

# 固体介质 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的 速度与密度梯度效应

施建好<sup>1)2)</sup> 潘昊<sup>1)3)</sup> 胡晓棉<sup>1)</sup> 王曦<sup>1)†</sup>

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871)

(2026 年 1 月 5 日收到; 2026 年 1 月 28 日收到修改稿)

固体介质 Kelvin-Helmholtz 不稳定性是惯性约束聚变、高能量密度物理等领域中的重要现象. 本文通过发展速度梯度作用下包含密度梯度的理想流体与弹性理想塑性固体界面理论模型, 结合无量纲量 (速度梯度特征参量  $\alpha = 1/(1+kL_u)$  和密度梯度特征参量  $\beta = 1/(1+kL_\rho)$ , 其中  $L_u$  和  $L_\rho$  为速度、密度梯度厚度,  $k$  为波数), 推导获得了描述扰动发展特征的弹塑性转换、不稳定性边界、振幅演化的解析公式, 给出了速度与密度梯度对扰动发展的影响规律. 速度梯度特征参量  $\alpha$  减小, 对界面扰动发展具有致稳作用, 使振幅由持续增长, 转变为强度抑制后的小幅振荡. 密度梯度  $\beta$  对扰动发展的影响与 Atwood 数 ( $A_t$ ) 有关:  $A_t > 0$  时,  $\beta$  减小使界面更易失稳;  $A_t < 0$  时,  $\beta$  减小具有致稳作用. 当速度梯度与密度梯度同时存在时, 对于  $A_t > 0$ ,  $\alpha$  与  $\beta$  对界面扰动发展的影响存在竞争关系, 其净效应与  $T = \beta/\alpha$  的大小相关:  $T$  较大时, 净效应表现为使界面失稳,  $T$  较小时表现为使界面稳定.

**关键词:** Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 弹塑性固体, 速度梯度, 密度梯度

**DOI:** 10.7498/aps.75.20260017

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260017

## 1 引言

Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (Kelvin-Helmholtz Instability, KHI) 是流体力学中一种经典的剪切驱动不稳定性. 流体层间速度差异导致界面扰动呈指数级增大, 最终诱发流体界面出现涡旋卷曲、混合乃至结构破碎等现象<sup>[1-7]</sup>. KHI 广泛存在于自然界与工程实践中, 诸如大气波状云<sup>[8-10]</sup>、海洋剪切流涡旋<sup>[11-14]</sup>、天体物理中星际介质剪切层形成的界面结构<sup>[15-17]</sup>、惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 靶丸材料混合<sup>[18]</sup>、高能量密度物理 (high-energy-density physics, HEDP) 实验中<sup>[19-23]</sup>.

在流体介质中, 关于 KHI 的研究已基本呈体系化特征, 界面扰动的线性增长率、非线性演化及混合效应等方面取得较为显著的进展<sup>[24-29]</sup>. 近年来, 随着 ICF、HEDP 及材料加工技术, 如高速冲击焊接 (high-velocity impact welding, HVIW) 的迅猛发展, 固体界面中的 KHI 研究日益受到重视<sup>[30-35]</sup>. 区别于流体界面, 固体材料因具备剪切模量 ( $G$ )、屈服强度 ( $Y$ ) 等力学性能, 显著影响了不稳定性发展过程. 流体 KHI 的既有理论已难以直接适用于固体界面的复杂力学响应, 这推动了固体介质中 KHI 理论的发展.

对于界面处速度与密度呈间断分布的情况, Drennov 等<sup>[36]</sup> 针对超音速斜碰撞 (无射流形成) 条件下金属界面波状形貌的产生, 构建了理想流体-

† 通信作者. E-mail: wang\_xi@iapcm.ac.cn

弹性固体界面的 KHI 线性稳定性理论模型, 并理论粗估了塑性材料的稳定性判据, 分析认为高应变率引起的局部热软化导致材料剪切模量与屈服强度显著下降是诱发界面失稳的原因. Wang 等 [37,38] 建立了理想流体与弹性理想塑性固体界面的 KHI 理论模型, 推导给出了界面振幅演化、扰动增长率的解析表达式以及弹塑性转换与不稳定性边界, 其研究指出材料屈服是扰动得以持续增长的必要条件, 同时阐明了  $A_t$  数等无量纲参数对不稳定性演化过程的影响规律.

Nassiri 等 [39] 发现在 HVIW 中同种金属铝界面碰撞点附近形成了自接触界面向两侧延伸的对称射流状速度剖面 (jet-like profile). 为了研究这种速度剖面是否会引起焊接界面呈现波状形貌这一物理现象, Nassiri 等 [40] 采用正则模理论结合理想塑性本构模型, 给出了由对称射流状速度剖面诱导波状结构形成的焊接机制.

但是, 现有研究未探讨过非对称速度与密度梯度对界面扰动发展的影响. 在自然与工程领域的很多场景中, 固体界面的速度与密度通常呈现出非对称连续分布特征, 例如斜激波加载固体界面 [41-44]、HVIW 界面剧烈碰撞 [45,46]、ICF 靶丸冲击压缩过程 [47,48] 中界面两侧材料速度与密度的连续演化现象等.

因此, 本研究通过引入非对称速度与密度梯度效应, 发展理想流体与弹性理想塑性固体界面理论模型, 推导描述界面扰动发展的弹塑性转换 (elastic-plastic transition, EP)、不稳定性边界 (instability boundary, IB)、振幅发展等的理论公式, 采用理论方法研究速度与密度梯度对界面扰动发展的作用机制与规律.

## 2 理论模型

考虑图 1 所示的二维笛卡尔坐标系下的界面系统, 界面初始偏离  $y = 0$  位置一个小量  $\xi(0) = \xi_0$ , 使界面呈现为  $\xi_0 \cos(kx)$  的余弦函数形式,  $\xi_0$  为初始扰动振幅,  $k = 2\pi/\lambda$  为波数,  $\lambda$  是扰动波长. 为数学处理简便, 初始界面扰动在运动过程中具有如下形式:

$$\eta(x, t) = \xi(t) e^{ikx}, \quad (1)$$

其中,  $\eta(x, t)$  为界面位置,  $\xi(t)$  为  $t$  时刻的扰动振幅. 界面上方为弹性理想塑性固体, 远离界面的固体具有切向速度  $U_{s,0}$ 、密度  $\rho_{s,0}$ 、剪切模量  $G_s$ 、屈服强度  $Y_s$ ; 界面下方为理想流体, 远离界面的流体具有切向速度  $U_{f,0}$ 、密度  $\rho_{f,0}$ . 界面附近切向速度与密度具有连续梯度分布特征 [49,50], 对于固体区域有

$$U_s = U_{s,0} - \frac{\Delta U}{2} e^{-y/L_u}, \quad (2)$$

$$\rho_s = \rho_{s,0} - \frac{\Delta \rho}{2} e^{-y/L_\rho}. \quad (3)$$

对于流体区域有

$$U_f = U_{f,0} + \frac{\Delta U}{2} e^{y/L_u}, \quad (4)$$

$$\rho_f = \rho_{f,0} + \frac{\Delta \rho}{2} e^{y/L_\rho}. \quad (5)$$

这里,  $L_u$  为速度梯度厚度,  $\Delta U = U_{s,0} - U_{f,0}$ ;  $L_\rho$  为密度梯度厚度,  $\Delta \rho = \rho_{s,0} - \rho_{f,0}$ . 由于初始扰动为小扰动, 本文主要讨论  $L_u \gg \eta$  和  $L_\rho \gg \eta$  的情况.

