

冲击波在铝靶中传播的数值模拟研究

王 薇¹⁾²⁾ 张 杰¹⁾ V. K. SENECHA¹⁾³⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理开放实验室,北京 100080)

²⁾首都师范大学物理系,北京 100037)

³⁾Laser Plasma Division, Centre for Advanced Technology, Indore-452013, India)

(2000 年 10 月 8 日收到, 2000 年 10 月 26 日收到修改稿)

利用一维辐射流体力学数值模拟程序对激光驱动的冲击波在平面铝靶中传播的实验结果进行了模拟研究. 分析了空间单元层的厚度对模拟结果的影响, 给出了最佳单元层厚度. 通过将数值模拟与实验结果相比较给出了实验中两种激光光强的实际的吸收系数. 结果显示, 波长为 1.053 μm , 强度分别为 0.81×10^{14} 和 $1.65 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ 的激光驱动的冲击波在铝靶中传播速度分别为 16.52, 18.56 $\mu\text{m/ns}$, 冲击波的峰值压力分别为 0.386 和 0.537 TPa, 这些模拟结果与实验结果是一致的.

关键词: 冲击波, 辐射流体力学, 激光等离子体

PACC: 5250J, 5225

1 引 言

对高压状态下物质状态方程(EOS)的研究是天体物理、材料科学和惯性约束核聚变等许多研究领域的重要课题. 激光与等离子体相互作用可以产生一个很强的向冷区传输的冲击波, 该冲击波的压力可达到大于 1TPa 的量级, 远远超过了通常实验室条件下利用其他手段所获得的压力. 因此, 对激光驱动的冲击波在介质中的传输过程的研究是非常重要的.

本文采用一维辐射流体力学程序 MULT^[1]进行模拟研究. 利用平面 Al 靶来研究激光驱动冲击波在靶中的传播特性. 对波长为 1.053 μm 、脉宽为 1ns、强度分别为 0.81×10^{14} , $1.65 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ 的高斯型脉冲激光驱动的冲击波, 在厚度为 20—50 μm 的 Al 靶中的传播进行了详细的数值模拟研究. 上述激光参量是上海激光等离子体研究所(SILP)顾援等^[2]利用激光驱动的冲击波在平面 Al 靶中传播的实验中所采用的参量, 以便可以将我们数值模拟的结果与实验结果进行直接比较.

本文在数值模拟研究中系统分析了欧拉坐标系中空间单元层的划分(即单元层厚度大小的选择)对模拟结果的影响, 同时分别计算了各种激光吸收系数下的冲击波的速度和压力, 并将结果与 SILP 的实验结果进行了比较, 给出了与实验结果相符合的吸收系数. 数值模拟计算了冲击波的传播速度和峰

值压力, 其结果与实验结果一致.

2 利用激光产生的冲击波研究物质高压状态方程

当激光驱动的冲击波在靶内传播时, 根据质量守恒定律、动量守恒定律和能量守恒定律可以得到冲击波的波前和波后状态参量的 Rankin-Hugoniot 关系式

$$\rho_0(D - U_0) = \rho(D - U),$$

$$P - P_0 = \rho_0(D - U_0)(U - U_0),$$

$$\epsilon - \epsilon_0 = (P + P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)/2,$$

其中 D 为冲击波的传播速度, P, U, ρ, ϵ 和 $P_0, U_0, \rho_0, \epsilon_0$ 分别为冲击波波后和波前的压力、粒子速度、密度和内能. 通常波前的物质状态为常温、常密度静止状态, 上述方程组中仅含 5 个变量, 只要通过实验确定其中两个量便可以推知其余三个量.

