



磁场对激光驱动Kelvin-Helmholtz不稳定性影响的二维数值研究

孙伟 安维明 仲佳勇

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin-Helmholtz instability

Sun Wei An Wei-Ming Zhong Jia-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 244701 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20201167

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201167>

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

黏性各向异性磁流体Kelvin-Helmholtz不稳定性: 二维数值研究

Kelvin-Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid

物理学报. 2019, 68(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747>

不同磁场构型下Richtmyer-Meshkov不稳定性的数值研究及动态模态分解

Numerical investigations of Richtmyer-Meshkov instability in different magnetic field configurations and the corresponding dynamic mode decomposition

物理学报. 2019, 68(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190410>

纵向磁场抑制Richtmyer-Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer-Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

Weibel不稳定性自生电磁场对探针质子束的偏转作用研究

Deflection effect of electromagnetic field generated by Weibel instability on proton probe

物理学报. 2019, 68(18): 185205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190775>

入流激励下可压缩剪切层中Kelvin-Helmholtz涡的响应特性

Response characteristics of inflow-stimulated Kelvin-Helmholtz vortex in compressible shear layer

物理学报. 2020, 69(2): 024701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190681>

声场中空化气泡的耦合振动及形状不稳定性的研究

Coupled oscillation and shape instability of bubbles in acoustic field

物理学报. 2018, 67(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171573>

磁场对激光驱动 Kelvin-Helmholtz 不稳定性影响的二维数值研究*

孙伟 安维明 仲佳勇†

(北京师范大学天文系, 北京 100875)

(2020 年 7 月 21 日收到; 2020 年 8 月 13 日收到修改稿)

Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (KHI) 是流体和等离子体的基本物理过程, 广泛存在于自然、天体物理以及高能量密度物理现象中. 本文提出一种新的实验方案产生磁化 KHI. 利用开源的 FLASH 模拟程序对激光驱动调制靶产生的 KHI 进行了二维的数值模拟, 考察和比较了 KHI 涡旋在毕尔曼自生磁场、外加磁场和无磁场情况下的演化. 模拟结果表明自生磁场在 KHI 演化过程中基本不会改变 KHI 涡旋的形貌, 而平行于流体方向的外加磁场对剪切流有致稳作用, 主要稳定长波扰动. 该研究结果可为在高能量密度激光装置中开展强磁环境下 KHI 实验提供理论指导.

关键词: 磁场, Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 高能量密度, 激光

PACS: 47.20.Ft, 52.57.Fg, 75.40.Mg, 52.30.Cv

DOI: 10.7498/aps.69.20201167

1 引言

Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (KHI) 最初由开尔文和亥姆霍兹在 19 世纪各自独立发现. KHI 是流体和等离子体中的一个基本物理过程. KHI 发生在两个密度、速度不同的平行流体之间的界面上, 当流体界面两侧的流体速度不同时, 存在切向不连续性, 界面附近的微小扰动将引起 KHI^[1,2]. KHI 广泛存在于自然现象中, 例如水面波、卷状云等. 在天体物理现象中, 双中子星并合过程中产生的 KHI 可以实现磁场放大, 接近宇宙最强磁场 (10^{11} T)^[3,4]、在星系演化^[5]、吸积盘^[6]、太阳大气中的日冕加热^[7]以及彗星尾的动力学结构^[8]中, KHI 也发挥着重要作用. 此外, 一直以来由于 KHI 存在于惯性约束聚变等高能量密度物理现象中, 与 Rayleigh-Taylor 不稳定性、Richtmyer-Meshkov

不稳定性等一起严重影响内爆过程, 造成不同物质的混合和推进层破裂^[9–13]. 在理论方面, Chandrasekhar^[14]对 KHI 进行了开创性的研究. 王立锋等^[15,16]通过数值模拟先后研究了考虑热传导效应时的烧蚀 KHI 中大尺度结构的形成原因以及二维可压缩流体中的 KHI, 分析了可压缩性对 KHI 线性增长率的影响. Mak 等^[17]和 Liu 等^[18]通过理论模拟先后研究了理想磁流体中磁场对不可压缩 KHI 演化的影响. 尽管已经有许多关于磁场对 KHI 影响的研究, 但在高能量密度物理过程中对磁化 KHI 的实验研究甚少.

近年来高功率激光器技术的发展为研究高能量密度下磁流体不稳定性提供了一个平台. Harding 等^[19]利用 OMEGA 激光装置进行了一系列的 KHI 实验, 利用 X 射线背光获得了高能量密度等离子体中 KHI 涡旋的图像. Wan 等^[20,21]在 OMEGA-EP 激光装置中观察到了超音速的单模 KHI 演化

* 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: U1930108)、科学挑战计划 (批准号: TZ2016005) 和中国科学院战略重点研究计划 (批准号: XDA25030700) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jyzhong@bnu.edu.cn

和双模 KHI 涡旋并合过程. 然而他们的研究并没有考虑磁场的影响. 我们此前利用神光-II (SG-II) 激光装置开展了外加磁场对 KHI 演化的影响的实验研究, 利用光学诊断获得了外加磁场下 KHI 涡旋在 4—6 ns 的线性演化过程, 但没有给出对应的模拟结果 [22].

本文提出一种新的实验方案用于产生磁化 KHI. 利用开源的 FLASH 模拟程序对激光驱动调制靶产生的 KHI 进行了二维数值模拟. 与 Wan 等 [20] 不同, 本文考察和比较了 KHI 涡旋在毕尔曼自生磁场、外加磁场和无磁场情况下的演化情况, 可以清晰地获得磁场的作用效果和机理. 研究结果可为下一步在高能量密度激光装置中开展强磁环境下 KHI 实验提供理论指导. 本文第 2 部分主要描述实验方案和理论模拟模型, 第 3 部分介绍模拟结果, 第 4 部分是结论.

