

铝—铝爆炸焊接界面形貌特征研究

孙宇新¹, 付艳恕²

(1. 南京理工大学 瞬态物理国家重点实验室, 江苏 南京 210094)

(2. 南昌大学, 江西 南昌 330031)

摘要: 基于爆炸焊接波状界面形成的失稳机理与流体—弹塑性模型, 在飞板反向射流与空气之间存在着 Rayleigh-Taylor、Kelvin-Helmholtz 不稳定性条件, 因而提出失稳是发生在金属流体薄膜与空气之间。由界面波幅与波长之比判定线性理论成立, 从而建立双层流体失稳线性控制方程, 获得失稳发展特征指数表达式。结果表明在金属流体弹—粘性与失稳机制竞争作用下, 特定波长范围的扰动能够被优先发展, 其他波长的扰动被抑制或未能发展, 从而使得波状界面在沿爆轰方向较为一致, 实验结果也验证了这一结论的正确性。

关键词: 爆炸焊接; 失稳; 波状界面; 弹—粘性

中图分类号: O389, TG456.6

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2015)10-2486-05

实验观察表明爆炸焊接界面都有一定的波纹, 而且波长是很有规律的。关于界面形貌与形成, 研究人员在实验观察、理论分析及数值计算等方面均开展了相关工作。文献[1]进行了界面形貌观察及性能研究, 文献[2]基于热塑性流体力学模型, 运用光滑粒子法对钢板爆炸焊接界面波进行了数值模拟, 成功实验了爆炸焊接界面波形貌。在理论上, 波状界面形成的失稳机理被研究人员广泛接受。普遍认为, 在滑移爆轰驱动中, 由于飞板被加速, 在板的上下表面上都会形成 Rayleigh-Taylor、Kelvin-Helmholtz 甚至 Richtmyer-Meshkov 不稳定性^[3,4]。但俄罗斯学者 O. B. Drennov^[5]对界面的不稳定性进行研究后指出, 对于异质金属的爆炸焊接, 利用亥姆霍兹失稳机理对界面波进行解释能获得满意的结果; 而对于同质金属爆炸焊接, 推测波状界面的形成是由于材料内部及表面微孔隙所产生的边界条件扰动导致失稳。计算后指出斜激波通过同质金属界面时, 微孔隙导致表面上产生一个相当可观但短期的速度梯度, 从而导致扰动的传播; 且计算结果还观察到界面波的波谱, 表明界面波的波长、波幅并非单值。这一结论在以色列学者 A. Ben-Artzy^[6]的研究中也有所体现。文献[7]建议了一个流体—塑性体模型来解释界面波形成的一些主要特性, 用它估算的界面波波长值也和实验值定性吻合。

上述文献所持观点存在分歧, 且各自均只能片面解释爆炸焊接现象。本实验拟将 2 个观点结合, 即基

于流体—塑性体模型, 利用 Helmholtz-Taylor 综合不稳定性理论对铝—铝爆炸焊接界面进行相应形貌理论分析, 并开展实验观测。通过对三维平面形貌的沿爆轰方向与垂直爆轰方向的特征对比, 表明爆炸焊接界面是在失稳与弹粘性竞争机制下形成的, 并阐述界面波的波谱特征。

1 界面波形成的流体—塑性体模型

文献[7]在研究爆炸复合界面波的形成机理时, 建立了一个简化的流体—塑性体模型。该模型假设在基本流动靠反向射流一侧的表面上存在厚度为 h 的一层薄膜, 它沿基本流以常速 \dot{u}_0 滑动。又设薄膜在来流入口处已经存在某种频率的法向小扰动, 薄膜作滑行运动 s 同时还有法向振荡 η , 合成速度方向为 n , 如图 1 所示。 W_0 为复板距碰撞界面厚度坐标, U_1 、 U_0 分别为过渡区域和固态区域速度, 本实验基于该模型对爆炸焊接界面形貌开展研究。

2 波状界面失稳机理

由图 1 所示模型可知, 在爆轰波作用下, 金属呈弹粘塑性流体状态, 除了弹性应力外, 还有粘性。通常可认为该状态下的金属流体具有不可压缩性, 因而应力张量可写成:

$$\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + G \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) + \mu \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \dot{u}_k}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

收稿日期: 2014-09-30

基金项目: 国家自然科学基金(11202093)

作者简介: 孙宇新, 男, 1970 年生, 博士, 副研究员, 南京理工大学瞬态物理国家重点实验室, 江苏 南京 210094, 电话: 025-84315276, E-mail: yxsun@mail.njust.edu.cn

