

# 强 X 射线辐照铝靶的多阶段演化特性和动量耦合机制研究

吕思润 徐敬尧 李睿 徐碧浩 冉宪文<sup>†</sup> 刘建鹏<sup>‡</sup> 杨晓虎

(国防科技大学理学院, 长沙 410073)

## 摘要

强 X 射线在材料表面烧蚀并产生反冲动量的机制, 是小行星防御、X 射线驱动推进等重大工程应用的物理基础。当前该物理过程已在实验室条件下的等离子体物理领域形成了较为清晰的认识, 然而, 针对小行星防御、烧蚀推进等低比能量、长时间、长距离下的动量生成机制及其演化过程, 仍缺乏系统的认识。本文基于 FLASH 辐射流体程序, 构建了该工况下的强 X 射线一维辐照驱动模型。在此基础上, 根据物理特征将强 X 射线辐照动量生成划分为四阶段, 并分析了不同阶段对总动量增长的贡献。结果表明第二阶段是动量增长的主导阶段。我们也提出一种基于黎曼不变量的自发膨胀的冲量耦合系数修正方法。结果表明, 在辐射能谱集中在 1 keV 以内、能注量在 50-200 J/cm<sup>2</sup> 的条件下, 强 X 射线辐照下 Al 的冲量耦合系数在 0.3-0.7 Pa·s·cm<sup>2</sup>/J, 与实验及汽化冲量理论结果吻合良好。该研究通过一套高精度模拟与自洽数值修正方法, 实现了冲量耦合系数的准确计算, 为分析相关 Z 箍缩装置的实验现象、深入理解动量生成机制提供了物理依据。

**关键词:** Z 箍缩, 辐射流体模拟, 热-力学效应, 冲量耦合系数

**PACS:** 52.58.Lq, 95.30.Lz, 62.50.Ef, 47.40.Nm

## 1 引言

小行星撞击地球是人类面临的最具破坏性的自然灾害之一, 对其有效防御一直是国际社会重点关注的前沿课题。截至 2025 年 12 月, 全球已监测发现超过 4 万颗近地小行星, 其中尺寸较大、轨道与地球相交的“潜在危险小行星”数量已超过 2000 颗<sup>[1]</sup>。这些天体的撞击可能引发区域乃至全球性灾难, 因此, 发展可靠、高效的偏转技术是行星防御研究的核心任务。在众多偏转方案中, 动能撞击手段最为成熟, 但其偏转能力受限于航天器质量与撞击速度, 对于直径数百米以上的大体积近地小行星或预警时间不足的情况下往往难以奏效。早在 1992 年, Ahrens 等人<sup>[2]</sup>便明确指出, 利用核爆产生的强 X 射线烧蚀小行星表面物质以产生反冲动量, 是应对此类大体积、短预警时间威胁的唯一可行的技术方案。

强 X 射线通常指在激光烧蚀、强爆炸、Z 箍缩或天体物理事件中产生的辐射场，具有流量极大、功率极高、穿透力极强特征等特性<sup>[3]</sup>。当这种强 X 射线辐照到材料表面时，会在纳秒乃至皮秒时间内于表层微米区域沉积 kJ 到 GJ 能量，瞬时加热材料并形成温度和压力间断面，驱动表层物质迅速电离、烧蚀并向外高速喷射等离子体流。根据动量守恒定律，喷射流产生的反作用力对靶体施加一个瞬态冲量，从而改变其宏观运动状态<sup>[4]</sup>。这种辐射烧蚀驱动动量产生的物理过程，不仅是小行星核爆偏转的物理基础<sup>[5]</sup>，也是惯性约束聚变靶丸压缩<sup>[6]</sup>的关键思路。其中冲量耦合系数描述的是靶体获得的动量与入射 X 射线能量之比，是评估能量利用率和偏转驱动效果的关键参数<sup>[7]</sup>，精确计算该系数是相关工程设计与科学评估的核心。

Z 箍缩装置通过等离子体内爆产生强脉冲 X 射线，是研究极端辐射场下材料响应的理想实验平台。自 20 世纪 90 年代以来，美国 Sandia 国家实验室依托其 Z 箍缩装置在该领域开展了系统性、开创性的研究工作。Remo 等<sup>[8]</sup>早期在 Z 箍缩装置上开展了一系列 X 射线辐照实验，系统研究了不同靶材在强辐射加载下的冲量响应过程，初步建立了辐射驱动动量产生的实验研究方法。近年来，Moore 等<sup>[9]</sup>进一步改进诊断手段和加载条件，开展了更加精细化的实验研究，获得了更高精度的靶材动量数据，为验证理论模型和数值模拟提供了关键实验数据。国内也在 Z 箍缩装置开展系列试验并在 X 射线辐照靶材的热-力学效应方面取得了重要进展。林鹏等<sup>[9]</sup>利用 Z 箍缩装置开展了铝材料辐照的测量实验，系统探究了辐射能量密度与靶材动量响应之间的定量关系，获得了不同加载条件下的冲量耦合系数变化规律，为理解辐射烧蚀动量产生的能量依赖性提供了重要实验依据。张朝辉等<sup>[10]</sup>采用铝丝箍缩构型，通过优化负载设计和诊断布局，获得了铝材料在强 X 射线辐照下的典型响应特征。这些研究不仅填补了相关领域的数据空白，也为验证模拟方法提供了宝贵的基准实验数据。

受当前实验复杂环境干扰和诊断手段限制，难以得到能量沉积、波系传播、物质相变等过程的数据。辐射流体力学模拟集成了多群辐射输运、物态方程与不透明度等关键物理模块，已成为高能量密度物理中研究流体层次效应的重要模拟手段。当前，研究者广泛采用全尺寸数值模拟来预测特定加载条件下的靶材响应，如 Burkey 等<sup>[11]</sup>利用 LLNL 开发的 Kull 程序，Dearborn 等<sup>[12]</sup>使用 LLNL 与 LANL 开发的辐射流体力学程序，汤文辉等<sup>[13]</sup>采用自主开发的 Tshock3D 程序，在实验条件下给出了冲量耦合系数或速度变化量等结果。然而，上述研究普遍关注的是