一般实验中测试的是冲击波的速度 D 和粒子的速度 U . 采用的方法有两种: 一种是直接测量样品中的 D 和 U ; 一种是采用间接测量的方法即采用阻抗匹配方法来测量. 阻抗匹配方法是将已知 EOS 的材料作为衬底和标准样品, 待测材料作为另一个样品, 由于在衬底和样品的交界面处的压力和粒子速度连续的, 只要测出两个样品冲击波的速度, 则其他的状态参量便可以由标准样品的 EOS 来确定. 图 1 为靶的阻抗匹配设计图. 靶是由衬底 A 和样品 C

和 B 组成, 其中 C 为标准样品, B 为待测样品. 当激光驱动冲击波到达衬底和样品的后表面时会先后发光, 利用可见光条纹照相机记录它们的发光时刻便可以得到冲击波在 A 和 B 样品中的传播时间. 如果在实验前已经测得样品的厚度, 便可以求出冲击波在样品中的平均速度.

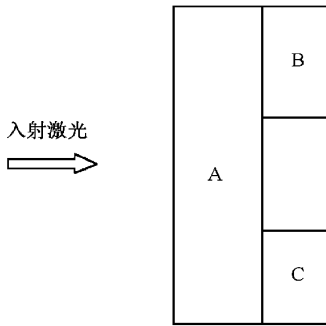


图 1 阻抗匹配靶的结构示意图

采用阻抗匹配方法主要是由于在状态方程研究中, 目前尚未有精确测量粒子速度的手段, 而冲击波的速度是很容易实验测得的, 为此先分别测量标准样品中和待测样品中冲击波的速度, 而后通过比较的方法确定出粒子的速度 U , 最后根据冲击压缩条件下各状态参量的数据, 利用半经典、半经验的方法确定出物质在高压下的状态方程.

3 数值模拟研究

3.1 激光驱动的冲击波在靶中的传播

当激光聚焦在固体靶面上时, 靶物质由于激光加热、电离而迅速地转化为等离子体状态, 并且由于

高温而开始由靶面向真空膨胀(与激光光束方向相反). 烧蚀过程可以产生一个等量的反向驱动的冲击波向靶面内传播, 激光束不断地将其能量传输给等离子体并且烧蚀越来越多的靶物质, 从而驱动越来越强的冲击波向靶的冷区方向传播. 此时的烧蚀面相当于向前推动的活塞, 烧蚀压是驱动冲击波的压力源.

对于高斯型脉冲激光, 当激光聚焦在固体靶面上时, 随着激光辐射强度的增强, 烧蚀压会逐渐增加, 当激光光强达到最大值时烧蚀面达到其最大峰值压力; 之后随激光光强的减弱, 烧蚀压也随之衰减; 当激光脉冲结束时, 烧蚀压降为零. 由于在烧蚀压持续增加阶段, 烧蚀波前可以产生一系列的压缩波向靶面内驱动, 使冲击波的压力不断地增强直至达到其峰值, 之后冲击波在靶内保持稳定传播. 当随烧蚀压衰减而产生的稀疏波赶上冲击波的波前时, 将导致冲击波由相对稳定的传播转为衰减, 为此对于高斯型脉冲激光产生的冲击波在靶中的传播经历三个过程: 加速、近似等速和减速.

对于冲击波开始出现稳定传播的时间, Salzmänn 等³认为冲击波一直是向靶的冷区加速直至 0.8τ (τ 为激光脉宽) 之后它才可以得到一个稳定的传播速度. 按照本文的数值模拟计算的结果, 认为冲击波在激光峰值功率到达之前一直保持加速, 只有在激光峰值功率出现之后 ($\geq 1.1\tau$) 方开始进入稳定的传播阶段(稳定的冲击波速度). 稳定传播的时间主要取决于激光能量和靶的厚度. 图 2 给出了密度冲击波前和烧蚀波前的位置在不同时刻随空间的变化. 从图 2 中可以看到从 1.0ns 时刻后 (1.0ns 为