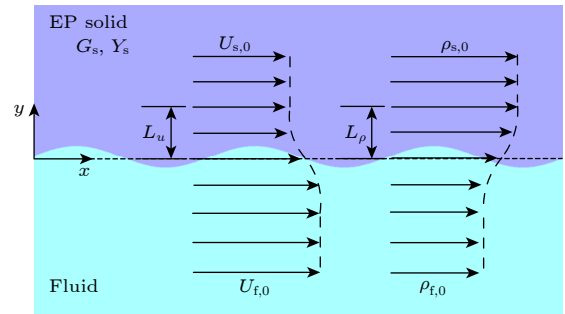


图 1 连续速度与密度梯度分布的 KHI 模型示意图  
Fig. 1. Schematic diagram of the KHI model with continuous velocity and density gradients.

对于不可压缩介质, 连续性方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_i = 0, \quad (6)$$

其中  $i = s$  或  $i = f$ , 表示界面两侧的固体或流体;  $\mathbf{u}_i$  表示介质  $i$  的扰动速度. 不考虑保守力与非保守力, 动量方程为

$$\rho_i \left[ \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (U_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right] = -\nabla p_i, \quad (7)$$

式中,  $p_i$  为压力. 对于无旋流动, 引入扰动速度势  $\phi_i$ :

$$\mathbf{u}_i = \nabla \phi_i, \quad (8)$$

其中  $\phi_i$  满足拉普拉斯方程  $\nabla^2 \phi_i = 0$ . 考虑 (1) 式的形式, 扰动速度势有

$$\phi_i = A_i(t)e^{\mp ky}e^{ikx}, \quad (9)$$

式中,  $A_i(t)$  是与扰动振幅相关的系数. 考虑初始切向速度分布, 速度势可写为

$$\Phi_i = U_i x + \phi_i. \quad (10)$$

对于固体介质, 将动量方程 (7) 沿  $y$  方向从  $y = 0$  积分到瞬时界面位置  $y = \eta(x, t)$ ,

$$p_s(\eta) - p_{s,0} = -k e^{ikx} \int_0^\eta \rho_s(y) e^{-ky} (-\dot{A}_s - ikU_s A_s) dy, \quad (11)$$

其中  $p_{s,0}$  为未引入扰动的界面处的初始压力. 由于介质间速度差是诱导扰动发展的关键, 因此将坐标系固定于固体介质上, 即有  $U_{s,0} = 0$ . 将 (2) 式、(3) 式代入方程 (11), 积分后得到

$$p_s(\eta) = -k e^{ikx} \left[ \frac{1}{k} \rho_{s,0} \dot{A}_s e^{-k\eta} - i \rho_{s,0} \frac{\Delta U}{2} \frac{k}{k+1/L_u} A_s e^{-(1/L_u+k)\eta} - \frac{\Delta \rho}{2} \frac{1}{k+1/L_\rho} \dot{A}_s e^{-(1/L_\rho+k)\eta} + i \frac{\Delta \rho}{2} \frac{\Delta U}{2} \frac{k}{k+1/L_\rho+1/L_u} A_s e^{-(1/L_\rho+1/L_u+k)\eta} \right] + C_s. \quad (12)$$

对于流体介质, 将动量方程 (7) 沿  $y$  方向从  $y = 0$  积分到瞬时界面位置  $y = \eta(x, t)$ :

$$p_f(\eta) - p_{f,0} = -k e^{ikx} \int_0^\eta \rho_f(y) e^{ky} (\dot{A}_f + ikU_f A_f) dy. \quad (13)$$

将 (4) 式和 (5) 式代入方程 (13) 可得流体界面的压力:

$$p_f(\eta) = -k e^{ikx} \left[ \frac{1}{k} \rho_{f,0} \dot{A}_f e^{k\eta} + i \rho_{f,0} U_{f,0} A_f e^{k\eta} + i \rho_{f,0} \frac{\Delta U}{2} \frac{k}{k+1/L_u} A_f e^{(1/L_u+k)\eta} + \frac{\Delta \rho}{2} \frac{1}{k+1/L_\rho} \dot{A}_f e^{(1/L_\rho+k)\eta} + i \frac{\Delta \rho}{2} U_{f,0} \frac{k}{k+1/L_\rho} A_f e^{(1/L_\rho+k)\eta} + i \frac{\Delta \rho}{2} \frac{\Delta U}{2} \frac{k}{k+1/L_\rho+1/L_u} A_f e^{(1/L_\rho+1/L_u+k)\eta} \right] + C_f. \quad (14)$$

考虑界面法向速度的连续性:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \nabla \Phi_s \cdot \mathbf{n} = \nabla \Phi_f \cdot \mathbf{n}, \quad (15)$$

其中,  $\mathbf{n}$  为扰动界面的单位法向量. 结合 (1) 式、(9) 式和 (10) 式可得  $A_i(t)$  与  $\xi(t)$  的关系:

$$\dot{\xi}(t) = -k A_s(t) = k A_f(t) - ikU_f \xi(t), \quad (16)$$

对于界面处小扰动  $y \sim 0$ ,

$$U_f = U_{f,0} + \frac{\Delta U}{2} e^{y/L_u} \approx U_{f,0} + \frac{\Delta U}{2}. \quad (17)$$