最终的输出动量增量，而对于动量的累积过程，不同物理机制对总动量的贡献权重以及演化过程中呈现的阶段特征缺乏系统的分析与讨论。更为关键的是，辐射流体力学程序因缺失材料强度本构，其固有的高压区域在无外力作用下因压力梯度驱动而向低压区域自然扩张的过程这一“自发膨胀”数值效应难以从模拟层面消除。当前规避这一问题的常用策略是将模拟尺度放大，使得在有限模拟时间内，稀疏波的传播距离远小于特征尺寸，从而确保非物理膨胀尚未对总动量产生显著贡献。如 Dearborn 等<sup>[12]</sup>将对象设定为数百米量级的小行星，在微秒级模拟时长内，膨胀波仅传播数米，其影响可忽略不计。然而，这一策略在面向实验室尺度靶材时陷入困难：若采用与毫米至厘米量级的实际靶材尺寸一致的小尺度模拟，则膨胀波在数百纳秒内即可贯穿整个靶体，自发膨胀效应无法忽略；若试图通过放大靶体尺度来规避膨胀，则模拟对象已脱离实验可验证的范畴，且计算资源消耗巨大无法支撑系统性的参数研究。另一种尝试是采用接力模拟的策略，Burkey 等<sup>[14]</sup>在 Kull 模拟出现拉伸失稳时切换至 Ares 进行接力计算，其中会导致不同程序间物理模型、数值耗散及材料本构的不一致性问题，结果可靠性难以评估。

由此可见，针对行星防御与动力推进等能质比较低的强 X 射线冲量耦合模拟正面临以下难题：小尺度模拟无法回避自发膨胀，大尺度模拟无法与实验对照，而无论何种尺度，现有研究普遍停留在给出宏观结果的层面，缺乏对动量演化过程的深入剖析。针对上述问题，本文基于 FLASH 程序建立 Z 箍缩 X 射线辐照铝靶的等效模拟，并提出基于黎曼不变量的自发膨胀系统错误的修正方法。根据动量产生的主导机制不同将动量演化过程划分为辐射烧蚀阶段、物质喷射阶段、冲击波阻抗调节阶段和层裂膨胀阶段四个阶段，揭示各阶段贡献权重。在此基础上，通过改变初始加载条件，获得了冲量耦合系数的特性曲线，系统揭示了强 X 射线辐照下动量生成的演化规律。

## 2 模型建立

### 2.1 模拟方法

本文采用的数值模拟工作基于芝加哥大学开发的辐射流体 FLASH 程序<sup>[15]</sup>。FLASH 是一个模块化、并行化的多物理场模拟软件，擅长处理可压缩流体动力学、辐射输运、高能量密度等物理问题。本研究主要使用辐射输运模块，由 SNOP 不透明度程序和 FEOS 物态方程程序提供关键数据支持，并通过多群扩散近似（Multigroup Diffusion Approximation）方法高效求解辐射输运过程。

辐射流体力学模拟主要通过求解如下三温方程<sup>[16]</sup>:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0 \\
\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla(P_i + P_e + P_r) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) &= 0 \\
\frac{\partial(\rho e_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_i \vec{v}) + P_i \nabla \cdot \vec{v} &= \rho \frac{C_{v,e}}{\tau_{ei}} (T_e - T_i) \\
\frac{\partial(\rho e_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_e \vec{v}) + P_e \nabla \cdot \vec{v} &= \rho \frac{C_{v,e}}{\tau_{ei}} (T_i - T_e) - \nabla \cdot \vec{q}_e + Q_{abs} - Q_{emis} \\
\frac{\partial(\rho e_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_r \vec{v}) + P_r \nabla \cdot \vec{v} &= \nabla \cdot \vec{q}_r - Q_{abs} + Q_{emis}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

其中,  $\rho$ 是流体密度,  $\vec{v}$ 是平均流体速度,  $P_i$ 、 $P_e$ 、 $P_r$ 分别是离子压强、电子压强、辐射压强,  $e_i$ 、 $e_e$ 、 $e_r$ 分别是离子比内能、电子比内能、辐射比内能,  $C_{v,e}$ 是电子比热,  $\tau_{ei}$ 是电子、离子间达到热平衡的弛豫时间,  $T_e$ 、 $T_i$ 分别是电子温度、离子温度,  $Q_{X-ray}$ 表示由 X 射线能量源,  $Q_{abs}$ 代表由于吸收辐射场能量引起的电子比内能增加量,  $Q_{emis}$ 代表由于辐射场发射能量导致电子比内能的减少量。

$Q_{emis}$  和  $Q_{abs}$  为辐射相关量, 其第  $g$  群的分群量  $Q_{emis,g}$  和  $Q_{abs,g}$  由下式求解得到<sup>[17]</sup>:

$$Q_{abs,g} = c u_{r,g} \sigma_{a,g} \tag{2.2}$$

$$Q_{emis,g} = c \sigma_{e,g} a T_e^4 \frac{15}{\pi^4} [P(x_{g+1}) - P(x_g)] \tag{2.3}$$

其中  $u_{r,g}$  为第  $g$  群的辐射能量密度,  $\sigma_{a,g}$  为第  $g$  群的吸收系数,  $\sigma_{e,g}$  为第  $g$  群的发射系数,  $a$  为辐射常数,  $P(x_g)$  为第  $g$  群的累计普朗克函数,  $x_g = \frac{h\nu}{kT}$  表示第  $g$  群无量纲频率。

## 2.2 一维强X射线辐照模型

为实现对复杂 Z 箍缩过程的高效数值模拟, 需建立合理的等效物理模型。在实验中, 磁重联等物理过程会导致等离子体在径向与轴向上形成复杂的三维速度场<sup>[17]</sup>, 通过计算可以得到三个方向的速度处于相同量级。宁成<sup>[18]</sup>等人利用一维三温辐射磁流体程序对铝丝阵内爆进行模拟, 计算结果与美国 Sandia 实验室 Saturn 装置在 X 光功率、总能量等关键数据上基本一致, 证明了一维模型在此类实验中的可行性和可靠性。进一步, 为在一维模拟中有效刻画能量沉积与早期冲击传播的主导特征, 本文将具有三维结构的等离子体形态等效为球对称源, 采用高温热源释放 X 射线的方式替代 Z 箍缩装置, 以复现 X 射线热沉积与早期力学响应, 该方法与 Yu 等人<sup>[19]</sup>以特征温度的热浴描述 Z 箍缩过程、以及美国 LLNL 实验室进行冲量耦合系数计算的方法<sup>[12]</sup>一致。

Z 箍缩实验初始储能约为 3 MJ。通过分析脉冲功率系统损耗、丝阵消融与预等离子体形成所消耗的能量，以及磁内爆动能至辐射的转换效率，估计最终用于产生停滞辐射的能量约占初始电能的 10%<sup>[20]</sup>，即辐射总能量处于数百 kJ 量级。为使模拟中靶上沉积的辐射能量与实验估计相符，设定辐射源初始内能为 320 kJ。等效球源的直径与密度依据铝丝阵总质量及箍缩图像中等离子体停滞时刻的尺寸确定<sup>[10]</sup>。

