

高Z烧蚀等离子体的运动规律研究

刘仲恒 孟广为 赵英奎

Movement of ablated high-Z plasmas

Liu Zhong-Heng Meng Guang-Wei Zhao Ying-Kui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 185201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182211

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182211>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲激光烧蚀材料等离子体反冲压力物理模型研究与应用

Research and application of plasma recoil pressure physical model for pulsed laser ablation material

物理学报. 2017, 66(13): 134205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134205>

激光烧蚀掺杂金属聚合物羽流屏蔽特性数值研究

Numerical investigation on shielding properties of the laser ablation plume of polymer doped metal

物理学报. 2016, 65(19): 197901 <https://doi.org/10.7498/aps.65.197901>

基于双相延迟模型的飞秒激光烧蚀金属模型

A model of femtosecond laser ablation of metal based on dual-phase-lag model

物理学报. 2019, 68(5): 057901 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182099>

强脉冲离子束辐照金属材料烧蚀产物特性分析

Characteristics of metal ablation product by intense pulsed ion beam irradiation

物理学报. 2017, 66(5): 055202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.055202>

黑腔中等离子体相互作用的流体力学现象观测

Observation of hydrodynamic phenomena of plasma interaction in hohlraums

物理学报. 2018, 67(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181391>

超短脉冲激光烧蚀石墨产生的喷射物的时间分辨发射光谱研究

Study of the time-resolved emission spectra of the ejected plume generated by ultrashort laser ablation of graphite

物理学报. 2015, 64(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.214201>

高 Z 烧蚀等离子体的运动规律研究*

刘仲恒 孟广为† 赵英奎‡

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2018 年 12 月 17 日收到; 2019 年 7 月 15 日收到修改稿)

填充低密度低 Z 物质的黑腔孔隙漏光是一类典型的高 Z 烧蚀等离子体在烧蚀及压力动态平衡下的运动问题. 本文利用简化的一维平面模型模拟了孔隙侧壁烧蚀金等离子体在 CH 泡沫约束作用下的运动行为, 展示了轻重物质界面在物质压和辐射压共同作用下运动的物理图象. 提出金等离子体从扩张到折返的过程对应于孔隙从收缩到打开的过程, 并给出折返时间和折返距离的解析方程, 以及二者的峰值温度三次方与 CH 密度成正比的规律, 同时表明在 CH 密度的较大变化范围内, 金等离子体的烧蚀标度指数不变. 利用改造的一维 MULTI 程序数值模拟的结果验证了解析理论的主要结论. 本文给出了可在较宽的温度密度范围内计算高 Z 等离子体做折返运动的理论公式.

关键词: 高 Z 等离子体, 烧蚀压, 约束烧蚀, 低 Z 泡沫

PACS: 52.30.-q, 52.65.-y, 52.25.Dg

DOI: 10.7498/aps.68.20182211

1 引言

高温辐射场与物质相互作用产生能量密度大于 $10^5 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的等离子体动力学过程^[1]是高能量密度物理研究^[1,2]关注的问题之一, 与这种等离子体相关的辐射流体力学行为是惯性约束聚变(ICF)^[3]、实验天体物理^[4]等研究领域中的重要物理过程. 大型激光驱动 ICF 装置可以在实验室中产生高能量密度环境, 以此可研究许多相关的天文现象, 例如超新星爆发^[5]、超新星遗迹^[6-8]、恒星形成区的星云被周围星体辐照^[9,10]、黑洞和中子星吸积盘^[11,12]等.

高温辐射在等离子体中的传播通常是以辐射热波或者 Marshak 波^[13]的形式, 如果热波波头速度远大于传输介质中的声速, 热波以超声速传播; 当热波波头的速度小于声速时, 热波会被冲击波超过, 形成亚声速的辐射烧蚀波^[14,15]. 考虑特定的辐

射边界源条件并基于热传导近似的理论分析可以给出—维辐射烧蚀的自相似解析解^[13,16-20].

利用间接驱动 ICF 黑腔中的高温辐射场作为驱动源, 国内外开展了许多低 Z 泡沫介质中的超声速辐射输运实验^[21-26]和高 Z 材料的辐射烧蚀实验^[27-29]. 在这类实验中, 会经常遇到被辐射加热的高 Z 输运腔壁产生烧蚀等离子体, 并在低 Z 介质约束下的运动问题, 比如美国国家点火装置(NIF)中的黑腔开孔漏光泄能问题. 文献^[30, 31]在 NIF 上研究了黑腔开孔中的辐射传输过程, 实验中所用 Ta_2O_5 泡沫圆盘的孔隙中没有填充传输介质, 由于孔隙侧壁烧蚀出的等离子体向中心堆积造成孔隙收缩, 从而对辐射通过孔隙泄漏能量产生重要影响^[32]. 更普遍的情形是为了抑制烧蚀等离子体的运动, 孔隙中填充了低 Z 的泡沫介质. 针对这类复杂的多维辐射流体力学问题, 以往的研究主要是根据具体的实验构型进行数值模拟分析^[33-35], 但对孔隙侧壁高 Z 烧蚀等离子体的运动规律缺乏系

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0403200)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: meng_guangwei@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhao_yingkui@iapcm.ac.cn

统的研究.

本文通过一维简化模型研究了高 Z 烧蚀等离子体在低 Z 泡沫约束下的运动规律, 分析表明烧蚀压、泡沫的物质压和辐射压之间的竞争造成了高 Z 等离子体经历从向低 Z 介质扩张到折返的运动行为, 折返前后刚好对应孔隙从收缩到重新打开的过程. 本文第 2 节给出了模型的描述; 第 3 节推导了高 Z 等离子体做折返运动的解析公式, 给出折返时间和折返距离的峰值温度三次方与低 Z 介质的密度成正比的规律; 第 4 节利用辐射流体力学程序 MULTI-1D 对高 Z 等离子体的折返现象进行了模拟, 数值结果验证了解析理论. 本文清楚地展示了轻重物质界面在物质压和辐射压共同作用下运动的物理机制, 研究结果对相关研究工程领域的实际物理问题具有一定的指导意义.

2 模型描述

我们关心的物理问题可以描述成内部充满高温、低密度 (以下简称高温低密) 的低 Z 介质的黑腔, 顶端开有宽度为 w 的缝隙 (见图 1(a)). 缝隙处的腔壁在辐射加热后会形成向缝隙中心扩张的烧蚀等离子体, 该过程使缝隙收缩. 由于高温泡沫介质的存在, 烧蚀等离子体有可能会在运动一段时间和距离后减速, 并在缝隙闭合前向相反的方向运动, 即形成折返, 使缝隙重新打开.