2 实验方案和理论模拟模型

本文提出一种新的实验方案, 参照国内星光-III 激光装置, 使用一束长脉冲纳秒激光束驱动实验, 激光能量为 150 J, 脉宽 τ 为 1 ns, 波长 λ_L 为 351 nm, 激光焦斑直径为 200 μm , 产生的激光强度约为 $4.8 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. 图 1 显示了调制靶和每一层的特性, 其中整个靶由上下两部分组成, 上方为较低密度的 CH 调制层 (长 \times 宽: 3000 $\mu\text{m} \times$ 1000 μm), 下方为较高密度的 Al 调制层 (长 \times 宽: 3000 $\mu\text{m} \times$ 1000 μm), 其中在中间界面处加入单模初始扰动. 激光束从 CH 调制层 (入射位置: (0, 500 μm)) 一侧注入并在靶后产生 CH 等离子体流. 在 CH 调制层内部, CH 等离子体流

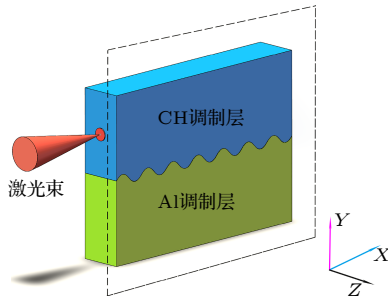


图 1 利用激光驱动调制靶产生 KHI 的实验方案 (虚线框是模拟区域)

Fig. 1. Experimental scheme for KHI using the laser-driven modulation targets. The dashed line box is the simulation domain.

传输的过程中会不断扩散以及离化 Al 调制层. 这使得 Al 调制层产生具有横向速度的 Al 等离子体流, 并与 CH 等离子体流相互作用产生速度剪切层 (Δu), 受到这两种调制层中间界面处初始扰动的影响, 在 Al 调制层附近逐渐形成 KHI.

使用的 FLASH 模拟程序是由芝加哥大学开发的开源程序 [23], 至今已有超过 20 年的历史. FLASH 模拟程序最初设计的研究对象是天体, 目前此程序引入了完备的高能量密度物理建模模块, 特别适合模拟强激光烧蚀实验. 靶的状态方程 (EOS) 和不透明度表基于 IONMIX4 数据库 [24]. FLASH 模拟程序采用非分裂算子磁流体解法器 (USM), 可以很好地耦合 Hall 效应、毕尔曼自生磁场、黏性和热传导等非理想项. 为便于研究, 本文选择二维平面作为分析对象, 图 1 中的虚线框为模拟平面, 即 x - y 平面, 模拟范围设置为: 3000 $\mu\text{m} \times$ 2000 μm , 最高分辨率为 5 $\mu\text{m} \times$ 5 μm . 在忽略 Hall 效应、热传导和黏性前提下, 考察和比较了毕尔曼自生磁场、外加磁场和无磁场的情况. 对于二维不可压缩的磁流体, 其控制方程如下所示:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (\rho E + p_*) - \mathbf{B} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})] \\ & = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \sigma \nabla T + \nabla \cdot [\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})]. \end{aligned} \quad (3)$$

(1)—(3) 式分别是连续性方程、动量方程和能量方程, 这里 ρ 是流体密度, \mathbf{u} 是流体速度, \mathbf{j} 是等离子体电流密度, p_* 是总压强, p 是热压强, \mathbf{B} 是磁场强度, E 是特征能量, \mathbf{g} 为重力加速度, σ 为电导率, η 为磁扩散系数, T 是等离子体温度. 总压强 p_* , 特征能量 E 表示为

$$p_* = p + \frac{1}{2} \mathbf{B}^2, \quad (4)$$

$$E = \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 + \epsilon + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{B}^2}{\rho}, \quad (5)$$

其中 ϵ 表示特征内能.

USM 解法器使用广义欧姆定律求解磁场演化:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(-\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \nabla \times \mathbf{B} + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right), \quad (6)$$

包含感应项 (induction)、电阻项 (friction) 和毕尔曼自生磁场项, 其中 p_e 为电子热压强, n_e 为电子数密度.

对于不可压缩流满足如下关系:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (7)$$

安培定律表示为

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j}, \quad (8)$$

洛伦兹力表示为

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \frac{-\nabla B^2}{2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}. \quad (9)$$

(9) 式右侧第一项和第二项分别代表了磁场张力和磁压力梯度, 当等离子体挤压磁场时, 受到的约束作用主要来自这两项.

初始外加磁场作用于 x 方向, 满足:

$$B = B_0 = 0.4 \text{ T}. \quad (10)$$

CH 调制层和 Al 调制层中的单模初始扰动为正弦型, 满足 $y = 60 \sin(\pi x/200)$. 扰动振幅 A 为 $60 \mu\text{m}$, 扰动波长 λ 为 $400 \mu\text{m}$.

在有磁场情况下, 发生 KHI 的条件是^[14]:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_2)^2 > \frac{(\rho_1 + \rho_2) [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2]}{\mu_0 \rho_1 \rho_2}, \quad (11)$$

其中, ρ_1 和 ρ_2 为上下两层等离子体流的密度, \mathbf{u}_1 和 \mathbf{u}_2 对应上下两层等离子体流的速度, \mathbf{B}_1 和 \mathbf{B}_2 为上下两层流体中的磁场强度, 波数 $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda \mathbf{e}_x$. KHI 的线性增长率可以表示为^[14]

$$\gamma_{\text{ic}} = \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \left\{ \rho_1 \rho_2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_2)^2 - (\rho_1 + \rho_2) \times [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2] / \mu_0 \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

从 (12) 式可以看出, 磁场对 KHI 的影响取决于其方向, 在不考虑磁场情况下, KHI 的线性增长率 γ_{ic} 可以简化为^[14]

$$\gamma_{\text{ic}} = \frac{k(u_1 - u_2)}{2} \frac{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (13)$$

