

激光辐照固体靶产生等离子体反冲研究

周磊 李晓亚 祝文军 王加祥 唐昌建

Plasma recoil induced by laser radiated solid target

Zhou Lei Li Xiao-Ya Zhu Wen-Jun Wang Jia-Xiang Tang Chang-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 085201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.085201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.085201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I8>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳秒激光在铜靶材中诱导冲击波的实验研究

Experimental study of shock waves induced by a nanosecond pulsed laser in copper target

物理学报.2015, 64(4): 045204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045204>

基于速度干涉仪的冲击波精密调速实验技术研究

Shock timing experiment based on imaging velocity interferometer system for any reflector

物理学报.2012, 61(13): 135201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.135201>

X射线烧蚀泡沫-固体靶增压机理研究

Pressure increase in foam-solid target from X-ray driven shock waves

物理学报.2012, 61(4): 045203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.045203>

"三明治"靶型在间接驱动冲击波实验中的应用

Shock experiment with sandwiched target in laser indirect-drive experiment

物理学报.2011, 60(11): 115203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.115203>

利用成像型速度干涉仪进行聚苯乙烯材料中冲击波调速的实验研究

Shock timing experiment in polystyrene target based on imaging velocity interferometer system for any reflector

物理学报.2011, 60(8): 085203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085203>

## 激光辐照固体靶产生等离子体反冲研究\*

周磊<sup>1)2)</sup> 李晓亚<sup>2)†</sup> 祝文军<sup>2)</sup> 王加祥<sup>3)</sup> 唐昌建<sup>1)</sup>

1)(四川大学, 高能量密度物理及技术教育部重点实验室, 成都 610064)

2)(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

3)(华东师范大学物理系, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

(2015年4月16日收到; 2016年1月17日收到修改稿)

提出一种通过诊断等离子体反冲动量来计算激光加载产生冲击压强的方法. 当强激光辐照固体靶表面时, 所产生的高速喷射的等离子体对靶具有反冲作用, 通过诊断等离子体反冲动量的变化可以计算激光辐照固体靶产生的冲击压强变化. 本文利用辐射流体力学软件研究了这种诊断方法, 模拟采用的激光功率密度为  $5 \times 10^{12} - 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , 激光脉宽选取纳秒量级. 模拟结果表明该方法有效且可行的.

关键词: 等离子体反冲, 冲击压强, 激光加载, 激光干涉

PACS: 52.35.Tc, 52.38.Mf, 52.70.Kz

DOI: 10.7498/aps.65.085201

## 1 引言

材料在极端高温高压条件下的特性研究一直是物理学、地球行星科学、材料科学、惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF), 航空航天、交通能源以及国防领域中的重要内容之一<sup>[1-3]</sup>. 而得益于激光技术的发展, 激光冲击加载已经成为研究极端高温、高压、高应变率条件下材料性质的一个有力手段, 被广泛地应用于处理单晶、多晶、纳米晶体等材料.

当激光辐照固体或者液体靶材会烧蚀其表面造成等离子体的喷射, 就像化学火箭模型一样, 这个喷射会在靶材表面产生压力并造成冲击波往靶材内部传播<sup>[4-6]</sup>. 这个由激光加载产生的冲击压强可以通过实验或者是理论模型来确定. 现有针对激光加载产生冲击压强的诊断方法有阻抗匹配法<sup>[7]</sup>、自由面速度法<sup>[8]</sup>和X射线侧向照相术<sup>[9]</sup>. 前者是从靶材后表面测量冲击波速度或者粒子速度, 其中阻抗匹配法准确性取决于标准材料 Hugoniot 数据的测定, 但是在 TPa 或者更高压强范围时, 相应