设垂直缝隙侧壁的方向为 x 方向. 为了分析烧蚀等离子体在 x 方向上的扩张和折返过程, 我们将问题简化成一维平面模型, 如图 1(b) 所示. 其中泡

沫使用 CH 材料, 厚度为 $d_1 = w/2$, 密度为 ρ_1 ; 高 Z 物质使用 Au, 厚度为 d_2 , 密度为 $\rho_2 = 19.24 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. CH 和 Au 的初始温度取成室温 (300 K). 由于缝隙左右侧壁互为镜像, 因此缝隙中心即为对称面, 烧蚀等离子体不会运动到此位置, 该位置等效于不动的边界, 故模型中 CH 的左边界取成固壁. 取 Au 的右边界为自由面. 当辐射温度为 T_r 的恒温辐射源加在 CH 的左端, 辐射以超声速热波的形式通过 CH 泡沫后烧蚀金壁, 产生向左膨胀的高温低密的烧蚀金等离子体. 如图 1(c) 所示, 辐射在稠密的金介质中会很快形成辐射烧蚀热波, 同时在 CH 泡沫中产生向左运动的冲击波. 金等离子体向左运动的动力主要来自于辐射烧蚀过程中产生的烧蚀压 P_a , 由于 P_a 随时间衰减, 金等离子体会在其左侧的 CH 物质压 P_{CH} 及其两侧辐射压差 ΔP_r 的阻碍下逐渐减速直至折返.

首先考察两介质的厚度 d_1 和 d_2 对金等离子体折返行为的影响. 我们在相同的辐射源温度 ($T_r = 16 \text{ MK}$) 和 CH 密度 ($\rho_1 = 0.15 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 条件下, 用上述一维平面模型模拟了金等离子体的运动. 图 2(a) 和图 2(b) 分别给出了不同的介质厚度条件下金等离子体左界面的位移和速度随时间的变化, 其中时间零点定义成金等离子体开始运动的时刻. 金等离子体的运动行为可分为三种情形. 情形一, 两种介质都足够厚 ($d_1 = 50 \text{ cm}$, $d_2 = 1 \text{ cm}$), 速度曲线的零速度点和位移曲线的最低点给出相同的折返时间 $t_r = 0.071 \mu\text{s}$, 此时折返距离为 $x_r = 0.285 \text{ cm}$. 情形二, 只有 Au 足够厚 ($d_1 = 0.3 \text{ cm}$, $d_2 = 1 \text{ cm}$),

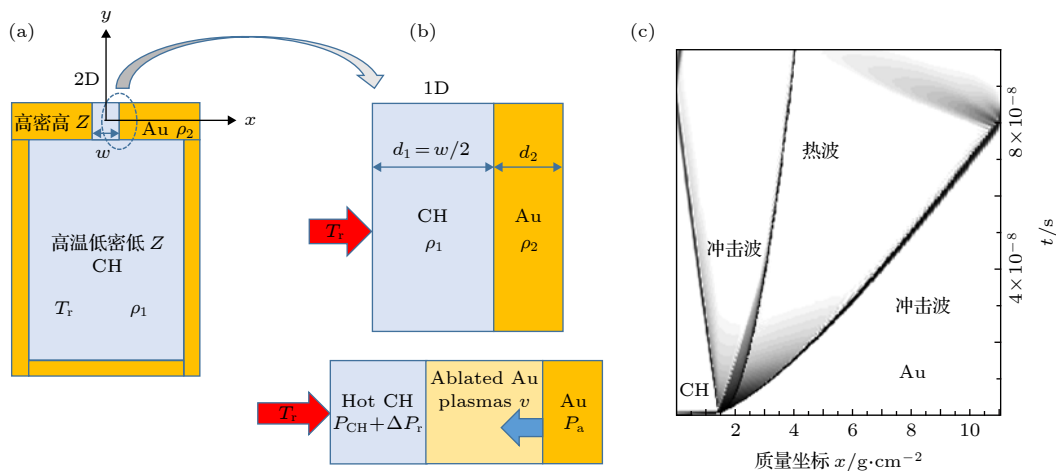


图 1 (a) 物理模型的简化; (b) 一维模型的示意图; (c) 波系示意图

Fig. 1. (a) Simplification of physical model; (b) one-dimensional model; (c) the wave system.

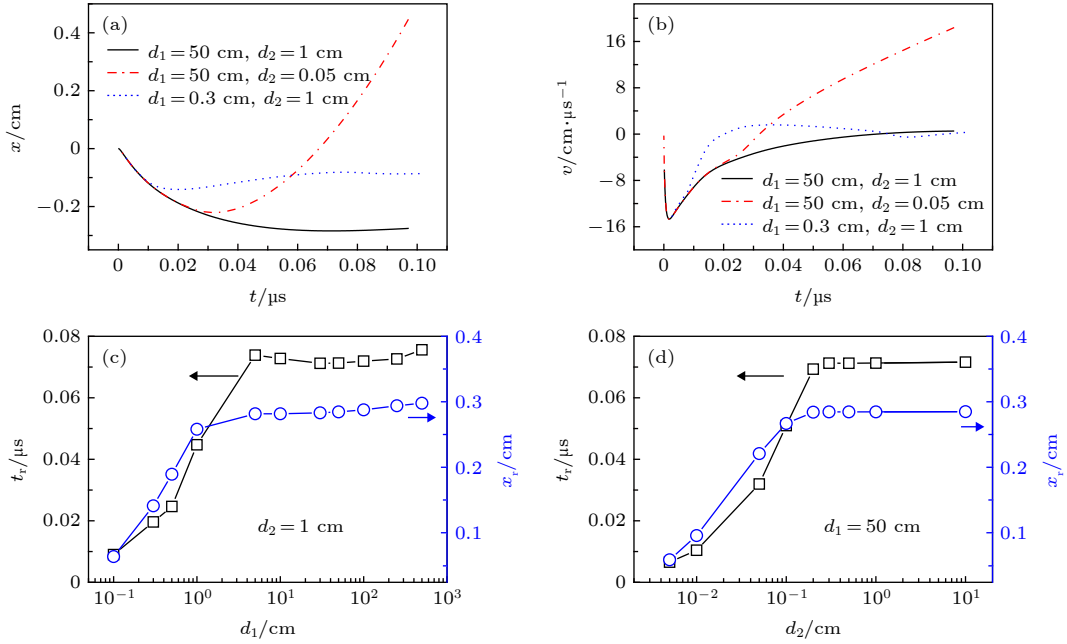


图 2 Au 等离子体的左界面在不同 d_1 和 d_2 条件下的 (a) 位移和 (b) 速度随时间的变化; 折返时间和折返距离分别随 (c) d_1 (取 $d_2 = 1$ cm), (d) d_2 (取 $d_1 = 50$ cm) 的变化

Fig. 2. (a) Displacement and (b) velocity of the left interface of Au plasmas versus time under the condition of different d_1 and d_2 . The reverse time and distance of Au plasmas versus (c) d_1 with $d_2 = 1$ cm and (d) d_2 with $d_1 = 50$ cm.