3 模拟结果

图 2 为不考虑任何磁场情况下, 20—80 ns 期间 KHI 演化区域的密度分布图. 图 2 显示激光束注入之后, 在靶后形成的 CH 等离子体流可以充分地 Al 调制层相互作用, 并给出了 KHI 的形成与演变过程. 这里将 KHI 演化分为 3 个阶段, 依次是流体相互作用过程、KHI 涡旋线性生长过程、KHI 涡旋破裂向湍流转化过程. 首先, 如图 2(a) 所示, 在 20 ns 时靶后 CH 等离子体流已经传输到 $1400 \mu\text{m}$ 处, 平均运动速度为 70 km/s , 等离子体声速 $v_s = \sqrt{\Gamma P/\rho}$ (Γ 为绝热指数, P 为压强, ρ 为密度) 约为 65 km/s , 说明靶后 CH 等离子体流外边界处的弓形结构为冲击波. 此时扰动界面处的靶

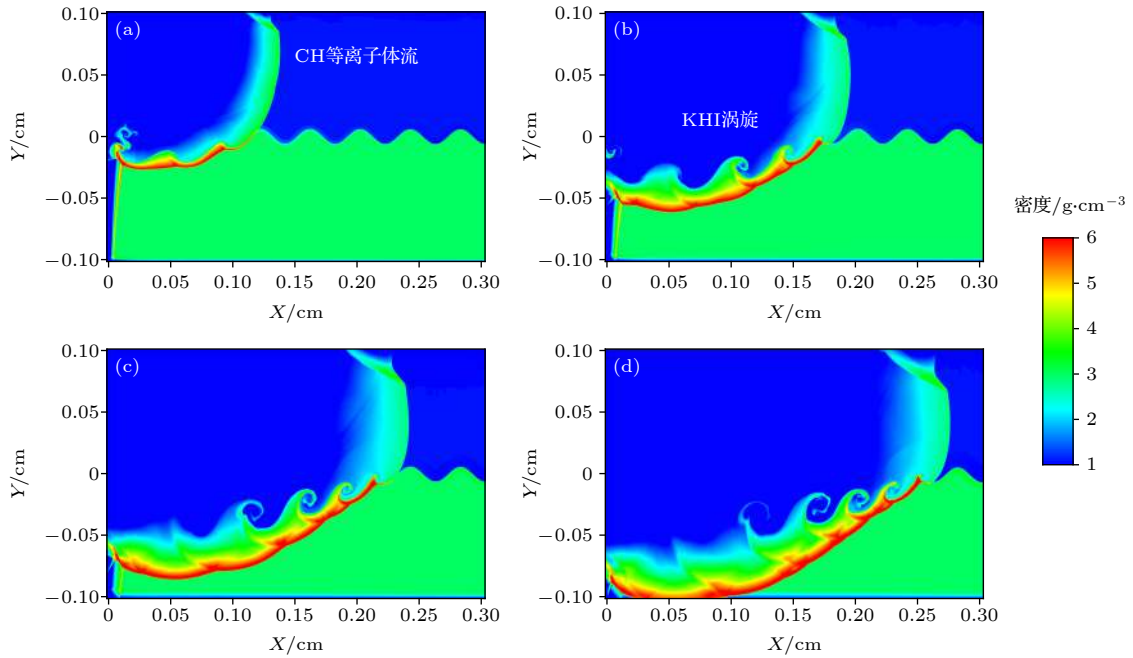


图 2 无磁场时不同时刻的电子密度分布图 (a) 20 ns; (b) 40 ns; (c) 60 ns; (d) 80 ns

Fig. 2. Snapshots of the electron density distribution at different times without magnetic field: (a) 20 ns; (b) 40 ns; (c) 60 ns; (d) 80 ns.

后 CH 等离子体流不断的离化 Al 调制层产生 Al 等离子体流, 使得流体间发生相互作用. 从图 2(b) 和图 2(c) 可以清晰地看到 3 个顺时针旋转的 KHI 涡旋从密度较高的 Al 调制层附近向密度较低的 CH 调制层生长, 这里得到了和 Rutter 等^[25] 所做工作中相似的 KHI 涡旋形貌. 如图 2(d) 所示, 在 80 ns 时可以看到 0—1500 μm 区间内形成的 KHI 涡旋逐渐破裂消失向湍流转化, 此靶后 CH 等离子体流已经运动到 2750 μm 处, 平均运动速度为 34.4 km/s, 这附近伴随着新的 KHI 涡旋的形成, 附近等离子体声速 $v_s = 20$ km/s.

图 3 为仅考虑 x 方向外加 0.4 T 磁场情况下, 0—120 ns 期间 KHI 演化区域的密度分布图. 从图 3 可知, 相比于无磁场情况, 靶后 CH 等离子体流明显受到了 x 方向外加磁场的箍缩作用, 更趋向于中间聚集, 以相对更准直的等离子体流向前传播. 此外靶后 CH 等离子体流在靶内的传输速度以及 KHI 涡旋的生长状态都明显被抑制. 如图 3(b) 所示, 在 40 ns 时靶后 CH 等离子体流才与 Al 调制层相互接触, 尚未发生明显的相互作用. 图 3(c) 在 80 ns 时刻对应的状态相当于无磁场情况下的第一演化阶段, 此时 CH 等离子体流速度约为 12.5 km/s, 附近等离子体声速约 11.2 km/s, 可以发现相比于无磁场情况, 此时的 CH 等离子体流速

度明显变慢了, 主要是因为 CH 等离子体流和外加磁场充分相互作用, 其中的一部分动能转化为了外加磁场的磁能, 后面将详细分析外加磁场的变化情况. 从图 3(d) 可以看到一个明显的 KHI 涡旋正在生长, 处于第二演化阶段, KHI 涡旋的高度远小于同阶段无磁场的情况, 说明 x 方向的外加磁场不仅可以有效约束靶后 CH 等离子体流还可以有效抑制 KHI 的演化.