在 Z 箍缩中，电子-离子间碰撞能量交换与电子-辐射间的吸收、发射与 Compton 散射等耦合过程具有有限速率，电子与离子的热平衡需要一定弛豫时间。为正确描述这些过程的时间尺度，避免因三温相同可能导致的局部温度误判，以及由此引发的辐射产额、光谱与等离子体动力学预测偏差，需合理设定辐射源的主要参数，包括能量、尺寸、密度与温度。利用能量与比热关系式  $E = C_m m T$ ，其中  $E$  为辐射源能量、 $C_m$  为源的质量比热容、 $m$  为辐射源物质质量、 $T$  为辐射源物质温度，及辐射源能量与质量数据<sup>[10]</sup>：球对称高温热源半径为 0.1cm，质量为 225mg，可以计算得到该辐射源能量下物质温度约为 19 MK，模拟设定电子与离子初始温度均为 19 MK，辐射温度按辐射流体规律自行演化，以近似模拟箍缩停滞时刻等离子体状态。模拟靶为铝球壳靶，内半径为 5 cm，外半径 5.2 cm，密度 2.7 g/cm<sup>3</sup>，质量 176.5 g。图 1 为模拟设置示意图。

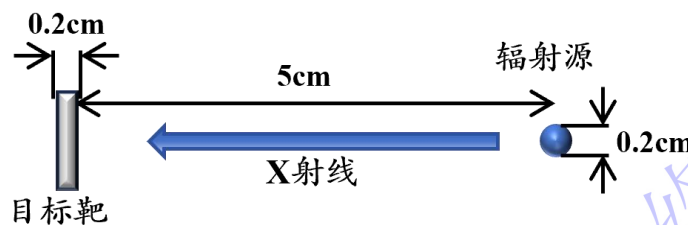


图 1 辐射流体程序模拟示意图 辐射源中心到目标靶距离为 5 cm；辐射源离子温度与电子温度为 19MK、辐射温度为 300K，辐射过程自行演化；目标靶三温温度均为 300K。

Figure. 1. Schematic diagram of radiation hydrodynamics program simulation. Radiation source-to-target distance: 5 cm; ion and electron temperatures of the source: 19 MK, radiation temperature: 300 K, with the radiation process evolving spontaneously; target initial temperatures: 300 K for all three temperatures.

对于 X 射线与铝靶的相互作用，靶材响应的因素是辐射在材料中的能量沉积深度分布，而该分布主要由辐射能谱决定。典型 Z 箍缩辐射的能谱可近似为多温度黑体谱的叠加，这与本文采用的热源方法相一致。通过热源参数选取，模拟源的主要能量区间对应的光子能量与实验光子能量处于同一量级，且能群占比相近，因此两者在铝靶中产生的能量沉积剖面具有相似性。从时间上，Z 箍缩辐射脉宽

值为 3–10 纳秒<sup>[10]</sup>，与本文热源模拟方法中约 1-3 纳秒的辐射烧蚀时间窗口处于同一量级，均可视为准瞬时加载。烧蚀结束后的动量演化主要受流体动力学控制，对辐射过程不敏感。因此，采用瞬时高温热源模型在保证总沉积能量和穿透深度与实验一致的前提下，能够正确复现靶材的主要动力学响应特征。

### 2.3 基于黎曼不变量的辐射流体模拟自发膨胀过程的动量修正模型

辐射流体程序因忽略材料本构关系，会产生“自发膨胀”现象，给动量模拟结果带来的系统性偏差。为从模拟数据中获取真实的物理反冲动量，需扣除自发膨胀偏差的影响。在动量演化过程中自发膨胀可近似视作等熵膨胀过程，膨胀前沿速度  $u$  与压强  $p$  满足黎曼不变量关系<sup>[21]</sup>：

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} c_{s0} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] \quad (2.4)$$

其中  $\gamma$  为等效卸载指数， $c_{s0} = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$  为初始声速， $p_0$  为模拟中 Al 靶初始电子压强与离子压强之和， $\rho_0$  为 Al 靶初始密度。对小扰动  $p = p_0 - \delta p$ ,  $\delta p \ll p_0$ ，将式 (2.4) 线性化后可得：

$$\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} = \left( 1 - \frac{\delta p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \approx 1 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \cdot \frac{\delta p}{p_0} \quad (2.5)$$

将其带入式 (2.4) 可得：

$$u \approx \frac{2}{\gamma-1} c_s \cdot \frac{\gamma-1}{2\gamma} \cdot \frac{\delta p}{p_0} = \frac{c_s}{\gamma p_0} \delta p \quad (2.6)$$

利用  $c_{s0} = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$  最终得到：

$$\delta p = \rho_0 c_{s0} u \quad (2.7)$$

这表明在膨胀后期，速度扰动与压差近似呈线性关系。根据动量与速度的关系：

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \rho u^2 S \quad (2.8)$$

其中， $\frac{\partial I}{\partial t}$  为动量增长速率， $S$  为辐照作用区域面积， $\rho$  为膨胀位置当地密度， $u$  为膨胀位置当地速度。据此，可对辐射流体模拟中存在的自发膨胀的引入的系统性动量错误增长进行时间演化上的修正。

## 3 动量演化与模拟结果

模拟结果显示，靶材获得的动量随时间增长并非单调线性，而是呈现出多个不同特征的区间。基于对各区间主导物理机制的深入分析，我们给出动量累积的四个阶段。

### 3.1 动量阶段演化分析

阶段I为辐射烧蚀主导期，强 X 射线脉冲持续辐照靶表面，能量在极薄表层沉积并产生高温高压等离子体，对应时间为模拟的 0-1 ns。此时烧蚀界面的推进速率远高于冲击波传播速率，该阶段动量来源于表层物质的直接烧蚀喷射，即反冲动量来源于高速喷射物质。该过程的辐射能量如图 2 所示，总辐射能量约为 260 kJ，在第一阶段靶目标获取 221.8 kJ 能量，该阶段靶物质获得了总辐射能量的 85%。如图 3 所示第一阶段靶目标的温度压力与三温图像可知，在 5 cm 到 5.08 cm 的受辐照区域内辐射场温度显著高于电子离子温度，该区域存在明显的辐射预热过程<sup>[22]</sup>，同时辐射温度呈指数衰减，这与 X 射线能量沉积规律相符<sup>[23]</sup>。