此时相比于情形二, 折返时间和折返距离都有所减小, 分别是 $0.020 \mu s$ 和 0.141 cm. 对其中物理过程的分析表明: 此情形下左行冲击波已从 CH 的左壁反射, 并在 $0.010 \mu s$ 附近与向左扩张的金等离子体发生相互作用, 通过传递给金等离子体向右的动量使其提前折返. 情形三, 只有 CH 足够厚 ($d_1 = 50$ cm, $d_2 = 0.05$ cm), 分析表明早在 $0.018 \mu s$ 时金已被辐射“烧穿”, 无法为金等离子体继续提供足够的烧蚀压使其提前折返. 此时折返时间和距离分别是 $0.032 \mu s$ 和 0.221 cm.

图 2(c) 和图 2(d) 分别给出了金等离子体左界面的折返时间 t_r 和折返距离 x_r 随 d_1 和 d_2 的变化. 模拟结果表明: 当 CH 的厚度 $d_1 < 5$ cm 时, t_r 和 x_r 都随 d_1 的减小而减小; 当金的厚度 $d_2 < 0.3$ cm 时, 减小 d_2 也会使 t_r 和 x_r 减小; 如果两种介质都足够厚, 即 $d_1 > 5$ cm, $d_2 > 0.3$ cm, 介质的厚度不再影响金等离子体的折返运动.

上述分析表明过小的 CH 厚度 d_1 和 Au 厚度 d_2 都会造成金等离子体的提前折返. 为了避免因 CH 介质厚度过小引入复杂的激波反射作用或 Au 介质厚度过小被提前烧穿, 理论模型必须考虑 d_1 和 d_2 足够大的情形, 通过这种理想条件给出金等离子体折返运动的规律.

3 解析理论

根据前面的分析, 烧蚀金等离子体的扩张是一个在多种力作用下的变质量体系运动问题. 图 3 为辐射源温度 $T_r = 16$ MK 和 CH 密度 $\rho_1 = 0.15$ g·cm⁻³ 条件下, 在 $0.02 \mu s$ 时刻温度、速度、密度和压强等物理量随网格编号的变化. 通过分析发现系统可划分为三个区域, 即高温 CH 区、高温低密的烧蚀金等离子体区和低温高密度的未烧蚀金区. 将两介质界面至金内部热波波头附近零速度面区域内的烧蚀金等离子体作为考察对象. 随着金不断被辐射烧蚀产生新的烧蚀等离子体, 假定 t 时刻有初速度为零的质量微元 dm 在 dt 时间内注入金等离子体区, 金等离子体的质心速度由 v 变成 $v + dv$, 可以给出单位面积金等离子体的动量方程

$$(m + dm)(v + dv) - mv = (P_{CH} + \Delta P_r - P_a)dt, \quad (1)$$

得到

$$\frac{d(mv)}{dt} = P_{CH} + \Delta P_r - P_a, \quad (2)$$

这里 CH 的物质压采用完全电离的理想气体近似, $P_{CH} = \frac{(Z+1)k\rho_1 T_{CH}}{Am_p} = \Gamma\rho_1 T_r$, 其中 k 是 Boltzmann 常数, m_p 是质子质量, 对于 CH, 取 $Z = 3.5$, $A =$

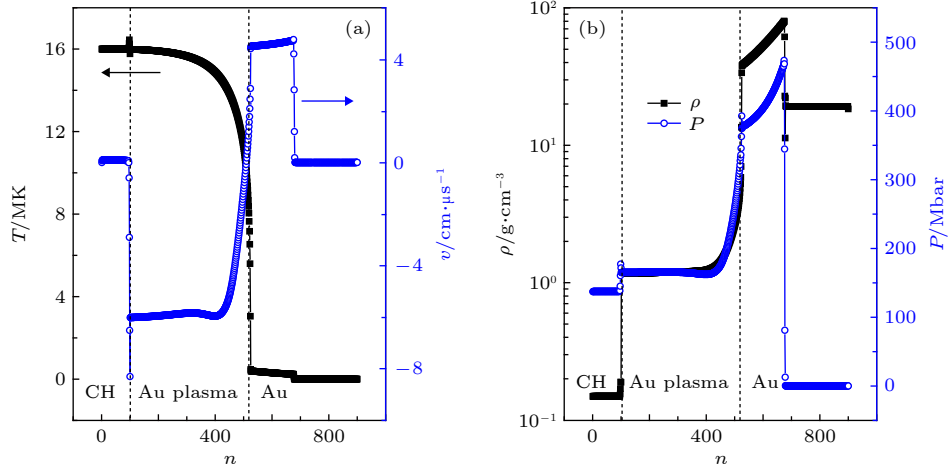

 图 3 在 $T_r = 16$ MK, $\rho_1 = 0.15 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 条件下, $0.02 \text{ } \mu\text{s}$ 时网格的温度、速度、密度和压强随网格编号 n 的变化

Fig. 3. Temperature, velocity, density and pressure versus cell number n at $0.02 \text{ } \mu\text{s}$ under the condition of $T_r = 16$ MK and $\rho_1 = 0.15 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

6.5, 则 $\Gamma = \frac{(Z+1)k}{Am_p} = 57.1 \text{ Mbar} \cdot \text{MK}^{-1} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^3$. 密度单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 温度单位为百万度 (MK), 压强单位为 Mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$). 由图 3(b) 可见, CH 的密度分布近似均匀, 因此这里忽略 CH 介质由于金等离子体压缩引起的密度变化, 实际上由于高温辐射在极短时间内以超声速热波的形式穿透低密度低 Z 的 CH, CH 内部近似为 Marshak 常密度解 [16–20]. 需要说明的是模型左边可以是各种轻 Z 介质, 只需按上述公式将 Γ 替换成相应的值. 考虑到金等离子体左端的辐射温度 T_{r1} 接近辐射源温度 T_r , 右端的辐射温度相对较低, 而辐射压随辐射温度的四次方变化, 则有 $P_{r2} \ll P_{r1}$, 所以辐射压力差近似为 CH 中的辐射场压力

$$\Delta P_r = P_{r1} - P_{r2} = \frac{aT_{r1}^4}{3} - \frac{aT_{r2}^4}{3} \approx \frac{aT_r^4}{3}, \quad (3)$$

其中 $a = 7.57 \times 10^{-3} \text{ Mbar} \cdot \text{MK}^{-4}$.