的标准材料的 Hugoniot 数据可能没有; 另外在冲击压强较高时, 标准材料可能出现卸载熔化, 造成可观的误差. 自由面速度法中, 如果单独测量自由面速度通过自由面速度倍增定律来计算压强, 则需要冲击波与粒子速度 ( $D-u$ ) 关系是已知; 如果采用发光信号或者其他方法测量冲击波速度  $D$ , 然后再测量粒子速度  $u$ , 即通过同时测量  $D$ ,  $u$  结合质量、动量、能量三个守恒方程求压强, 那么实验会比较复杂. 而且通过自由面速度倍增定律求粒子速度  $u$  只是近似解, 精确的求解需要用到等熵线与状态方程的具体函数形式, 计算过程极为复杂. X 射线侧向照相术则暂时只能诊断低原子序数材料. 因为诊断方法的局限, 使得我们对于未知材料在等熵压缩<sup>[10]</sup> 区域的研究受到了阻碍<sup>[11]</sup>. 而利用国内外计算激光加载产生冲击压强的模型和理论方法<sup>[12,13]</sup>, 则有一维膨胀, 忽略散射和等离子体热辐射等一系列假设, 而且难以给出靶材所受压强在整个激光脉冲作用时间内的变化.

本文介绍一种诊断喷射等离子体动量, 再根据动量守恒原理计算靶材所受压强的方法来对现有

\* 冲击波物理与爆轰物理重点实验室专项 (批准号: 077110, 77160) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiaoyali111@caep.cn

的测量技术进行补充. 这种方法能避免使用现有的  $D, u$  或者自由面速度与粒子速度关系; 利用该方法可以探索未知材料的冲击绝热线的测定, 同时也能给出整个激光脉冲作用时间内压强的变化, 并进一步探索不同脉宽、波形以及功率密度激光加载对于材料的影响.

## 2 原理和实验方案

当高功率密度激光辐照固体靶时, 靶材会吸收激光能量, 并产生高温等离子体, 图 1 为激光烧蚀固体靶的示意图. 从图 1 可以看出, 靶材受激光辐照之后可以被临界密度等离子体和烧蚀面 (ablation surface) 分成三个区域: 亚临界密度等离子体, 能量传递区与固体靶. 临界密度等离子体的电子密度为

$$n_{ec} = 1.11 \times 10^{21} (1/\lambda(\mu\text{m}))^2 \text{ cm}^{-3}, \quad (1)$$

式中  $\lambda$  为入射激光波长.

临界密度等离子体会阻止激光继续向靶材表面传播, 并且激光能量主要通过逆韧致吸收的方式被亚临界密度等离子体吸收 [12,14]. 亚临界密度等离子体吸收激光能量进一步升温并向真空膨胀, 同时高温等离子体的热辐射与热传导也会通过能量传递区并将能量沉积到烧蚀面 [15,16] 即 “ablation surface”. 所以图 1 中固体靶的冲击压缩区受到的压强是由于高温等离子体膨胀对靶材产生的反冲动量 [12,17–20] 即 “rocket effect” 效应 [21] 引起.

通过以上对于激光烧蚀固体靶的分析, 靶材内部的冲击压强可以通过诊断膨胀等离子体反冲动量估算. 靶材所受压强可以写成:

$$P = \frac{d(m_a v_a + m_c v_c + m_s v_s)/dt}{S}, \quad (2)$$

式中  $m, v$  分别表示膨胀等离子体质量和离开靶面的定向速度; 下标 a, c, s 分别表示能量传递区等离子体、临界密度等离子体以及亚临界密度等离子体;  $S$  表示激光焦斑面积. (2) 式表明如果要诊断靶面受到的压强  $P$ , 那么需要知道单位面积内等离子体的动量变化率 (本文没有考虑  $\geq 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  功率密度的激光, 因为这个功率密度以上则会产生明显的超热电子和 X 射线预热靶材 [21]).

