

引用格式:LI Ji-long, WANG Ao-song, LIU Yan-zhang, *et al.* Dynamic Simulation of Laser-produced Plasma under Plate Constraint[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, **49**(2): 0230002

李佶龙,王傲松,刘彦章,等.平板约束下激光诱导等离子体的动态仿真[J].光子学报,2020,**49**(2):0230002

平板约束下激光诱导等离子体的动态仿真

李佶龙^{1,2},王傲松¹,刘彦章¹,黄大鹏¹,邱岩²,吴坚²

(1 中广核工程有限公司 核电安全监控技术与装备国家重点实验室,广东 深圳 518172)

(2 西安交通大学 电气工程学院,西安 710049)

摘要:为深入认识空间约束增强的物理机理,采用二维可压缩流体模型,建立平板约束下激光诱导等离子体动力学行为的数值模拟模型,计算了平板约束下等离子体的演化过程,得到的一系列时间分辨的温度分布结果与实验结果基本一致.揭示了平板约束下,反射激波对等离子体的压缩作用导致等离子体温度升高的机理.对不同激光能量和不同约束板间距对等离子体温度增强效果和增强时刻的影响进行了研究,两板间距增加,增强时刻明显延迟,等离子体温度的增强效果削弱.

关键词:等离子体光谱学;激光诱导击穿光谱;等离子体仿真;空间约束;等离子体增强

中图分类号:TL61+2.3

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204902.0230002

Dynamic Simulation of Laser-produced Plasma under Plate Constraint

LI Ji-long^{1,2}, WANG Ao-song¹, LIU Yan-zhang¹, HUANG Da-peng¹, QIU Yan², WU Jian²

(1 State Key Laboratory of Nuclear Power Safety Monitoring Technology and Equipment, China Guangdong Nuclear Power Engineering Company, Shenzhen Guangdong, 518172, China)

(2 School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: For further understanding the physical mechanism of space constraints, we used the two-dimensional compressible fluid model, established dynamic simulation of laser-produced plasma under plate constraint, and calculated the evolution of the plasma process under the plate constraint. A series of time-resolved temperature distribution results obtained are basically identical with the experimental results. The mechanism of plasma temperature increase caused by the compression effect of reflected shock wave under the constraint of flat plate is revealed. The effects of different laser energies and different spacing of restraint plates on the peak temperature and the peak time of plasma temperature were also studied. The distance between the two plates increases, the peak time is obviously delayed and the enhancement effect on plasma temperature is weakened.

Key words: Plasma spectroscopy; Laser-induced breakdown spectroscopy; Plasma simulation; Spatial constraint; Plasma enhancement

OCIS Codes: 300.6365; 300.6210; 300.2140; 300.6170; 260.2160

0 引言

激光诱导击穿光谱技术(Laser-Induced Breakdown Spectroscopy, LIBS)是利用高功率脉冲激光与待测样品相互作用产生的瞬态等离子体的原子或离子特征谱线,对待测样品的元素组分进行定性或定量分析的一种技术. LIBS 检测过程迅速,可实现多元素同时分析,可实时获得分析结果,得到国内外研究人员的广泛

基金项目:国家自然科学基金(No. 51790523)

第一作者:李佶龙(1995—),男,硕士研究生,主要研究方向为激光诱导等离子体. Email:505131527@qq.com

导师(通讯作者):吴坚(1985—),男,教授,博士,主要研究方向为放电等离子体技术及应用. Email:jxjawj@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期:2019-09-10;录用日期:2019-12-19

<http://www.photon.ac.cn>

关注.郑培超等研究了激光脉冲能量对激光诱导铝合金等离子体物理特性的影响,探讨了在不同能量情况下的物理特性^[1].陈金忠研究了在泥土样品温度不同的情况下,激光诱导等离子体光谱的诊断结果^[2].LIBS还可实现远程、在线测量,对于实现核电站等复杂极端环境下的元素检测具有显著优势^[3].然而,LIBS检测痕量元素时灵敏度较低,针对这一问题,人们提出光谱增强方法提高 LIBS 光谱信号以降低元素检测限,进而提高 LIBS 技术对于痕量元素的检测能力^[4].目前,常见的光谱增强方法有双脉冲激发^[5]、脉冲放电辅助激发^[6]、空间约束^[7]等.其中空间约束等离子体增强光谱的设备简单,且不需引入额外能量就可获得可观的光谱增强效果^[8],具有重要的应用前景.