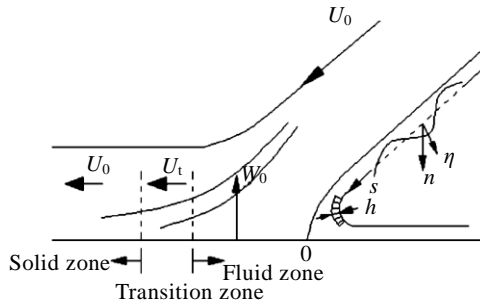


图 1 爆炸焊接界面流体—塑性体模型

Fig.1 Flow-plastic model of explosive welding

式 (1) 中 σ_{ik} 为应力张量, u_i 为位移矢量 u 的分量, u 对时间的微商是介质速度, 以 \dot{u} 表示。右边第 1 项 p 为流体压力; 第 2 项为弹性应力, G 为介质的切变模量; 第 3 项为粘性应力, μ 为动力粘性系数。

相应的动量方程可以写成:

$$\rho \ddot{u} + \nabla p = G \Delta u + \mu \Delta \dot{u} + \rho g \quad (2)$$

令 $\mu' = G + \mu \frac{\partial}{\partial t}$, 则式 (2) 可化为:

$$\rho \ddot{u} + \nabla p = \mu' \Delta u + \rho g \quad (3)$$

由图 1 可知, 厚度为 L 的飞板在爆轰产物作用下呈流体态, 其与空气交界, 界面流体发生 Rayleigh-Taylor 不稳定性的密度上重下轻条件存在, 且薄膜沿基本流以常速 \dot{u}_0 滑动, 因而其与空气切向速度差存在, 具有形成 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的条件。

由图 2 所示焊接界面金相照片可知, 扰动波幅关系满足 $H \leq 0.4\lambda$ 。根据 Birkhoff 提出的界面不稳定性发展的观点^[8]可知, 扰动幅值不超过 0.4λ 范围, 界面不稳定性处于小扰动阶段, 线性化理论成立。细致观察还可发现界面波向一侧偏倒而左右不对称, 使峰谷发展为一侧翻滚形的浪花状, 呈现典型的风掠过水平面刮起波浪的形貌, 具有明显的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性特征。

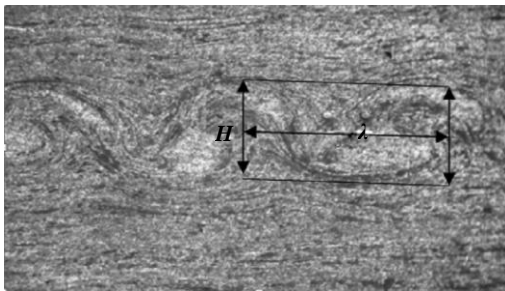


图 2 焊接界面金相照片

Fig.2 Metallograph of welding interface

3 理论分析

由于板的厚度 $L \gg H$, 可认为密度为 ρ_1 、 ρ_2 的两流体分别占据 $y > 0$ 和 $y < 0$ 两个半无限平面。重力沿 y 轴的反方向, 即 $g = -gj$ 。并令 u 和 v 为位移矢量在 x 和 y 方向上的分量。根据小扰动阶段线性化理论的正确性, 可将薄膜流体相对于基本流的切向速度取为零级量 $\dot{u}_i^{(0)}$ 与一级量速度 $\dot{u}_i(x, y, t)$ 之和进行近似, 即:

$$q_i = \dot{u}_i^{(0)} i + \dot{u}_i(x, y, t) \quad (i = 1, 2) \quad (4)$$

令界面位于 $y=0$ 附近, 由于物质交界面属于小扰动的情况, 则有:

$$y = \eta(x, t) \quad (5)$$

线性化理论正确, 因而 Navier-Stokes 方程可写为:

$$\rho_i \ddot{u}_i + p_{ix} + \rho_i \dot{u}_i^{(0)} \dot{u}_{ix} = \mu' (u_{ixx} + u_{iyy}) \quad (6)$$

$$\rho_i \ddot{v}_i + p_{iy} + \rho_i \dot{u}_i^{(0)} \dot{v}_{ix} = \mu' (v_{ixx} + v_{iyy}) - \rho_i g \quad (7)$$

这里 $i=1, 2$ 分别对应两种介质中的物理量。

引入势函数:

$$u_i = \phi_{ix} + \psi_{iy} \quad (8)$$

$$v_i = \phi_{iy} - \psi_{ix} \quad (9)$$

代入连续性方程, 对 ϕ_i 仍获得 Laplace 方程, 即:

$$\phi_{ixx} + \phi_{iyy} = 0 \quad (10)$$

代入动量方程, 得到:

$$\left\{ \rho_i \phi_{it} + \rho_i \dot{u}_i^{(0)} \phi_{ixt} + P_i \right\}_x = \mu'_i \left\{ \psi_{ixx} + \psi_{iyy} \right\}_y - \rho_i \left(\psi_{itt} + \dot{u}_i^{(0)} \psi_{itx} \right)_y \quad (11)$$

$$\left\{ \rho_i \phi_{it} + \rho_i \dot{u}_i^{(0)} \phi_{ixt} + P_i + g \rho_i y \right\}_y = \mu'_i \left\{ \psi_{ixx} + \psi_{iyy} \right\}_x - \rho_i \left(\psi_{itt} + \dot{u}_i^{(0)} \psi_{itx} \right)_x \quad (12)$$