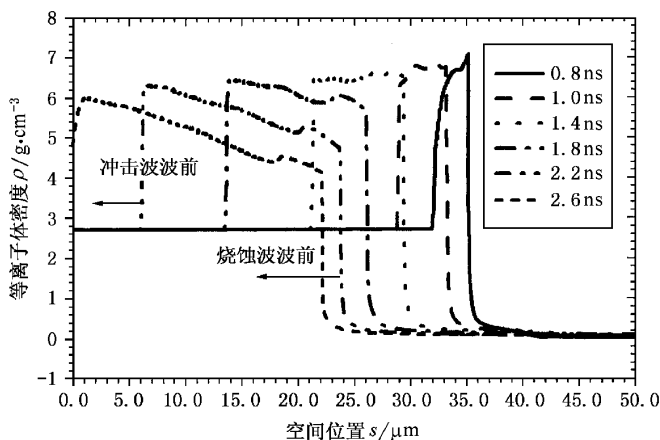


图 2 数值模拟密度冲击波波前随空间的变化 入射激光强度为 $1.65 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ 波长为 $1.053 \mu\text{m}$ 激光吸收系数为 20% ; 铝靶厚度为 $40 \mu\text{m}$; 空间单元层的厚度为 $0.05 \mu\text{m}$

激光峰值功率出现的时刻),冲击波开始稳定传播(如图 2 中在 1.4ns 时,冲击波的密度值和压缩比(ρ/ρ_0)几乎是一个恒定值)直到 1.8ns 当稀疏波赶上冲击波时,冲击波开始衰减.

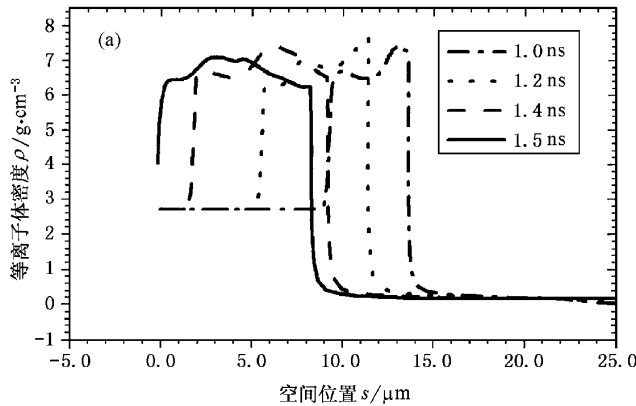
在研究物质的状态方程时,由于仅仅需要的是冲击波在靶中稳定的传播速度,为此在数值模拟中可以利用稳定阶段的密度冲击波前或温度冲击波前方便地计算冲击波稳定的传播速度.

3.2 空间单元层大小的影响

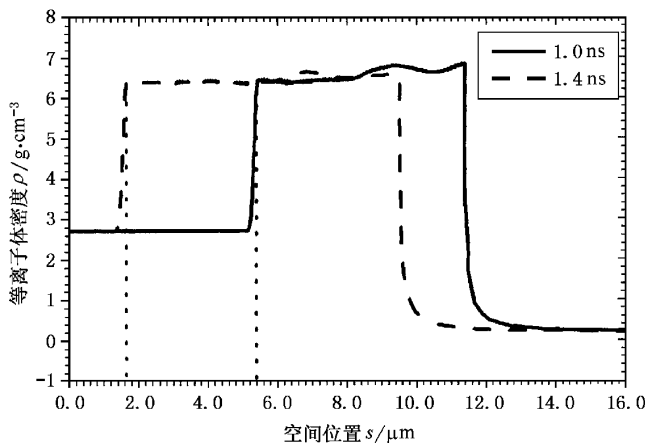
利用一维辐射流体力学程序进行数值模拟研究

冲击波在压缩材料中的传播,在欧拉坐标系中空间单元层的划分起着至关重要的作用.本文在数值模拟研究中,对空间单元层厚度大小对激光驱动冲击波的传播的影响作了系统的研究.