通过 (2) 式及以上分析, 求靶材所受冲击压强的问题则转化为诊断等离子体的动量变化率. 同时考虑到实验中诊断得到的密度分布是一个离散量, 激光光斑中心处压强可以表示成:

$$P = \left[ \left( m_e \sum_{j=1}^{l(t_2)} n_e(x_j, t_2) L v_e(x_j, t_2) + m_i \sum_{j=1}^{l(t_2)} n_i(x_j, t_2) L v_i(x_j, t_2) \right) - \left( m_e \sum_{j=1}^{l(t_1)} n_e(x_j, t_1) L v_e(x_j, t_1) + m_i \sum_{j=1}^{l(t_1)} n_i(x_j, t_1) L v_i(x_j, t_1) \right) \right] \times (S \Delta t)^{-1}, \quad (3)$$

上式中  $n$  表示等离子体密度,  $v$  表示等离子体反冲速度, 下标 e, i 分别代表电子和离子;  $L$  表示诊断的空间分辨率方向垂直于烧蚀面 (本文采用激光正入射的一维模型, 考虑激光光斑中心处压强);  $x_j$  表示距离烧蚀面的不同位置 (位置间隔由诊断空间分辨率决定);  $t_1, t_2$  表示前后两个不同的测量时刻,  $\Delta t = t_2 - t_1$  表示两个测量时刻之差;  $l(t)$  表示  $t$  时刻等离子体的最大膨胀距离. 式中不同时刻的等离子体密度分布  $n(x_j)$  与速度分布  $v(x_j)$  由实验诊断.

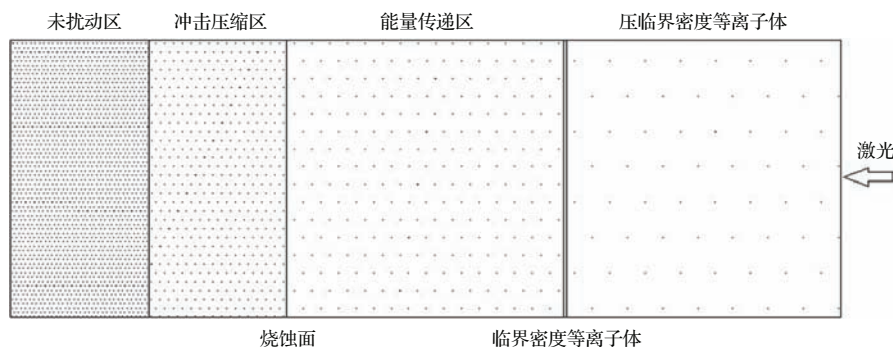


图 1 激光烧蚀固体靶示意图

Fig. 1. The irradiation of a solid target.

通过(3)式可以将诊断靶材受到的压强转化为诊断膨胀等离子体密度和速度的时空分布. 而等离子体的膨胀又分为电子与离子的膨胀, 电子膨胀与离子膨胀的关系被很多文献提及[22-27]. 首先, 由于离子的质量远大于电子, 电子又具有较高的热速度, 因此电子会以更快的速度离开靶表面. 但是同时产生的极性电场(泊松方程)又会很快使得电子和离子重新平衡[28], 因此等离子体能够当作准中性处理[29]. 所以(2)式中的离子分布和电子分布存在  $n_i(x_j) = Zn_e(x_j)$  和  $v_i(x_j) = v_e(x_j)$  的关系,  $Z$  表示等离子体电离度, (3)式可以改写为

$$P = \left[ \left( m_e \sum_{j=1}^{l(t_2)} n_e(x_j, t_2) Lv_e(x_j, t_2) + m_i \sum_{j=1}^{l(t_2)} \frac{n_e(x_j, t_2)}{Z} Lv_e(x_j, t_2) \right) - \left( m_e \sum_{j=1}^{l(t_1)} n_e(x_j, t_1) Lv_e(x_j, t_1) + m_i \sum_{j=1}^{l(t_1)} \frac{n_e(x_j, t_1)}{Z} Lv_e(x_j, t_1) \right) \right] \times (S\Delta t)^{-1}. \quad (4)$$

从(4)式可以看到, 靶材的压强可以通过诊断膨胀等离子体电子密度和速度的时空分布得到. 考虑现在常用的各种诊断手段如 Langmuir 探针[30]、Thomson 散射[31]、质谱法[32] 以及激光干涉法等[33], 发现激光干涉法的诊断和所需结果更加接近, 因此考虑激光干涉法诊断电子等离子体分布. 而激光干涉法又分为两种: 全息干涉法[34]、偏振干涉法[35], 均可直接测量等离子体电子密度的时空分布. 但是相对而言, 全息干涉法系统更为复杂, 光路调节相对也更加困难, 因此这里采用偏振干涉法. 下面介绍偏振干涉法的基本原理.