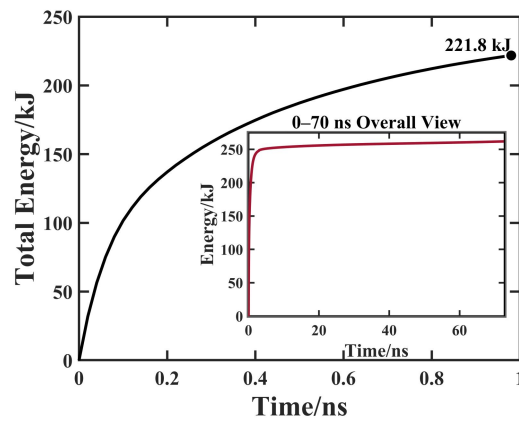


图 2 辐射源的辐射能量随时间演化图像。主图为初始 1 ns 内的能量曲线，1 ns 时总能量达到 221.8 kJ，占总能量的 85%，突显了该阶段能量的快速增长，放大图为总的能量曲线。

Fig. 2. The evolution of the radiation energy of the radiation source over time. The main figure shows the energy curve within the initial 1 ns, with the total energy reaching 221.8 kJ at 1 ns, accounting for 85% of the total energy, highlighting the rapid growth of energy during this stage. The inset shows the overall energy curve.

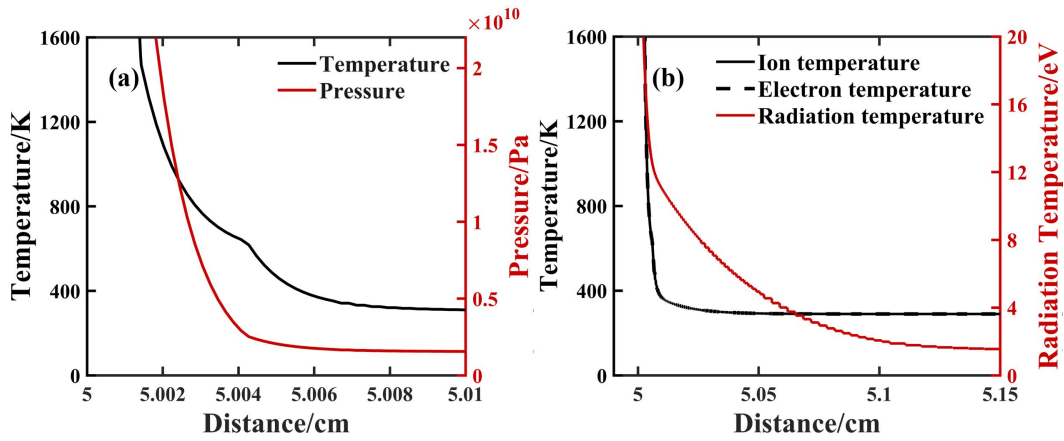


图 3 第一阶段靶受辐照区域物性图像 (a) 0.2 ns 靶物质温度压力图像：黑线为靶物质离子温度随位移的变化，红线为靶物质压力随位移的变化；(b) 0.2 ns 靶物质三温图像：黑线为离子温度与电子温度，红线为辐射温度，离子温度与电子温度基本一致

Fig. 3. Physical images of the target irradiation region in Stage I: (a) Temperature and pressure profiles of the target material at 0.2 ns: the black line shows the variation of ion temperature with displacement, and the red line shows the variation of pressure with displacement; (b) Three-temperature profiles of the target material at 0.2 ns: the black line represents ion temperature and electron temperature, and the red line represents radiation temperature, with ion temperature and electron temperature being nearly identical.

阶段II为物质喷射阶段（1–6 ns），尽管 X 射线辐照尚未完全停止，烧蚀界面与烧蚀驱动的冲击波已开始发生分离<sup>[24]</sup>。此时，冲击波在铝靶中持续向内传播，但其强度随传播距离增加而逐渐衰减，导致波后物质温度迅速下降。这一温降过程反映了冲击波能量的耗散与向物质动能的转化。该阶段的密度、速度分布如图 4 所示，该阶段靶材密度呈现两峰特征，由外向内（从左到右）依次为低频 X 射线烧蚀形成的主冲击波、高频 X 射线能量沉积产生的辐射前驱波。这一波系分离现象源于物质对辐射吸收产生的相变：初始阶段释放的硬 X 射线穿透较深，能量沉积后在 5.003 cm 的峰值处形成相变界面，产生前驱波。约 6 ns 时，主冲击波追赶上前驱波阵面并与其合并。此外从动量演化来看，尽管图 3 展示的压力峰值持续下降，物质速度却呈现“先升高、后降低”的非单调演化特征。速度的初始上升源于冲击波对波后物质的持续加速，反映了动量在波后区域的累积；而随后速度下降则标志着稀疏波从烧蚀面开始追赶并作用于冲击波尾部，逐步卸载波后压力，降低物质流动速度。这一过程表明，该阶段动量增长的主导机制已从辐射烧蚀的直接喷射逐步过渡为压力卸载驱动的喷射流动。阶段II的动量累积主要由压力卸载驱动的喷射物质贡献，动量增速虽较阶段I略有放缓，但仍保持高速增长。该阶段的波系演化与速度非单调变化特征，揭示了冲击波与稀疏波相互作用、能量从压缩形式向流动动能转化的关键物理过程。

图 4 所显示的波系分离现象，其物理机制可归结为辐射预热诱导的固态铝靶发生固液相变。在辐射流体模拟中，尽管程序并未显式追踪相变界面，但材料状态方程（EOS）中隐含了相变信息：在熔化温度附近，EOS 表中温度随压强的变化呈现非光滑突变，这种突变在物理上对应于熔化潜热的吸收。当辐射预热的能量沉积足以克服铝的熔化潜热时，固态晶格被破坏，材料由固相转变为液相。该相变的临界条件为：辐射预热在铝靶局部区域沉积的能量密度，足以将材料加热至当前环境下 Al 材料熔点（约 933 K）并提供熔化潜热（约 397 kJ/kg）。

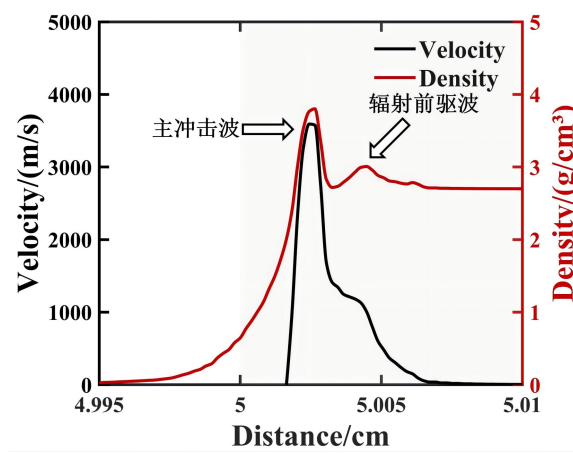


图 4 第二阶段初期波系分布 灰色阴影区域为靶目标，在 X 射线辐射后形成主冲击波与辐射前驱波两个峰。主冲击波是由于软 X 射线沉积表面反冲动量产生，辐射前驱波则源于辐射预热能量向前传播的热压缩波。由于固液相变发生在预热区，改变了材料的声阻抗，进而影响前驱波与主冲击波之间的分离。

