用于激光-等离子体相互作用数值模拟的混合PIC-流体模型

Andrey Sladkov[1], [a)]*DUSOFT LAB LLC, Russia, Dzerzhinsk, Chapaev street 22, 606007*

本文提出一种混合PIC-流体模型，用于激光-等离子体相互作用的三维数值模拟。模型对离子进行动理学处理，将电子视为十矩流体，从而高效捕捉离子尺度动力学、压力各向异性和非麦克斯韦分布。激光包络模型在无需解析光学振荡的情况下处理能量沉积和有质动力加热。碰撞与电离过程确保能量和电荷态的自洽演化。该模型已在AKAM代码中实现，为高能量密度和实验室等离子体应用提供了一个可扩展的框架，弥合了全动理学方法与流体方法之间的差距。

arXiv:2601.01633v1 [physics.plasm-ph] 4 Jan 2026

I. 引言

混合粒子网格（PIC）-流体建模方法对离子进行动理学处理，并将电子视为电荷中和流体；对于既涉及离子动理学又涉及大尺度电磁演化的情形，这已成为开展三维、端到端、全规模等离子体模拟的唯一实用途径。全动理学PIC方法虽然在物理上完备，但对于大多数实验室和空间等离子体场景而言，计算代价高得难以承受。解析电子等离子体频率和回旋频率、德拜长度尺度的电荷分离以及真实的电子与离子质量比，需要极高的时空分辨率，即使在现代架构上也无法进行系统尺度的模拟[BL18]。全流体方法（如磁流体力学（MHD））只有依靠严格的假设才能实现计算上的可行性——通常采用麦克斯韦闭合、各向同性压力和单流体形式。这些简化会抑制关键过程，包括有限拉莫尔半径效应、各向异性驱动的不稳定性以及波粒相互作用；尤其是在压力输运不可忽略时更是如此[CGL56]。

混合建模通过保留离子相空间结构和非麦克斯韦分布，同时支持扩展的电子闭合（包括张量压力演化）[SSAK21]，来应对这一挑战；当电子各向异性或非回旋对称性在动力学上具有重要作用时，这一点尤为重要。该能力对于准确模拟磁鞘和激波形成、镜像不稳定性和火hose不稳定性、温度各向异性驱动的波产生，以及膨胀或快速流动等离子体中的离子加热等过程至关重要[WYO+03]。对于现代高能量密度和极紫外（XUV）源环境而言，这同样不可或缺[VSW+22]：在这些环境中，快速膨胀的强磁化等离子体会形成显著的离子和电子各向异性，而这些现象很难在磁流体力学框架内得到正确处理，同时又无法在全PIC尺度上进行研究。因此，混合PIC方法能够独特地提供预测性模拟所需的物理保真度和计算可扩展性，适用于当代实验室、天体物理和XUV源等离子体应用。

最早的混合代码用于模拟高空核爆炸[MAH68]，在此过程中，膨胀等离子体云与地磁场相互作用，需要同时描述大尺度电磁场和小尺度离子运动。随后的一系列开创性研究 [FF71,Cho74,Cho75] 确立了混合模拟作为研究层流无碰撞激波、离子反射以及高马赫数流中磁场陡化的可靠工具。除空间物理学之外，混合方法还成功应用于实验室高能量密度等离子体，包括箍缩内爆和磁场扩散实验[SN76]，展现了其在实验和理论研究中的多功能性。

混合代码在物理保真度与计算效率之间取得了平衡，因此适用于大尺度等离子体系统的综合模拟。混合方法已成功应用于天体物理碎片—等离子体相互作用[WG07]、激波形成判据的研究[WC12]，以及采用激光驱动磁活塞产生准垂直激波的实验室实验[LWC+15,Sch14]。近期工作[KLW+22] 突出了快速等离子体流与磁化背景相互作用时所产生的电磁波、动理学不稳定性和各向异性驱动的离子加热之间丰富的相互作用。关于外部磁场中等离子体云膨胀的经典数值研究[GST79,BGT84] 进一步强调了磁压力梯度和离子反射在塑造膨胀等离子体方面的重要性。除这些传统应用外，混合模拟如今还为现代高能量密度和极紫外光源实验提供了实用的建模框架，能够开展跨多个尺度的预测性模拟。

总而言之，混合 PIC–流体模型为研究广泛参数范围内的激光–等离子体相互作用提供了一个灵活且计算高效的框架。通过对离子进行离子动理学处理，同时将电子建模为流体，这些代码能够捕捉基本的离子尺度动力学和粒子层面效应，同时仍可用于完整的大规模端到端模拟。因此，混合 PIC 模拟既具备预测能力，又能提供物理洞见，弥合理论、数值

[a)]电子邮件：andrey.sladkov1992@gmail.com

模拟与实验观测之间的差距，推动当代激光等离子体研究的发展。

II. 数值模型

混合代码 AKAM[Sla25] 基于既有原理[WYO+03] 构建，这些原理[WYO+03] 已应用于 HECKLE[SBAR11] 和 AKA[SSK20]等先前的代码。代码 AKA[SSK20]已成功应用于多种实验室等离子体研究，包括对磁化等离子体射流[ZBS+24, ZPK+26]、相互作用等离子体流[KKSV25]、磁重联[BSS+22]、磁场压缩[SFY+24]以及年轻恒星体[BYS+22]吸积通道建模的研究。AKAM[Sla25] 在这一成熟框架的基础上，加入了与激光等离子体实验相关的其他物理过程，包括显式激光束沉积、电子—离子碰撞过程和动态电离。这些改进使 AKAM 能够捕捉激光驱动等离子体、电磁场和电离状态在高能量密度区间中的耦合演化，从而实现对现代实验室实验的端到端模拟。