首先, 探针束通过激光等离子体时, 折射率  $N$  和电子密度  $n_e$  的关系为

$$n_e = (1 - N^2)n_{ec}, \quad (5)$$

式中  $n_{ec}$  是探针光对应的临界电子密度. 从(5)式可以看出等离子体折射率和当地电子密度密切相关. 探针激光经过等离子体后折射率会发生变化, 与没有经过等离子体的激光(标准束)在成像元件上叠加会产生干涉条纹. 通过干涉条纹的变化可以得到探针光在等离子体中的相位移动, 而相位移

动则可以反映等离子体中折射率的变化, 进而确定等离子体的电子密度分布, 激光干涉法基本原理如图2.

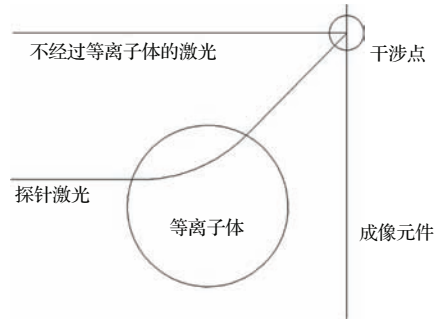


图2 激光干涉法测量等离子体密度原理示意图  
Fig. 2. Schematic of laser interference image for plasma density.

但是, 激光干涉法所能诊断的等离子体电子密度不能太高. 即便采用 X 射线激光[36], 所能诊断的最高电子密度约为  $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , 这对于能量传递区的等离子体来说是远远不够的. 而激光烧蚀固体靶产生的等离子体在垂直于烧蚀面方向有一个指数函数形式的密度剖面[16], 并且可以写成[37,38]:

$$n_e(x_j) = b_1 \exp(b_2 x_j), \quad (6)$$

式中  $b_1, b_2$  表示不同常数由实验条件决定, 所以高密度区等离子体电子密度分布可以通过诊断低密度区等离子体电子密度分布联合(6)式拟合, 即通过最小二乘法拟合诊断得到的低密度区等离子体电子密度分布求得常数  $b_1, b_2$ , 然后根据拟合的  $b_1$  与  $b_2$  联合(6)式求得(4)式中的等离子体电子密度分布  $n_e(x_j)$ ; 同时电子速度分布  $v_e(x_j)$  可通过电子等离子体膨胀距离除以膨胀时间得到. (4)与(6)式为利用激光干涉法诊断激光辐照靶材产生的压强提供了理论依据.

综上, 我们要利用(4)与(6)式计算激光烧蚀固体靶产生的压强, 首先需要诊断不同时刻低密度区的等离子体电子密度分布, 这里可以利用上文提到的激光干涉法结合条纹相机[38]的诊断方法, (4)式中  $\Delta t$  的选取则依赖于条纹相机时间分辨率. 其次, 激光干涉法诊断的是等离子体电子密度分布, 离子的密度分布还需要知道等离子体的电离度  $Z$ , 电离度的取值可以通过诊断等离子体辐射连续谱来确定[39,40] 等离子体温度, 然后通过 Saha 方程计算电离度与等离子体温度的关系得到. 最后, 由于高密度区等离子体电子密度不能直接测量, 需要通过最



小二乘法拟合求得高密度区的电子密度. 具体步骤是: 通过诊断得到的低密度区等离子体密度, 用最小二乘法拟合得到(6)式中的 $b_1$ 和 $b_2$ , 最后通过(6)式求解全区间等离子体的密度分布. 等离子体电子和离子温度在纳秒脉宽激光作用下可视为相等, 具体可见第三节的模拟工作与对比. 通过以上对于等离子体密度的时空分布诊断, 我们就可以通过(4)式求解激光加载靶材产生的冲击压强变化.