假定 P_f 和 m_f 分别是自由平面金等离子体的辐射烧蚀压和烧蚀质量, 引入 ξ 和 η 反映 CH 介质约束效应的影响, 则存在 CH 约束的金等离子体体系的烧蚀质量为 $m = \eta m_f$, 烧蚀压为 $P_a = \xi P_f$. 理论分析 [14] 指出当辐射在介质中形成稳定的辐射烧蚀波结构后, P_f 和 m_f 满足幂指数形式的定标规律, 附录 A 中的数值模拟给出

$$\begin{aligned} P_f &= P_0 T_r^s t^b \\ &= 4.38 \times 10^{-2} T_r^{2.5591} (\text{MK}) t^{-0.47} (\mu\text{s}) (\text{Mbar}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} m_f &= m_0 T_r^q t^l \\ &= 2.53 \times 10^{-2} T_r^{1.7818} (\text{MK}) t^{0.53} (\mu\text{s}) (\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}). \end{aligned} \quad (5)$$

根据文献 [16, 36] 对稠密物质在非线性热传导条件下的热输运渐近自模解的分析, 时间标度指数存在关系 $l = b + 1$, 本文模拟结果也符合此规律. 考虑到 b 和 l 的值随 T_r 变化不明显, 为方便分析, 取 $b = -0.47$. 上述处理相当于假定 CH 密度的增大并不影响烧蚀定标规律中的标度指数 s , q , b 和 l .

对 (2) 式进行时间积分得到金等离子体质心的速度

$$v = \frac{(3\Gamma\rho_1 + aT_r^3)T_r^{1-q}t^{-b}}{3\eta m_0} - \frac{\xi P_0 T_r^{s-q}}{\eta m_0(1+b)}. \quad (6)$$

对 (6) 式时间积分得到金等离子体质心的位移

$$x = \frac{(3\Gamma\rho_1 + aT_r^3)T_r^{1-q}t^{1-b}}{3\eta m_0(1-b)} - \frac{\xi P_0 T_r^{s-q}t}{\eta m_0(1+b)}. \quad (7)$$

取 $v = 0$, 得到金等离子体质心的折返时刻

$$t_r = \left[\frac{(1+b)(3\Gamma\rho_1 + aT_r^3)}{3\xi P_0 T_r^{s-1}} \right]^{1/b}, \quad (8)$$

代入 (7) 式得其折返距离

$$x_r = |x(t_r)| = \frac{\xi P_0 T_r^{s-q} t_r}{\eta m_0(1+b)} \left(1 - \frac{1}{1-b} \right). \quad (9)$$

先取 $\xi = \eta = 1$, 即忽略 CH 介质密度变化的影响, 考察在不同密度条件下折返时间和折返距离与辐射源温度的变化关系. 如图 4 所示, 这两个物理量的变化关系有两个明显的特点: 1) 在相同的 CH 密度条件下, 随着 T_r 的升高, 折返时间和折返距离都先增大后减小, 呈现明显的“单峰”结构, 将 t_r 和 x_r 峰值处的辐射源温度分别记成 T_{m1} 和 T_{m2} , 一般地有 $T_{m1} < T_{m2}$; 2) 在相同的辐射源温度下,

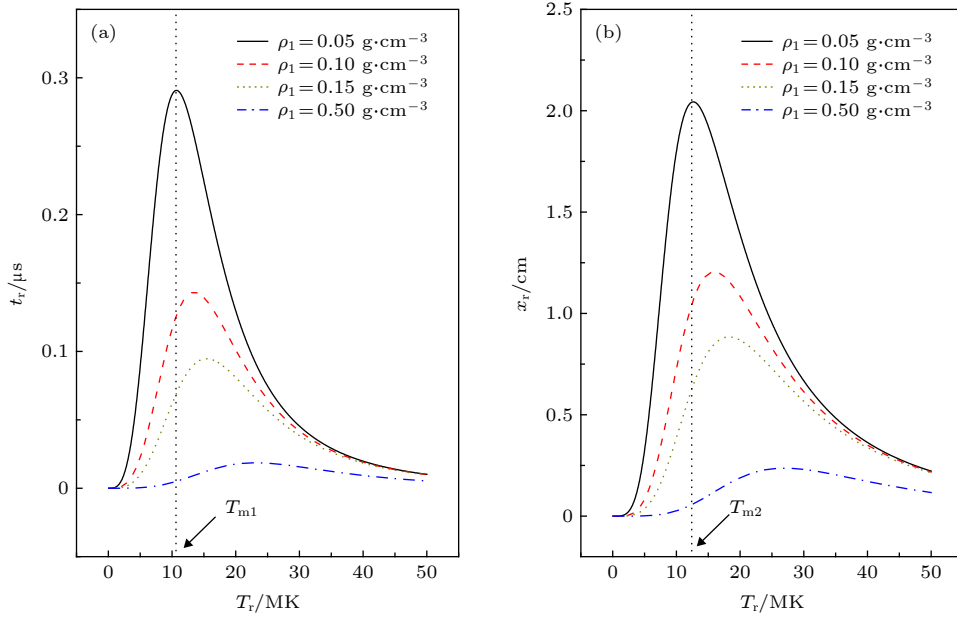

 图 4 理论预测 (取 $\xi = \eta = 1$) 的 (a) 折返时间和 (b) 折返距离随辐射源温度 T_r 的变化

 Fig. 4. Theoretical prediction (with $\xi = \eta = 1$) of (a) reverse time and (b) reverse distance versus T_r .

增大 CH 的密度, 可以有效抑制金等离子体的扩张运动, 且 T_{m1} 和 T_{m2} 都向高温端移动.

为了更细致地分析峰值温度和 CH 密度间的关系, 分别对 (8) 和 (9) 式求偏微分, 由 $\left. \frac{\partial t_r}{\partial T_r} \right|_{T_r=T_{m1}} = 0$ 和 $\left. \frac{\partial x_r}{\partial T_r} \right|_{T_r=T_{m2}} = 0$ 得到折返时间和折返距离的峰值温度满足

$$T_{m1}^3 = \frac{\Gamma \rho_1}{a \left(\frac{1}{s-1} - \frac{1}{3} \right)} = k_1 \rho_1, \quad (10)$$

$$T_{m2}^3 = \frac{\Gamma \rho_1}{a \left[\frac{1}{s-b(s-q)-1} - \frac{1}{3} \right]} = k_2 \rho_1, \quad (11)$$

可见存在 $T_{m1}^3 \propto \rho_1$, $T_{m2}^3 \propto \rho_1$ 的简单关系, 值得注意的是比例系数 k_1 和 k_2 中并未出现待参数 ξ 和 η , 因此 ξ 和 η 不影响峰位温度. 结合 (8) 和 (9) 式, ξ 会影响 t_r 和 x_r 的峰值高度, η 只影响 x_r 的峰值高度. 因为在辐射烧蚀规律的定标关系中, 一般地有 $b < 0$, $s > q$, 从而 $T_{m1} < T_{m2}$.