该模型保留离子在粒子层级上的描述，并将电子视为中和流体，其密度等于离子密度（$n_e = n_i = n$）。电子采用十矩模型描述。这十个矩为：密度 - n、体速度 - $\mathbf{V}_e$ 以及六分量压强张量 - $\mathbf{P}_e$。电磁场采用低频（Darwin）近似处理，忽略位移电流，并使用电子欧姆定律：

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en}(\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \boldsymbol{\nabla}.\,\mathbf{P}_e) + \eta \mathbf{J} \qquad (1)$$

在方程（1）中，$\mathbf{V}_i$ 是离子体速度，n 是电子密度，$\mathbf{J}$ 是总电流密度，等于$\mathbf{B}$的旋度；忽略电子惯性。对于六分量压强张量演化方程，采用显式子循环积分格式[SSAK21]。电磁场在两个交错网格上使用预测-校正格式[WQ86]计算。离子动力学采用一阶插值格式[BS72]求解。

在数值模型中，磁场和密度分别以 B_0 和 n_0 为归一化单位，时间以离子回旋频率 Ω_0^{-1}（使用磁场 B_0计算）的倒数为归一化单位，长度以离子惯性长度 d_0（使用密度 n_0计算）为归一化单位，速度则以阿尔芬速度 V_0（使用 B_0 和 n_0计算）为归一化单位。质量和电荷以离子质量和电荷为归一化单位。其他量的归一化方式由此确定。

总而言之，混合数值模型提供了一个自洽框架，用于捕捉离子动力学的基本物理过程。所选用的归一化、边界条件和参数化可确保与实验装置保持一致，从而能够直接比较数值预测与实验室观测结果。

III. 激光-等离子体耦合

假设在我们关注的激光–等离子体相互作用问题中，光频率远高于任何流体动力学或等离子体响应时间尺度。这样的尺度分离使得激光场可以表示为快速振荡的载波与缓慢变化的复包络的乘积。矢势表示为

$$\hat{A}(\mathbf{x}, t) = \Re\left[\tilde{A}(\mathbf{x}, t)\, e^{\,i(k_0 x - \omega_0 t)}\right], \qquad (2)$$

其中，$\tilde{A}(\mathbf{x}\ t)$为激光复包络，$k_0 = \omega_0/c$、和 ω_0 为激光中心频率。相对于振荡载波，包络 A在空间和时间上缓慢变化。

从激光场的达朗贝尔方程出发，并代入试探形式（2），仅保留缓慢变化的项，舍弃快速振荡的分量，可得到包络方程

$$\nabla^2 \tilde{A} + 2i\left(\partial_x \tilde{A} + \partial_t \tilde{A}\right) - \partial_t^2 \tilde{A} = \chi(\mathbf{x}, t)\, \tilde{A} \qquad (3)$$

其中，$\chi(\mathbf{x}\ t)$ 为等离子体极化率，

$$\chi(\mathbf{x}, t) = -\frac{n_e(\mathbf{x}, t)}{n_{\mathrm{cr}}}, \qquad n_{\mathrm{cr}} = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_0^2}{e^2} \qquad (4)$$

等离子体极化率会使激光在等离子体中发生折射和自聚焦，而衍射则由式（3）中的$\tilde{}$横向拉普拉斯算子体现。项 $2i(\partial_x + \partial_t)A$描述了包络的群速度传播。该方程在 $c = 1$ 处单独进行归一化。

对于等离子体流体演化，激光主要通过有质动力与等离子体耦合，而有质动力取决于周期平均强度。为在包络框架内高效计算该力，采用周期平均电场振幅。从包络表示出发，相应的电场为

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = -\partial_t \hat{A} \qquad (5)$$

式（3）在均匀笛卡尔网格上采用有限差分时域（FDTD）格式推进。$\tilde{}$激光包络 $A(\mathbf{x}\ t)$ 在网格单元中心的网格点 $\mathbf{x}_{i,\ j,\ k}$ 处离散，并在时间上显式推进。

A. 时间离散

时间积分采用二阶$\tilde{}$中心有限差分格式。将 $A^n_{i,\ j,\ k}$ 记为

时刻 $t^n = n\Delta t$ 的包络，二阶时间导数近似为

$$\partial_t^2 \tilde{A} \;\approx\; \frac{\tilde{A}^{n+1}_{i,j,k} - 2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + \tilde{A}^{n-1}_{i,j,k}}{\Delta t^2}, \tag{6}$$

而群速度项中的一阶时间导数则采用中心差分处理，

$$\partial_t \tilde{A} \;\approx\; \frac{\tilde{A}^{n}_{i,j,k} - \tilde{A}^{n-1}_{i,j,k}}{\Delta t}. \tag{7}$$