### 3 辐射流体力学模拟

本节模拟工作采用 $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>到 $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>功率密度的纳秒激光辐照固体靶. 首先讨论上节提到的关于等离子体电子和离子温度随激光脉宽(full width at half maximum, FWHM)的变化. 图3是使用一维辐射流体力学软件MULTI<sup>[41]</sup>模拟得到的铝(Al)等离子体电子温度和电子离子温度差随时间变化的图像. 图中虚线表示电子温度的变化, 实线代表电子离子温度差随时间的变化. 可以看到在1 ns脉宽激光条件下,  $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>功率密度的激光辐照Al靶产生的电子离子温度差与电子温度相比还比较明显. 但是当激光脉宽增加, 等离子体电子与离子温度在同样的激光功率密度条件下慢慢趋于重合, 电子离子温度差与电子温度相比明显为小量. 同样, 当激光功率密度为 $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>或者 $1 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>时, 1 ns脉宽条件下电子离子温度差与电子温度相比也很小. 因此上节关于纳秒激光辐照下电子与离子温度视为相等基本符合实际.

图4是 $5 \times 10^{12}$ — $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>功率密度条件下利用计算等离子体反冲求解靶面所受冲击压强与MULTI直接模拟得到冲击压强的对比. 计算等离子体反冲求解冲击压强的方法主要是根据上节的(4)式与(6)式. 具体即通过MULTI计算得到不同激光参数条件下电子密度在 $10^{21}$  cm<sup>-3</sup>附近两个网格点的等离子体的密度, 然后将其代入(6)式通过最小二乘法拟合求得相应的 $b_1$ 和 $b_2$ (我们这里拟合 $b_1$ 和 $b_2$ 的时候还用了烧蚀面密度 $n_{abl} = n_0 \exp(-1)$ <sup>[23]</sup>, 烧蚀面见图1,  $n_0$ 是初始电子密度这里取 $7.8 \times 10^{23}$  cm<sup>-3</sup>为铝靶), 再根据(6)式求得图1中整个等离子体区域(包括能量传递区、临界密度等离子体、亚临界密度等离子体)的密度分布, 而等离子体的速度分布则通过膨胀距离除以

相应膨胀时间得到. 最后, 将得到的数据代入(4)式求得靶材所受压强(此处压强对应激光峰值功率密度处压强, MULTI直接计算的也是峰值冲击压强), (4)式中的 $\Delta t$ 取500 ps即为图4中激光脉宽的1/10.

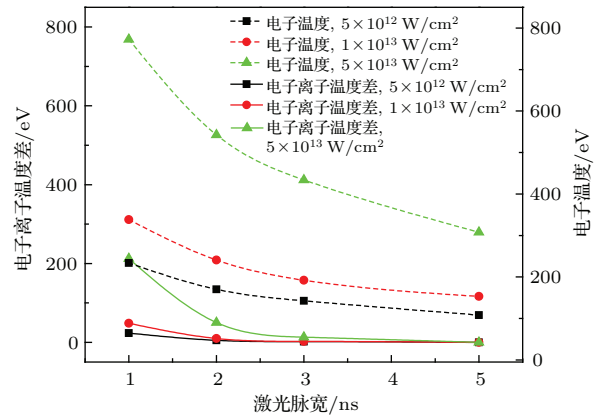


图3 不同激光功率密度下等离子体电子温度与电子离子温度差随FWHM的变化. 虚线, 电子温度; 实线, 电子离子温度差; 激光波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$

Fig. 3. The variation of plasma electrons temperature and temperature difference between electrons and ions vs laser pulse duration (FWHM) for different laser intensities, Dash line, electrons temperature; solid line, temperature difference between electrons and ions; laser wave length  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .

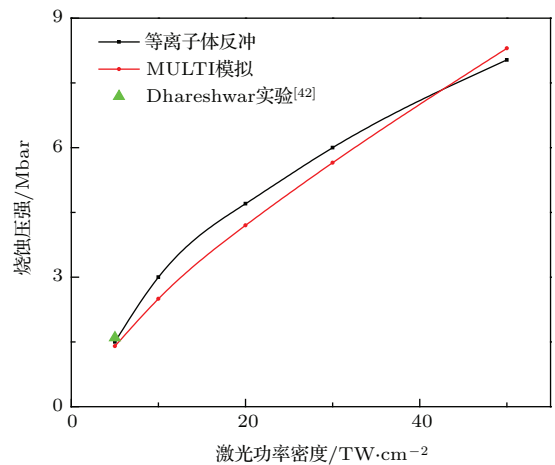


图4 (网刊彩色) 5 ns脉宽激光辐照Al靶产生压强随激光功率密度的变化. 黑线, 等离子体反冲计算; 红线, MULTI模拟; 绿色三角, Dhareshwar实验; 激光波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$

Fig. 4. (color online) The variation of ablation pressure induced by 5 ns pulse duration laser illuminating Al target vs laser intensity, black square line: calculated by plasma recoil; red dot line, MULTI simulation results; green triangle, Dhareshwar experiments; laser wave length  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .

从图4可以看出,当激光功率密度选取 $5 \times 10^{12}$ — $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>,激光脉宽选取纳秒时,利用计算等离子体反冲来求解靶材所受压强和MULTI直接模拟得到的结果比较一致;在激光功率密度与波长取和Dhareshwar等<sup>[42]</sup>的实验条件一致时(激光功率密度为 $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>,激光脉宽取5 ns,波长 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,靶材均为铝靶),以上两种方法所求的压强与Dhareshwar等的实验结果也比较接近.同时,图中也可以看到,低功率密度区等离子体反冲得到的压强略高于MULTI直接模拟,而在高功率密度区则相反.这可能是由于不同功率密度激光会造成的 $n_{abl}$ 有微小差别,而我们这里的 $n_{abl}$ 则当成了常数处理(相同靶材),因此不同功率密度激光条件下两种方法的计算结果存在微小差别.另外,当激光功率密度远小于 $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>或大于 $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>时,则分别有固体靶材不能完全当作流体考虑和超热电子、X射线明显预热靶材等影响,以致MULTI不能很好的模拟相应过程;另外,对于功率密度大于等于 $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>的相对论强度短脉宽激光,光压的影响必须考虑,因此通过测量等离子体反冲诊断压强的方法不再适用,所以本文只考虑了激光功率密度处在 $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>到 $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>之间的模拟.

## 4 结 论

本文提出了一种利用测量喷射等离子体反冲的方法来诊断激光辐照固体靶产生压强变化的方法.与MULTI直接模拟得到的数据比对表明了这种方法的可靠性.与传统诊断压强的方法比较,这种方法不需要考虑 $D-u$ 关系,也不需要避免窗口材料的冲击熔化;另外,将这种方法和通过后界面测量的诊断方法(如上文提到的自由面速度法等)相结合,还能够研究冲击波在样品中的衰减问题.因此这种方法可作为现有诊断方法的一个有力补充并拓展其应用的价值.

由于本文没有考虑激光光压的影响,因此利用等离子体反冲法诊断短脉宽相对论强度激光加载固体靶产生的压强是不适用的.本文采用的是一维模型,但激光加载产生的等离子体是三维分布;在实验中我们首先需要得到低密度区等离子体的干涉条纹,然后利用逆Abel变换求解低密度区等离子体空间分布,进而通过(6)式拟合得到高密度区

的等离子体分布.在此过程中我们假定了低密度区等离子体光性薄、轴对称,从高密度到低密度区等离子体符合(6)式的指数分布,这些假定会造成一定的实验误差.同时,上节提到的 $n_{abl}$ 随不同激光参数的取值也是一个亟需研究的问题.另外,短脉冲激光由于实验诊断分辨率的原因,测量上也存在一定困难,因此在现阶段利用等离子体反冲方法诊断压强主要考虑纳秒及以上脉宽的激光.

感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心巫顺超老师在MULTI数据处理上的指导.感谢中国工程物理研究院流体物理研究所陈自宇,马云灿,余勇等的有益讨论.