按照等离子体被压缩的维度划分,空间约束等离子体增强辐射的方法主要包括一维方向上的平板约束^[9]、二维方向上的圆柱形约束^[10]和三维方向上的半球形约束^[11].目前的研究多以提高光谱增强倍数为目标.华中科技大学郭连波采用了铝制的半球形约束体压缩等离子体的演化过程,观测到光谱强度增强到原有光谱 12 倍,等离子体温度上升了近 6 000 K^[11];长春理工大学高勋采用铝制的平板约束体压缩等离子体,获得了 2~4 倍的光谱增强效果,等离子体温度被提高的同时等离子体密度也提高了 60%左右^[12].清华大学王哲采用在聚四氟乙烯上钻孔的方式为等离子体提供有限的演化空间以增强 LIBS 对煤质分析的灵敏度,观测到等离子体光谱增强的情况^[13].吉林大学陈安民发现光斑尺寸对平板约束等离子体的光谱增强效果有很大的影响,不同的激光聚焦位置直接影响了等离子体吸收激光能量的过程^[14].在空间约束等离子体实现光谱增强的机理方面,本课题组利用激光阴影的等离子体诊断技术直接追踪到激波的运动轨迹^[9],观测到反射激波运动到等离子体区域的时刻与等离子体形态横向被压缩的时刻相吻合,且激光干涉技术直观地展现了等离子体密度的明显提升.

空间约束下的等离子体辐射增强受到诸多因素(如激光能量、空间约束尺寸等)的影响,目前的研究均是基于实验开展的^[15],有些工作则是在水介质的环境中进行^[16].人们已经建立了激光诱导等离子体演化和辐射的数学物理模型,并研究了各种模型下冲击波产生的影响^[17],但尚未涉及空间约束下等离子体的动力学行为.针对这一问题,本文基于 OpenFOAM 建立了平板约束条件下的激光诱导等离子体二维可压缩流体模型,将数值计算的结果与实验结果进行对比以验证计算模型,分别通过设定不同的初始温度来模拟不同激光能量,设定不同的边界尺寸来模拟不同平板间距,计算得到了激光能量与两平板间距对等离子体辐射增强的影响规律.

1 二维可压缩流体模型

1.1 计算模型

激光聚焦金属靶面后产生等离子体,等离子体膨胀过程可以利用粘性可压缩流体模型来进行描述.其控制方程分别是质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程,最后用理想气体状态方程来封闭整个方程组,如式(1)~(4)所示.

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\rho \mathbf{u})] = -\nabla \rho - \nabla \cdot \bar{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\rho E)] = -\nabla \cdot [\mathbf{u}p] - \nabla \cdot [\mathbf{u} \cdot \bar{\tau}] - \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3)$$

$$pV = nRT \quad (4)$$

式中, ρ 为流体密度; \mathbf{u} 为流体速度; p 为流体压力; $\bar{\tau}$ 为粘性应力张量; E 为总能量密度, $E = e + \mathbf{u}^2/2$ (e 为比内能); \mathbf{q} 为热扩散通量, $\mathbf{q} = -k \nabla T$ (k 为热导率, T 为温度).

在非粘性流动中, $\bar{\tau} = 0, \mathbf{q} = 0$,控制方程组退化为欧拉方程组.而对于粘性流动,根据牛顿定律, μ 为动态粘性, \bar{D} 为变形梯度张量.变形梯度张量取决于流体速度,表示为 $\bar{D} = -\frac{1}{2}[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T]$.最后,使用理想气体状态方程封闭整个方程组.

利用 OpenFOAM 中的 rho Central Foam 求解器,使用有限体积法计算六面体网格单元,利用中央迎风

方法捕捉超音速流体和可压缩亚音速中的激波边界.使用连续算子分裂法来求解能量和动量方程,隐式欧拉法计算时间积分,全局坐标采用笛卡尔坐标系.在仿真过程中,把空气和等离子体均当作理想气体来考虑.

