)}/I_{\text{abs}}^{(2)} = 4.8 \times 10^{13}/1.9 \times 10^{13} = 1.8$. 由此可见, 实验结果接近于稳态模型的预期值.

我们未能进行靶面吸收激光功率高于 10^{14} W/cm^2 的实验. 这是由于目前我们的激光器输出能力所限. 要想得到高于 10^{14} W/cm^2 的靶面吸收激光功率, 必须将靶放置在“焦点”位置上而不是在“离焦”位置上. 我们发现, 在如此高的靶面激光功率情况下, 超热电子引起的靶面“无级放电”现象以及靶内部的电致击穿, 使冲击波波前变得模糊不清, 难于确定冲击波运动的位置. 这种过程的讨论, 我们将另文报道.

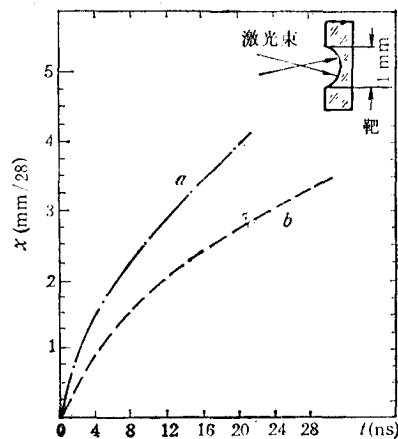


图 6 同一激光波长上 (1ω), 在不同靶面吸收激光强度下, 冲击波波前运动轨迹

四、结 论

我们利用光学高速分幅阴影照相法已成功地研究了激光在透明介质中产生的冲击波传输过程. 结果表明, 冲击波压力 P 与入射激光波长 λ 以及靶面吸收激光功率密度 I_{abs} 服从如下公式: $P \propto \lambda^{-2/3} I_{\text{abs}}^{2/3}$. 因而短波长与长波长激光相比, 在相同靶面吸收激光功率密度下, 具有更高的消融压力. 这表明, 激光核聚变中使用的激光器, 需朝短波长激光器件发展.

我们这里所描述的方法, 同样适用于其它透明介质中冲击波传播的研究.

本工作部分地得到欧洲核聚变委员会的资助.

感谢 R. F. Schmalz 及 K. Eidmann 博士的有益讨论. 感谢 W. Fölsner, H. Hass, J. Bayerl 诸先生为实验做的准备工作. 还要感谢 G. Brederlow 博士以及其领导下的高功率碘原子激光器件组的良好合作.

参 考 文 献

- [1] P. Mulser, R. Sigel and S. Witkowski, *Physics Reports*, **6C** (1973), 189.
- [2] F. Cottet, R. Fabbro and J. P. Romain, in *Shock waves in Condensed Matter*, (1983), J. R. Asay, R. A. Gramam, G. K. Straub (eds.), Elsevier Science Publishers B. V., (1984), p. 327.
- [3] G. Brederlow, E. Fill and K. J. Witte, *The High-Power Iodine Laser*, Springer Verlag, (1982).
- [4] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. 2, Academic Press, New York and London, (1967), p. 820.
- [5] I. B. Foldes, J. Bayer, P. Sachsenmaier and R. Sigel, *Max-Planck-Institut für Quantenoptik*, Report MPQ 97, June, (1985).

EXPERIMENTS ON THE WAVELENGTH AND INTENSITY DEPENDENCE OF LASER -PLASMA INTERACTION USING HIGH-SPEED SHADOWGRAPHY

CHEN SHI-SHENG

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

A. BÖSWALD, R. SIGEL, S. WITKOWSKI

(*Max-Planck-Institut für Quanten Optik, D-8046, Garching, b. München, F.R.G.*)

ABSTRACT

We have carried out experiments on laser-driven shock wave propagation in a transparent target using high-speed shadowgraphy. The results of the following studies are obtained:

- 1) A comparison of shock wave pressures at the two wavelengths ($\lambda=1.3\mu\text{m}$ and $\lambda=0.44\mu\text{m}$).
- 2) Scaling of shock wave pressures in dependence on the absorbed laser intensities of the targets.