## 参考文献

- [1] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [2] Yu Y Y, Xi F, Dai C D, Cai L C, Tan Y, Li X M, Wu Q, Tan H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 066201
- [3] Glenzer S H, MacGowan B J, Michel P, et al. 2010 *Science* **327** 1228
- [4] Cohen T, Herren K A, Thompson M S, Lin J, Pakhomov A V 2005 *AIP Conf. Proc.* **766** 406
- [5] Phipps C, Birkan M, Bohn W, Eckel H A, Horisawa H, Lippert T, Michaelis M, Rezunkov Y, Sasoh A, Schall W, Scharring S, Sinko J 2010 *J. Propulsion Power* **26** 609
- [6] Liu T H, Hao Z Q, Gao X, Liu Z H, Lin J Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 085203
- [7] Celliers P M, Collins G W, Hicks D G, Eggert J H 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 113529
- [8] Veaser L R, Solem J C 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 1391
- [9] DaSilva L B, Celliers P, Collins G W, Budil K S, Holmes N C, Barbee Jr T W, Hammel B A, Kilkenny J D, Wallace R J, Ross M, Cauble R, Ng A, Chiu G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 483
- [10] Wang F, Peng X S, Shan L Q, Li M, Xue Q X, Xu T, Wei H Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 185202 (in Chinese) [王峰, 彭晓世, 单连强, 李牧, 薛全喜, 徐涛, 魏惠月 2014 物理学报 **63** 185202]
- [11] Amadou N, Brambrink E, Benuzzi-Mounaix A, Vinci T, de Rességuier T, Mazevet S, Morard G, Guyot F, Ozaki N, Miyanishi K, Koenig M 2012 *AIP Conf. Proc.* **1426** 1525
- [12] Phipps Jr C R, Turner T P, Harrison R F, York G W, Osborne W Z, Anderson G K, Corlis X F, Haynes L C, Steele H S, Spicochi K C, King T R 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 1083
- [13] Pirri A N 1973 *Phys. Fluids* **16** 1435
- [14] Thompson M S, Herren K A, Lin J, Pakhomov A V 2003 *AIP Conf. Proc.* **664** 206

- [15] Caruso A, Gratton R 1968 *Plasma Phys.* **10** 867
- [16] Singh R K, Holland O W, Narayan J 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 233
- [17] Manheimer W M, Colombant D G, Gardner J H 1982 *Phys. Fluids* **25** 1644
- [18] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [19] Fabbro R, Max C, Fabre E 1985 *Phys. Fluids* **28** 1463
- [20] Meyer B, Thiell G 1984 *Phys. Fluids* **27** 302
- [21] Eliezer S 2002 *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas* (1st Ed.) (London: Institute of Physics Publishing) pp43–45
- [22] Gurevich A V, Pariiskaya L V, Pitaevskii L P 1966 *Sov. Phys. JETP* **22** 449
- [23] Allen J E, Andrews J G 1970 *J. Plasma Phys.* **4** 187
- [24] Dorozhkina D S, Semenov V E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 2691
- [25] Mora P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 185002
- [26] Mora P, Grismayer T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 145001
- [27] Diaw A, Mora P 2012 *Phys. Rev. E* **86** 026403
- [28] Chen F F (translated by Lin G H) 1980 *Introduction of Plasma Physics* (1st Ed.) (Beijing: People's Education Press) pp91–92 (in Chinese) [Chen F F 著 (林光海 译) 1980 等离子体物理学导论 第一版 (北京: 人民教育出版社) 第 91—92 页]
- [29] Crow J E, Auer P L, Allen J E 1975 *J. Plasma Phys.* **14** 65
- [30] Qin S, McTeer A 2007 *Surface and Coatings Technology* **201** 6508
- [31] Glenzer S H, Redmer R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1625
- [32] Smolinsky G, Vasile M J 1979 *European Polymer J.* **15** 87
- [33] DaSilva L B, Barbee Jr T W, Cauble R, Celliers P, Ciarolo D, Libby S, London R A, Matthews D, Mrowka S, Moreno J C, Ress D, Trebes J E, Wan A S, Weber F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3991
- [34] Gabl E F, Failor B H, Busch G E, Schroeder R J, Ress D, Suter L 1990 *Phys. Fluids B* **2** 2437
- [35] Buccellato R, Cunningham P F, Michaelis M M, Prause A 1992 *Laser and Particle Beams* **10** 697
- [36] Wang C, Wang W, Sun J R, Fang Z H, Wu J, Fu S Z, Ma W X, Gu Y, Wang S J, Zhang G P, Zheng W D, Zhang T X, Peng H M, Shao P, Yi K, Lin Z Q, Wang Z S, Wang H C, Zhou B, Chen L Y, Jin C S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 202 (in Chinese) [王琛, 王伟, 孙今人, 方智恒, 吴江, 傅思祖, 马伟新, 顾援, 王世绩, 张国平, 郑无敌, 张覃鑫, 彭惠民, 邵平, 易葵, 林尊琪, 王占山, 王洪昌, 周斌, 陈玲燕, 金春水 2005 物理学报 **54** 202]
- [37] Singh R K, Narayan J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 8843
- [38] Aliverdiev A, Batani D, DeZulian R, Vinci T, Benuzzi-Mounaix A, Koenig M, Malka V 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046404
- [39] Fujimoto T 2004 *Plasma Spectroscopy* (1st Ed.) (Oxford: Clarendon Press) p205
- [40] Meng S J, Li Z H, Qin Y, Ye F, Xu R K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045211 (in Chinese) [蒙世坚, 李正宏, 秦义, 叶繁, 徐荣昆 2011 物理学报 **60** 045211]
- [41] Ramis R, Schmalz R, Meyer-Ter-Vehn J 1988 *Comp. Phys. Commn.* **49** 475
- [42] Dhreshwar L J, Gopi N, Murali C G, Gupta N K, Godwal B K 2005 *Shock Waves* **14** 231