1.2 计算空间

利用 OpenFOAM 中的 rho Central Foam 求解器计算等离子体膨胀的情况,首先需要给定初始等离子体所在区域大小,也就是激光烧蚀靶面后烧蚀坑的尺寸.180 mJ 激光能量下,光聚焦于靶面直径 1 000 μm 范围内,周围是金属液滴溅射和激光不均匀烧蚀.根据激光能量大小和激光烧蚀次数,可以估计凹坑深度为 80 μm .激光烧蚀靶面形成的凹坑取 1 000 \times 80 μm .其次,按照等离子体自由膨胀获取所研究时间内等离子体膨胀的计算区域.在平板约束模型下,计算区域可分为三部分:烧蚀坑(初始等离子体)区域、约束板区域和自由膨胀区域.

2 平板约束下等离子体的演化

2.1 实验装置

实验装置如图 1.采用 Nd:YAG 激光器制备等离子体,其波长为 1 064 nm,半最大值(FWHM)处全宽为 20 ns,能量为 180 mJ.采用焦距为 10 cm 的平凸透镜(L1)将激光聚焦到黄铜靶上.光斑大小约为 1 \times 1 mm².用一对平行的铝板壁(W)来限制产生的等离子体.皮秒激光器产生背景光,其产生的光经过了反射镜(M),扩束镜(BE),分光镜(BS1).ICCD 的曝光时间为 5 ns.

2.2 典型数值计算结果

实验的激光能量为 180 mJ,烧蚀凹坑直径为 1 mm.基于实验结果^[9],选取初始条件为等离子体初始温度 50 000 K,初始气压为 200 MPa.等离子体初始区域设定为 1 000 \times 80 μm .计算区域为 T 型,剖分精度为 50 cell/mm,等离子体初始区域剖分精度为 100 \times 8.环境气体设定为压力 10⁵ Pa,温度为 300 K,密度为 1.29 kg/m³,平板相距 9 mm.通过模型计算得到了每间隔 0.1 μs 的温度分布情况,在图 2 中选取了较为典型的四个时刻加以分析.

在 2.7 μs 时等离子体仍处于自由膨胀的状态,此时的等离子体形态呈半球形,没有受到约束.在 5.7 μs 时,等离子体最外延的激波已经撞上约束板后反射,并且开始压缩等离子体,而此时因为压缩效应才刚刚开始,等离子体依旧没有明显的增强,最高温度为 6 000 K.在 8.7 μs 时,被空间约束而反射的激波已经压缩到等离子体的中心区域,此时等离子体呈柱状受约束的形态,伴随着明显的增强效应,最高温度为 7 468 K.在 11.7 μs 时,被反射的激波已经穿过等离子体中心区域,此时等离子体仍呈受约束的形态,但已不是增强效应最强的时刻了,最高温度为 7 285 K.