图 3(a)为波长为 $1.053\mu\text{m}$,强度为 $1.65 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$,脉宽为 1ns 高斯型脉冲激光辐照厚度为 $21\mu\text{m}$ 的 Al 靶.在模拟计算中,将靶划分为 210 层,每层的厚度为 $0.1\mu\text{m}$.我们发现密度曲线即使在激光脉冲峰过去后仍有较大的起伏,而通常人们总希望一旦激光脉冲峰通过后,冲击波处于稳定的传播阶段其相应的密度曲线将会变得相当平稳.



(a)单元层厚度为 $0.1\mu\text{m}$



(b)单元层厚度为 $0.05\mu\text{m}$

图 3 数值模拟不同空间单元层厚度下等离子体密度随空间的变化 入射激光强度为 $1.65 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$; 波长为 $1.053\mu\text{m}$; 激光脉宽为 1ns, 激光吸收系数为 25%, 铝靶厚度为 $21\mu\text{m}$

采用同样的激光参量和靶的厚度,而把单元层的数目增加到 420 层,从而使得单元层的厚度变为

$0.05\mu\text{m}$. 模拟计算结果表明,此时冲击波的密度曲线变得相当平滑见图 3(b).图 3(b)中稳定的冲击波

传播十分明显的.在图 3(b)上还可以看到冲击波穿出靶的后表面的时间由图 3(a)中的 1.5ns 变为 1.45ns,这表明冲击波在靶中的传播速度也是受到单元层厚度大小的影响的.

若保持其他参量不变,将单元层的数目继续增加到 610 层,此时单元层每层的厚度变为 $0.034\mu\text{m}$,那么虽然冲击波穿出靶后表面的时间仍为 1.45ns,但在烧蚀波前与冲击波前之间此时存在有一系列的小振动.

在上述三种场合,我们比较冲击波的压力将会发现在空间单元层的较厚(厚度为 $0.1\mu\text{m}$)时,冲击波的峰值压力在激光峰值功率出现后的 200ps 即在 1.2ns 时出现,其值为 0.7TPa,此时峰值压力值比峰值功率处的压力值大约增加了 20%.在空间单元层的厚度为 $0.05\mu\text{m}$,冲击波的峰值压力正好在激光峰值功率出现时出现,其值为 0.582TPa,当将空间单元层进一步细分,使得每层厚度仅为 $0.034\mu\text{m}$ 时,则冲击波的峰值压力在激光峰值功率出现后的 400ps 即在 1.4ns 时出现,其值变为 0.619TPa,冲击波的峰值压力值比激光峰值功率处的压力值大约增加了 6%.

由此看来,空间单元层厚度的最佳选择应当是第二种情形即为 $0.05\mu\text{m}$.它既可以保证稳定的冲击波在靶中传播同时还可以保证冲击波的峰值压在激光峰值功率出现的时刻到达.

3.3 激光吸收系数的确定

激光的吸收系数在对于数值模拟研究惯性约束核聚变和物质的高压状态方程中是一个相当重要的因子,在大多数数值模拟计算中常采用 Labaune 等^[4,5]针对各种给定的激光强度、波长和脉宽由实验得到的激光吸收系数.该研究发现当激光直接照明固体靶时,激光能量的吸收系数往往对入射的激光的波长和强度十分敏感.当激光波长较短($0.35\text{—}0.53\mu\text{m}$)、激光的强度较低时($(2\text{—}4)\times 10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$),往往取激光的吸收系数为(80—90)%.随着激光的波长变大或激光的强度变强,激光能量的损失由于反常吸收、热电子的产生以及受激布里渊散射(SBS)和受激赖曼曼散射(SRS)等机理而增大,此时激光的吸收系数大约保持在(40—60)%.研究还发现激光的吸收系数还依赖于靶的原子序数 Z .对于高 Z 靶,激光的吸收系数比低 Z 靶要高.此外,还应考虑实际中激光在靶面上的强度是受其辐照在靶面

上的焦斑的大小而调制,以及在几乎所有的激光直接驱动冲击波的实验中采用的光学平滑技术也会导致激光吸收系数的降低.