4 解析理论的数值验证

本文的数值模拟使用 Ramis 等 [37–39] 开发的开源辐射流体力学 MULTI-1D 程序, 并根据我们研究的辐射流体力学问题的特点进行了改造, 包括

在动量方程中加入原程序中忽略掉的辐射压力项, 在能量方程中加入原程序中忽略掉的辐射压力和辐射能量项. 这里给出改造后的程序所采用的辐射流体力学方程组:

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = 4\pi\epsilon - \chi cU, \quad (12)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (13)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla(P_e + P_i + P_v + P_r), \quad (14)$$

$$\rho \frac{de_i}{dt} = -(P_i + P_v) \nabla \cdot \mathbf{v} - Q_{ei}, \quad (15)$$

$$\rho \frac{de_e}{dt} = -(P_e + P_r + U) \nabla \cdot \mathbf{v} + Q_{ei} - \nabla \cdot \mathbf{S}_{th} - \nabla \cdot \mathbf{S}. \quad (16)$$

方程 (12) 是辐射输运方程, 其中 $\mathbf{S}$ 是辐射能流, $4\pi\epsilon$ 和 χcU 分别是单位时间单位体积内发射和吸收的辐射能量; 方程 (13) 和 (14) 分别是质量守恒方程和动量方程, 其中 ρ 是密度, $\mathbf{v}$ 是速度, P_e , P_i , P_v 和 P_r 分别表示电子压力、离子压力、人为黏性压力和辐射压力; 方程 (15) 是离子能量方程, 右边分别是离子压力和人为黏性压力的做功项以及电子离子能量交换项, 其中 e_i 是离子比内能, Q_{ei} 是单位时间单位体积内电子和离子交换的能量; 方程 (16) 是电子能量方程, 右边分别是电子压力和辐射压力做功加上辐射散度贡献的项、电子离子能量交换项、电子热传导项和辐射热传导项, 其中 e_e 是电子比内能, $\mathbf{S}_{th}$ 是电子能流, U 是辐射能量密度. 介

质的状态方程和不透明度参数都使用 MULTI 内置的列表插值形式的数据。

首先考察辐射源温度 T_r 对金等离子体折返行为的影响. 模拟时根据不同的辐射源温度和介质密度调节 d_1 和 d_2 , 以保证两介质足够厚的条件, CH 和 Au 的网格数分别为 100 和 800, 并采用在两介质界面附近加密的等比网格形式. 图 3(a) 为辐射源温度 $T_r = 16$ MK 和 CH 密度 $\rho_1 = 0.15 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 条件下网格界面速度随网格编号的变化, 可见金等离子体速度的空间分布是非均匀的. 第 3 节我们理论分析了金等离子体质心速度的演化规律, 其反映的是金等离子体的整体行为. 考虑到实际问题中更关心轻重介质界面的运动规律, 为了能够使用第 3 节的解析理论描述界面运动, 可将速度分布的影响放到参数 η 中. 下面直接用金等离子体左界面的折返时间 t_r 和折返距离 x_r 来表征整体的运动. 图 5 给出的模拟结果证实了理论预言的“单峰”结构. 通过选取适当的参数 ξ 和 η , 理论模型可以解出 t_r 和 x_r 的模拟结果. 对于低密度情形 (如图 5(a) 和图 5(b)), 不仅 t_r 和 x_r 随 T_r 在相当宽的温度范围内的变化行为整体相符, 而且峰值温度 T_{m1} 和 T_{m2} 都吻合. 即使在高密情形下 (如图 5(c)), 模型也能给出与数值模拟大致相符的变化行为. 这表明理论模

型能够描述金等离子体折返运动的主要物理过程.

下面简单讨论参数 ξ 和 η 的物理影响. 图 5(d) 为 ξ 和 η 关于密度 ρ_1 的变化, 可见 ξ 随 ρ_1 的增大而减小, η 则在 1.6 和 2.0 之间不规则分布. 我们认为 ξ 反映了作用相反的两方面因素的综合影响. 一方面泡沫介质提供了对 Au 等离子体额外的约束, 其密度的增大会使辐射热波波阵面处的烧蚀压比 (4) 式给出的模拟值偏大 [40]. 另一方面我们假定进入体系的金等离子体微元初速度为零, 而数值模拟中采用的辐射烧蚀热波波阵面的速度是向前 (在这里是向右) 的. 如图 3 所示, 零速度面一般在波阵面靠后一点的位置, 虽然距离很近, 但在烧蚀面附近烧蚀压随深度陡降, 因此零速度面的烧蚀压应比热波阵面的压力小很多. 考虑到低密度情形下理论模型对峰值温度的估计比较准确, 可以认为上述两种效应对 s 和 b 影响很小, 主要反映到对 P_0 的修正参数 ξ 上. 从图 5(d) 结果可推测随着 ρ_1 的增大, 零速度面位置的影响逐渐占据主导. 而 η 反映的是上述两种因素以及金等离子体速度分布等多重因素竞争的结果, 因此相对无规律变化. 由于 η 的分布范围较窄, 对于实际应用可以取一个经验参数.