因此

$$\dot{\xi}(t) = -k A_s(t) = k A_f(t) - ikU_{\text{eff}} \xi(t), \quad (18)$$

其中,

$$U_{\text{eff}} = U_{f,0} + \Delta U/2. \quad (19)$$

当  $U_{s,0} = 0$  时,  $\Delta U = -U_{f,0}$ ,  $U_{\text{eff}} = U_{f,0}/2$ . 将 (17) 式—(19) 式分别代入 (12) 式和 (14) 式中得到

$$p_s(\eta) = \frac{1}{k} e^{ikx} \left[ \left( \rho_{s,0} - \frac{\Delta \rho}{2} \frac{k}{k+1/L_\rho} \right) \ddot{\xi} + \left( ik \rho_{s,0} U_{f,0} \frac{1}{2} \frac{k}{k+1/L_u} - ik \Delta \rho U_{f,0} \frac{1}{4} \frac{k}{k+1/L_\rho+1/L_u} \right) \dot{\xi} \right] + C_s, \quad (20)$$

$$p_f(\eta) = -\frac{1}{k} e^{ikx} \left\{ \left( \rho_{f,0} + \frac{\Delta \rho}{2} \frac{k}{k+1/L_\rho} \right) \ddot{\xi} + \left[ ik \rho_{f,0} U_{f,0} \left( \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \frac{k}{k+1/L_u} \right) + ik \Delta \rho U_{f,0} \left( \frac{3}{4} \frac{k}{k+1/L_\rho} - \frac{1}{4} \frac{k}{k+1/L_\rho+1/L_u} \right) \right] \dot{\xi} - \left[ \rho_{f,0} U_{f,0}^2 k^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \frac{k}{k+1/L_u} \right) + \Delta \rho U_{f,0}^2 k^2 \left( \frac{1}{4} \frac{k}{k+1/L_\rho} - \frac{1}{8} \frac{k}{k+1/L_\rho+1/L_u} \right) \right] \xi \right\} + C_f. \quad (21)$$

考虑界面法向应力平衡:

$$p_s(\eta) - S_{s,yy}^{\text{ep}} = p_f(\eta), \quad (22)$$

其中,  $S_{s,yy}^{\text{ep}}$  表示固体介质偏应力的垂直分量. 在弹性变形阶段, 固体遵循 Hookean 关系 [51]:

$$\dot{S}_{s,ij} = 2G_s D_{s,ij}, \quad (23)$$

$$D_{s,ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_{s,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{s,j}}{\partial x_i} \right), \quad (24)$$

其中,  $D_{s,ij}$  是应变率张量. 由 (8) 式、(9) 式、(18) 式、(23) 式和 (24) 式可得弹性变形阶段固体的偏应力垂直分量:

$$S_{s,yy}^{\text{ep}} = -2G_s k(\xi - \xi_0) e^{ikx - ky}. \quad (25)$$

当固体介质等效应力  $\bar{\sigma} = \sqrt{3S_{s,ij}S_{s,ij}/2}$  达到屈服强度  $Y_s$  时, 固体发生塑性变形, 偏应力的垂直分量为 [37,38]

$$S_{s,yy}^{\text{ep}} = -\frac{eY_s}{\sqrt{3}} e^{ikx - ky}, \quad (26)$$

发生屈服时的扰动振幅  $\xi_p$  为

$$\xi_p - \xi_0 \approx eY_s / (2\sqrt{3}G_s k). \quad (27)$$

将 (20) 式、(21) 式、(25) 式和 (26) 式代入 (22) 式, 并结合在界面引入扰动前的平衡状态下有  $C_f = C_s$ , 可得振幅运动方程:

$$\begin{aligned} (\rho_{s,0} + \rho_{f,0})\ddot{\xi} + \left[ ik\rho_{f,0}U_{f,0} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{1}{1+kL_u} \right) + ik\rho_{s,0}U_{f,0} \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{1}{1+kL_u} \right) + ik\Delta\rho U_{f,0} \left( \frac{1}{4} - \frac{3}{4} \frac{1}{1+kL_\rho} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \frac{L_u + L_\rho}{kL_u L_\rho + L_u + L_\rho} \right) \right] \dot{\xi} - \left[ \rho_{f,0}U_{f,0}^2 k^2 \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{4} \frac{1}{1+kL_u} \right) + \Delta\rho U_{f,0}^2 k^2 \left( \frac{1}{8} - \frac{1}{4} \frac{1}{1+kL_\rho} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{8} \frac{L_u + L_\rho}{kL_u L_\rho + L_u + L_\rho} \right) \right] \xi = - \begin{cases} 2G_s k^2 (\xi - \xi_0), & \xi < \xi_p, \\ \frac{e}{\sqrt{3}} k Y_s, & \xi > \xi_p. \end{cases} \end{aligned} \quad (28)$$

引入以下无量纲量:

$$z = \frac{\xi}{\xi_0}, \quad \tau = kU_{f,0}t, \quad \hat{\lambda} = 2\pi \frac{\xi_0}{\lambda}, \quad A_t = \frac{\rho_{s,0} - \rho_{f,0}}{\rho_{s,0} + \rho_{f,0}}, \quad (29)$$

$$M_0^2 = \frac{\rho_{s,0}U_{f,0}^2}{G_s}, \quad \hat{Y} = \frac{\rho_{s,0}U_{f,0}^2}{Y_s}, \quad \alpha = \frac{1}{1+kL_u}, \quad \beta = \frac{1}{1+kL_\rho}, \quad (30)$$

$$M_1 = \frac{1 - A_t}{2} \frac{2 + \alpha}{4} + \frac{1 + A_t}{2} \frac{1 - \alpha}{4} + A_t \frac{1 - 3\beta}{8} + A_t \frac{\alpha + \beta - 2\alpha\beta}{4(1 - \alpha\beta)}, \quad (31)$$

$$M_2 = \frac{1 - A_t}{2} \frac{1 + \alpha}{4} + A_t \frac{1 - 2\beta}{8} + A_t \frac{\alpha + \beta - 2\alpha\beta}{8(1 - \alpha\beta)}, \quad (32)$$

$$A = \frac{1 + A_t}{M_0^2}, \quad X = \frac{e}{2\sqrt{3}} \frac{1 + A_t}{\hat{\lambda}\hat{Y}}, \quad z_p = \frac{X}{A} + 1. \quad (33)$$

(30) 式中  $\alpha, \beta$  分别为与速度和密度梯度相关的特征参量. 将 (29) 式—(33) 式代入 (28) 式可得无量纲形式的振幅运动方程:

$$\ddot{z} + 2M_1 i \dot{z} = \begin{cases} A - (A - M_2)z, & z < z_p, \\ M_2 z - X, & z > z_p. \end{cases} \quad (34)$$