B. 空间离散

空间导数在间距为（$\Delta x, \Delta y, \Delta z$）的均匀笛卡尔网格上计算。拉普拉斯算子在所有空间方向上均采用二阶有限差分进行离散。在激光传播方向 x上，采用稳定化四阶模板[MBD+19]以降低数值色散。离散拉普拉斯算子写作

$$\begin{aligned}\nabla^2 \tilde{A} \approx (1+\delta)&\frac{\tilde{A}^{n}_{i+1,j,k} - 2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + \tilde{A}^{n}_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} \\ &- \frac{\delta}{4}\frac{\tilde{A}^{n}_{i+2,j,k} - 2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + \tilde{A}^{n}_{i-2,j,k}}{\Delta x^2} \\ &+ \frac{\tilde{A}^{n}_{i,j+1,k} - 2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + \tilde{A}^{n}_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} \\ &+ \frac{\tilde{A}^{n}_{i,j,k+1} - 2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + \tilde{A}^{n}_{i,j,k-1}}{\Delta z^2}\end{aligned} \tag{8}$$

其中，稳定化参数

$$\delta = \frac{1 - (\Delta t/\Delta x)^2}{3} \tag{9}$$

用于控制数值各向异性，并改善沿传播方向的色散特性。

纵向梯度项采用与稳定化模板一致的方式离散，

$$\partial_x \tilde{A} \approx (1+\delta)\,\frac{\tilde{A}^{n}_{i+1,j,k} - \tilde{A}^{n}_{i-1,j,k}}{2\Delta x} - \frac{\delta}{2}\,\frac{\tilde{A}^{n}_{i+2,j,k} - \tilde{A}^{n}_{i-2,j,k}}{2\Delta x}. \tag{10}$$

C. 完全离散更新方程

结合上述离散化，包络方程(3)按以下方式显式推进：

$$\begin{aligned}\tilde{A}^{n+1}_{i,j,k} = \frac{1+ik_0\Delta t}{1+k_0^2\Delta t^2}\Big[&2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} - (1+ik_0\Delta t)\tilde{A}^{n-1}_{i,j,k} \\ &+ \Delta t^2\big(\nabla^2\tilde{A}^{n}_{i,j,k} + 2ik_0\,\partial_x\tilde{A}^{n}_{i,j,k} - \chi^{n}_{i,j,k}\tilde{A}^{n}_{i,j,k}\big)\Big],\end{aligned} \tag{11}$$

其中 $\chi^{n}_{i,\,j,\,k} = -n_e^n/n_{\mathrm{cr}}$ 根据当前时间步的等离子体密度显式计算。

采用预测-校正格式，以实现时间上的二阶精度。预测阶段将包络向前外推，而校正步骤则对预测值与前一时刻的值取平均，以抑制数值噪声。

D. 电场重构

在包络表述中，物理激光电场可由矢势形式上得到；这一关系的离散近似可写为

$$E^n_{\mathrm{laser}} = \Re\left[\frac{\tilde{A}^n - \tilde{A}^{n-1}}{\Delta t} - i\omega_0\tilde{A}^n\right], \tag{12}$$

该式结合了对包络缓慢时间变化的有限差分计算，以及主要由快速载波振荡产生的贡献。

实际上，有质动力和逆韧致辐射等离子体耦合机制取决于光学˜周期内平均的电场强度。由于存在强烈的尺度分离 $|\partial_t A| \ll \omega_0|A|$，周期平均电场满足

$$\langle|E_{\mathrm{laser}}|^2\rangle \approx \frac{\omega_0^2}{2}\,|\tilde{A}|^2, \tag{13}$$

它与载波相位无关。因此，所有激光-等离子体能量和动量交换项都使用包络幅值进行计算，而不是使用可用于离子推动步骤的瞬时振荡电场。

E. 逆韧致辐射吸收

包络通过磁化率 χ 以及碰撞吸收（逆韧致辐射）与等离子体耦合。局部加热率为

$$Q_{\mathrm{IB}} = \frac{n_e\nu_{ei}}{m_e}\,\frac{\langle|E_{\mathrm{laser}}|^2\rangle}{\omega_0^2 + \nu_{ei}^2}, \tag{14}$$

其中， ν_{ei} 为电子-离子碰撞频率，

$$\nu_{ei} \sim \frac{Z^2 n_i \ln\Lambda}{(m_i T_e)^{3/2}} \tag{15}$$

其中， Z 表示电荷，$\ln\Lambda$ 表示库仑对数。这部分吸收的能量被加入电子热能，并影响电子压力的演化，从而闭合激光束与电子流体动力学之间的耦合。

上述激光包络模型能够捕捉衍射、折射、密度梯度效应和碰撞吸收，同时保持较高的计算效率。该方案采用显式格式，在空间和时间上均为二阶精度，并且天然适用于激光–等离子体相互作用的域分解并行模拟。