# Plasma recoil induced by laser radiated solid target\*

Zhou Lei<sup>1)2)</sup> Li Xiao-Ya<sup>2)†</sup> Zhu Wen-Jun<sup>2)</sup> Wang Jia-Xiang<sup>3)</sup> Tang Chang-Jian<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of High Energy Density Physics and Technology of Ministry of Education, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

3) (State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

( Received 16 April 2015; revised manuscript received 17 January 2016 )

## Abstract

Based on the theory of conservation of momentum, a theoretical method of calculating the shock pressure induced by laser loading via diagnosing plasma recoil momentum is presented. When a high-power laser irradiates a solid target surface, the plasma jet with high velocity induced by laser has a recoil effect on the target. Then the plasma recoil momentum induced by laser irradiating solid target can be calculated by the distribution of electron plasma. At the same time, the subcritical electron plasma density could be measured by interferometry and the supercritical plasma density could be fitted into exponential function form. So the variation of shock wave pressure could be calculated via diagnosing plasma recoil momentum. This method does not consider the relationship between  $D$  and  $u$ , nor uses the window material nor needs the steady shock propagation. It is a useful method of studying the material property under high strain rate and isentropic compression. Numerical simulation results using one-dimensional radiation hydro code called MULTI for laser intensities ranging from  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> to  $5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> are presented. The electron temperature is nearly equal to the ion temperature for the laser pulse duration  $\tau \geq 2$  ns but much greater than the ion temperature for  $\tau = 1$  ns. This means for that ns pulse duration, the difference between electron and ion temperature could be ignored in general. And in order to fit the shock pressure value more exactly, the density of ablation surface  $n_{abl} = n_0 \exp(-1)$  is used in the simulations. The simulation results indicate that the value of calculating shock pressure obtained via diagnosing plasma recoil momentum is similar to the shock pressure calculated by MULTI simulation for ns pulse duration. And the value of calculating shock pressure is also similar to the experimental value for pulse duration  $\tau = 5$  ns. From the simulation results, it is obvious that the method of calculating the shock pressure via diagnosing plasma recoil momentum is effective and feasible.

**Keywords:** plasma recoil, shock pressure, laser loading, laser interference

**PACS:** 52.35.Tc, 52.38.Mf, 52.70.Kz

**DOI:** 10.7498/aps.65.085201

\* Project supported by the Science and Technology Foundation of State Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, China (Grant Nos. 077110, 77160).

† Corresponding author. E-mail: [xiaoyali11@caep.cn](mailto:xiaoyali11@caep.cn)