下面来探究毕尔曼自生磁场对 KHI 演化过程的影响. 在激光与固体靶相互作用中, 由于产生的等离子体的温度梯度和密度梯度方向不一致将产生毕尔曼自生磁场, 可表示为 $\left(\frac{\nabla p_e}{n_e e}\right) = \frac{k_B \nabla T_e \times \nabla n_e}{n_e e}$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数. 此处使用二维模拟, 毕尔曼自生磁场仅有环向(垂直模拟平面方向)分量. 毕尔曼自生磁场产生之后只能随靶后 CH 等离子体流的传播而耗散, 但从图 4 可以了解到在整个 KHI 演化期间毕尔曼自生磁场一直存在, 通过磁通量守恒可以知道, 相比于靶前快速膨胀扩散的截面而言, 在靶后有限截面毕尔曼自生磁场耗散的时间很长. 为此做了对比模拟, 图 4(a) 为考虑毕尔曼自生磁场, 在 120 ns 时毕尔曼自生磁场强度的分布情况, 图 4(b) 为忽略毕尔曼自生磁场, 在 120 ns 时外加磁场在模拟平面的分布情况. 结果表明, 无

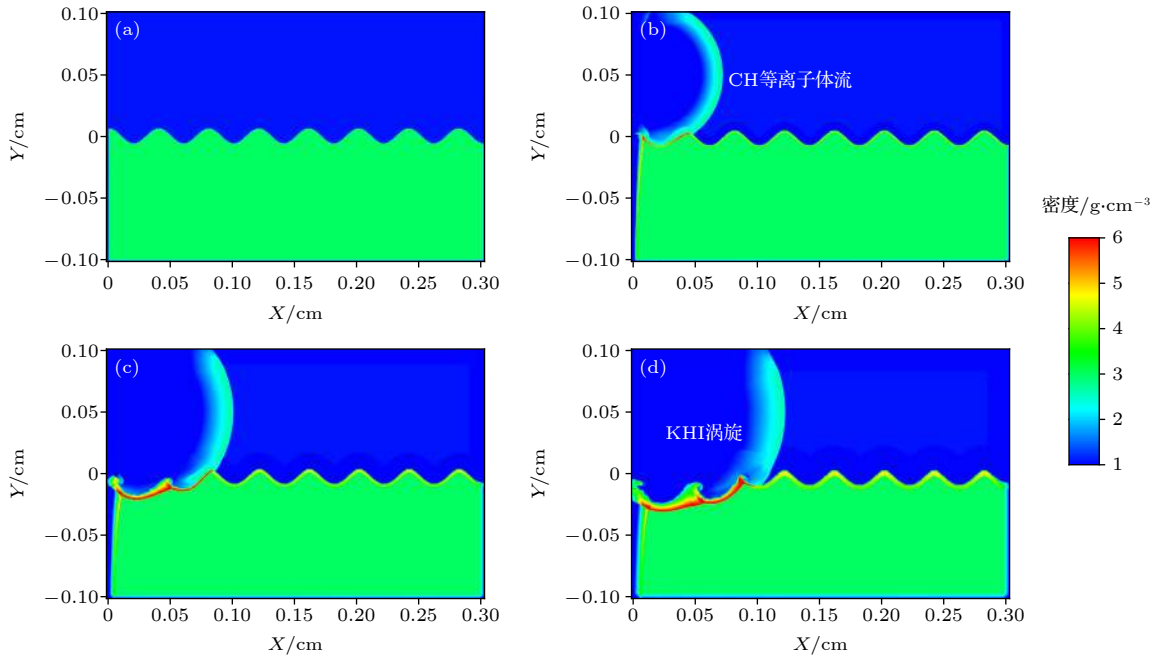


图 3 x 方向外加 0.4 T 磁场时不同时刻的电子密度分布图 (a) 0 ns; (b) 40 ns; (c) 80 ns; (d) 120 ns

Fig. 3. Snapshots of the electron density distribution at different times with 0.4 T in x direction: (a) 0 ns; (b) 40 ns; (c) 80 ns; (d) 120 ns.

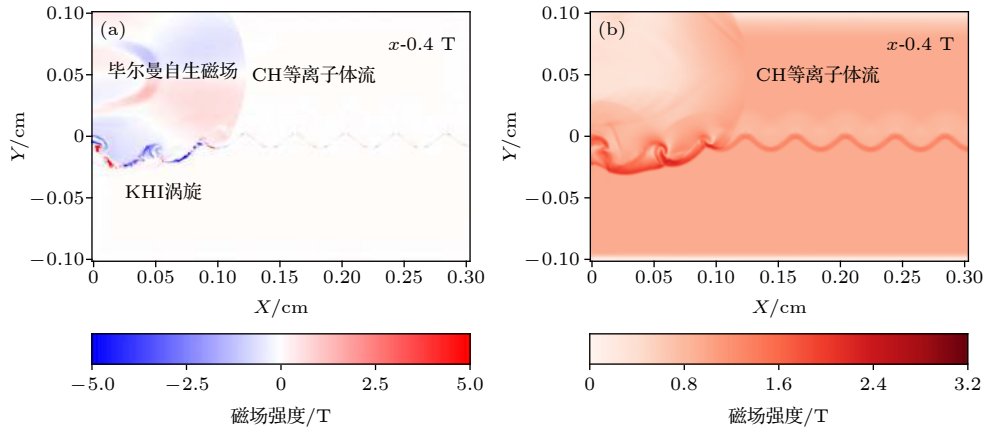


图 4 (a) 考虑毕尔曼自生磁场, 在 120 ns 时毕尔曼自生磁场强度的分布情况; (b) 忽略毕尔曼自生磁场, 在 120 ns 时外加磁场在模拟平面的分布情况

Fig. 4. (a) Considering the Bierman self-generated magnetic field, the distribution of the Bierman self-generated magnetic field strength at 120 ns; (b) ignoring the Bierman self-generated magnetic field, the distribution of the applied magnetic field in the simulated plane at 120 ns.