IV. 电子-离子碰撞算子

离子粒子与流体电子背景之间的相互作用通过碰撞算子处理，该算子在离子和电子之间自洽地交换热能和动量。此方法结合了用于电子-离子温度平衡的 Landau–Spitzer 型弛豫模型。对于每个网格单元中的每种离子种类 s，根据粒子相对于网格中心离子整体速度 $\mathbf{u}_s$ 的速度，计算碰撞前的标量离子温度 $T_{i\,s}^{(0)}$。流体求解器给出的电子压强张量被简化为标量电子温度 T_e，并应用依赖于密度的边缘轮廓因子，以防止在电子密度极低的区域发生非物理加热。

电子-离子碰撞频率（式 15）定义了相应的电子-离子弛豫时间 $\tau_{ie} = 1/\nu_{ei}$。一个 PIC 时间步 Δt 后靶离子的温度由弛豫方程的精确解给出：

$$T_{i,s}^{\mathrm{tgt}} = T_e - \Big(T_e - T_{i,s}^{(0)}\Big)\exp\Big(-\frac{\Delta t}{\tau_{ie}}\Big), \qquad (16)$$

并对极冷的电子应用低温限制器，以避免过度的能量传递。

随后对粒子速度进行重新缩放，使其与目标离子温度相匹配，同时保持体速度：

$$\mathbf{v}_{i,p}^{\mathrm{new}} = \mathbf{u}_s + \lambda\left(\mathbf{v}_{i,p}^{\mathrm{old}} - \mathbf{u}_s\right), \qquad \lambda = \sqrt{\frac{T_{i,s}^{\mathrm{tgt}}}{T_{i,s}^{\mathrm{curr}}}}, \qquad (17)$$

其中 $T_{i\,s}^{\mathrm{curr}}$ 表示网格单元中物种s的基于粒子的温度。对于含有多个粒子的网格单元，将按照 Takizuka–Abe 方式进行随机成对散射[TA77]，并按时间步分数 $\Delta t/\tau_{ie}$进行缩放。这可确保热能各向同性再分布，同时守恒动量。

最后，将碰撞引起的离子热压力变化投影回流体网格，以修正电子压力张量，从而完成离子粒子与流体电子背景之间的自洽耦合。碰撞算子在数值精度范围内守恒总能量。该方法能够准确模拟等离子体动力学混合 PIC–流体模拟中的碰撞能量交换、温度弛豫和压力反馈。

V. 电离过程

根据局部电子条件（即密度 n_e 和压力 p_e）演化每个粒子的电离态。每个粒子的电荷 Z_p 会在每个时间步 Δt内根据电离和复合过程的净效应进行更新：

$$Z_p^{\mathrm{new}} = Z_p + \Delta Z, \qquad Z_{\min} \le Z_p^{\mathrm{new}} \le Z_{\max}, \qquad (18)$$

其中 ΔZ 表示在 Δt期间电离态的净变化。

电离增量 ΔZ 可使用通用速率定律计算，例如

$$\Delta Z = \left(\Gamma_{\mathrm{ion}} - \Gamma_{\mathrm{rec}}\right)\Delta t, \qquad (19)$$

其中，Γ_{ion} 和 Γ_{rec} 分别为电离速率和复合速率。这些速率可能取决于局部电子温度 T_e、电子密度 n_e和粒子电荷 Z_p，并可根据所关注的等离子体状态采用不同模型（例如碰撞电离、隧穿电离或场电离）。

在实际应用中，可以采用随机舍入过程，确保 ΔZ 仍为整数电荷变化，同时使电荷保持在物理限值内。这使得在PIC框架中能够以计算高效且符合物理规律的方式处理电离，而无需限定所选用的具体电离和复合法则。

通过将粒子电荷与局部等离子体条件耦合，该模型能够实现等离子体电离状态的自洽演化，以及与电子之间的能量交换。

VI. 总体模拟算法

主求解器通过对粒子、场和流体力学量执行一系列耦合操作，推进等离子体–激光系统随时间演化。在每个时间步，算法都会遵循一个结构化循环，确保粒子运动、电磁场和等离子体状态自洽演化。

算法循环

单个时间步中执行的主要步骤如下：

1.**离子碰撞：** 如果启用了碰撞效应，则会计算离子-离子碰撞，使离子速度趋于局部平衡。2. **粒子推进：** 所有粒子在电磁场作用下沿相空间推进。3. **电离：** 根据局部等离子体条件更新粒子电荷。

4. **矩量收集：** 将粒子量（密度、动量）累积到计算网格上。

5.**电子-离子碰撞：**电子与离子相互作用，更新热能并交换动量。

6. **激光相互作用：**激光场被沉积，并计算包络传播；粒子可能因激光加速而获得额外动量。

7. **电子压力泵浦：**碰撞吸收（逆韧致辐射）的影响。

8.**电磁场更新：**使用蛙跳格式，根据麦克斯韦方程推进磁场和电场。9. **闭合关系：**根据矩和粒子状态更新等离子体压力及其他导出量。

针对每个时间步重复此循环，确保粒子、场和等离子体性质自洽演化。条件操作（例如碰撞或激光沉积）仅在模拟设置需要时执行。

VII. 测试案例

该算法通过激光平板构型进行了测试；模拟在一台双核笔记本电脑上运行了约七分钟。模拟区域为一个尺寸为 $L_X = 70, L_Y = 90, L_Z = 90$ 的三维长方体，所有方向均采用周期性边界条件。由 $70\times30\times30$ 个点构成的网格对应 x 方向的网格尺寸 $1d_0$，以及 y、z 方向的网格尺寸 $3d_0$。时间步长设为 5×10^{-2}。每个代表靶材分数的网格单元包含 100 个粒子。背景等离子体被冻结，每个网格单元包含一个粒子。等离子体由质子组成，其质量为 1，最大电荷为 1。该模拟对激光烧蚀过程及其相关的电离动力学进行建模，初始等离子体电荷较低，为 10^{-2}。模拟总时长为 $20\Omega_0^{-1}$。在压力张量演化方程 SSAK21中，人为增大了电子质量，将电子热流散度设为零，并进行适度的平滑处理以稳定噪声。