下面进一步考察理论模型的准确性和适用范围. 从图 6(a) 可以看出峰值温度的模拟值和通过

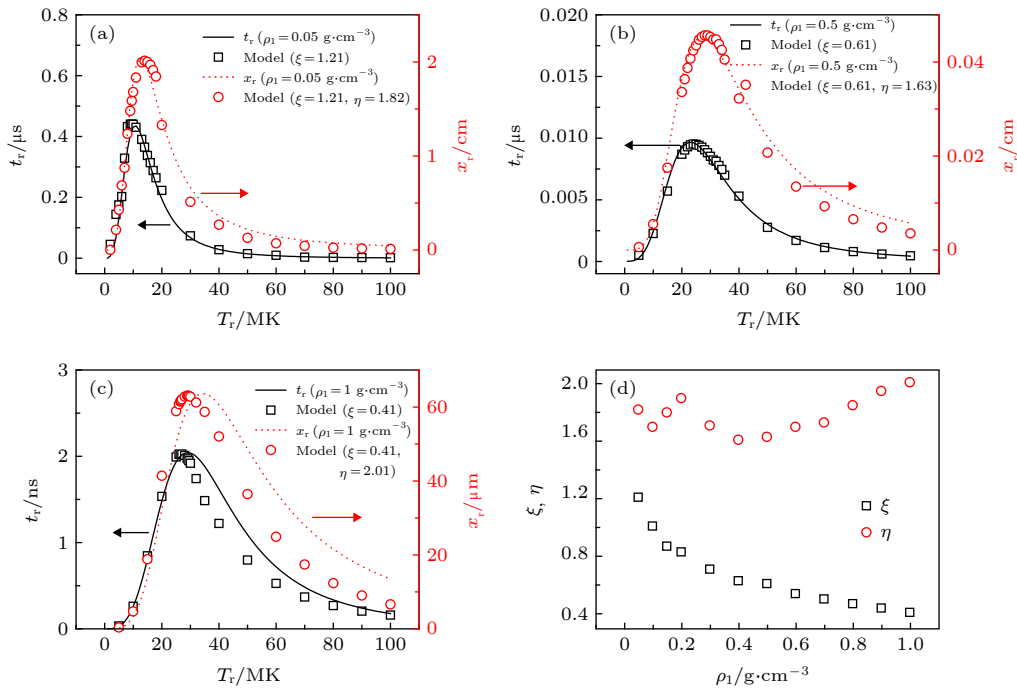


图 5 折返时间和折返距离分别在不同的密度 ρ_1 (a) 0.05, (b) 0.5, (c) 1 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 下与辐射源温度 T_r 的变化关系; (d) 参数 ξ 和 η 随 ρ_1 的变化

Fig. 5. Reverse time and distance versus T_r under different density ρ_1 of (a) 0.05, (b) 0.5, and (c) 1 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. (d) ξ and η versus ρ_1 .

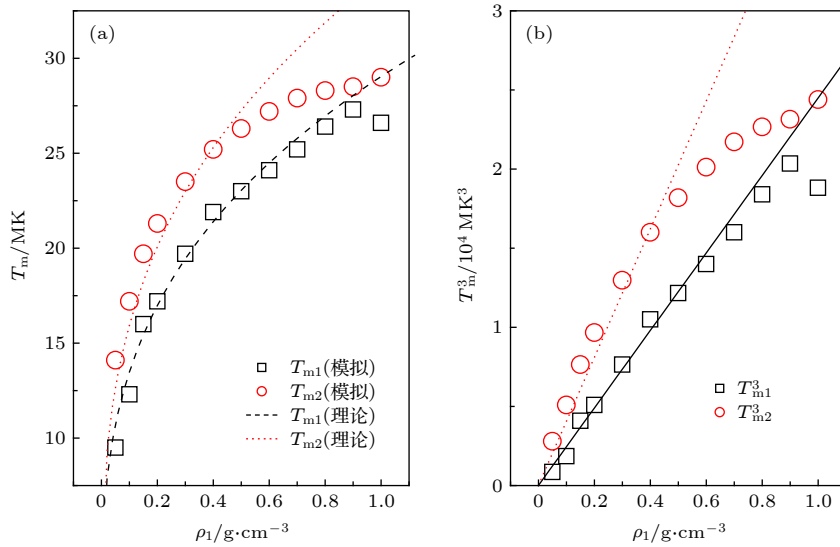


图 6 折返时间和折返距离的 (a) 峰值温度 T_m 和 (b) 峰值温度的三次方 T_m^3 随密度 ρ_1 的变化

Fig. 6. (a) The peak temperature T_m and (b) T_m^3 of reverse time and distance versus ρ_1 .

(10) 和 (11) 式给出的理论值接近, 但当 ρ_1 增大到 $0.60 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 附近时, 二者开始偏离, 并且 T_{m2} 的偏离情况更严重. 图 6(b) 给出了模拟得到的峰值温度三次方和 CH 密度之间的变化关系. 模拟结果表明: 在 $\rho_1 < 0.60 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 的低密度条件下, 存在理论预言 $T_{m1}^3 \propto \rho_1$, $T_{m2}^3 \propto \rho_1$ 的正比关系; 但在更高密度条件下, 模拟结果开始偏离理论预言. 我们认为模型在高 CH 密度条件下的失效可能有两方面的原因: 一是理论模型所使用的辐射烧蚀定标参数对应边界条件中 ρ_1 很小的情形 ($1.0 \times 10^{-4} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$), 不断增大的 ρ_1 会造成 s , q , l 等定标参数的差异, 显然密度越大带来的差异越明显, 并且 b 和 l 之间可能会逐渐偏离关系式 $l = b + 1$, 这可以解释为什么理论对 T_{m2} 的预测更容易失效; 二是因为采用的辐射烧蚀标度关系只适用于 Au 中的冲击波已赶上并超过热波, 形成稳定的辐射烧蚀波之后的阶段, 即要求 $t_r \gg t_s$, 其中 t_s 标记辐射烧蚀波的形成时刻. 然而随着密度的增大, 泡沫介质对金等离子体的扩张产生越发强烈的阻碍作用, t_r 会很快下降到与 t_s 相比拟的程度. 比如根据附录 A 的 (A1) 式可估计出 $T_r = 25 \text{ MK}$ 时的 $t_s = 0.00028 \mu\text{s}$, 而此温度下 $\rho_1 = 1.0 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 对应的 $t_r = 0.002 \mu\text{s}$, 所以金等离子体在折返前整个阶段的烧蚀质量和所受的烧蚀压就不能再简单地用 (4) 和 (5) 式描述.

5 结论与讨论

我们通过简化的一维模型, 研究了黑腔孔隙侧

壁被低 Z 泡沫介质约束条件下高 Z 等离子体界面运动的物理机制, 表明金等离子体的折返运动主要由辐射压、泡沫介质物质压与辐射烧蚀压的竞争过程决定. 由于金介质中辐射烧蚀压随时间衰减, 逐渐小于反方向的辐射压和泡沫物质压, 从而使金等离子体经历从扩张到折返的过程. 通过解析模型给出了金等离子体在无反射冲击波作用和无辐射烧蚀条件下的最大折返时间和最大折返距离, 并且通过数值模拟验证了理论模型和解析解的正确性. 对物理模型分析表明, 烧蚀定标参数对于泡沫介质的密度在较大范围内变化不敏感.

本文给出的高 Z 烧蚀等离子体运动的物理图像和物理规律对于黑腔孔隙 (裂缝) 的等离子体填充行为和能量漏失有重要的理论指导意义, 同时对理解充气黑腔开口漏光问题也具有指导意义, 并可以为相关武器物理问题提供理论基础. 需要说明的是我们对缝隙收缩行为进行了二维数值模拟的初步研究, 结果表明本文模型是适用的. 下一步我们将开展相关多维物理问题的研究, 细致考察缝隙尺寸, 腔内外压力、温度、密度等物理量的差别对缝隙收缩行为的影响.