Fig. 4. Wave system distribution in the early Stage II. The gray shaded area denotes the target, where X-ray irradiation induces the formation of the primary shock wave and the radiation precursor. The main shock wave is generated by the recoil momentum from soft X-ray deposition on the surface, while the radiative precursor wave originates from the thermal compression wave propagating ahead due to radiative preheating energy. Since the solid-liquid phase transition occurs in the preheated region, it alters the acoustic impedance of the material, thereby affecting the separation between the precursor wave and the main shock wave.

图 5 所示的温度与压力图像表明，在阶段 II 出现了两个显著特征：一是峰值温度随时间迅速下降，二是温度峰与压力峰在空间上发生明显错位。这一现象是辐射预热效应与冲击波动力学共同作用的结果。如阶段 I 所述，辐射能量在靶表层沉积时随深度呈指数衰减，这一特性导致预热区温度由表及里呈指数下降，进而显著影响了冲击波的热力学结构与波系演化。冲击波向内传播过程中，其自身携带的温度峰值亦随冲击强度降低而衰减。在预热温度场与冲击温升的共同作用下，最终的温度峰值更靠近预热温度较高的靶表面区域。相比之下，压力峰值的

位置主要由冲击波的动力学强度决定，对应于冲击波阵面附近压力梯度最陡的区域。温度场的演化受预热效应主导，而压力场的演化则更直接地响应冲击波的即时传播状态。这两种机制的空间响应不同步，导致两者在空间上出现显著错位：温度峰值靠近靶表面，压力峰值则位于更深处的冲击波阵面附近。

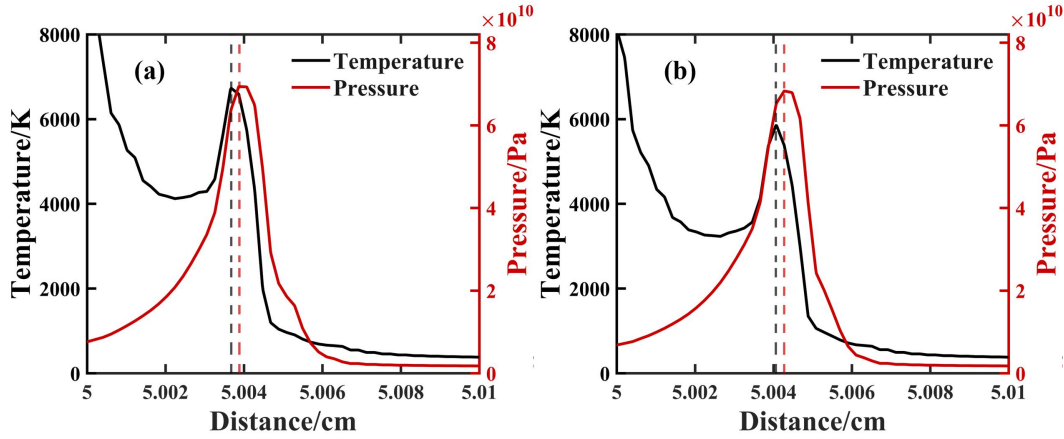


图 5 第二阶段温度压力图像 黑线为物质离子温度，红线为物质压强，由辐射预热温度与冲击波共同影响出现了明显的物质温度峰与压强峰错位现象(a) 4.4 ns 温度与压力图像；(b) 4.8 ns 温度与压力图像；

Fig. 5. Phase II Temperature and Pressure Images: The black line represents the ion temperature, and the red line represents the material pressure. Due to the combined effects of radiative preheating temperature and shock waves, a distinct misalignment phenomenon occurs between the material temperature peak and the pressure peak.(a) Temperature and Pressure Image at 4.4 ns; (b) Temperature and Pressure Image at 4.8 ns;

阶段III（6–12 ns）为冲击波阻抗调节阶段，冲击波传入靶材更深处，抵达第二阶段辐射预热形成的前驱界面。该界面后的靶物质因未受到预先的辐射加热作用，在界面前后的物质阻抗存在差异，由此形成了一个阻抗相界面。这一界面的出现标志着冲击波传播进入阻抗匹配调节阶段，波系结构与能量分配发生显著变化。图 6 的阻抗时空分部图展示了固液界面附近的波系结构与演化特征。图中在  $t = 6 \text{ ns}$ 、 $r \approx 5.006 \text{ cm}$ （黑圈处）出现一块高阻抗区域，对应相变界面的位置。这是由于高压下固态 Al 材料的阻抗要高于液态 Al 材料的阻抗<sup>[25]</sup>。该界面阻滞了冲击波的向内传播。此后反射压缩波与入射冲击波相互作用，导致界面附近出现局部低压区，在阻抗图像中呈现为空泡结构，在压缩波耗散后该低阻抗区域消失。

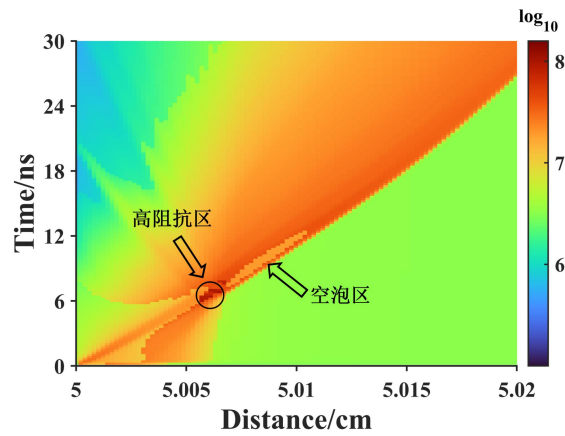


图 6 阻抗随时间和位移的分布图像 图中由蓝到红为阻抗从低至高，出现了明显的高阻抗区域与阻抗“空泡区”

Fig. 6. Distribution image of impedance over time and displacement, The color gradient from blue to red represents impedance varying from low to high, showing a distinct high-impedance region and an impedance "cavitation zone".