论是否考虑毕尔曼自生磁场, 磁场强度和磁压最强位置均位于 KHI 涡旋处, 约 300 MPa, 2.4 T. 而且靶后 CH 等离子体流都传输到 1200 μm 处, 平均运动速度均为 10 km/s. 这两种情况下 KHI 涡旋具有基本一致的形态. 此外在模拟中, CH 等离子体出流边缘的数密度 n_e 量级为 10^{22} cm^{-3} , 并且由于 CH 等离子体出流是在靶后固体密度的 CH 靶中传输, 所耗时间在数十纳秒, 这时出流已经开始冷却, 温度在 10 eV 左右. 由于等离子体具有抗磁性且在出流区边缘磁场被压缩和放大, 所以外围电子受到磁场的影响较大, 被压缩后磁场大小量级为 1 T. 出流边缘电子回旋时间 τ_{ei} 与等离子体碰撞频率 ω_e 之积为

$$\omega_e \cdot \tau_{ei} = \frac{eB}{m_e} \cdot (4\pi\epsilon_0)^2 \times \frac{3m_e^2 T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} n_i z^2 e^4 \ln \Lambda}$$

$$\approx 6.052 \times 10^{22} B(\text{T}) \cdot [Z \cdot \ln \Lambda n_e (\text{m}^{-3})]^{-1} T_e^{3/2} (\text{eV})$$

$$\approx 5.5 \times 10^{-6} \ll 1,$$

其中 T_e 为电子温度, $\ln \Lambda = 10$ 为库仑对数, $Z = 3.5$ 为原子序数. 根据 Farmer 等 [26] 的结果, 有 $\omega_e \cdot \tau_{ei} \ll 1$, 所以电子热传导的各向异性很小. 在垂直于磁场以及平行于磁场的情况下, CH 等离子体出流整体的发展是各向同性的. 由于各向异性电阻率系数与各向异性的热传导相关, 在电子热传导基本各向同性的情况下, 可以基本忽略磁场对电阻率各向异性带来的影响.

为了更详细地分析外部磁场对 KHI 涡旋的抑制作用, 图 5 为 0—120 ns 不同时刻内磁场强度的

分布情况. 图 5 中白色线段表示磁力线, 颜色分布表征在 x - y 平面内的磁场强度. 图 5(a) 为激光打靶前在 x 方向上外加磁场的初始状态即静态磁场分布. 外加磁场的初始值为 0.4 T. 图 5(b)—(d) 分别对应 40, 80 和 120 ns 时的磁场分布. 图 5(b) 显示, 当靶后 CH 等离子体流到达 A1 调制层和外加磁场区域时同时参与两个过程, 一方面靶后 CH 等离子体流受到了 x 方向外加磁场施加的磁压力和磁张力影响向中心准直, 另一方面由于靶后 CH 等离子体流和 A1 调制层之间的挤压效应, 使得外加磁场发生变形并被放大至 1 T 左右. 随着靶后 CH 等离子体流与 A1 调制层不断的相互作用, 在调制层界面处生长出 KHI 涡旋的同时, KHI 涡旋处的磁场也在不断地被挤压和放大, 其中的一部分等离子体流的动能转化为了外加磁场的磁能. 如图 5(d) 所示, KHI 涡旋处的磁场剪切最为剧烈, 中心磁场强度约 2.4 T, 在磁压力和磁张力共同影响下, KHI 涡旋的生长受到抑制. 这里需要说明的是, 外加磁场需要穿透一个完全电离的超声速等离子体, 以确保磁场和等离子体流出之间的相互作用, 那么电子的拉莫尔半径需要远小于系统尺度 [27]. 可以用单流体电阻磁流体力学来分析电子参数. 经压缩放大后, 外加磁场为 2.4 T, 如图 5(d) 所示, 电子拉莫尔半径为 $r_{Le} = (2Km_e/eB)^{1/2} = 7.12 \times 10^{-6} \text{ mm}$ ($K = m_e v^2 / 2$, $v = 3 \text{ km/s}$ 为等离子体沿 x 方向的速度). 可以选择靶后 CH 等离子体流在 120 ns 时在靶后外加磁场区域前进距离作为系统尺度 $D = 1.2 \text{ mm}$, 电子拉莫尔半径与系统尺寸的比值

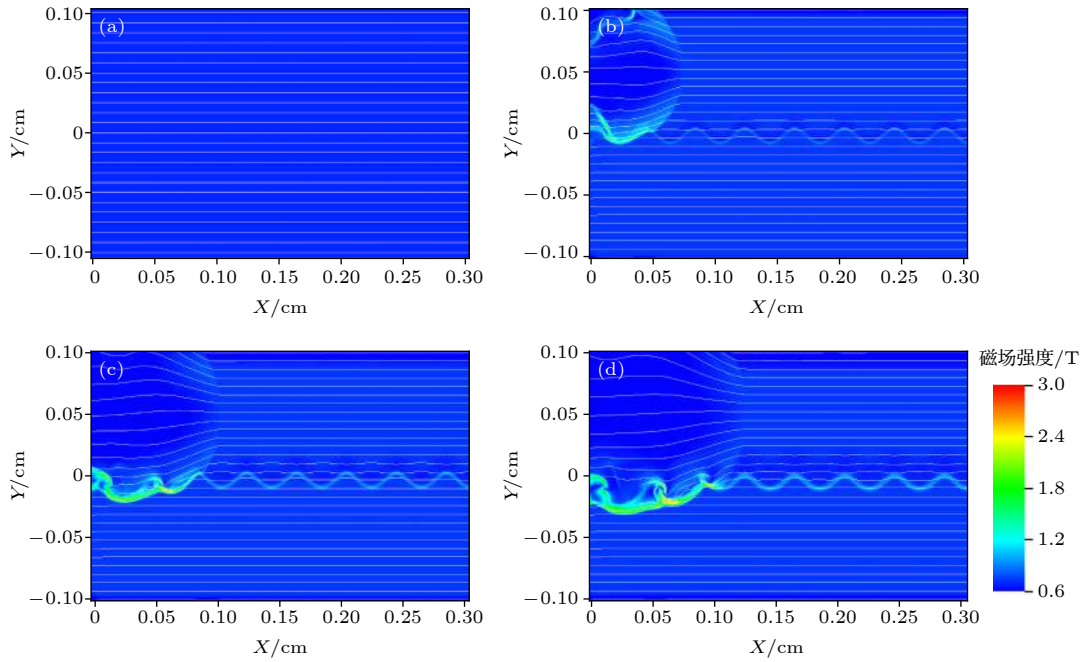


图 5 x 方向外加 0.4 T 磁场时不同时刻外加磁场的分布情况 (a) 静态参考图像 (0 ns); (b) 40 ns 的磁场分布图像; (c) 80 ns 的磁场分布图像; (d) 120 ns 的磁场分布图像