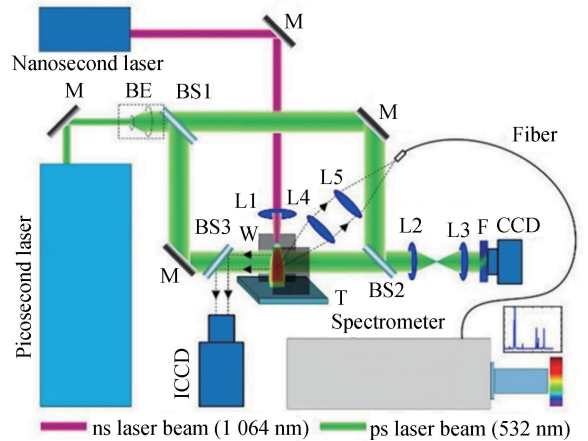


图 1 实验设备原理

Fig.1 Schematic diagram of the experimental setup

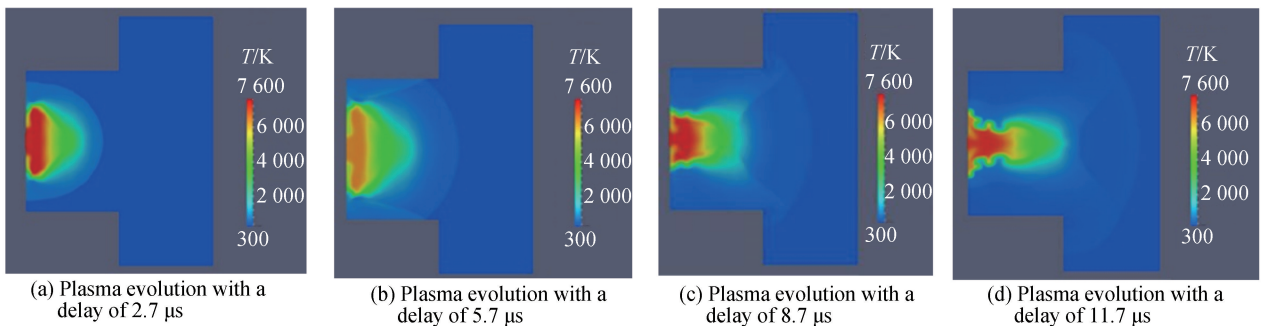


图 2 初始温度为 50 000 K,约束板间距为 9 mm 时仿真计算结果

Fig.2 Simulation results when the initial temperature is 50 000 K and confined by the wall with interval 9 mm

2.3 典型数值计算结果与实验结果对比

为了验证仿真模型的准确性,将平行板约束下的仿真结果与实验结果进行了对比.观察数值计算结果,可知反射激波在平面中间碰撞压缩等离子体的起始时刻为 $7.3 \mu\text{s}$ (此时刻下等离子体内部区域开始出现明显压缩的迹象,即中心等离子体区域两侧开始变扁).根据实验结果图 3, $7.7 \mu\text{s}$ 时激波开始压缩等离子体(由于等离子体内部密度分布梯度大,反射激波前沿在运动到等离子体内部后会消失, $7.7 \mu\text{s}$ 时反射激波消失,见图 3(c)~(d)激光探针实验结果),图 3(b)为 $7.7 \mu\text{s}$ 时由 ICCD 相机拍摄到的等离子体形态.

将上述仿真结果与实验结果进行对比,由图 3(a)可得激波前沿距离靶面 6.7 mm ,实验测量结果为 6.1 mm .由此可见仿真结果与实验结果在时间和空间上的计算结果十分接近,并且实际拍摄到的等离子体形态与仿真得到的等离子体形态也非常类似,因此可以采用本文所搭建的二维可压缩流体模型描述平板约束条件下的等离子体及其激波的演化行为.

另外,可以清楚地发现等离子体受到的压缩作用是来自于反射激波对等离子体的冲击.该模型所计算的激波传播过程与实验相符,证明了平板约束下辐射增强的等离子体存在反射激波的压缩效应,而在等离子体受到压缩的过程中,等离子体温度获得提升(见 3.1 小节与 3.2 小节的讨论),所以这是光谱强度得到提高的原因.需要说明的是,由于该模型没有考虑激光与等离子体的相互作用,计算中将等离子体和环境气体均假设为理想气体等原因,导致其仿真计算结果与实验结果有一定的偏差.

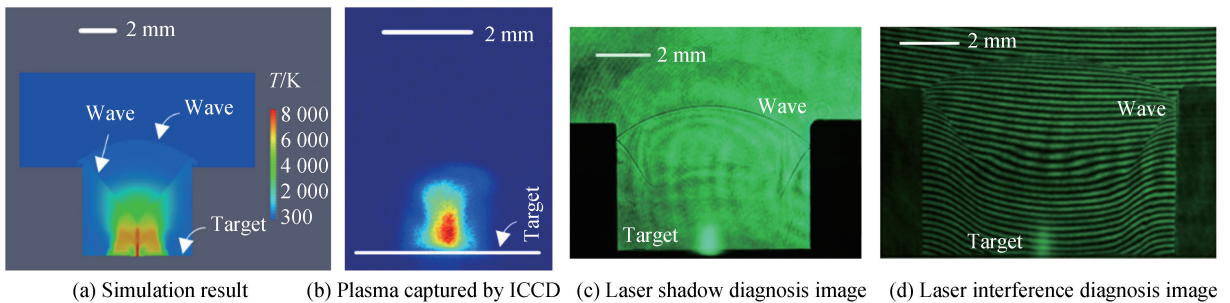


图 3 延时 $7.3 \mu\text{s}$, 初始温度 $50\,000 \text{ K}$ 的平板约束等离子体演化的仿真结果, ICCD 相机拍摄图, 平激光阴影诊断图, 激光干涉诊断图

Fig.3 Simulation results of plate-constrained plasma evolution with a delay of $7.3 \mu\text{s}$ and initial temperature of $50\,000 \text{ K}$, plasma morphology with confinement captured by ICCD camera, plasma with confinement laser shadow diagnosis image, plasma with confinement laser interference diagnosis image

从压缩前后的实验结果图 4 可知,等离子体被压缩前后的不同的形态图.选取了 $5.7 \mu\text{s}$ 的实验结果图 4,此时反射的激波尚未到达等离子体区域,等离子体仍然处于自由膨胀的半球状.这与 2.2 节的中仿真计算结果是符合的.可知此时等离子体并没有受到明显的压缩.