当弹性阶段界面扰动在某一时刻  $\tau_e$  的最大振幅等于发生塑性变形所需振幅  $z_p$  时 (即  $z(\tau_e) = z_p$ , 界

面即发生弹塑性转换; 当界面扰动振幅在某一时刻  $\tau_m$  存在最大值 (即  $\dot{z}(\tau_m) = 0, \ddot{z}(\tau_m) = 0$ ), 界面将处于稳定状态, 否则界面失稳. 结合以上条件以及文献 [38] 的方法, 可由 (34) 式推导获得弹塑性转换 EP 与不稳定性边界 IB:

$$\hat{Y}_{\text{EP}} = \frac{e}{2\sqrt{3}} \frac{1 + A_t}{A\hat{\lambda}} \frac{A - M_2}{M_2(1 + e^{-iM_1\tau_e})}, \quad (35)$$

$$\hat{Y}_{\text{IB}} = \frac{e}{2\sqrt{3}} \frac{1 + A_t}{A\hat{\lambda}} \frac{A - M_2}{M_2 - x_p e^{-iM_1\tau_p}}, \quad (36)$$

其中,

$$\tau_e = \frac{2}{\sqrt{-M_1^2 - (A - M_2)}} \sinh^{-1} \sqrt{\frac{-M_1^2 - (A - M_2)}{A - M_2}}, \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \tau_p = & -\frac{1}{\sqrt{-M_1^2 - (A - M_2)}} \\ & \times \left[ \sinh^{-1} \frac{x_p}{M_2} \sqrt{\frac{-M_1^2 - (A - M_2)}{A - M_2}} \right. \\ & \left. - \sinh^{-1} \sqrt{\frac{-M_1^2 - (A - M_2)}{A - M_2}} \right], \end{aligned} \quad (38)$$

$$x_p = \frac{-M_2^2}{\sqrt{(-2M_1^2 + M_2 + 2iM_1\sqrt{-M_1^2 + M_2})A}}. \quad (39)$$

根据文献 [37, 38] 中的方法, 也可求得 (34) 式的解, 共 4 个解. 扰动振幅有两个稳定状态的解. 一个是处于弹性振荡状态的稳定解:

$$z(\tau) = \frac{1}{\Lambda - M_2} \left( \Lambda - \frac{1}{2} M_2 e^{-iM_1\tau} \left\{ \left[ 1 + \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} + \left[ 1 - \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{-i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} \right\} \right). \quad (40)$$

另一个是发生弹塑性转变的稳定解, 初始扰动由弹性振荡至发生塑性变形, 屈服后的振幅在强度抑制下发展到最大值, 此后在最大值附近做弹性振荡:

$$z(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\Lambda - M_2} \left( \Lambda - \frac{1}{2} M_2 e^{-iM_1\tau} \left\{ \left[ 1 + \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} + \left[ 1 - \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{-i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} \right\} \right), & \tau < \tau_p, \\ \frac{1}{M_2} \left\{ X + \frac{1}{2} e^{-iM_1\tau} \left[ \left( x_p + \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} + \left( x_p - \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{-(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right] \right\}, & \tau_p \leq \tau \leq \tau_m, \\ z_m - \frac{X - M_2 z_m}{\Lambda - M_2} \left( 1 - \frac{1}{2} e^{-iM_1(\tau - \tau_m)} \left\{ \left[ 1 + \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}(\tau - \tau_m)} + \left[ 1 - \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{-i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}(\tau - \tau_m)} \right\} \right), & \tau > \tau_m. \end{cases} \quad (41)$$

扰动振幅还有两个失稳状态的解. 当  $-M_1^2 - (\Lambda - M_2) < 0$  时, 初始扰动由弹性振荡至发生塑性变形, 塑性变形后扰动振幅持续增长:

$$z(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\Lambda - M_2} \left( \Lambda - \frac{1}{2} M_2 e^{-iM_1\tau} \left\{ \left[ 1 + \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} + \left[ 1 - \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{-i\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}\tau} \right\} \right), & \tau < \tau_p, \\ \frac{1}{M_2} \left\{ X + \frac{1}{2} e^{-iM_1\tau} \left[ \left( x_p + \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} + \left( x_p - \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{-(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right] \right\}, & \tau \geq \tau_p. \end{cases} \quad (42)$$

当  $-M_1^2 - (\Lambda - M_2) \geq 0$  时, 初始扰动在弹性变形阶段增长至屈服, 塑性变形后扰动振幅持续增长:

$$z(\tau) = \begin{cases} \frac{1}{\Lambda - M_2} \left( \Lambda - \frac{1}{2} M_2 e^{-iM_1\tau} \left\{ \left[ 1 + \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{\sqrt{-M_1^2 - (\Lambda - M_2)}\tau} + \left[ 1 - \frac{M_1}{\sqrt{M_1^2 + (\Lambda - M_2)}} \right] e^{-\sqrt{-M_1^2 - (\Lambda - M_2)}\tau} \right\} \right), & \tau < \tau_p, \\ \frac{1}{M_2} \left\{ X + \frac{1}{2} e^{-iM_1\tau} \left[ \left( x_p + \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} + \left( x_p - \frac{\dot{x}_{2p}}{\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right) e^{-(\tau - \tau_p)\sqrt{-M_1^2 + M_2}} \right] \right\}, & \tau \geq \tau_p. \end{cases} \quad (43)$$

### 3 结果与分析

接下来分别分析速度梯度、密度梯度的影响,再讨论速度与密度梯度共同作用下的净效应. 分析速度梯度的影响时,未考虑密度梯度的作用,即为界面附近速度梯度分布与密度间断分布的情况,有  $L_u \neq 0$  和  $L_\rho = 0$ , 图 2 给出了模型计算结果. 图 2(a) 中  $A_t = 0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ , 分别计算了速度间断分布 (图中的 no gradient) 以及  $\alpha = 0.6, 0.3, 0.2$  条件下的 EP 与 IB, 根据 (30) 式, 3 个  $\alpha$  值分别对应  $kL_u = 0.67, 2.33, 4.0$ . 图 2(b) 中  $A_t = -0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ , 同样计算了速度间断分布以及  $\alpha = 0.6, 0.3, 0.2$  的 EP 与 IB.