Fig. 5. Snapshots of the magnetic field distribution at different delay times with 0.4 T in x direction: (a) Reference image (0 ns); (b) 40 ns. (c) 80 ns; (d) 120 ns.

r_{Le}/D 约为 5.93×10^{-6} . 因此电子的拉莫尔半径比系统尺度小得多, 这说明电子被完全磁化, 磁场可以穿透等离子体. 图 5(b)—(d) 中未发展和形成 KHI 的扰动区域也显示出磁场发生了变化, 可以看到调制层的结构, 这是因为尽管这一区域没有明显的流体间的相互作用, 但是仍然有部分离子化的等离子体, 在这附近存在的等离子体密度差异、压强差异进而导致等离子体的运动, 从而改变初始的外加磁场结构.

图 6 给出了在 120 ns 时磁压力和磁张力的分布情况. 图 6(a) 中的结构与图 3(d) 中的结构相似, 这表明, 外加磁场作用整个 KHI 演化区域. 对比图 6(a) 和图 3(d) 可以发现, 磁压力集中在整个扰动界面上, 最大值可以达到 $10^{11} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-3}$, 由于界面被卷起, 导致磁力线扭曲, 局部放大了磁场能量, 因此界面上的磁能梯度大, 使得磁压力变大, 以阻止扰动界面两侧流体间的相互作用. 在图 6(b) 中, 磁张力主要集中在弯曲的界面附近, 磁张力的作用是将弯曲磁力线拉直. 这些模拟结果表明, 在磁张力和磁压力的共同作用下, KHI 的演化受到了抑制. 通过比较图 6(a) 和图 6(b), 可以看出磁压力明显大于磁张力, 在对 KHI 的抑制过程中占主导地位.

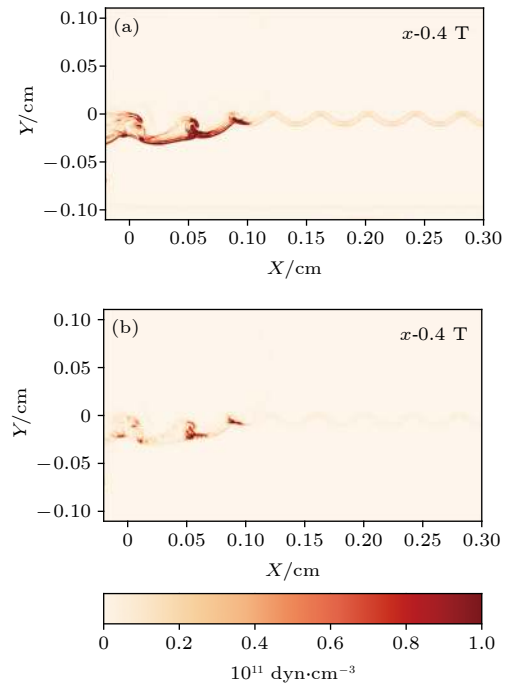


图 6 (a) 120 ns 时磁压力的分布情况; (b) 120 ns 的磁张力的分布情况
Fig. 6. (a) Distribution of magnetic pressure at 120 ns; (b) distribution of magnetic tension at 120 ns.

图 7 给出了定量的外加磁场对 KHI 的抑制情况, 为便于简化分析, 在有无外加磁场两种情况下, 针对相同区间 (0—1200 μm) KHI 涡旋的平均高

度进行了对比. 图 7(a) 中, 红线对应无磁场情况, 黑线对应 x 方向初始时刻外加 0.4 T 磁场, 这里比较了 KHI 涡旋高度随时间的变化. 从图 7(a) 可以看出, KHI 涡旋高度的变化分别对应前面描述的三个演化阶段. 对于无磁场情况, 在 0—15 ns 内 KHI 涡旋高度没有变化, 15—20 ns 内 KHI 涡旋高度明显降低, 这表明依次经过了激光驱动产生靶后 CH 等离子体流以及靶后 CH 等离子体流离化 Al 调制层并相互作用这两个过程, 严格地说此时尚未形成 KHI. 如图 7(a) 所示, 在 20—80 ns, KHI 涡旋随时间逐渐增长对应 KHI 涡旋线性生长过程和 KHI 涡旋破裂向湍流转化过程. 对于外加磁场情况, 如图 7(a) 所示, KHI 的演化相对滞后, 直至 35 ns 时靶后 CH 等离子体流才与 Al 调制层发生相互作用, 在 50—120 ns 内 KHI 涡旋随时间缓慢增长, 涡旋高度明显低于无磁场情况. 为了更深入

地分析, 分别模拟了相同外加磁场 (x 方向外加 0.4 T), 不同初始扰动波长情况下, KHI 涡旋的生长情况. 图 7(b) 中黑线对应图 7(a) 中的有外加磁场情况 (即黑线), 红线、蓝线和绿线分别对应初始扰动波长为 600, 800 和 1000 μm . 结果表明 KHI 的演化遵从相似的演化规律, 但是随着扰动波长的增加, 磁场对 KHI 的抑制效果越来越明显, 说明外加磁场主要抑制长波扰动, 而短波可能需要更强的外加磁场来抑制.