激光脉冲沿 x 方向注入，并采用第 III 节介绍的包络形式进行描述。其时间轮廓为高斯形，半高全宽为 $10\,d_0$，激光频率为 $\omega_0 = 10\Omega_0$，，峰值归一化矢势为 $a_0 = 1$。激光聚焦于计算域中心附近的$x = L_X/2$处，形成会聚光束，在初始冷靶等离子体中传播。经过 $t\Omega_0 = 7.5$后，势被设为零。式（11）中的临界密度为 $100n_0$，电子束相互作用的最小势阈值为 10^{-2}。电子-离子能量传递算子采用均匀碰撞频率 $\tau_{ie}\Omega_0 = 1$。

为评估场与粒子能量化的自洽演化，我们分析了五个具有代表性时刻的一组诊断量，如图 1 所示。第一行显示了中央 y 切片中的横向磁场分量 B_y。随着激光传播并沉积能量，局域磁结构逐渐形成并增强。 $t\Omega_0 = 2.5$ 附近的靶边缘处可见明显的比尔曼电池效应 BS51 磁场；随后该磁场不断扩展，并因各向异性驱动的等离子体不稳定性而变得碎片化。

第二行和第三行分别显示电子和离子的压强张量分量 P_{xx}。在早期，电子压力在激光焦区附近呈现紧凑结构。随着相互作用持续进行，电子压力逐渐扩展并向前传播，表明激光场向电子群体有效地传递了动量。离子加热呈现出更弥散的空间分布，这与电子—离子碰撞和静电场介导的间接能量传递相符。值得注意的是，压强分布图揭示了三个不同激波前沿的形成：分别平行于和反平行于激光轨迹的激波，以及靶内沿靶表面切向传播的柱对称激波。这些激波在电子和离子的压强演化中均尤为明显，凸显了能量从电子传递至离子的多阶段沉积与动量传递过程。

第四行展示了粒子动能密度，该密度是通过对 $(x,\ z)$ 平面上的粒子能量进行分箱计算得到的。所得图像显示，粒子能量逐渐增加，并沿激光传播方向扩展。第五行展示了电子密度分布，揭示了等离子体膨胀，以及在 $t\Omega_0 = 4$ 时沿激光传播方向移动的激波前沿。在相互作用早期，密度剖面仍然紧凑；而在较晚时刻，则形成了特征性的多瓣结构。密度演化以及压力和能量诊断量清晰地展示了激光驱动压缩、激波形成和等离子体膨胀之间的耦合动力学。

总的来说，磁场、压力、粒子能量和电子密度的协同演化证实，包络激光模型准确捕捉了激光吸收、激波生成和动量传递的主导机制。该模拟是一次合成运行，旨在展示该方案的一致性；所选计算区域尺寸足够接近，可用于考察等离子体如何通过周期性边界和非物理的冻结背景相互作用。多个激波的出现及其伴随的密度调制，进一步验证了包络方法是一种高效、稳健的框架，可用于模拟高能量密度等离子体条件下的激光烧蚀。