附录 A 平面金靶的烧蚀定标

模拟了用初始密度为 $1.0 \times 10^{-4} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 的高温 CH 作为恒温辐射源驱动的一维平面 Au 材料的辐射烧蚀过程, 其中辐射源温度 T_r 的取值范围从 6 MK 到 16 MK , 金层的

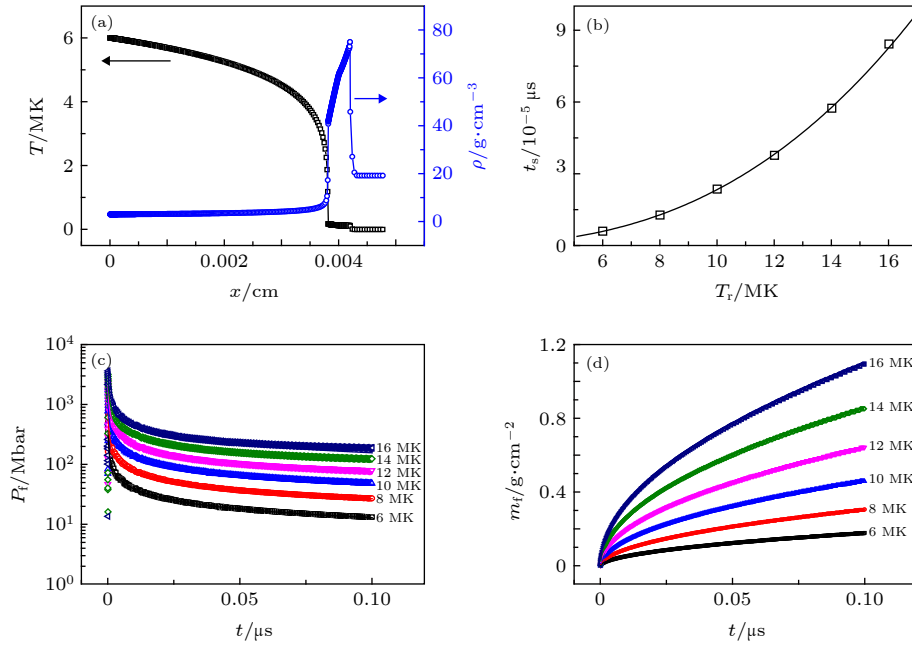


图 A1 (a) 辐射温度和 Au 等离子体密度的空间分布; (b) t_s 随辐射源温度 T_r 的变化; (c) 烧蚀压和 (d) 烧蚀质量随时间的变化
Fig. A1. (a) Temperature and density versus distance; (b) t_s versus T_r ; (c) ablation pressure versus time; (d) ablated mass versus time.

初始密度为 $19.24 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, 金层的厚度 d_2 随 T_r 变化, 并保证金层在总模拟时间 $0.1 \mu\text{s}$ 内不被烧穿. 图 A1(a) 给出了边界温度 $T_r = 6 \text{ MK}$ 时金层中温度和密度在 $0.001 \mu\text{s}$ 的空间分布. 此时冲击波已经超过热波, 温度分布有两处间断, 从左至右分别对应热波和冲击波. 分别用温度梯度最大值处定义二者的波阵面位置. 将 t_s 定义成温度分布刚好出现两处间断的时刻, 用来标记冲击波赶上热波的时间. 图 A1(b) 给出了 t_s 随 T_r 的变化, 利用形如 $t_s = t_0 T_r^k$ 的标度关系可以很好地拟合数值结果, 得到

$$t_s = 4.8 \times 10^{-8} T_r^{2.6878} (\text{MK})(\mu\text{s}). \quad (\text{A1})$$

图 A1(c) 和图 A1(d) 分别给出了热波阵面附近的烧蚀压 P_f 和烧蚀质量 m_f 随时间的变化, 其中虚线是按 (4) 和 (5) 式拟合的定标曲线. 实际的拟合分两步, 以 P_f 的拟合为例: 第一步, 对某一辐射温度源条件下的 $\ln P_f - \ln t$ 图的线性段进行拟合, 根据 $\ln P_f = \ln(P_0 T_r^s) + b \ln t = \ln P(T_r) +$

$b \ln t$ 得到 $\ln P(T_r)$ 和 b 的值; 第二步, 将不同辐射源温度 T_r 下拟合得到的 $\ln P(T_r)$ 值, 根据 $\ln P(T_r) = \ln P_0 + s \ln T_r$ 对 $\ln P(T_r) - \ln T_r$ 图进行线性拟合, 得到 P_0 和 s 的值. 烧蚀质量 m_f 的拟合类似. 表 A1 列出了不同 T_r 下拟合得到的 b 和 l 值, 可见基本满足 $l = b + 1$.

参考文献

- [1] Davidson R C 2004 *National Task Force on High Energy Density Physics* (Washington, DC: Office of Science and Technology Policy) pp1, 2
- [2] Meng G W, Wang J G, Wang X R, Li J H, Zhang W Y 2016 *Matter Rad. Extremes* **1** 249
- [3] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Hann S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [4] Remington B A, Drake R P, Takabe H, Arnett D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1641
- [5] Ensmann L, Burrows A 1992 *Astrophys. J.* **393** 742
- [6] Blondin J M, Wright E B, Borkowski K J, Reynolds S P 1998 *Astrophys. J.* **500** 342
- [7] Vink J 2012 *Astron. Astrophys. Rev.* **20** 49
- [8] Laming J M, Grun J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 125002
- [9] Pound M W, Kane J O, Ryutov D D, Remington B A, Mizuta A 2007 *Astrophys. Space Sci.* **307** 187
- [10] Mizuta A, Kane J O, Pound M W, Remington B A, Ryutov D D, Takabe H 2006 *Astrophys. J.* **647** 1151
- [11] Armitage P J, Livio M 1998 *Astrophys. J.* **493** 898
- [12] Maccarone T J 2014 *Space Sci. Rev.* **183** 101
- [13] Marshak R E 1958 *Phys. Fluids* **1** 24
- [14] Zeldovich Y B, Raizer Y P 1967 *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamics Phenomena, Part II* (New

表 A1 b 和 l 的拟合值随 T_r 的变化

Table A1. b and l versus T_r .