在本文中我们采用由实验结果与数值模拟结果相比较的方法来定量估计实验中激光吸收系数的大小,分别计算了激光吸收系数(20—50)%各种数值下的冲击波的稳定传播速度,而后将数值模拟的结果与 SILP 实验测得的冲击波的速度值进行了比较,对实验中的激光吸收系数给出了定量估计.结果表明,当激光强度为 $1.65\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 时,所对应的激光吸收系数为 20%,而对于激光强度为 $0.81\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 所对应的吸收系数为 30%.通过对激光的吸收系数的定量测量可以很方便地判断出实验中所采用的光学平滑技术的好坏,并且通过能量损失的定量测量分析估计出实验中的各种损耗机理的影响.

4 与 SILP 实验结果的比较

在数值模拟研究中,为了将计算的结果与上海激光等离子体研究所(SILP)利用激光驱动的冲击波研究物质的 EOS 的实验结果进行比较,采用的激光参量均是根据 SILP 的实验数据而来.SILP 在利用激光驱动冲击波研究物质的高压状态方程时,在实验中采用了光学平滑技术—组合透镜系统改进了激光聚焦焦斑的不均匀性^[6,7],从而可以在靶面上产生一个相当均匀的激光照明焦斑.该实验装置采用 Nd:YAG 激光器发出的波长为 $1.053\mu\text{m}$ 、能量在 100—600J、激光脉宽为 1ns 的高斯脉宽的激光束照明—倾斜的 Al 靶,该靶有一个厚为 $20\mu\text{m}$ 的衬底和一个厚为 $20\mu\text{m}$ 、长为 $380\mu\text{m}$ 楔,从而得到厚度变化从 20— $40\mu\text{m}$ 的 Al 靶.这里靶的厚度范围的选择是有目的的,这不仅是为了与实验结果相比较,同时我们发现该厚度区可以避免由于硬 X 射线和快电子引起的预热效应而导致在压缩材料中的冲击波的退化.在模拟计算中,我们还发现当激光强度处于安全的限度范围内,热电子效应可以被忽略.这一点也进一步证实了通过模拟计算选择合适的激光能量吸收系数是十分必要.

本文利用一维辐射流体力学程序 MULTI 分别计算了各种激光吸收系数下(20—50)%激光强度分别为 0.8×10^{14} 和 $1.6\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ 所产生的冲击波在厚度变化范围从(20—50) μm 的 Al 靶中传播的速度.在数值模拟计算中,实际上冲击波的速度