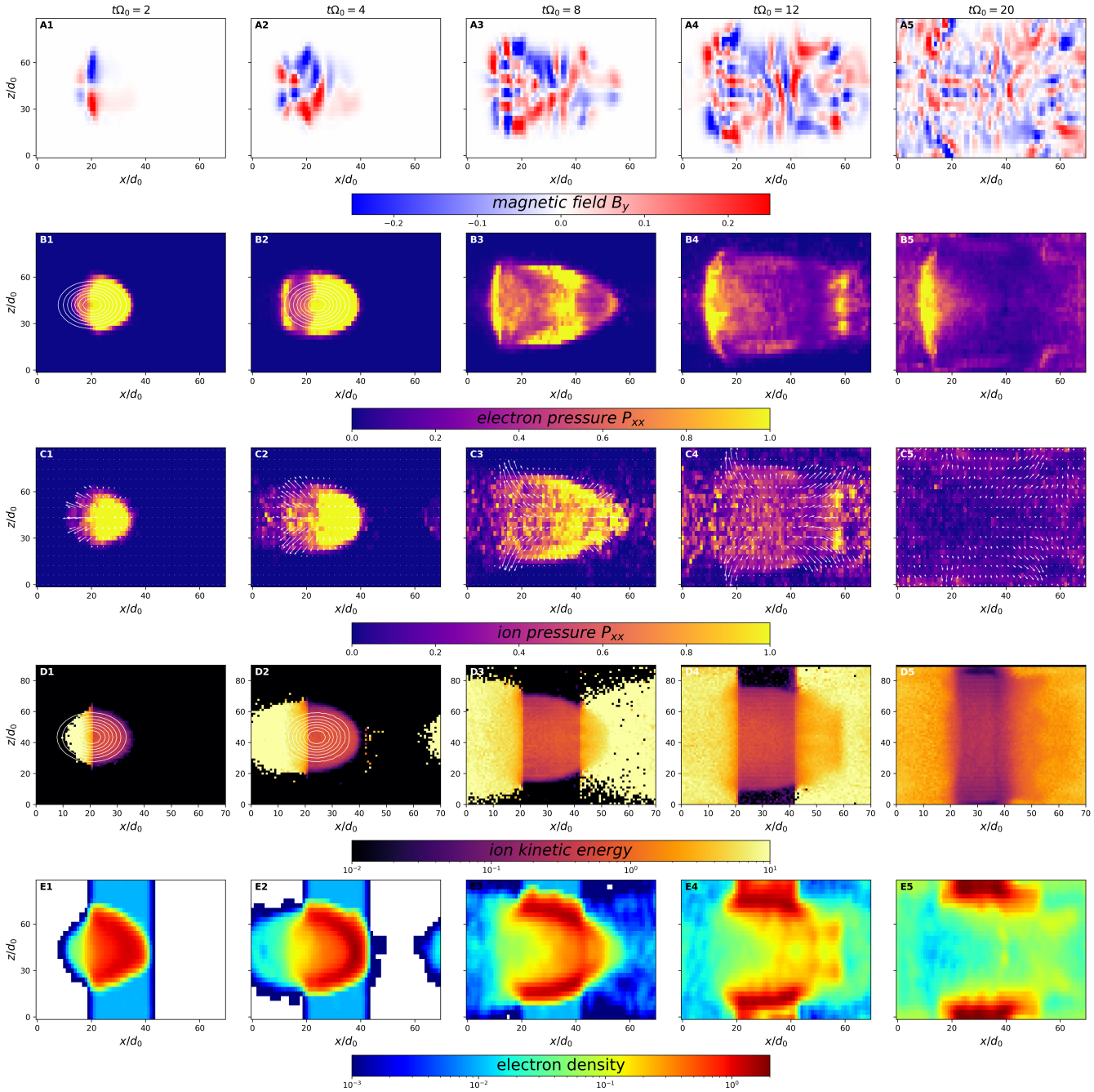

图 1：激光–等离子体相互作用测试案例中，场和粒子能量随时间的演化，展示连续的输出时刻（从左到右排列）。**(A)** 中央 y 切片中的面外磁场分量 B_y。**(B)** 电子压力张量分量 P_{xx}。白线表示激光束势等值线。**(C)** 离子压强张量分量 P_{xx}。箭头表示离子流速。**(D)** 沿 y 方向积分的粒子动能密度，根据粒子速度计算得出。**(E)** 电子密度。

VIII. 讨论

该测试案例表明，AKAM 混合 PIC–流体框架能够准确捕捉关键的离子尺度动力学和激光–等离子体相互作用，同时保持计算高效。图 2 上图显示了离子能量分布：早期，谱可近似为幂律；随后逐渐热化，截止向低能量移动。电子快速受热，且最初局限于激光焦区附近；而离子则通过电子-离子碰撞和

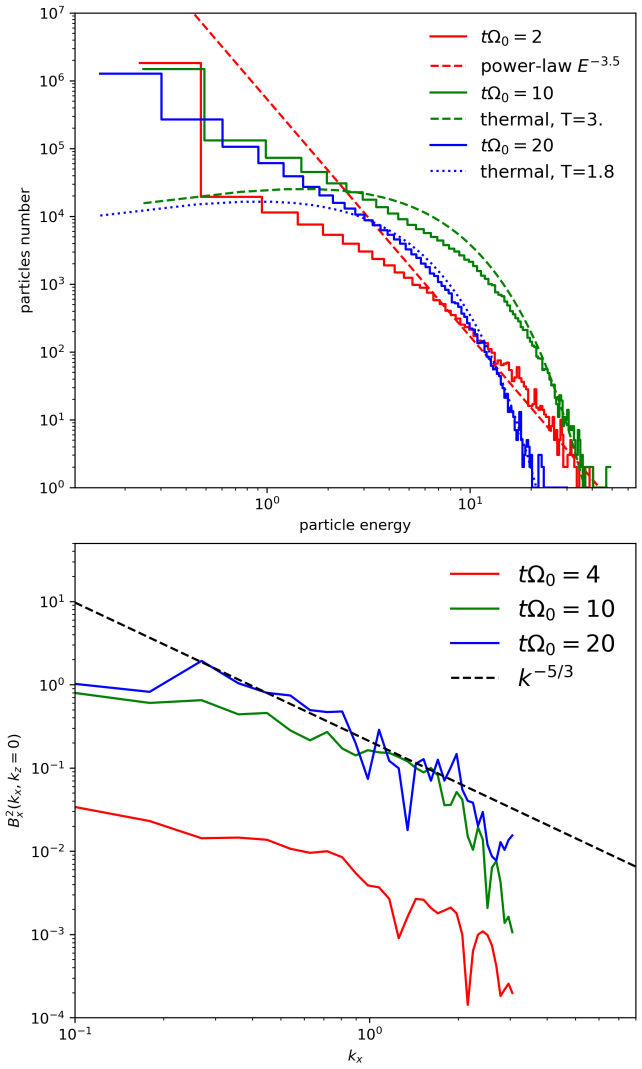

图 2：上图：不同时间 $t\Omega_0 = 2$，10，20 时的离子能量分布，以及相应的幂律拟合和热拟合。下图：如图 1 所示，在中心平面上对磁场平方 $B_x^2(k_x,\ k_z = 0)$ 的二维傅里叶谱进行一维切片。