图 7 呈现了 6–9.6 ns 内压强与温度峰值的演化过程。在该时间段内，压力峰呈现先升高后降低的变化趋势：6 ns 后压力峰短暂上升，约 6.8 ns 达到极大值，随后逐渐下降。这一演化特征源于图 6 红圈处的冲击波在相变界面处的反射与透射过程。即在相变界面反射压缩波与入射冲击波叠加导致压力短暂增强，随后随冲击波完全进入未预热区而逐渐耗散。温度峰则与能量分布保持一致，在界面透射过程中呈现左侧降低、右侧升高的特征，反映了能量在固液界面处的重新分配机制。基于上述观察，阶段 III 的物理图像可归纳如下：主冲击波抵达相变界面后发生部分透射与部分反射，反射压缩波与入射波叠加导致压力峰短暂升高；能量在界面透射过程中重新分配，表现为温度峰左侧降低、右侧升高；界面附近的稀疏拉伸转变和残余辐射扰动共同构成复杂的波系结构。该阶段动量累积主要来源于冲击波耗散产生的卸载喷射贡献。

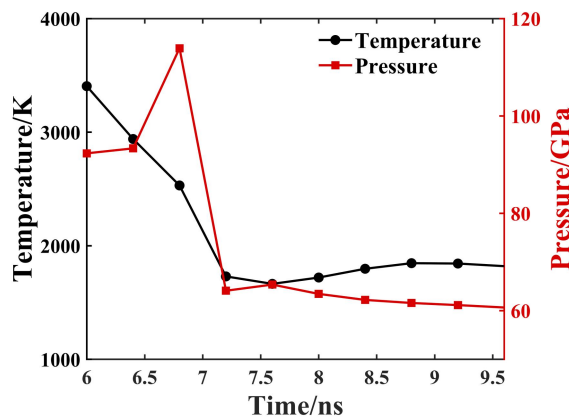


图 7 6-9.6 ns 靶目标温度与压强峰值图像 在 6.8 ns 处出现异常的压强峰值增长，在此处存在相变区

Fig. 7. Peak temperature and pressure profiles of the target from 6 to 9.6 ns. At 6.8 ns, an anomalous pressure peak increase appears, corresponding to a phase transition region.

阶段IV为层裂膨胀期，冲击波继续向内传播。此时冲击波压力已不足以导致材料熔化，但仍可驱动靶材发生塑性变形。冲击波后的稀疏波在靶材中传播，理论上会引发层裂过程，使表层材料以片层形式分离并加速。本文采用的辐射流体模拟框架未包含材料强度与损伤的本构关系，因此无法直接模拟层裂的产生与扩展过程。尽管如此，模拟结果仍可反映冲击波卸载阶段的动量演化特征：冲击波在传输过程中逐渐耗散，退化为压缩波，其后驱动的物质抛出对总动量的贡献较低。约 200 ns 后，退化的压缩波对动量的增长几乎不再起作用，以此作为第四阶段的结束边界。该阶段动量累积主要来源于冲击波耗散后的残余物质运动，动量增长缓慢并趋于饱和。

### 3.2 结果与分析

由于在辐射流体模拟程序中，由于程序未考虑物质结合强度，即使在外部能量输入，在模拟过程中常温下的物质仍存在极大的离子压强与电子压强，会导致物质在计算域内产生缓慢的、非物理的“自发膨胀”，引起动量线性增长。在未进行修正的情况下每 100 ns，动量会非物理的增加 6 N·S，在 500 ns 动量达到 47.1 N·S，对应的冲量耦合系数达到  $2.04 \text{ Pa}\cdot\text{s}\cdot\text{cm}^2/\text{J}$ ，因引入系统误差而与物理实际不符。

根据 2.3 节基于黎曼不变量的自发膨胀动量修正方法，我们提取得到了模拟中真实的动量演化规律，如图 8 所示。根据图 8 动量演化曲线可以清晰地看到，本文划分的四阶段边界与动量的实际演化趋势高度吻合，各阶段的物理机制与动量增长特征一一对应：阶段 I 辐射烧蚀主导期，动量增长速率最快，曲线斜率最大，反映了表层物质直接烧蚀喷射产生的高效反冲。这一阶段靶材吸收了总辐射能量的 85%，动量急速累积。阶段 II 物质喷射期，动量增速较第一阶段略有放缓，但仍保持高速增长。这一阶段烧蚀界面与冲击波开始分离，动量来源于压力卸载驱动的喷射物质，是动量的主要贡献阶段。阶段 III 冲击波阻抗匹配调节期，动量演化在 9 ns 附近出现明显跳动，对应冲击波完全进入固态铝界面的时刻。这一跳动是固液界面处反射压缩波与入射冲击波相互作用的直接体现，与物理模型的预期完全一致。阶段 IV 层裂膨胀期，动量增长明显放缓，曲线趋于饱和。冲击波在传输过程中逐渐耗散，退化为压缩波，对动量的贡献极为有限，约 200 ns 后基本停止增长。综上，动量演化曲线不仅验证了四阶段划分的合理性，更揭示了

各阶段主导物理机制对动量累积的定量影响。进一步通过式 (2.8) 计算得到靶目标获取的动量为 11.8 N·s，以此求得的净反冲动量冲量耦合系数为 0.512 Pa·s·cm<sup>2</sup>/J，与经过冲量增强校正<sup>[12]</sup>后的实验结果<sup>[10]</sup>一致。

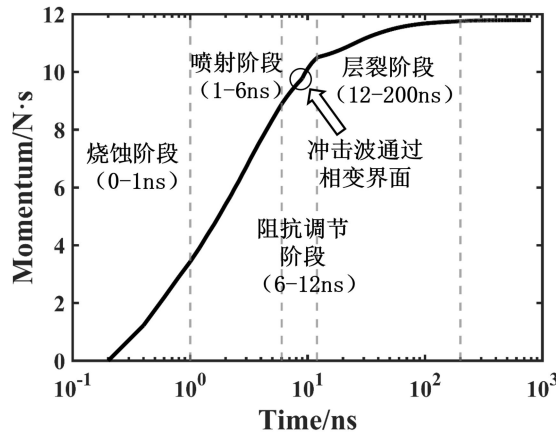


图 8 动量随时间演化图像 在动量增长过程中第二阶段为主要贡献  
圈出区域表明第三阶段出现相变界面影响动量增长速度

Fig. 8. Momentum evolution over time. The circled region indicates that a phase transition interface in the third stage affects the momentum growth rate, with the second stage being the primary contributor to the overall momentum increase.