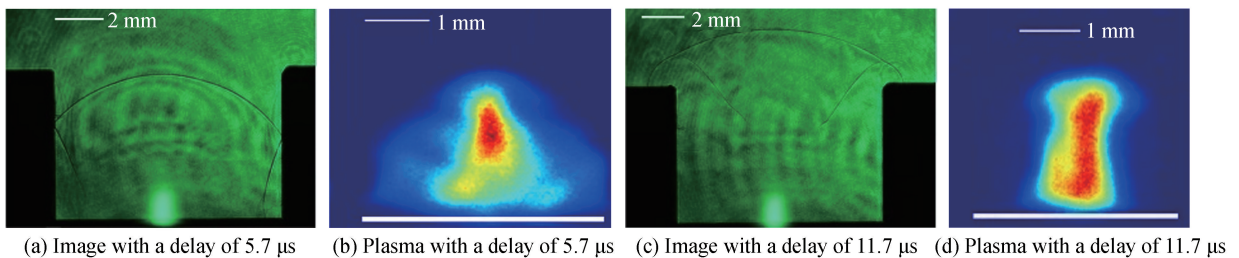


图 4 激光能量 180 mJ , 约束板间距 9 mm , $5.7 \mu\text{s}$ 时和 $11.7 \mu\text{s}$ 时的激光阴影诊断图和等离子体图

Fig.4 Laser shadow diagnosis image and plasma morphology by ICCD camera with a delay of $5.7 \mu\text{s}$ and $11.7 \mu\text{s}$, an interval distance of 9 mm and the laser energy of 180 mJ

选取 $11.7 \mu\text{s}$ 的实验结果图,可以看到此时反射的激波已经到达等离子体区域,压缩等离子体中心,但是由于等离子体内部密度分布梯度大,反射激波前沿在运动到等离子体内部后无法清晰看到.激波压缩等离子体中心,拍摄到的等离子体开始受到明显压缩,和自由膨胀时有明显区别呈柱状.

3 平板约束等离子体的研究

3.1 约束平板间距对平板约束等离子体的影响

约束平板间的距离影响着激波反射的时间,也必然影响了峰值温度及其出现时刻.在上述仿真模型的基础上,对平板间距进行调整,设定初始温度为 50 000 K,其余条件保持不变.

通过遍历不同间距情况下整个时序的仿真结果寻找温度峰值出现的时刻,再调用峰值时刻中平面上的温度分布来寻找温度峰值.图 5 给出了仿真平板间距为 6 mm、7 mm、8 mm、9 mm、10 mm、11 mm 的情况下,平板约束等离子体在延时 $8 \mu\text{s}$ 下的温度分布.可见在 $8 \mu\text{s}$ 时刻,平板间距为 6 mm、7 mm、8 mm、9 mm 的情况下,反射激波已经完成交汇;而平板间距 10~11 mm 的情况下,反射激波还未运动到等离子体中心区域.峰值温度出现的时刻分别为 $3.8 \mu\text{s}$ 、 $5 \mu\text{s}$ 、 $6.2 \mu\text{s}$ 、 $7.2 \mu\text{s}$ 、 $9.2 \mu\text{s}$ 和 $10.6 \mu\text{s}$,对应的峰值温度分别为 9 321 K、8 954 K、8 122 K、7 731 K、7 426 K 和 7 212 K.