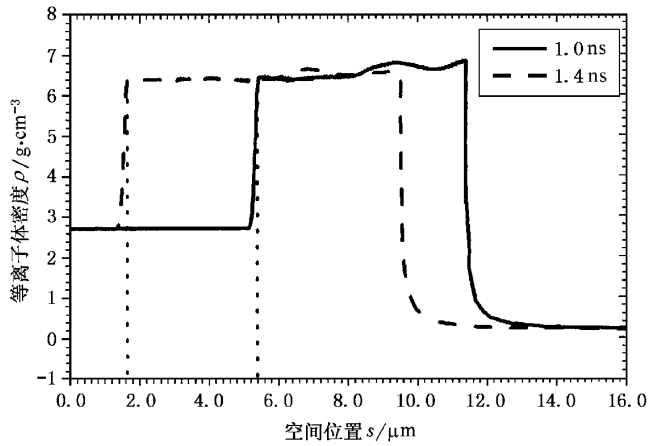
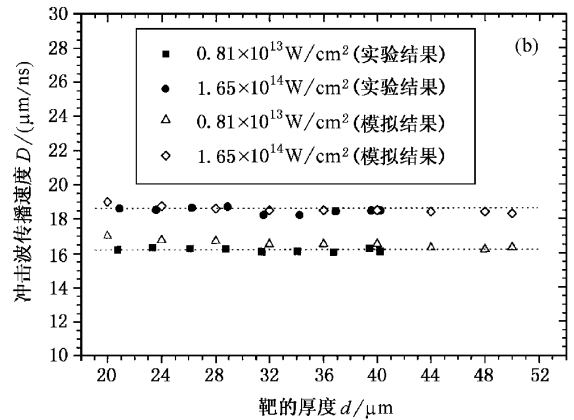
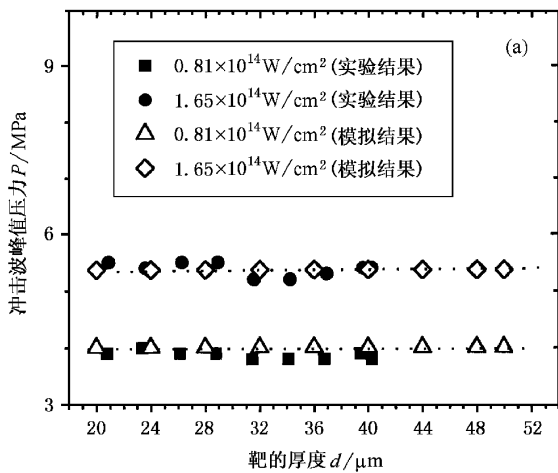


图4 数值模拟不同时刻下冲击波波前位置随空间的变化 激光强度为 $1.65 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$; 波长为 $1.053 \mu\text{m}$; 激光脉宽为 1 ns ; 激光吸收系数为 20% ; Al 靶厚度为 $21 \mu\text{m}$; 单元层厚度为 $0.05 \mu\text{m}$; 计算所得冲击波的传播速度为 $18.8 \mu\text{m/ns}$



(b) 为冲击波传播速度 D 随靶厚度 d 的变化

(a) 为冲击波峰值压力 P 随靶厚度 d 的变化

图5 冲击波峰值压力 D 和传播速度 U 的数值模拟与实验结果的比较 入射激光强度为 1.65×10^{14} 和 $0.81 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 所对应的激光吸收系数分别为 20% 和 30%

可以通过直接测得稳定传播阶段冲击波波前在不同时刻的位置来确定的见图4. 所采用空间单元层的厚度为 $0.05 \mu\text{m}$.

数值模拟结果表明对于激光强度为 $1.65 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时选取吸收系数为 20% ,对于激光强度为 $0.81 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,选取吸收系数为 30% 时所得到的冲击波的速度和峰值压与 SILP 的实验结果是一致的(见图5) ;在激光强度为 1.65×10^{14} 和 $0.81 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 两种情形下数值计算所得到的冲击波平均峰值压分别为 0.537 和 0.386 TPa ,冲击波的平均速度分别为 18.56 和 $16.52 \mu\text{m/ns}$;而在实验中测得的平均峰值压分别 0.537 和 0.4 TPa ,冲击波的平均速度分别为 18.47 和 $16.15 \mu\text{m/ns}$. 模拟结果与实验

结果符合地很好 ,误差在实验所估计的误差范围之内. 误差的产生主要是由于在冲击波的速度测量的实验误差以及由于在激光能量沉积过程和在模拟中将电子和离子的能量视为相等这些近似条件所造成的. 此外,我们认为在 SILP 的实验中所采用的激光的强度范围以及通过数值模拟计算所选择的激光吸收系数均处于安全的限度之内. 对于很高的激光强度和大的激光波长,这些假设需要被修正,以便适用于恰当的激光等离子体强度模型.

5 结 论

本文利用辐射流体力学程序 MULTI 对激光驱

动的冲击波在 $20\text{--}50\mu\text{m}$ 的厚度范围内变化的 Al 靶中的传播进行了数值模拟计算研究. 研究结果表明:

1. 高斯型脉冲激光驱动的冲击波在靶中传播时, 其稳定传播出现的时间是在激光脉冲峰值功率刚刚过后. 冲击波一直保持其稳定的传播直到稀疏波赶上冲击波时, 冲击波的传播开始衰减.

