

激光产生高压问题 的二维数值模拟研究

黄书科 高飞 陈辅之 王原娜

在研究激光与靶物质相互作用以及激光驱动的效应中,许多问题具有二维性质。这种二维问题,目前都是用计算机来模拟研究的。本工作在[1]的基础上通过数值模拟,考虑了平面靶中激光驱动冲击波传播和平面性的二维问题。计算表明,对于高斯激光束,冲击波阵面为一曲面,波阵面上不同径向位置的压强是不同的。光束中心压强约为光斑边缘处压强的1.7倍。冲击波速度也有个径向分布,由中心向外逐渐下降。共计算了两个典型模型,其中一个与实验结果进行了比较,两者符合较好。

一、引言

国外关于激光打靶的实验和理论研究^[2,3]已进行了多年,1979年美国劳伦斯·利弗莫尔实验室^[4]首次报导激光驱动冲击波产生高压的结果。他们在铝(Al)靶中得到1000 GPa量级的压强^[5,6],同时也发表了数值模拟的结果(LASNEX程序^[2])。此后,美国其它激光实验室以及日、英、法等国家的实验室也陆续发表了有关实验和理论研究的成果。

顾援等人利用上海光机所的10* (六路)激光器也进行了打靶实验,在铝靶中,已得到了500 GPa量级的压强^[7]。予期在上海光机所的12* (二路)激光器投入使用后,将获得1000 GPa量级的压强。数值模拟计算对于10*、12*激光器上的实验设计和实验分析都是十分重要的。

本工作是用我们编制的二维激光驱动流体力学程序,数值模拟研究了这两个实验工作,其中一个与实验进行了比较,符合较好。

二、物理问题的简化处理

强激光作用在靶上,产生高温高压的等离子体,它是由电子、离子和未电离的原子构成。在靶表面形成晕区,向外喷射同时有冲击波向靶物质内部传播。较完备的研究应分为电子、离子和光子三个系统,考虑到粒子数、动量、能量守恒和相互作用,采用一封闭的方程组来描述。这样做是相当复杂而又费时,为此,我们简化物理问题,设计出模型,给以数值模拟计算。我们作了下列的简化处理:

- (1) 单流体: 认为电子和离子具有相同的宏观速度。
- (2) 全电离: 在激光吸收的过程中,认为介质完全电离而不考虑电离过程。
- (3) 单温: 电子和离子强偶合,不分电子和离子温度。只有一个能量方程用来解出介质

温度。

(4) 限流：采用电子热传导作为介质热传导，并用扩散流和直穿流并联来实现限流，模拟热传导受阻。

(5) 激光在次临界区通过逆轆致吸收过程被吸收，未吸收的剩余能量沉积在临界面附近以模拟激光的反常吸收。

(6) 不考虑电晕区的形成过程。用人为降低介质密度的办法来处理。

三、数值模拟结果

针对 10^* (六路)、 12^* (两路) 单束激光辐照圆盘铝 (Al) 靶实验，我们计算了两个典型模型，简称模型 I、模型 II。在两个模型中，我们用高斯激光源：

$$I = I_0 e^{-r^2/(r_0^2+a^2z^2)} e^{-\tilde{a}(t-\tilde{t})}$$

在这里， r, z —柱坐标， r_0 —焦斑半径（在半径 r_0 的园内通常集中 70% 的激光能量）， a —激光器透镜参数， \tilde{a}, \tilde{t} —与激光脉冲半宽度 τ (FWHM) 有关的计算常数， I_0 —激光峰值功率密度。

下面分别叙述两个模型模拟计算的结果：

1. 低能量、短脉冲激光驱动冲击波模拟的研究。

模型 I 设计目的是为了模拟研究在 10^* (六路) 激光器打靶实验中，铝 (Al) 靶中驱动冲击波，产生高压冲击波的传播和平面性问题。激光器输出能量较低，脉冲较短，选取的激光参数是 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ， $I_0 = 6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ， $r_0 = 36.5 \mu\text{m}$ ， $\tau = 0.45 \text{ ns}$ 。使用的铝 (Al) 靶厚度 $d = 7.0 \mu\text{m}$ 。激光垂直照射在靶上，靶吸收激光能量后，靶面被加热，并向真空喷射 (图 1)，与此同时驱动冲击波向靶内传播。由于激光具有高斯型的空间分布，冲击波阵面并不是平面的。在图 2 上，给出了模拟计算的三个不同时刻 (0.101 ns, 0.214 ns, 0.319 ns) 的冲击波阵面 (注：① z, r 的尺度不同。② 计算的初始时间定自激光峰值功率密度 I_0 的 10% 处)。由图 2 看出冲击波波阵面的曲率是随时间增长的。这显然是不同 r 处冲击波速度不同造