使用本文的模型在不改变模型热源密度、尺寸等其他条件、仅改变热源温度分别为 2Mk、3Mk、4Mk 的前提下开展系列模拟，得到的冲量耦合系数随能注量变化的规律。此时辐射以软 X 射线 (0.5 keV) 为主，其平均自由程很小，产生的冲量以汽化冲量为主。其动量产生可用 Whitener 汽化模型<sup>[26]</sup>的理论曲线进行描述：

$$H_j(r) \equiv \Phi_0 (\mu/\rho)_a e^{-(\mu/\rho)\rho_j r} \quad (3.1)$$

$$I_B = \sum_{j=1}^n (\rho \Delta r)_j \sqrt{2F_c (H_j - E_s)} \quad (3.2)$$

其中： $H_j$ 为在第  $j$  个分区的总的沉积能量， $r$ 为 X 射线辐照深度， $\rho_j$ 为第  $j$  个分区的密度， $\Phi_0$ 为能注量， $(\mu/\rho)_a$ 为质量吸收系数， $(\mu/\rho)$ 为质量衰减系数，对于 2 keV 以下的 X 射线，总衰减系数和总吸收系数几乎相等。 $I_B$ 为喷射冲量， $\Delta r_j$ 为第  $j$  个分区的厚度， $E_s$ 为材料的升华能， $n$ 为分区总数， $F_c$ 为换算因子， $(H_j - E_s)$ 为第  $j$  分区的比能。

我们模拟了热源温度为 2 MK、3 MK 和 4 MK 下的结果，将冲量耦合系数与林鹏等人的实验结果及 Whitener 汽化模型<sup>[26]</sup>的理论曲线进行对比，如图 9 所示。

从图 9 可以看出，模拟结果与 Whitener 模型曲线及林鹏<sup>[9]</sup>等人的实验数据点均吻合良好，显示冲量耦合系数呈下降趋势。这一特征对应辐射能谱以软 X 射线为主的情形：能量集中于靶材表层极薄区域，动量生成机制以表层物质的直接汽化喷射为主导。应用本文建立的动量多阶段演化模型分析可知，在此能注量范围内，辐射预热效果不明显，冲击波阻抗匹配阶段缺失，阶段 II（物质喷射期）的持续时间与空间尺度均大幅缩减，动量累积主要由阶段 I（辐射烧蚀主导期）贡献。

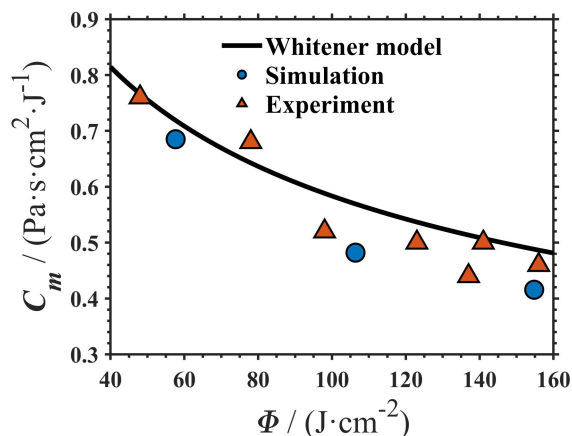


图 9 软 X 射线冲量耦合系数对比图 蓝色圆点为本文模拟结果，红色三角形为林鹏等实验结果<sup>[9]</sup>，黑色曲线为 Whitener 模型结果

Fig. 9. Comparison of impulse coupling coefficients for soft X-ray irradiation. Blue dots: simulation results of this study; red triangles: experimental results of Lin Peng *et al*<sup>[9]</sup>; black curve: Whitener model results.

对于在 高能注量条件下，由于采用更高温度的辐射热源，动量演化的阶段 II 持续时间与空间尺度显著增加。此时辐射能谱更为复杂，硬 X 射线成分占比上升，能量沉积深度增加，汽化反冲动量对总动量的相对贡献大幅降低，冲击波阻抗匹配、稀疏波卸载等机制的贡献逐渐凸显。Whitener 模型采用平均能谱计算汽化冲量的简化处理方法在此区间适用性不足，难以完整描述多阶段动量演化的复杂物理过程，需引入更精细的能谱模型或多阶段耦合机制进行修正。

## 4 结 论

本文围绕 Z 箍缩实验中强 X 射线辐照铝靶下的反冲动量生成与演化问题。本文通过建立基于一维辐射流体模拟的等效模型，首先实现了对辐射能量沉积及其主导的热力学过程的合理表征。在此基础上提出了多阶段物理过程，系统解析了辐射烧蚀、气体喷发、冲击波阻抗匹配、层裂膨胀等四个阶段对动量积累的贡献及其时间演化特征。针对辐射流体模拟中固有的自发膨胀数值效应，本文提出了

一种基于线性化黎曼不变量的动量修正方法，实现了净反冲动量的可靠提取。模型结果与其他理论计算及实验数据吻合良好。本文所建立的动量演化框架为理解强辐射加载下材料的复杂动力学响应提供了统一、可推广的分析方法。未来可直接应用于小行星防御等重大工程任务的偏转效果评估与参数优化工作。

本工作感谢“挑战计划”（编号 TZ2025013）、国家自然科学基金项目（编号 12404332）的支持。

## 参考文献

- [1] NASA Jet Propulsion Laboratory 2025 NEO Survey Program totals  
<https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html> [2025-11-30]
- [2] Ahrens T J, Harris A W 1992 *Nature* **360** 429
- [3] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [4] Langley R W 1974 Analytical relationships for estimating the effects of X-rays on materials: AFRPL-TR-74-52 R (AFRPL-TR-74-52) (USA: AFRPL)
- [5] Moore N W, Mesh M, Sanchez J J, Schaeuble M A, Mccoy C A, Aragon C R, Cochrane K R, Powell M J, Root S 2024 *Nat. Phys.* **20** 1833
- [6] Ghosh K, Mishra G 2022 *Phys. Plasmas* **29** 062702
- [7] Phipps C, Bohn W, Lippert T, Sasoh A, Schall W, Sinko J 2010 *AIP Conf. Proc.* p710
- [8] Remo J L, Furnish M D, Lawrence R J 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 124007
- [9] Lin P, Wang D W, Chen B 2013 *Explos. Shock Waves* **33**(S1) 111 [林鹏, 王等旺, 陈博 2013 *爆炸与冲击* **33**(增刊 1) 111]
- [10] Zhang C H, Zhang S Q, Ren X D, Wang G L, Huang X B, Zhou S T, Wang K L, Xu Q, Cai H C 2021 *Explos. Shock Waves* **41** 094101 [张朝辉, 张思群, 任晓东,