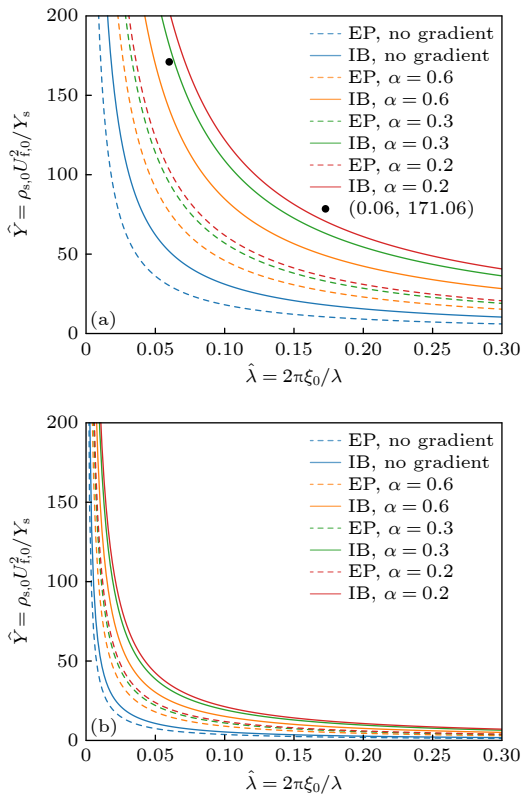


图 2 不同  $\alpha$  下弹塑性转换、不稳定性边界的变化 (a)  $A_t = 0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ ; (b)  $A_t = -0.4$ ,  $M_0 = 0.4$   
 Fig. 2. Changes in the elastic-plastic transition and instability boundary under different  $\alpha$ : (a)  $A_t = 0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ ; (b)  $A_t = -0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ .

如图 2(a) 所示, 虚线、实线分别为 EP, IB 曲线, EP 和 IB 曲线将  $(\hat{\lambda}, \hat{Y})$  参数空间划分为 3 个区域: 在 EP 曲线与坐标轴之间的空间, 界面处于弹性稳定状态, 扰动振幅发生弹性振荡; 在 EP 与 IB 曲线之间, 界面处于发生塑性变形的稳定状态,

扰动振幅由弹性振荡至发生塑性变形, 并在振幅最大值附近做弹性振荡; 在 IB 曲线以上, 界面处于失稳状态, 扰动振幅持续增长. 当  $A_t > 0$  时, 随着  $\alpha$  减小 (即  $kL_u$  增大),  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  均增大, EP 和 IB 向远离坐标轴的方向发展, EP 远离坐标轴说明弹性变形区域扩大, IB 远离坐标轴说明稳定区域扩大. 与速度间断情况相比, 速度梯度的存在使更多  $\hat{\lambda}$  和  $\hat{Y}$  参数组合的界面由不稳定状态变为稳定状态; 对于具有固定  $k$  的初始扰动, 速度梯度厚度  $L_u$  的增大, 提升了界面的稳定性. 图 2(a) 中每组  $A_t, M_0, \alpha$  计算的 EP 均位于 IB 下方, 考虑速度梯度后, 界面失稳的必要条件仍然是固体介质发生屈服. 图 2(b) 与图 2(a) 的区别为  $A_t = 0.4$  变为  $A_t = -0.4$ ,  $A_t < 0$  时, 随着  $\alpha$  减小, EP 和 IB 呈现与  $A_t > 0$  时相同的变化特征, 速度梯度具有致稳作用, 不同的是 EP 与 IB 整体更靠近坐标轴, 这主要是受  $A_t$  变化的影响.

采用图 2(a) 的  $A_t, M_0, \alpha$  参数值, 计算了  $\hat{\lambda} = 0.06$ ,  $\hat{Y} = 171.06$  (即图 2(a) 黑点位置) 的无量纲振幅  $z$  沿时演化过程, 如图 3 所示. 当速度间断分布时, 振幅随时间明显增大, 界面处于失稳状态;  $\alpha = 0.6$  时, 界面处存在连续速度梯度分布, 虽然振幅仍然持续增长, 但是增长速率明显降低;  $\alpha = 0.3$  时, 振幅由弹性振荡至发生塑性变形, 屈服后的振幅在强度抑制下发展到最大值, 此后在最大值附近做弹性振荡, 界面处于稳定状态; 当  $\alpha = 0.2$  时, 振幅进一步减小.

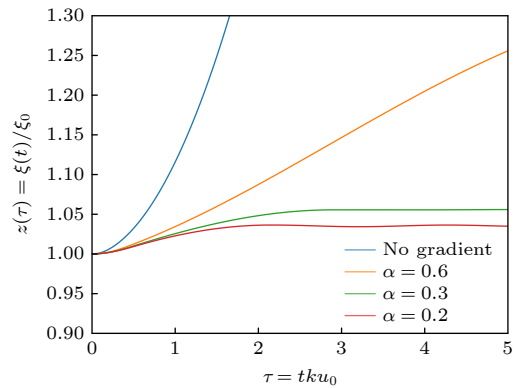


图 3  $A_t = 0.4$ ,  $M_0 = 0.4$  时不同  $\alpha$  下  $\hat{\lambda} = 0.06$ ,  $\hat{Y} = 171.06$  的界面扰动振幅的变化  
 Fig. 3. Variations of interfacial perturbation amplitude of  $\hat{\lambda} = 0.06$ ,  $\hat{Y} = 171.06$  under different  $\alpha$  at  $A_t = 0.4$ ,  $M_0 = 0.4$ .

在以上结果与分析基础上, 固定  $\alpha = 0.6$ , 仅调整  $\beta$ , 分析密度梯度的影响, 此时为界面附近速度与密度均呈连续梯度分布的情况, 即  $L_u \neq 0$  和

$L_\rho \neq 0$ . 图 4(a), (b) 分别为  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4, \alpha = 0.6$  与  $A_t = -0.4, M_0 = 0.4, \alpha = 0.6$  时,  $\beta = 0.6, 0.3, 0.2$  的 EP 与 IB, 3 个  $\beta$  值分别对应  $kL_\rho = 0.67, 2.33, 4.0$ . 图 4(a), (b) 再次分别给出了图 2(a), (b) 中速度与密度间断分布 (图中的 no gradient) 以及速度梯度分布与密度间断分布 (图中的  $\alpha = 0.6$ ) 的 EP 与 IB, 以便对比分析. 如图 4(a) 所示, 当  $\alpha = 0.6, \beta = 0.6$  时, 速度与密度均为梯度分布, 与速度梯度分布、密度间断分布 (图中的  $\alpha = 0.6$ ) 相比,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  减小, EP 和 IB 向靠近坐标轴的方向移动, 弹性变形区域、稳定性区域减小, 密度梯度的存在使更多  $\hat{\lambda}$  和  $\hat{Y}$  参数组合的界面由稳定状态变为失稳状态. 随着  $kL_\rho$  增大, 即  $\beta$  减小, 如  $\alpha = 0.6, \beta = 0.3$  和  $\alpha = 0.6, \beta = 0.2$  时, EP 和 IB 进一步向坐标轴靠近, 界面稳定性降低. 当  $A_t$  变为  $-0.4$  后, 如图 4(b) 所示,  $\beta$  的作用不同于  $A_t = 0.4$ . 当  $\alpha = 0.6, \beta = 0.6$  时, 与  $\alpha = 0.6$  时相比,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  增大, EP 和 IB 向远离坐标轴方向移动, 弹性变形区域、稳定性区域扩大. 当  $\beta$  减小至  $0.3$  和  $0.2$  时, EP 和