在不考虑磁场情况下, 当调制层振幅 h 与初始扰动波长 λ 相比较小 (即 $h/\lambda < 1$) 时, 假设不可压缩、忽略表面张力和黏度结合线性化流动方程可以获得 KHI 涡旋高度 $h(t)$ 随时间演化呈近似指数型增长, 即 $h(t) = h_0 e^{\gamma_{ic} t}$. 其中 h_0 为 $t = 0$ 时扰动界面的高度, γ_{ic} 是 KHI 的线性增长率, 从图 7(a) 可以进一步验证这一点. 由 (13) 式可以估计出无磁场下的 γ_{ic} , ρ_1 和 ρ_2 对应靶后 CH 等离子体流和 Al 等离子体流的密度, u_1 和 u_2 对应靶后 CH 等离子体流和 Al 等离子体流的速度, 波数 $k = 2\pi/\lambda = 1.57 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. 对于线性演化阶段, 以图 2(b) 为例, 在 $t = 40$ ns 时刻, $\rho_1 = \rho_2 = 4 \text{ g/cm}^3$, $\Delta u = u_1 - u_2 \approx 15 \text{ km/s}$, 因此获得 $\gamma_{ic}^{-1} \approx 1.7 \text{ ns}$. 考虑 x 方向外加 0.4 T 磁场情况下, 此时靶后 CH 等离子体流与初始外加磁场平行, 以图 3(d) 为例, 在 $t = 120$ ns 时刻, 波数 $k = 2\pi/\lambda = 1.57 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, $\rho_1 = \rho_2 = 4 \text{ g/cm}^3$, $\Delta u = u_1 - u_2 \approx 5 \text{ km/s}$, $B_1 \approx 0$, $B_2 \approx 2.4 \text{ T}$, 将这些参数代入 (12) 式可以获得这时的 $\gamma_{ic}^{-1} \approx 2.5 \text{ ns}$. 我们发现尽管从理论上表明 x 方向外加磁场可以抑制 KHI, 但是从实际激光驱动调制靶产生的 KHI 结果来看, 有无磁场两种情况下得到的 KHI 线性增长时间远远大于理论公式推导的结果, 这说明理论上的 KHI 线性增长率过于理想化, 还需考虑热传导、黏性等非理想化的磁流体动力学过程.

参照前面的分析, 在实际的实验过程中估计 KHI 不稳定性的演化情况时, 近似认为无论是否有外加磁场, KHI 涡旋高度 h 随时间的变化均为指数型增长模式. 按照这一假设可以分析模拟结果得到对应有无磁场下的 γ_{ic}^{-1} 分别为 316.1 和 66.3 ns. 其中在实验期间, 不同时刻的 KHI 涡旋高度 h 可以通过光学阴影、X 射线背光成像等诊断获得.

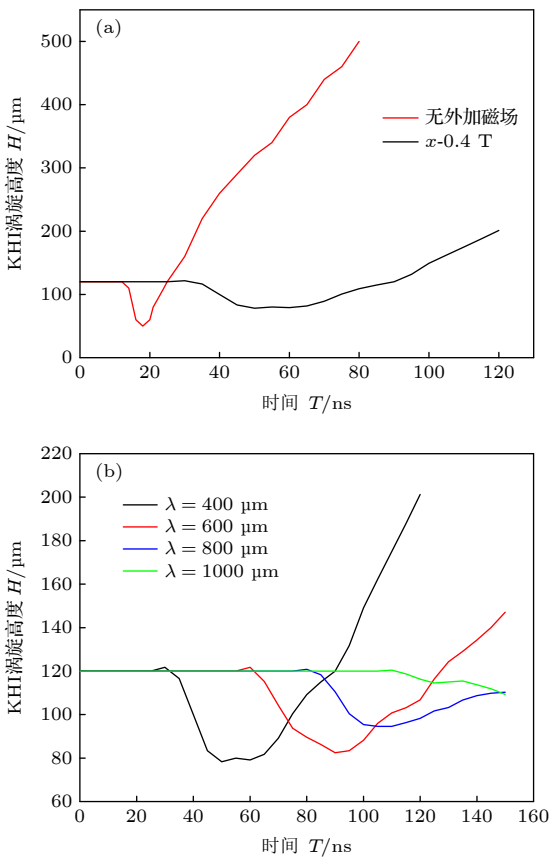


图 7 (a) 有无外加磁场的情况下, KHI 涡旋的生长情况; (b) x 方向外加 0.4 T 磁场, 初始扰动波长不同时, KHI 涡旋的生长情况

Fig. 7. (a) Growth of the KHI vortex with or without an external magnetic field; (b) the growth of the KHI vortex when a 0.4 T magnetic field is applied in the x direction and the initial disturbance wavelength is different.

4 结 论

本文利用开源的 FLASH 模拟程序对激光驱动调制靶产生的 KHI 进行了二维的数值模拟, 比较了 KHI 在考察毕尔曼自生磁场、 x 方向外加磁场和无磁场情况下的演化过程. 通过定性和定量两方面分析了外加磁场对 KHI 涡旋生长的影响. 模拟结果表明, 无论是否考虑毕尔曼自生磁场, KHI 涡旋都具有一致的形态和相近的涡旋高度, 所以在整个 KHI 演化期间可以忽略毕尔曼自生磁场, 这也为后续的实验提供了理论支撑. 靶后 CH 等离子体流在与 Al 调制层相互作用产生 KHI 的过程中还伴随着与外加磁场之间的耦合作用, 初始平行于流体方向的外加磁场会被压缩和放大 6 倍左右 (约 2.4 T). 放大后的磁场对 KHI 的演化有致稳作用, 主要稳定长波扰动, 而短波扰动则需要更强的外加磁场来稳定, 研究结果可为下一步在高能量密度激光装置中开展强磁环境下 KHI 实验提供理论指导.

感谢北京大学物理学院、HEDPS 应用物理与技术中心、核物理与技术国家重点实验室雷柱博士的讨论. 本研究得到北京师范大学超算中心以及国家超级计算广州中心 (天河 II) 的支持.