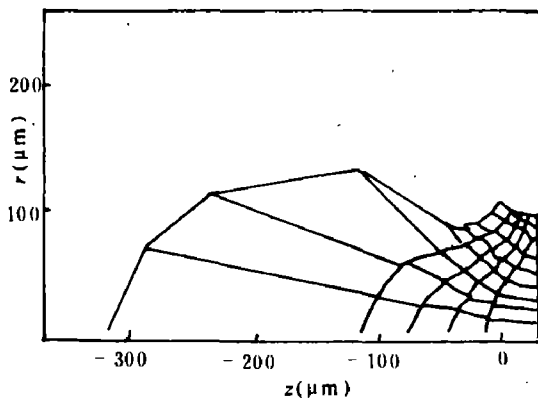


图 1

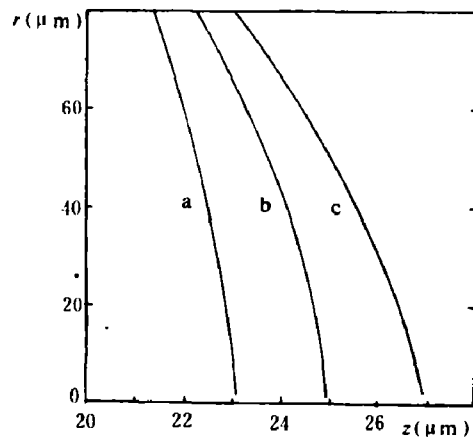


图 2

成的。冲击波速度可以由不同时刻的波阵面位置估出，根据估算，靶中心($r=0$)波速 $D_c=18.3$ km/s，焦斑边缘处 ($r=36.5\mu\text{m}$) $D_f=15.1$ km/s，在 $t=0.319$ ns 时，中心处冲击波到达靶背面。图 3 是三个不同时刻靶中心处压强 p ，温度 T 和密度 ρ 沿 z 的分布剖面图，可以看出冲击波向右传播，不同 r 处的这三个物理量的分布是相似的。不同的只是 r 越大冲击波传播越慢，波头越落后。我们还可看出，靶中心压强约为 500~600 GPa，密度 $\rho\sim 6$ g/cm³。根据冲击波关系式 $p=\rho_0\left(1-\frac{\rho_0}{\rho}\right)D^2$ 可得出 $p=495$ GPa，二者基本一致。这是对模型计算的验证。

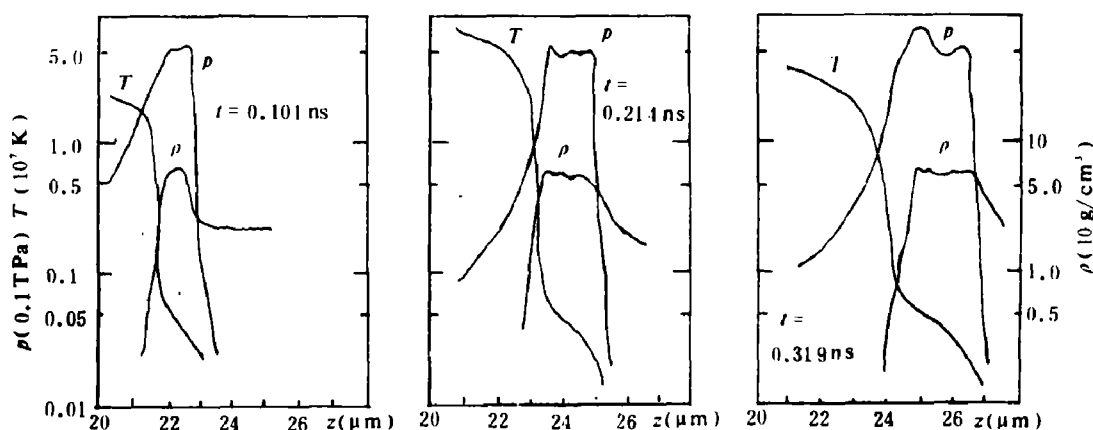


图 3

我们将模拟计算的波速和压强与实验进行比较，列表如下：

项 目	冲击波速度 (km/s)	冲击波压强 p (GPa)
理论计算靶中心处	18.3	500~600
理论计算焦斑边缘处	15.1	~300
单台阶靶实验结果	17.9	450
平面靶实验结果	16.5	370