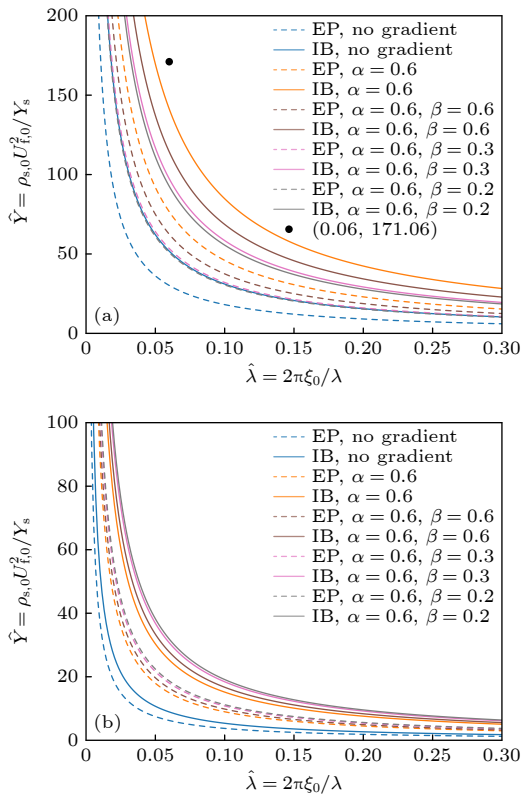


图 4 不同  $\alpha, \beta$  下弹性转换、不稳定性边界的变化 (a)  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4$ ; (b)  $A_t = -0.4, M_0 = 0.4$

Fig. 4. Variations of the elastic-plastic transition and instability boundary under different  $\alpha, \beta$ : (a)  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4$ ; (b)  $A_t = -0.4, M_0 = 0.4$ .

IB 继续远离坐标轴, 说明  $A_t = -0.4$  时的密度梯度分布与间断分布相比对界面扰动发展有致稳作用.

采用图 4(a) 的  $A_t, M_0, \alpha, \beta$  参数值, 计算了  $\hat{\lambda} = 0.06, \hat{Y} = 171.06$  (即图 4(a) 黑点位置) 的无量纲振幅  $z$  沿时演化过程, 如图 5 所示. 图 5 也再次分别给出了图 3 中速度与密度间断分布 (图中的 no gradient) 以及速度梯度分布与密度间断分布 (图中的  $\alpha = 0.6$ ) 的无量纲振幅.  $\alpha = 0.6, \beta = 0.6$  时, 界面处存在速度与密度梯度, 与  $\alpha = 0.6$  相比, 扰动振幅增长速率显著增大. 随着  $kL_\rho$  增大, 如  $\alpha = 0.6, \beta = 0.3$  和  $\alpha = 0.6, \beta = 0.2$  时, 振幅增长速率持续增大, 但仍低于间断分布时的扰动增长速率. 由此可见, 当  $A_t > 0$  时, 速度梯度致稳, 而密度梯度促进界面失稳.

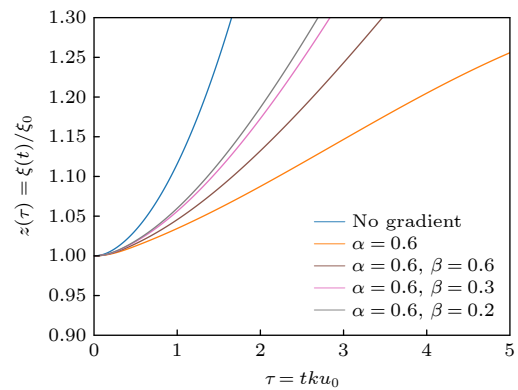


图 5  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4$  时不同  $\alpha, \beta$  下  $\hat{\lambda} = 0.06, \hat{Y} = 171.06$  的界面扰动振幅的变化

Fig. 5. Variations of the interfacial perturbation amplitude of  $\hat{\lambda} = 0.06, \hat{Y} = 171.06$  under different  $\alpha, \beta$  at  $A_t = 0.4$  and  $M_0 = 0.4$ .

综上所述,  $A_t > 0$  时, 速度梯度特征参量  $\alpha$  减小 (即  $kL_u$  增大), 使界面扰动发展更为稳定, 密度梯度特征参量  $\beta$  减小 (即  $kL_\rho$  增大), 使界面扰动发展更为不稳定;  $A_t < 0$  时,  $\alpha, \beta$  减小均使界面扰动发展更为稳定. 可见,  $A_t > 0$  时,  $\alpha$  与  $\beta$  对界面扰动发展的影响存在竞争关系.

通过引入  $T = \beta/\alpha$ , 以讨论  $A_t > 0$  时速度与密度梯度共同作用下的耦合影响. 图 6 给出了  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4, \hat{\lambda} = 0.06$  时,  $T = 3.0, 2.0, 1.6, 0.5, 0.1$  下  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  随  $\alpha$  的变化. 随着  $T$  减小,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  均减小, 曲线位置逐渐向下移动, 曲线下方的稳定区域缩小, 更多界面扰动变得不稳定. 另外, 不同  $T$  值曲线呈现出不同的变化趋势: 当  $T = 3.0, 2.0$  时, 曲线随着  $\alpha$  减小呈下降趋势,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  均

降低,表明速度与密度梯度共同作用下的净效应表现为使界面失稳;当  $T = 1.6$  时,曲线未出现明显上升和下降趋势,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  变化较小,说明速度与密度梯度竞争下的影响基本相互抵消;当  $T = 0.5, 0.1$  时,曲线随着  $\alpha$  减小呈上升趋势,  $\hat{Y}_{EP}$  和  $\hat{Y}_{IB}$  增大,速度与密度梯度竞争的净效应表现为使界面稳定。

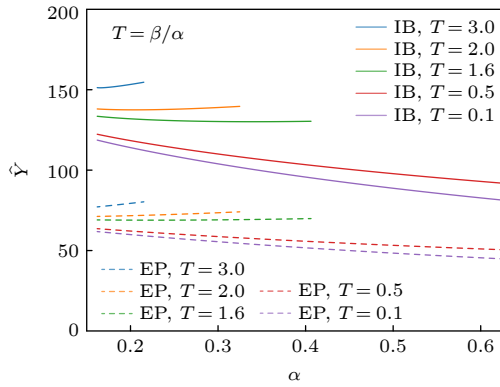


图6  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4, \hat{\lambda} = 0.06$  时,不同  $T$  的弹性转换和不稳定性边界随  $\alpha$  的变化  
Fig. 6. Variations of elastic-plastic transition and instability boundary with  $\alpha$  under different  $T$  at  $A_t = 0.4, M_0 = 0.4, \hat{\lambda} = 0.06$ .