T_r/MK	b	l	$l - b$
6	-0.47817	0.53663	1.01480
8	-0.47479	0.52883	1.00362
10	-0.46818	0.52192	0.99009
12	-0.47633	0.51626	0.99259
14	-0.47161	0.51122	0.98283
16	-0.47083	0.50764	0.97846

- York: Academic) pp238 – 240
- [15] Meng G W, Li J H, Yang J M, Zhu T, Zou S Y, Wang M, Zhang W Y 2013 *Phys. Plasmas* **20** 092704
 - [16] Pakula R, Sigel R 1985 *Phys. Fluids* **28** 232
 - [17] Shussman T, Heizler S I 2015 *Phys. Plasmas* **22** 082109
 - [18] Kaiser N, Meyer-ter-Vehn J, Sigel R 1989 *Phys. Fluids B* **1** 1747
 - [19] Hammer J H, Rosen M D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1829
 - [20] Hurricane O A, Hammer J H 2006 *Phys. Plasmas* **13** 113303
 - [21] Back C A, Bauer J D, Landen O L, Turner R E, Lasinski B F, Hammer J H, Rosen M D, Suter L J, Hsing W H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 274
 - [22] Back C A, Bauer J D, Hammer J H, Lasinski B F, Turner R E, Rambo P W, Landen O L, Suter L J, Rosen M D, Hsing W H 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2126
 - [23] Hoarty D, Willi O, Barringer L, Vickers C, Watt R, Nazarov W 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2171
 - [24] Guymer T M, Moore A S, Morton J, Kline J L, Allan S, Bazin N, Benstead J, Bentley C, Comley A J, Cowan J, Flippo K, Garbett W, Hamilton C, Lanier N E, Mussack K, Obrey K, Reed L, Schmidt D W, Stevenson R M, Taccetti J M, Workman J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043303
 - [25] Li S W, Yang D, Li X, et al. 2018 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **48** 065202 (in Chinese) [李三伟, 杨东, 李欣, 等 2018 中国科学: 物理学 力学 天文学 **48** 065202]
 - [26] Lan K, He X T, Lai D X, Li S G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3789 (in Chinese) [蓝可, 贺贤土, 赖东显, 李双贵 2006 物理学报 **55** 3789]
 - [27] Jones O S, Schein J, Rosen M D, Suter L J, Wallace R J, Dewald E L, Glenzer S H, Campbell K M, Gunther J, Hammel B A, Landen O L, Sorce C M, Olson R E, Rochau G A, Wikens H L, Kaae J L, Kilkenny J D, Nikroo A, Regan S P 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056311
 - [28] Orzechowski T J, Rosen M D, Kornblum H N, Porter J L, Suter L J, Thiessen A R, Wallace R J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3545
 - [29] Yang J M, Meng G W, Zhu T, Zhang J Y, Li J H, He X A, Yi R Q, Xu Y, Hu Z M, Ding Y N, Liu S Y, Ding Y K 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062702
 - [30] Cooper A B R, Schneider M B, MacLaren S A, Moore A S, Young P E, Hsing W W, Seugling R, Foord M E, Sain J D, May M J, Marrs R E, Maddox B R, Lu K, Dodson K, Sniayuk V, Graham P, Foster J M, Back C A, Hund J F 2013 *Phys. Plasmas* **20** 033301
 - [31] Moore A S, Cooper A B R, Schneider M B, MacLaren S, Graham P, Lu K, Seugling R, Satcher J, Klingmann J, Comely A J, Marrs R, May M, Widmann K, Glendinning G, Castor J, Sain J, Back C A, Hund J, Baker K, Hsing W W, Foster J, Young B, Young P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 063303
 - [32] Meng G W, Zou S Y, Wang M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022708
 - [33] Hall G N, Jones O S, Strozzi D J, Moody J D, Turnbull D, Ralph J, Michel P A, Hohenberger M, Moore A S, Landen O L, Divol L, Bradley D K, Hinkel D E, Mackinnon A J, Town R P J, Meezan N B, Hopkins L B, Izumi N 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052706
 - [34] Schneider M B, MacLaren S A, Widmann K, Meezan N B, Hammer J H, Yoxall B E, Bell P M, Benedetti L R, Bradley D K, Callahan D A, Dewald E L, Doppner T, Eder D C, Edwards M J, Guymer T M, Hinkel D E, Hohenberger M, Hsing W W, Kervin M L, Kilkenny J D, Landen O L, Lindl J D, May M J, Michel P, Milovich J L, Moody J D, Moore A S, Ralph J E, Regan S P, Thomas C A, Wan A S 2015 *Phys. Plasmas* **22** 122705
 - [35] Lan K, Liu J, Li Z C, Xie X F, Huo W Y, Chen Y H, Ren G L, Zheng C Y, Yang D, Li S W, Yang Z W, Guo L, Li S, Zhang M Y, Han X Y, Zhai C L, Hou L F, Li Y K, Deng K L, Yuan Z, Zhan X Y, Wang F, Yuan G H, Zhang H J, Jiang B B, Huang L Z, Zhang W, Du K, Zhao R C, Li P, Wang W, Su J Q, Deng X W, Hu D X, Zhou W, Jia H T, Ding Y K, Zheng W G, He X T 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 8
 - [36] Zeng X C, Jiang R H, Chang T Q 1991 *High Power and Particle Beams* **3** 477 (in Chinese) [曾先才, 姜荣洪, 常铁强 1991 强激光与粒子束 **3** 477]
 - [37] Ramis R, Schmalz R, Meyer-ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
 - [38] Ramis R, Meyer-ter-Vehn J 2016 *Comput. Phys. Commun.* **203** 226
 - [39] Ramis R 2017 *J. Comput. Phys.* **330** 173
 - [40] Pasley J, Nilson P, Willingale L, Haines M G, Notley M, Tolley M, Neely D, Nazarov W, Willi O 2006 *Phys. Plasmas* **13** 032702

Movement of ablated high- Z plasmas^{*}

Liu Zhong-Heng Meng Guang-Wei[†] Zhao Ying-Kui[‡]

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

(Received 17 December 2018; revised manuscript received 15 July 2019)

Abstract

The energy leaking through a slot in the hohlraum filled with low- Z foams is a typical dynamic problem of the ablated high- Z plasmas. In this paper, we develop a simplified one-dimensional model to study the expansion-reverse process of the ablated Au plasmas, which corresponds to the closing-reopening process of a slot. Our work shows that its physical mechanism is the ablation pressure competing with radiation pressure difference and the material pressure of low- Z foams. The analytical formulas for the reverse time and reverse distance of the Au plasma are deduced, respectively, indicating that the cubic value for each of both peak temperatures is proportional to the density of the low- Z foams. The main conclusions of analytic theory are verified by numerical simulation through using the modified radiation-hydrodynamic program MULTI. It is shown that the power exponents of scaling law in high- Z plasma ablation keep unchanged in a wide range of density of low- Z foams. The range of validity of the model is discussed.

Keywords: high- Z plasmas, ablation pressure, confined ablation, low- Z foams

PACS: 52.30.-q, 52.65.-y, 52.25.Dg

DOI: [10.7498/aps.68.20182211](https://doi.org/10.7498/aps.68.20182211)

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0403200).

[†] Corresponding author. E-mail: meng_guangwei@iapcm.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: zhao_yingkui@iapcm.ac.cn