2. 空间单元层的厚度大小在研究冲击波在靶中的传播时起了相当重要的作用. 通过数值模拟计算, 我们得到了最佳的单元层厚度为 $0.05\mu\text{m}$, 它非常适用于本文的数值模拟研究. 过于细致或过于粗糙的空间单元层的划分, 在模拟计算中都可以引起冲击波峰值压很大的波动, 引起冲击波和烧蚀波前形状的不平坦进而导致错误的结果. 最佳的单元尺寸可以产生与实验结果相当一致的冲击波的速度和冲击波峰值压.

3. 通过对一些列不同的激光吸收系数进行数值模拟计算冲击波的速度, 并将其与 SILP 的实验结果进行了比较, 从而得到了实验中所采用的波长为 $1.053\mu\text{m}$ 高斯脉宽为 1ns 的两种不同的激光强度 0.81×10^{14} 和 $1.65 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$ 下的吸收系数分别为 30% 和 20%. 通过模拟计算结果所得到的低的激光吸收系数表明, 对于高的平整表面的 Al 靶以及增加激光焦斑的尺寸来获得靶面上好的均匀性照明. 这些实验上的改进将导致靶面反射的增加以及散射损耗等, 使得较少的能量耦合到靶从而导致激光吸收系数较低.

4. 通过模拟计算还得到了相应的冲击波的传播速度分别为 $16.52, 18.56\mu\text{m}/\text{ns}$, 冲击波的峰值压力分别为 0.386 和 0.537TPa , 这些模拟结果均与实验结果非常一致.

- [1] R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn, *Comp. Phys. Commun.* **49**(1988) 475.
- [2] S. Fu, Y. Gu, J. Wu, S. Wang, *Phys. Plasma*, **2**(1995), 3461.
- [3] D. Salzmänn, S. Eliezer, A. D. Krumbein, L. Gitter, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 1738.
- [4] C. G. Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, A. Michard, *Phys. Rev.*

Lett., **48**(1982), 1018.

- [5] B. H. Ripin, W. L. Kruer, *Inertial Confinement Fusion Systems; in Plasma and Fluids-Physics through the 1990's* (National Academy Press, Washington, 1986), pp. 221—236.
- [6] Y. Gu, S. Fu, J. Wu, S. Yu, Y. Ni, S. Wang, *Laser Part. Beams*, **14**(1996), 157.
- [7] S. Z. Fu *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **44**(1995), 1180 (in Chinese) [傅思祖等, *物理学报* **44**(1995), 1180].

NUMERICAL SIMULATION STUDY OF LASER-DRIVEN SHOCK WAVE PROPAGATION IN PLANAR Al FOIL TARGETS

WANG WEI^{a,b)} ZHANG JIE^{a)} V. K. SENECHA^{a,c)}

^{a)} *Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)*

^{b)} *Department of Physics , Normal Capital University , Beijing 100037 , China)*

^{c)} *Laser Plasma Division , Centre for Advanced Technology , Indore -452013 , India)*

(Received 8 October 2000 ; revised manuscript received 26 October 2000)

ABSTRACT

The numerical simulation study of an experimental result of laser-driven shock wave propagation in a planar aluminum foil target is performed using a one-dimensional radiation hydrodynamic code MULTI. The effect of spatial mesh size on numerical simulation results is found to be significant and optimum mesh size is obtained. Series of simulations are performed using different sets of laser absorption coefficients and the most appropriate laser absorption coefficients value for two laser intensity values used in the experiment is obtained. The results suggest that shock velocities and peak shock pressures are in good agreement with the experimental results.

Keywords : shock wave , radiation hydrodynamics , laser-produced plasma

PACC : 5250J , 5225