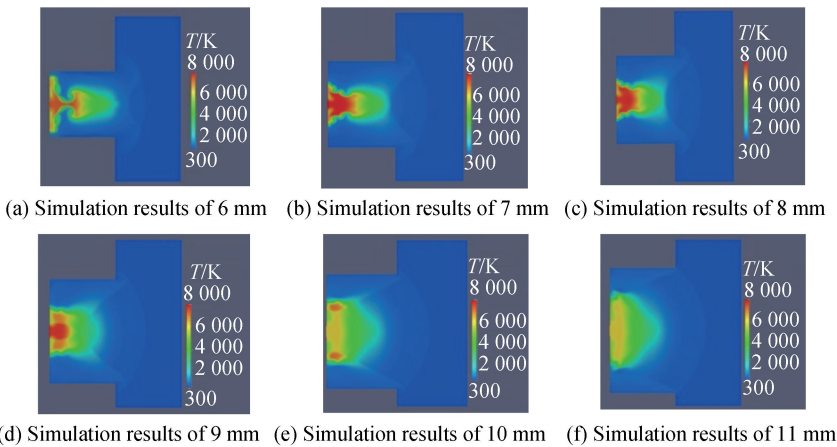


图 5 平板间距分别为 6 mm、7 mm、8 mm、9 mm、10 mm、11 mm,延时 $8 \mu\text{s}$ 时温度分布的仿真计算结果

Fig.5 Simulation results of temperature distribution with delay of $8 \mu\text{s}$ and plate intervals: 6 mm, 7 mm, 8 mm, 9 mm, 10 mm, 11 mm

图 6 中黑色实线展示了平板间距增大后,峰值温度表现出减小的趋势,但变化不是很明显,这是由于激波在空气中运动的时间变长,激波能量衰减,压缩等离子体的效果下降;另一方面是因为等离子体温度本身随着时间的推移而降低.图 6 中黑色虚线展示了随着平板间距的增大,等离子体峰值时刻明显变晚,这是因为双板间距变大后直接导致激波反射并运动到平板中心的时间明显变长.这说明平板间距的增大将对等离子体温度的增强时刻有明显延后的影响,而等离子体温度的增强略微降低.

3.2 激光能量对平板约束等离子体的影响

激光能量的改变对初始等离子体的温度影响很大.本文通过改变仿真中初始等离子体的温度来模拟不同激光能量对平板约束效应的影响,研究等离子体峰值温度及其出现时刻的情况.

设定约束平板间距为 7.5 mm,在设定等离子体初始温度分别为 30 000 K、50 000 K、70 000 K、100 000 K 的条件下进行仿真,烧蚀坑的直径统一取 $1\ 000 \times 80 \mu\text{m}$,此处忽略了烧蚀坑大小的影响.图 7 为不同初始温度下,等离子体仿真到达温度峰值时刻的温度分布图.根据仿真结果可以得到不同初始温度的平板约束等离子体到达峰值温度的时刻分别为 $6.2 \mu\text{s}$ 、 $5.6 \mu\text{s}$ 、 $5.3 \mu\text{s}$ 、 $5 \mu\text{s}$,而所到达的峰值温度分别为 5 420 K、8 678 K、11 271 K、15 369 K.图 8 中黑色虚线展示了平板约束等离子体随不同初始温度的升高,等离子体的

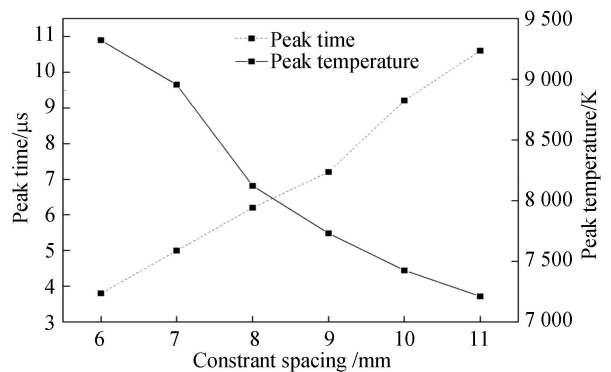


图 6 不同平板间距对峰值温度与峰值出现时刻的影响

Fig.6 Different plate intervals on peak temperature and peak occurrence time

峰值温度得到了大幅度的提高,这证明了激光能量的提升将大幅提高平板约束等离子体光谱增强倍数.图8中黑色实线展示了随着平板约束等离子体初始温度的升高,峰值的时刻略微提前,这应该与激光能量升高造成等离子体温度升高,进而引起等离子体膨胀和扩散速度变大有关,使得等离子体更早地形成达到峰值时的高温高压的形态.在相同平板间距约束下,激光能量越大,到达峰值的时刻越早;但是相对于激光能量对于峰值时刻的影响,其对于温度峰值的影响更加显著.这说明激光能量的增大将明显提高光谱强度,对光谱增强时刻有略微提前的影响.