## 4 结 论

本文通过发展包含速度与密度梯度的理想流体与弹性理想塑性固体界面 KHI 理论模型,结合定义的无量纲量,推导获得了描述扰动发展特征的弹塑性转换、不稳定性边界、振幅沿时演化的无量纲理论公式,给出了速度与密度梯度对扰动发展的影响规律,具体结论包括:

1) 速度梯度特征参量  $\alpha$  减小(即  $kL_u$  增大),对界面扰动发展具有致稳作用,使振幅由持续增长,转变为强度抑制后的小幅振荡。

2) 密度梯度对扰动发展的影响与  $A_t$  有关:  $A_t > 0$  时,密度梯度特征参量  $\beta$  减小(即  $kL_\rho$  增大),使界面扰动发展更易失稳;  $A_t < 0$  时,  $\beta$  减小具有致稳作用。

3) 当速度梯度与密度梯度同时存在时,对于  $A_t > 0, \alpha$  与  $\beta$  对界面扰动发展的影响存在竞争关系,其净效应与  $T = \beta/\alpha$  的大小相关:  $T$  较大时,净效应表现为使界面失稳,  $T$  较小时表现为使界面稳定。

## 参考文献

- [1] Kelvin L 1871 *Philos. Mag.* **42** 362
- [2] Helmholtz H 1868 *Philos. Mag.* **36** 337
- [3] Chandrasekhar S 1961 *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford: Clarendon Press) pp481–512
- [4] Kelly R E 1965 *J. Fluid Mech.* **22** 547
- [5] Funada T, Joseph D D 2001 *J. Fluid Mech.* **445** 263
- [6] Xie Y K, Zhang C L, Cheng Y Z, Li Y J 2024 *Chin. Phys. B* **33** 125203
- [7] Yang A J K, Timmermans M L, Lawrence G A 2024 *Phys. Rev. Fluids* **9** 014501
- [8] Cann M D, Friedrich K, French J R, Behringer D 2022 *J. Atmos. Sci.* **79** 531
- [9] Luce H, Mega T, Yamamoto M K, Yamamoto M, Hashiguchi H, Fukao S, Nishi N, Tajiri T, Nakazato M 2010 *J. Geophys. Res.* **115** D19116
- [10] Fukao S, Luce H, Mega T, Yamamoto M K 2011 *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **137** 1019
- [11] Swaters G E 2009 *J. Fluid Mech.* **626** 33
- [12] Smyth W D, Moum J N 2012 *Oceanography* **25** 140
- [13] Mahony J J 1977 *J. Fluid Mech.* **82** 1
- [14] Ma Y, Peltier W R 2022 *J. Fluid Mech.* **946** A32
- [15] Falceta-Gonçalves D, Kowal G, Falgarone E, Chian A C L 2014 *Nonlin. Processes Geophys.* **21** 587
- [16] Matsuda T, Fujimoto Y, Shima E, Sawada K, Inaguchi T 1989 *Prog. Theor. Phys.* **81** 810
- [17] Vietri M, Ferrara A, Miniati F 1997 *Astrophys. J.* **483** 262
- [18] Vandenboomgaerde M, Bonnefille M, Gauthier P 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052704
- [19] Hurricane O A 2008 *High Energy Density Phys.* **4** 97
- [20] Sun W, Lei Z, Lv C, Zhong J Y 2022 *Phys. Plasmas* **29** 052110
- [21] Hurricane O A, Hansen J F, Robey H F, Remington B A, Bono M J, Harding E C, Drake R P, Kuranz C C 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056305
- [22] Hurricane O A, Hansen J F, Harding E C, Smalyuk V A, Remington B A, Langstaff G, Park H S, Robey H F, Kuranz C C, Grosskopf M J, Gillespie R S 2011 *Astrophys. Space Sci.* **336** 139
- [23] Smalyuk V A, Hurricane O A, Hansen J F, Langstaff G, Martinez D, Park H S, Raman K, Remington B A, Robey H F, Schilling O, Wallace R, Elbaz Y, Shimony A, Shvarts D, Di Stefano C, Drake R P, Marion D, Krauland C M, Kuranz C C 2013 *High Energy Density Phys.* **9** 47
- [24] Dai H H, Xu M H, Guo H Y, Li Y J, Zhang J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 120401
- [25] Peng H, Yu F, Ren G, Wei L, Wang Z X, Liu Y 2025 *Astrophys. J.* **983** 42
- [26] Cao Y G, Fu M M, Yang X C, Li D F, Wang X X 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 094701 (in Chinese) [曹义刚, 付萌萌, 杨喜昶, 李登峰, 王晓霞 2022 物理学报 **71** 094701]
- [27] Hoepffner J, Blumenthal R, Zaleski S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 104502
- [28] Tauber W, Unverdi S O, Tryggvason G 2002 *Phys. Fluids* **14** 2871
- [29] Farajzadeh R, Bayareh M 2022 *Aust. J. Mech. Eng.* **6** 249
- [30] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [31] Merritt E C, Doss F W, Loomis E N, Flippo K A, Kline J L 2015 *Phys. Plasmas* **22** 062306
- [32] Zhang Q, Wu F Y, Yang X H, Ma Y Y, Cui Y, Jiang B F, Zhang J 2024 *Phys. Plasmas* **31** 032703