由表可以看出，理论计算结果与实验结果是相接近的。

我们用 $\theta=(Z_c-Z_f)/r_0$ (Z_c, Z_f 分别表示同时刻靶中心和焦斑边缘处击波阵面的轴位置) 表示平面性的相对偏离，有 $\theta=0.016$ ($t=0.101$ ns) 和 $\theta=0.03$ ($t=0.319$ ns)， θ 随时间增长。从这个角度看，靶不能过厚。需要指出的是， θ 为波阵面的几何描述量与力学量有区别， θ 值约为 3%，这不说明速度和压强的径向梯度也很小。实际上，速度相对偏离 $\theta_v=(U_c-U_f)/U_c\approx 0.17$ ，压强相对偏离为 $\theta_p=(p_c-p_f)/p_c\approx 0.4-0.5$ ，都远大于波阵面位置偏离。 θ 值较小，主要是由于击波传播时间短(对于薄靶)，差距尚未明显拉开。对于厚靶和小焦斑， θ 将明显增大。

此外对于薄靶,在击波区的径向速度低于轴向速度一个量级(图4),侧向稀疏稀疏可以忽略不计。图4给出 $t=0.319$ ns 时刻不同 r 处的径向速度 u_r 和轴向速度 u_z 的轴向剖面,对应 $r=70 \mu\text{m}$, (b) 对应 $r=35 \mu\text{m}$, (c) 对应 $r=15 \mu\text{m}$ 。从图4可以看出不同 r 处击波具有不同速度。

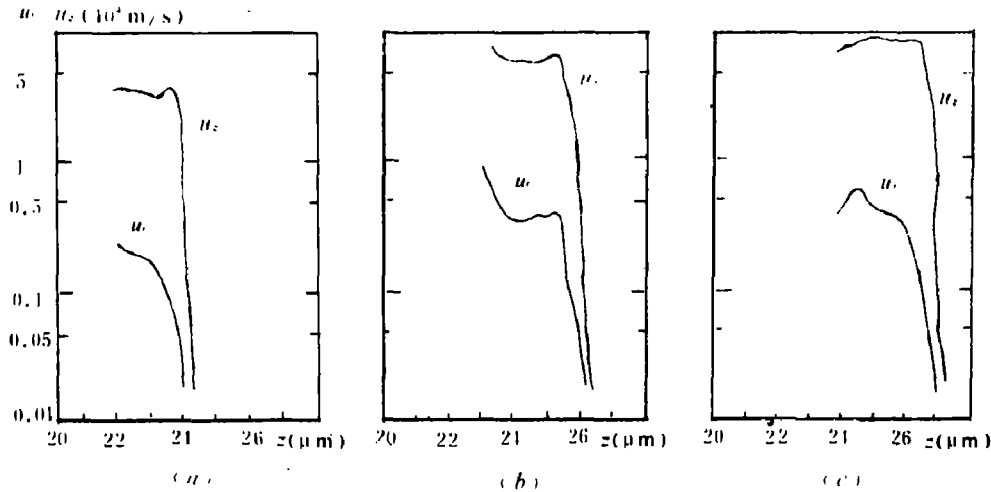


图 4

2. 高能量、长脉冲激光驱动冲击波的模拟计算

模型 II 的设计是为了模拟研究 12^* 激光器在铝靶实验中产生的冲击波传播问题。模型 II 选用的激光参数为 $\lambda=1.06 \mu\text{m}$, $I_0=2 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, $r_0=200 \mu\text{m}$, $\tau=1 \text{ns}$; 靶厚 $d=20 \mu\text{m}$ 。在 $t=0.845 \text{ns}$ 时,冲击波到达靶背面。

1. 冲击波速度和压强

图5给出 $r=0, 200$ 和 $300 \mu\text{m}$ 处波阵面的轨迹。它们近似为直线,相应的波速为 23.3km/s , 18.0km/s , 15.0km/s 。时间到 $t=0.845 \text{ns}$ 时,冲击波并未衰减,这与文献 [8] 的估计一致。象模型 I 一样,波阵面为曲面,曲面曲率也随时间增大。在 $t=0.845 \text{ns}$ 时,靶中心与焦斑边缘冲击波位置相差约 $5 \mu\text{m}$,平面性相对偏离 $\theta=0.025$ 。

文献 [9] 定义冲击波速度下降一半的径向位置为冲击波波半径 R_D , 得一定量关系 $R_D \sim 1.6 r_0$ 我们的计算结果与此接近。在 $r=1.6 r_0$ 处,有 $D_f \sim 0.56 D_c$ 。由冲击波波关系式 $D = C_0 + Au$, $p = \rho_0 Du = \rho_0 D \left(\frac{D - C_0}{A} \right)$ 。用文献 [11] 的数据: $C_0 = 5.328 \text{km/s}$, $A = 1.338$ 和上面给出的冲击波