静电耦合经历延迟且更弥散的能量化，从而产生与间接加速机制相符的非麦克斯韦能量尾部。

模拟揭示了局域磁结构的形成，这与电子压强各向异性驱动的电流丝化相一致。图 2 下图展示了磁场平方 B_x^2 的二维傅里叶谱切片；在模拟结束时，长波部分更接近标准级联区间~ $k^{-5/3}$ ，表明混合方法能够捕捉从亚离子尺度到多个离子尺度的转变。这种演化与相关的压力和能量特征共同表明，混合 PIC–流体框架能够忠实地捕捉等离子体的宏观响应及其潜在的动理学动力学。

包络激光模型在

这一动力学过程中发挥着关键作用，能够高效实现能量沉积和有质动力加热，同时避免载波尺度上的虚假振荡，并允许采用更大的时间步长。耦合的电离和逆韧致辐射算子确保电荷态和电子热能自洽演化，随后通过碰撞弛豫将热能传递给离子。磁结构、压力各向异性、电子密度和离子能量提升之间形成的相关性，证实了场、粒子与等离子体状态之间的自洽相互作用。结果证实，采用包络激光耦合的混合 PIC–流体模拟能够为高能量密度等离子体和激光烧蚀等离子体建模提供稳健且具有预测能力的框架。

IX. 结论

AKAM 是一个用于模拟高能量密度区间内激光–等离子体相互作用的三维混合 PIC–流体框架。该代码对离子进行动理学处理，并将电子视为十矩流体，从而能够捕捉关键的离子尺度动力学、压力各向异性和非麦克斯韦分布，同时保持计算高效。基于包络的激光模型无需解析光学周期即可解析能量沉积和有质动力加热；耦合的碰撞与电离过程则提供自洽的能量交换和动态电荷态演化。

三维模拟展示了自生成磁结构的形成、快速电子加热、延迟离子能量提升以及高能离子尾部。这些能力使 AKAM 特别适用于极紫外光源、激光驱动等离子体射流和高能量密度实验室实验等应用场景；在这些场景中，对膨胀、强磁化且各向异性等离子体进行准确建模至关重要。AKAM 弥合了全动理学方法与流体方法之间的差距，为极端等离子体环境下的实验设计和基础研究提供了具有预测能力且可扩展的工具。

BGT[84]VP Bashurin、AI Golubev 和 Vladimir Aleksandrovich Terekhin。在磁场中均匀等离子体内弥散的电离云的无碰撞减速。 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.(Engl. Transl.);(United States)* 24 5 1984 ,(),. BL[18]

Charles K Birdsall 和 A Bruce Langdon。 *Plasma physics via computer simulation* 2018 。CRC出版社，。

BS[51]Ludwig Biermann 和 Arnulf Schl¨uter。宇宙辐射与宇宙磁场。II。宇宙磁场的起源。*ical Review* 82 6 *Phys* ,(): 863, 1951. BS[72]Jay P Boris 和 Ramy A Shanny。 *Proceedings: Fourth Conference on Numerical Simulation of Plasmas, November 2, 3, 1970*1972 。海军研究实验室，。BSS+22Simon Bola¯nos、Andrey Sladkov、Roch Smets、Sophia N Chen、Alain Grisollet、Evgeny Filippov、Jose-Luis Henares、Viorel Nastasa、Sergey Pikuz、Raph¨el Riquier 等。实验室证据表明，斜向相互作用的磁通管中的磁重联受到抑制。 *Nature Communications*, 13(1):6426, 2022.BYS+22Konstantin Burdonov、Weipeng Yao、Andrey Sladkov、Rosaria Bonito、Sophia N Chen、Andrea Ciardi、Artem Korzhi- manov、Alexander Soloviev、M Starodubtsev、Roman Zemskov,