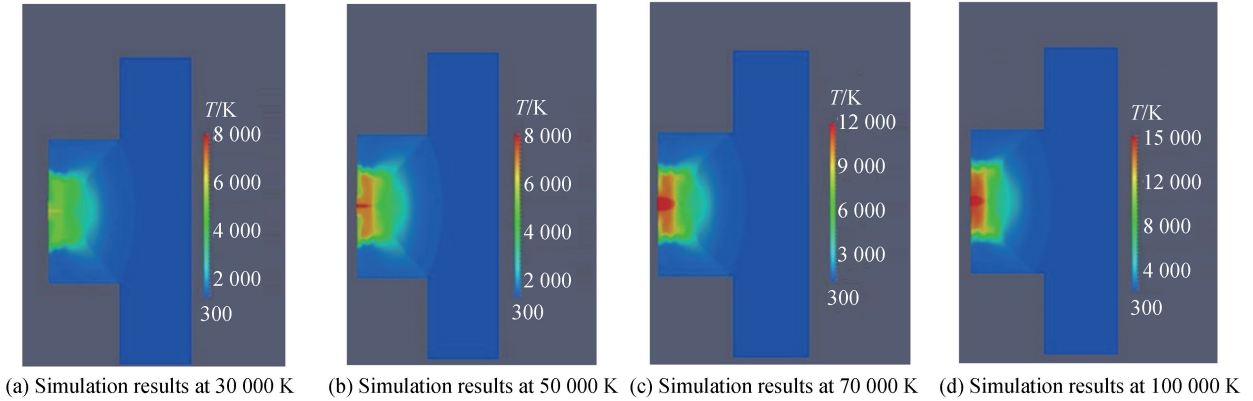


图7 初始温度分别为 30 000 K、50 000 K、70 000 K、100 000 K 时到达峰值温度时的仿真计算结果

Fig.7 Simulation results when the initial temperature at 30 000 K, 50 000 K, 70 000 K and 100 000 K reaches the peak temperature, respectively

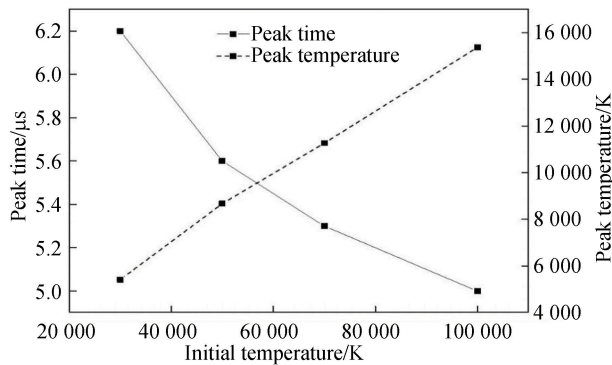


图8 不同等离子体初始温度对峰值温度与峰值出现时刻的影响

Fig.8 Different initial plasma temperatures on peak temperature and peak appearance time

4 结论

本文基于二维可压缩流体模型,利用 OpenFOAM 建立了两平板约束下等离子体演化的仿真模型,研究了激光能量和两平板间距对平板约束等离子体辐射增强的影响.模型数值计算结果进一步验证了平板约束光谱增强方法的机理在于反射激波作用于等离子体:初始等离子体产生激波后向外膨胀,激波在运动到平板位置时发生反射,反射激波运动到等离子体内部压缩等离子体致使其峰值温度升高,反射的激波的动能转化为等离子体的内能,进而提高光谱强度.空间约束的间距不同时,激波到达中心压缩区域所需时间不同,更长的约束距离会让激波在行进中损失更多的能量,导致转化的能量降低,等离子体的峰值温度下降,出现峰值的时间变晚.等离子体初始温度上升时,产生的激波速度会更快,因此在空间约束间距不变时,激波到达中心压缩区域的时间会更早,激波的动能转化为等离子体的内能也会更多.本文模型将等离子体视为理想气体,且未考虑等离子体辐射过程.下一步的工作中,将继续完善模型,并计算环形约束,半球状约束等不同约束条件下的压缩效果,为寻找更有效的约束方式提供支撑.