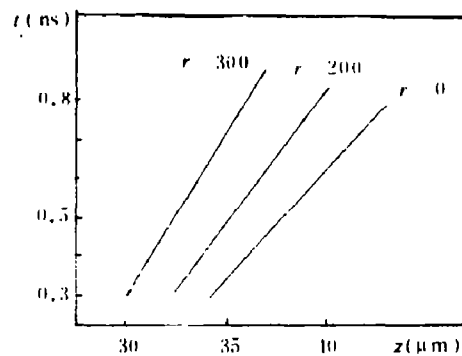


图 5

速度,可估算出靶中心 ($r=0$), 焦斑边缘 ($r=200\ \mu\text{m}$) 和焦斑外 ($r=300\ \mu\text{m}$) 处的压强相应为 850, 510 和 290 GPa。

2. 二维的侧向效应:

在激光打靶中,侧向效应是个重要问题。它与热流受阻有密切关系。目前,热流受阻的物理机制尚未弄清。和 LASNEX 程序^[2]一样,我们用限流方法,取限流因子 $f_c=0.05$ 。由于热流受阻,晕温度不易抹平。在这个模型中,计算结果表明,径向热流与靶吸收的激光能相比可以忽略不计。例如,在 $t=0.845\ \text{ns}$ 时,经 $r=100, 120, 150\ \mu\text{m}$ 的界面向外的净流能量仅为 0.0045 J, 0.00383 J 和 0.0041 J,而此时,界面内的物质能为 3.7 J, 7.3 J 和 14.7 J。因此,驱动的冲击波压强的径向分布基本上由高斯激光源决定。只在焦斑外有明显的偏离。在图 6 上,两条实线是[8]的定标定律,它基于一维的解析结果。虚线是我们的计算结果,在焦斑外有所偏离。其次,在冲击区,径向速度比起轴向速度要小一个数量级,侧向运动不明显。最后,在电晕区,温度和压强有较大的梯度,计算表明,晕区物质径向飞散,偏离轴向可达 $150\ \mu\text{m}$ 。

3. 结论

我们根据两个模型的分析,可得到如下的结论:

(1) 冲击波波阵面为一曲面,对于较薄的靶 ($r_0 \gg d$) 与平面的相对偏离不大,约为 3%。

(2) 靶中心冲击波压强比焦斑边缘冲击波压强高 70%。这主要是激光源的高斯分布造成的。因此,为了使波阵面上压强均匀,应采用超高斯光源。

(3) 对于薄靶,侧向效应不明显。径向热流与物质吸收激光能相比,冲击波压缩区的径向速度与轴向速度相比都是有数量级的差别。

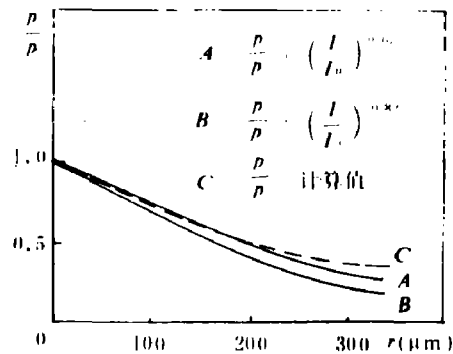


图 6

参 考 文 献

- [1] Huang Shuke et al., Proceedings of the International Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects, Science Press, Beijing, China, (1986) 151.
- [2] Zimmerman, G. B., Numerical Simulation of the High Density Approach to Laser-Fusion, UCRL-74811.
- [3] Trainor, J., Lee, Y. T., Phys. Fluids, 25 (1982), 1898.
- [4] Kidder, R. E., Physics of High Energy Density, Academic, New York, (1971), 306.
- [5] Trainor, J. et al., Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 1154.
- [6] Grun, J. et al., App. Phys. Lett., 38 (1981) 223.
- [7] Gu Yuan et al., Proc. Int. Symp. Intense Dynamic Loading and Its Effects, Science Press, Beijing, China, (1986) 131.
- [8] More, R. M., Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 5, (1981) 233.

[9] Mead. W. C. et al, *Phys. Fluids*, 27 (5) (1984), 1301.

TWO-DIMENSIONAL NUMERICAL MODELING OF THE PROBLEM OF LASER GENERATED HIGH PRESSURE

Huang Shuke Gao Fei Chen Fuzhi Wang Yuanna

Abstract

In the study of laser interaction with matter and its driven effects, many problems are two dimensional, nowadays, these problems are studied by the method of numerical simulation. In this paper, on the basis of article [1], in consideration to the propagation of the shock wave generated by a laser beam in a planar target, we studied it by the method of numerical modeling. The results show that, for a Gaussian laser beam, the shock front is a curved surface, the pressures at different radial positions on the wave front are different. The pressure at the center of the beam is about 1.7 times as large as that at the periphery. The shock velocity also has a radial distribution, it decreases from the center to the outside. We have calculated typical models, one of which is compared with the result of an experiment, they are in accord very well.