- 王贵林, 黄显宾, 周少彤, 王昆仑, 徐强, 蔡红春 2021 爆炸与冲击 **41**  
094101]
- [11] Burkey M T, Managan R A, Gentile N A, Syal M B, Howley K M, Wasem J V  
2023 *Planet. Sci. J.* **4** 243
- [12] Dearborn D S P, Bruck Syal M, Barbee B W, Gisler G, Greenaugh K, Howley K  
M, Leung R, Lyzhoft J, Miller P L, Nuth J A, Plesko C S, Seery B D, Wasem J V,  
Weaver R P, Zebenay M 2020 *Acta Astronaut.* **166** 290
- [13] Tang W H, Zhang K, Ran X W 2021 *Space Debris Res.* **21** 45 [汤文辉, 张昆, 冉  
宪文 2021 空间碎片研究 **21** 45]
- [14] Darlington R M, McAbee T L, Rodrigue G H 2001 *Journal of Computational*  
*Physics* **171** 525
- [15] FLASH Center for Computational Science, University of Chicago  
<http://flash.uchicago.edu> [2024-12-18]
- [16] Huang W, Chang W W, Ma Y Y 2006 *Nucl. Fusion Plasma Phys* **26**(2) 140 [黄卫,  
常文蔚, 马燕云 2006 核聚变与等离子体物理 **26**(2) 140]
- [17] Dan J K, Duan S C, Zhang Z W 2012 *High Power Laser Part. Beams* **24**(3) 511  
[但加坤, 段书超, 章征伟 2012 强激光与粒子束 **24**(3) 511]
- [18] Ning C, Yang Z H, Ding N 2002 *High Power Laser Part. Beams* **14** 877 [宁成, 杨  
震华, 丁宁 2002 强激光与粒子束 **14** 877]
- [19] Yu E P, Oliver B V, Sinars D B, Mehlhorn T A, Cuneo M E, Sasorov P V, Haines  
M G, Lebedev S V 2007 *Phys. Plasmas* **14** 022705
- [20] Deeney C, Nash T J, Spielman R B, Seaman J F, Chandler G C, Struve K W,  
Porter J L, Stygar W A, MCGurn J S, Jobe D O, Gilliland T L, Torres J A, Vargas

- M F, Ruggles L E, Breeze S, Mock R C, Douglas M R, Fehl D L, McDaniel D H, Matzen M K, Peterson D L, Matuska W, Roderick N F, Macfarlane J J 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5945
- [21] Nordström J, Forsberg K, Adamsson C, Eliasson P 2003 *Appl. Numer. Math.* **45** 453
- [22] Drake R P, Doss F W, McClarren R G, Adams M L, Amato N, Bingham D, Chou C C, DiStefano C, Fidkowski K, Fryxell B 2011 *High Energy Density Phys.* **7** (3) 130
- [23] Samulski T, Dubuque G L, Cacak R K, Courlas G, DeWerd L A, Hilko R, Humphries L J, Jones D, Masterson M E, Miller D W, Stovall M, Wochos J F 1981 *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **7** 379
- [24] Yamanaka C 1999 *Nucl. Fusion* **39** 825
- [25] Asay J R, Graham R A, Straub G K 1984 *Shock Waves in Condensed Matter 1983* p81
- [26] Cost T L 1976 Dynamic response of missile structures to impulsive loads caused by nuclear effects blow off Northport AL 1976 1

## Multi-Stage Evolution Characteristics and Momentum Coupling Mechanism of an Aluminum Target under Intense X-Ray Irradiation

Lv Sirun; Xu Jingyao; Li Rui; Xu Bihao; Ran Xianwen<sup>†</sup>; Liu Jianpeng<sup>‡</sup>; Yang Xiaohu

(College of Science, National University of Defense Technology, Chang Sha 410073, China)

Abstract

The mechanism by which intense X-rays ablate a material surface and generate recoil momentum provides the physical foundation for critical

engineering applications, including asteroid defense and X-ray-driven propulsion. While this process is well established in plasma physics under typical laboratory conditions, a systematic understanding of momentum generation and its evolution under low specific energy, long-duration, and long-distance conditions-relevant to asteroid defense and ablation propulsion-remains lacking. In this study, we employ the FLASH radiation hydrodynamics code to construct a one-dimensional irradiation-driven model specifically designed for such regimes. The model incorporates detailed radiation transport, material equation of state, and energy deposition physics to capture the coupled evolution of temperature, pressure, and density fields in aluminum targets under intense X-ray irradiation.

Based on this model, we divide the momentum generation process induced by intense X-ray irradiation into four distinct stages according to their dominant physical characteristics: (I) radiation ablation, (II) gas breakout, (III) shock impedance matching, and (IV) spallation expansion.

For each stage, we quantitatively analyze its contribution to the total momentum increase and elucidate the underlying physical phenomena, including the "temperature-pressure peak misalignment" induced by radiative preheating and the "separation between the shock front and the radiative precursor wave" caused by solid-liquid phase transition.

To overcome the systematic deviation of "spontaneous expansion" introduced by the neglect of material strength constitutive models in

radiation hydrodynamic codes, we propose a correction method for the impulse coupling coefficient based on Riemann invariants. This method provides a self-consistent way to extract the asymptotic expansion velocity and the effective ablation pressure, thereby improving the accuracy of the impulse coupling coefficient calculation. Our numerical results show that for intense X-ray irradiation with a spectrum concentrated within 1 keV and a fluence range of 50-200 J/cm<sup>2</sup>, the impulse coupling coefficient for aluminum lies between 0.3 and 0.7 Pa·s·cm<sup>2</sup>/J. These values are in good agreement with existing experimental measurements and the theoretical predictions of the vaporization impulse theory.

This paper establishes a clear stage-resolved physical picture of momentum generation under intense X-ray irradiation, clarifying the respective contributions of ablation, gas breakout, impedance matching, and spallation. A correction method for the spontaneous expansion effect in radiation hydrodynamic simulations is proposed—a numerical artifact that has been previously overlooked and unresolved in radiation hydrodynamic simulations of recoil momentum. This work provides a unified and physically transparent analytical approach for understanding the dynamic response of materials under extreme radiation loading. This framework is not only applicable to laboratory Z-pinch experiments but can also be directly applied to real-world asteroid deflection missions, where accurate momentum prediction is essential for impact efficiency

## assessment and trajectory optimization.

Keywords: Z-pinch, Radiation hydrodynamics simulation, Thermo-mechanical effects,

Impulse coupling coefficient

---

† ranxianwen@163.com

‡ liujianpeng11@nudt.edu.cn

The first author.E-mail:1281065403@qq.com

录用稿件，非最终出版稿