参考文献

- [1] ZHENG Pei-chao, LIU Hong-di, WANG Jin-mei, *et al.* Influences of laser pulse energy on physical characteristics of laser-induced aluminum alloy plasma[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(9): 914003.

- 郑培超,刘红弟,王金梅,等. 激光脉冲能量对激光诱导铝合金等离子体物理特性的影响[J]. 光子学报, 2014, **43**(9): 0914003.
- [2] CHEN Jin-zhong, WANG Jing, SONG Guang-ju, *et al.* The effect of sample temperature on the laser-induced plasma radiation characteristics[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(5): 530001.
陈金忠,马瑞玲,王敬,等. 样品温度对激光诱导土壤等离子体辐射特性的影响[J]. 光子学报, 2015, **44**(5): 0530001.
- [3] IBANO K, NISHIJIMA D, UEDA Y, *et al.* LIBS measurement of trace tantalum and rhenium in tungsten for in-situ diagnostic of nuclear transmutation[J]. *Journal of Nuclear Materials*, 2019, **522**: 324-328.
- [4] LI Ying-chao, TIAN Di, DING Yu, *et al.* A review of laser-induced breakdown spectroscopy signal enhancement[J]. *Applied Spectroscopy Reviews*, 2018, **53**(1): 1-35.
- [5] WANG Zhen-zhen, DEGUCHI Y, LIU Ren-wei, *et al.* Emission characteristics of laser-induced plasma using collinear long and short dual-pulse laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS)[J]. *Applied Spectroscopy*, 2017, **71**(9): 2187-2198.
- [6] SERGEEVICH K, OLEGOVITCH R, PETROVITCH S, *et al.* Compact laser-triggered gas switch with small time delay[J]. *Technologies of Electromagnetic Compatibility (EMC)*, 2018, **3**: 35-42.
- [7] WANG Ying, CHEN An-min, SUI Lai-zhi, *et al.* Persistence of atomic spectral line on laser-induced Cu plasma with spatial confinement[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, **23**(11): 113105.
- [8] WANG Jing-ge, LI Xiao-long, HU Jun-tao, *et al.* Effects of hemispherical confinement on the enhancement of laser-induced glass plasma radiation[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, **47**(8): 847013.
王静鸽,李小龙,胡俊涛,等. 半球空腔约束对激光诱导玻璃等离子体辐射增强特性的研究[J]. 光子学报, 2018, **47**(8): 847013.
- [9] LI Xing-wen, YANG Ze-feng, WU Jian, *et al.* Spatial confinement in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, **50**(1): 015203.
- [10] LI Xiong-wei, WANG Zhe, MAO Xiang-lei, *et al.* Spatially and temporally resolved spectral emission of laser-induced plasmas confined by cylindrical cavities[J]. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 2014, **29**(11): 2127-2135.
- [11] GUO Lian-bo, LI Chang-mao, HU Wei, *et al.* Plasma confinement by hemispherical cavity in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **98**(13): 131501-131501.
- [12] GAO Xun, LIU Lu, SONG Chao, *et al.* The role of spatial confinement on nanosecond YAG laser-induced Cu plasma [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2015, **48**(17): 175205.
- [13] HOU Zong-yu, WANG Zhe, LIU Jian-min, *et al.* Signal quality improvement using cylindrical confinement for laser induced breakdown spectroscopy[J]. *Optics Express*, 2013, **21**(13): 15974-15979.
- [14] ZHANG Dan, CHEN An-min, WANG Xiao-wei, *et al.* Influence of the distance between target surface and focal point on the expansion dynamics of a laser-induced silicon plasma with spatial confinement[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2018, **143**(1): 71-77.
- [15] GREENSHIELDS C, WELLER H, GASPARINI L, *et al.* Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2010, **63**(1): 1-21.
- [16] LU Jian-ying, GENG De-kun, CHEN Lang. Numerical simulation of high intensity of laser induced plasma shock wave in water[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, **42**(9): 0902001.
鲁建英,耿德坤,陈朗. 强激光水中诱导等离子体冲击波数值模拟[J]. 中国激光, 2015, **42**(9): 0902001.
- [17] SMETANNIKOV A, TETEREV A. High temperature hydrodynamics of explosion and shock wave phenomena[J]. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*, 2014, **17**: 439-444.