等。雷利-泰勒不稳定性导致的年轻恒星体赤道“舌状”吸积通道的实验室建模。 *Astronomy & Astrophysics*, 657:A112, 2022. CGL[56]GF Chew、ML Goldberger 和 FE Low。不存在粒子碰撞时的玻尔兹曼方程和单流体磁流体方程。 *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* , 236 1204 112( ): –118, 1956. Cho[74]R Chodura。用于描述高马赫数激波中离子加热的流体-粒子混合模型。1974. Cho[75]R Chodura。高马赫数激波中离子加热的流体-粒子混合模型。 *Nuclear Fusion*, 15(1):55, 1975. FF[71] DW Forslund 和 JP Freidberg。层状无碰撞激波理论。 *Physical Review Letters*, 27(18):1189, 1971. GST[79]AI Golubev、AA Solovev 和 VA Terekhin。电离云向均匀磁化等离子体中的无碰撞弥散。 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.(Engl. Transl.);(United States)* 19 1979 , , . KKSV[25]Artem V Korzhimanov、Sergey A Koryagin、Andrey D Sladkov 和 Mikhail E Viktorov。拱形构型中两个磁化反向传播弱碰撞等离子体流的数值模拟。 *Physics of Plasmas*, 32(5), 2025. KLW+[22]Brett D Keenan、Ari Le、Dan Winske、Adam Stanier、Blake Wetherton、Misa Cowee 和 Fan Guo。流动爆发碎片产生的电磁耦合与波的混合粒子网格模拟。 *Physics of Plasmas*, 29(1), 2022. LWC+[15]DJ Larson、D Winske、MM Cowee、SE Clark、C Niemann 和 SH Brecht。加州大学洛杉矶分校 HANE 激光实验中激波形成的二维和三维混合模拟。 *Proposed Journal Article, unpublished* 2015 674191 2015 , (LLNL-JRNL-), . MAH[68]W Mcnamara、DH Archer 和 TA Hoffman。核干扰研究 2：用于模拟高空核爆动力学的物理代码。技术报告，1968。 MBD+[19]Francesco Massimo、Arnaud Beck、Julien D´erouillat、Mick-ael Grech、Mathieu Lobet、Fr´ed´eric P´erez、Imen Zemzemi 和 Arnd Specka。用于两级激光尾场加速实验的高效端到端三维包络建模。 *Plasma Physics and Controlled Fusion* 61 12 124001, 2019 , ( ): . SBAR11Roch Smets、G´erard Belmont、Nicolas Aunai 和 Laurence Rezeau。自洽涨落中的等离子体扩散。 *Physics of Plasmas* 18 10 102310, 2011 , ( ): . Sch14Derek Schaeffer. *Generation of quasi-perpendicular collisionless shocks by a laser-driven magnetic piston* 。加利福尼亚大学洛杉矶分校，2014。SFY+[24]A Sladkov、C Fegan、W Yao、AFA Bott、SN Chen、H Ahmed、ED Filippov、R Leli`evre、P Martin、A McIlvenny 等。两个相互作用的磁化……的压缩饱和在实验室中观测到的等离子体环面。 *Nature Communications* 15 1 10065, 2024 , ( ): . Sla[25]A. Sladkov。AKAM代码。 `https://github.com/dusse/AKAM`, 2025.SN[76]AG Sgro 和 CW Nielson。箍缩内爆过程中离子动力学与磁场扩散的混合模型研究。 *The Physics of Fluids* 19 1 126 133, 1976 , ( ): – . SSAK21A Sladkov 、 R Smets 、 Nicolas Aunai 和 A Korzhimanov。无碰撞磁重联中非回旋对称电子压力效应的数值研究。*Physics of Plasmas*, 28 7 072108, 2021 ( ): . SSK[20]A Sladkov 、 R Smets 和 A Korzhimanov。用于无碰撞等离子体建模的三维混合数值工具。载于 *Journal of Physics: Conference Series* 1640, 012011 , 卷、页码。IOP Publishing，2020。TA[77]Tomonor Takizuka 和 Hirotada Abe。用于粒子代码等离子体模拟的二元碰撞模型。 *Journal of computational physics* 25 3 205 219, 1977 , ( ): – . VSW+[22]OO Versolato、J Sheil、S Witte、W Ubachs 和 R Hoekstra。由固态激光器驱动的微液滴锡等离子体极紫外辐射源（专题综述）。 *Journal of Optics*, 24 5 054014, 2022 ( ): .WC12Dan Winske 和 Misa Cowee。碎屑—背景离子相互作用及无碰撞激波生成的条件。技术报告，洛斯阿拉莫斯国家实验室（LANL），美国新墨西哥州洛斯阿拉莫斯，2012。WG[07]Dan Winske 和 S Peter Gary。天体物理爆炸中碎屑—环境离子相互作用的混合模拟。 *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 112 10 2007 , (A), . WQ[86]D Winske 和 KB Quest。电磁离子束不稳定性：一维与二维模拟的比较。 *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 91 8 8789 , (A): – 8797, 1986.WYO+[03]Dan Winske、Lin Yin、Nick Omidi、Homa Karimabadi 和 Kevin Quest。混合模拟代码：过去、现在与未来——教程。 *Space plasma simulation*, 第136–165页，2003。ZBS+[24]R Zemskov、K Burdonov、A Soloviev、A Sladkov、A Korzhimanov、J Fuchs、D Bisikalo、A Zhilkin、M Barkov、A Ciardi 等。利用大尺度发散星际磁场在实验室模拟年轻恒星体喷流的准直。 *Astronomy & Astrophysics*, 681:A37, 2024。ZPK+[26]RS Zemskov、SE Perevalov、AV Kotov、AA Murzanev、AI Korytin、KF Burdonov、VN Ginzburg、AA Kochetkov、SE Stukachev、IV Yakovlev 等。强激光诱导的两个对向流等离子体喷流的磁阻滞。 *Matter and Radiation at Extremes* 11 1 2026 , ( ), .