- [33] Robinson J L 1975 *Philos. Mag.* **31** 587
- [34] Bataev I A, Riabinkina P A, Emurlaev K I, Golovin E D, Lazurenko D V, Chen P, Bataeva Z B, Ogneva T S, Nasennik I E, Bataev A A 2024 *J. Mater. Process. Technol.* **332** 118532
- [35] Raocelison R N, Sapanathan T, Padayodi E, Buiron N, Rachik M 2016 *J. Mech. Phys. Solids* **96** 147
- [36] Drennov O B, Mikhailov A L, Nizovtsev P N, Raevskii V A 2003 *Tech. Phys.* **48** 1001
- [37] Wang X, Hu X M, Wang S T, Pan H, Yin J W 2021 *Sci. Rep.* **11** 18049
- [38] Wang X, Hu X M, Wang S T, Pan H, Yin J W 2023 *Sci. Rep.* **13** 2686
- [39] Nassiri A, Chini G, Vivek A, Daehn G, Kinsey B 2015 *Mater. Des.* **88** 345
- [40] Nassiri A, Kinsey B, Chini G 2016 *J. Mech. Phys. Solids* **95** 351
- [41] Drennov O B 1999 *Int. J. Impact Eng.* **23** 205
- [42] Drennov O B 1999 *Tech. Phys.* **44** 166
- [43] Drennov O B, Mikhailov A L, Nizovtsev P N, Raevskii V A 2005 *Int. J. Impact Eng.* **32** 161
- [44] Drennov O B 2015 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **56** 377
- [45] Mousavi A A A, Al-Hassani S T S 2005 *J. Mech. Phys. Solids* **53** 2501
- [46] Zhang T T, Wang W X, Yan Z F, Zhang J 2021 *Chin. J. Mech. Eng.* **34** 8
- [47] Betti R, Hurricane O A 2016 *Nat. Phys.* **12** 435
- [48] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Döppner T, Hinkel D E, Berzak Hopkins L F, Kline J L, Le Pape S, Ma T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 *Nature* **506** 343
- [49] Peromeian O, Kelly R E 1996 *Phys. Fluids* **8** 225
- [50] Mikaelian K O 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1216
- [51] Landau L D, Lifshitz E M 1986 *Theory of Elasticity* (3rd Ed) (Oxford: Pergamon Press) pp99–107

# Velocity and density gradient effects of Kelvin-Helmholtz instability in solid media

SHI Jianhao<sup>1)2)</sup> PAN Hao<sup>1)3)</sup> HU Xiaomian<sup>1)</sup> WANG Xi<sup>1)†</sup>

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

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

3) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

( Received 5 January 2026; revised manuscript received 28 January 2026 )

## Abstract

Kelvin-Helmholtz instability (KHI) in solid media plays an important role in fields such as inertial confinement fusion (ICF) and high-energy-density physics (HEDP). Although KHI in fluids has been extensively investigated, its manifestation in solids remains far less understood. Recent theoretical studies have begun to address KHI at interfaces between an ideal fluid and an elastic-perfectly plastic solid; however, these models are generally restricted to idealized interfaces with discontinuous jumps in velocity and density. In many realistic scenarios, including inclined shock loading of solid interfaces, high-velocity impact welding, and ICF target compression, velocity and density instead vary continuously and asymmetrically across finite interfacial layers. To address this limitation, we develop a theoretical model for KHI at an interface between an ideal fluid and an elastic-perfectly plastic solid that explicitly incorporates continuous velocity and density gradients. We consider an ideal fluid flowing past a metal surface perturbed by a small-amplitude sinusoidal disturbance with wavelength  $\lambda$  (wavenumber  $k = 2\pi/\lambda$ ) and amplitude  $\xi_0$ . The perturbed interface separates a solid, characterized by shear modulus  $G_s$ , yield strength  $Y_s$ , and far-field density  $\rho_{s,0}$ , from a fluid with far-field density  $\rho_{f,0}$ . Both velocity and density vary continuously across characteristic thicknesses  $L_u$  and  $L_\rho$ . The perturbation flow is assumed irrotational and described using velocity potentials, while the elastic-plastic response of the solid is incorporated through interfacial normal-stress conditions. By introducing dimensionless parameters—the velocity and density gradient parameters  $\alpha = 1/(1+kL_u)$  and  $\beta = 1/(1+kL_\rho)$ , the normalized wavenumber  $\hat{\lambda} = 2\pi\xi_0/\lambda$  and the normalized strength  $\hat{Y} = \rho_{s,0}U_{f,0}^2/Y_s$ —we derive analytical expressions for the elastic-plastic transition (EP), the instability boundary (IB), and the temporal evolution of the perturbation amplitude. A decrease in the velocity gradient parameter  $\alpha$  stabilizes the interface, converting sustained perturbation growth into small-amplitude oscillations after strength suppression. In the  $(\hat{\lambda}, \hat{Y})$  parameter space, this stabilization manifests as an expansion of the stable region, with both the EP and IB curves shifting away from the coordinate axes. The effect of the density gradient depends on the Atwood number  $A_t$ . For  $A_t > 0$ , a decrease in  $\beta$  destabilizes the interface, shifting the EP and IB curves toward the axes and shrinking the stable region; for  $A_t < 0$ , a decrease in  $\beta$  instead promotes stability. When both velocity and density gradients are present and  $A_t > 0$ , their competing effects are governed by the ratio  $T = \beta/\alpha$ : for sufficiently large  $T$ , the net effect is destabilizing, whereas for sufficiently small  $T$ , the net effect is stabilizing.

**Keywords:** Kelvin-Helmholtz instability, elastic-plastic solid, velocity gradient, density gradient

DOI: [10.7498/aps.75.20260017](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260017)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260017](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260017)

† Corresponding author. E-mail: [wang\\_xi@iapcm.ac.cn](mailto:wang_xi@iapcm.ac.cn)

固体介质Kelvin-Helmholtz不稳定性的速度与密度梯度效应

施建好 潘昊 胡晓棉 王曦

Velocity and density gradient effects of Kelvin-Helmholtz instability in solid media

SHI Jianhao PAN Hao HU Xiaomian WANG Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 091001 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260017

CSTR: 32037.14.aps.75.20260017

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260017>

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

霍尔推力器中电子碰撞及等离子体密度和磁场梯度激发的不稳定性

Instabilities triggered off by electron collision, plasma density gradient, and magnetic field gradient in Hall thruster

物理学报. 2025, 74(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241330>

磁场梯度对旋转辐条不稳定性的影响

Influence of magnetic field gradient on rotating spoke instability

物理学报. 2025, 74(23): 235214 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251010>

热传导对横截面不同的直管道中Kelvin-Helmholtz不稳定性的影响

Effect of thermal conduction on Kelvin-Helmholtz instability in straight pipe with different cross-sections

物理学报. 2022, 71(9): 094701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211155>

不同界面组分分布对Richtmyer-Meshkov不稳定性的影响

Influence of different interface component distributions on Richtmyer-Meshkov instability

物理学报. 2023, 72(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

基于相场模型的三相Rayleigh-Taylor不稳定性的格子Boltzmann方法模拟

Numerical simulation of three-phase Rayleigh-Taylor instability based on phase field model using lattice Boltzmann method

物理学报. 2026, 75(1): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251095>

磁场对激光驱动Rayleigh-Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh-Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>