参考文献

- [1] Li X, Zhang J, Yang S, Hou Y, Erdelyi R 2018 *Sci. Rep.* **8** 8136
- [2] Steinbusch B, Gibbon P, Sydora R D 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052119
- [3] Price D J, Rosswog S 2006 *Science* **312** 719
- [4] Kiuchi K, Cerdá-Durán P, Kyutoku K, Sekiguchi Y, Shibata M 2015 *Phys. Rev. D* **92** 124034
- [5] Foullon C, Verwichte E, Nakariakov V M, Nykyri K, Farrugia C J 2011 *Astrophys. J. Lett.* **729** L8
- [6] Li X, Narayan R 2004 *Astrophys. J.* **601** 414
- [7] Yuan D, Shen Y, Liu Y, Li H, Feng X, Keppens R 2019 *Astrophys. J. Lett.* **884** L51
- [8] Ershkovich A I 1980 *Space Sci. Rev.* **25** 3
- [9] Dittrich T R, Hammel B A, Keane C J, McEachern R, Turner R E, Haan S W, Suter L J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2324
- [10] Hammel B A, Haan S W, Clark D S, Edwards M J, Langer S H, Marinak M M, Patel M V, Salmonson J D, Scott H A 2010 *High Energy Dens. Phys.* **6** 171
- [11] Clark D S, Haan S W, Cook A W, Edwards M J, Hammel B A, Koning J M, Marinak M M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 082701
- [12] Zhou Y, Remington B A, Robey H F, Cook A W, Glendinning S G, Dimits A, Buckingham A C, Zimmerman G B, Burke E W, Peyser T A, Cabot W, Eliason D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1883
- [13] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **720-722** 1
- [14] Chandrasekhar S 1961 *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford: Clarendon Press) pp481–512
- [15] Fan Z F, Ye W H, Sun Y Q, Zheng B S, Li Y J, Wang L F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6381 (in Chinese) [范征锋, 叶文华, 孙彦乾, 郑炳松, 李英骏, 王立锋 2009 物理学报 **58** 6381]
- [16] Fan Z F, Ye W H, Li Y J, Wang L F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4787 (in Chinese) [范征锋, 叶文华, 李英骏, 王立锋 2009 物理学报 **58** 4787]
- [17] Mak J, Griffiths S D, Hughes D W 2017 *Phys. Rev. Fluid* **2** 113701
- [18] Liu Y, Chen Z H, Zhang H H, Lin Z Y 2018 *Phys. Fluids* **30** 044102
- [19] Harding E C, Hansen J F, Hurricane O A, Drake R P, Robey H F, Kuranz C, Gillespie R S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 045005
- [20] Wan W C, Malamud G, Shimony A, Stefano C A, Trantham M R, Klein S R, Drake R P 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 145001
- [21] Wan W C, Malamud G, Shimony A, Di Stefano C A, Trantham M R, Klein S R, Kuranz C C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 055705
- [22] Sun W, Zhong J, Zhang S, Tong B W, Wang L F, Zhao K G, Liu J Y, Han B, Zhu B J, Yuan D W, Yuan X X, Zhang Z, Li Y T, Zhang Q, Peng J M, Wang J Z, Ping Y L, Xing C Q, Wei H G, Liang G Y, Xie Z Y, Wang C, Zhao G, Zhang J 2019 *High Energy Dens. Phys.* **31** 47
- [23] Fryxell B, Olson K, Ricker P, Timmes F X, Zingale M, Lamb D Q, Macneice P, Rosner R, Truran J W, Tufo H M 2000 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **131** 273
- [24] Macfarlane J J 1989 *Comput. Phys. Commun.* **56** 259
- [25] Rutter E M, Grosskopf M J, Malamud G, Kuranz C C, Harding E C, Keiter P A, Drake R P 2013 *High Energy Dens. Phys.* **9** 148
- [26] Farmer W A, Koning J M, Strozzi D J, Hinkel D E, Berzak Hopkins L F, Jones O S, Rosen M D 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052703
- [27] Woolsey N C, Courtois C, Dendy R O 2004 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **46** B397

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin-Helmholtz instability*

Sun Wei An Wei-Ming Zhong Jia-Yong[†]*(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)*

(Received 21 July 2020; revised manuscript received 13 August 2020)

Abstract

Kelvin-Helmholtz instability is the basic physical process of fluids and plasmas. It is widely present in natural, astrophysical, and high energy density physical phenomena. With the construction of strong laser facilities, the research on high energy density physics has gained new impetus. However, in recent years the magnetized Kelvin-Helmholtz instability was rarely studied experimentally. In this work, we propose a new experimental scheme, in which a long-pulsed nanosecond laser beam is generated by a domestic starlight III laser facility. The whole target consists of two parts: the upper part that is the CH modulation layer with lower density, and the lower part that is the Al modulation layer with higher density. The laser beam is injected from one side of the CH modulation layer and generates a CH plasma outflow at the back of the target. During the transmission of the CH plasma outflow, the Al modulation layer is radiated and ionized, which makes the Al modulation layer generate an Al plasma outflow. The interaction between the Al plasma outflow and the CH plasma outflow produces a velocity shear layer, and then Kelvin-Helmholtz instability will gradually form near the Al modulation layer. In this paper, the open-source FLASH simulation program is used to conduct a two-dimensional numerical simulation of the Kelvin-Helmholtz instability generated by the laser-driven modulation target. We use the FLASH code, which is an adaptive mesh refinement program, developed by the Flash Center at the University of Chicago, and is well-known in astrophysics and space geophysics, to create a reference to the magnetohydrodynamic solution in our experiment. At present, this code introduces a complete high-energy-density physical modeling module, which is especially suitable for simulating intense laser ablation experiments. The equation of state and opacity tables of targets are based on the IONMIX4 database. The evolution of Kelvin-Helmholtz vortices, separately, in the Biermann self-generated magnetic field, the external magnetic field, and no magnetic field are investigated and compared with each other. It is found that the self-generated magnetic field hardly changes the morphology of the Kelvin-Helmholtz vortex during the evolution of Kelvin-Helmholtz instability. The external magnetic field parallel to the fluid direction can stabilize the shear flow. The magnetic field mainly stabilizes the long wave disturbance. The study results in this work can provide theoretical guidance for the next step of the Kelvin-Helmholtz experiment under a strong magnetic environment in the high energy density laser facility.

Keywords: magnetic field, Kelvin-Helmholtz instability, high energy density, laser

PACS: 47.20.Ft, 52.57.Fg, 75.40.Mg, 52.30.Cv

DOI: 10.7498/aps.69.20201167

* Project supported by the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. U1930108), the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25030700).

† Corresponding author. E-mail: jyzhong@bnu.edu.cn