因此令 ψ_i 满足:

$$\left(\psi_{itt} + \dot{u}_i^{(0)} \psi_{itx} \right) = \frac{\mu'_i}{\rho_i} (\psi_{ixx} + \psi_{iyy}) \quad (13)$$

则压力 p_i 和 ϕ_i 的关系有:

$$p_i = -\rho_i (\phi_{it} + \dot{u}_i^{(0)} \phi_{ixt} + gy) \quad (14)$$

由于假定界面扰动是小量, 则 $n = -\eta_x i + j$, 因而 $y=0$ 的内边界上的条件化为:

$$\eta_t = -\dot{u}_1^{(0)} \eta_x + \phi_{1ty} - \psi_{1tx} = -\dot{u}_2^{(0)} \eta_x + \phi_{2ty} - \psi_{2tx} \quad (15)$$

对于粘性流体, 还应有切向连续条件。零级量 $\dot{u}_i^{(0)}$ 本身在界面 $y=0$ 附件应有所变化, 形成一个边界层, 以保证其切向速度连续, 因而上式中 $\dot{u}_i^{(0)} \eta_x$ 项应去掉, 同时还要求一级量亦满足切向速度连续条件, 即交界面上的法向和切向速度也连续, 对速度积分有:

$$y = 0 \quad \begin{cases} \phi_{1x} + \psi_{1y} = \phi_{2x} + \psi_{2y} \\ \phi_{1y} - \psi_{1x} = \phi_{2y} - \psi_{2x} \end{cases} \quad (16)$$

而相应的应力条件中 $\dot{u}_i^{(0)}$ 的贡献应保留, 由 $y=0$

有:

$$\sigma_{1xy} = \sigma_{2xy} \tag{17}$$

$$\sigma_{1yy} - \sigma_{2yy} = \Sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \tag{18}$$

Σ 为表面张力系数, 由 (17)、(18) 两式可分别导出以下两式:

$$\mu_1' \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial x} \right) = \mu_2' \left(\frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial v_2}{\partial x} \right) \tag{19}$$

$$-p_1 + 2\mu_1' \frac{\partial v_1}{\partial y} = -p_2 + 2\mu_2' \frac{\partial v_2}{\partial y} - \Sigma \eta_{xx} \tag{20}$$

将 (8)、(9) 两式代入 (19)、(20) 两式可得:

$$\mu_1' \{ 2\phi_{1xy} + \psi_{1yy} - \psi_{1xx} \} = \mu_2' \{ 2\phi_{2xy} + \psi_{2yy} - \psi_{2xx} \} \tag{21}$$

$$\rho_1 \{ \phi_{1tt} + \dot{u}_1^{(0)} \phi_{1tx} + g\eta \} + \Sigma \eta_{xx} + 2\mu_1' \{ \phi_{1yy} - \psi_{1xy} \} = 2\mu_2' \{ \phi_{2yy} - \psi_{2xy} \} \tag{22}$$

$$+ \rho_2 \{ \phi_{2tt} + \dot{u}_2^{(0)} \phi_{2tx} + g\eta \}$$

考虑到 ϕ_i 满足 Laplace 方程以及 ϕ_i 和 ψ_i 在 $y \rightarrow \pm\infty$ 的消失条件, 可选取:

$$\eta = \alpha e^{nt+ikx} \tag{23}$$

$$\phi_1 = A e^{nt-ky+ikx} \tag{24}$$

$$\phi_2 = C e^{nt+ky+ikx} \tag{25}$$

$$\psi_1 = B e^{nt-m_1y+ikx} \tag{26}$$

$$\psi_2 = D e^{nt+m_2y+ikx} \tag{27}$$

将(26)、(27)两式代入式(13), 得到:

$$m_i = \sqrt{k^2 + \frac{\rho_i}{\mu_i} (n^2 + \dot{u}_i^{(0)} ink)} \tag{28}$$

将 η 、 ϕ_i 和 ψ_i 代入 $y=0$ 处的内边界条件, 由式(16)法向速度条件消去 a 得到:

$$A + iB + C - iD = 0 \tag{29}$$

$$kA + im_1B - kC + im_2D = 0 \tag{30}$$

$$2\mu_1' k^2 A + \mu_1' i (k^2 + m_1^2) B + \tag{31}$$

$$2\mu_2' k^2 C - \mu_2' i (k^2 + m_2^2) D = 0$$

$$\left\{ k\alpha - \rho_1 (n^2 + ink\dot{u}_1^{(0)}) - 2\mu_1' k^2 \right\} A + \left\{ 2\mu_2' k^2 + \rho_2 (n^2 + ink\dot{u}_2^{(0)}) \right\} C + ik \left\{ \alpha - 2\mu_1' m_1 \right\} B - 2i\mu_2' m_2 k D = 0 \tag{32}$$

其中, $\alpha = (\rho_1 - \rho_2)g - k^2 \Sigma$, A 、 B 、 C 、 D 有非

零解的条件是系数行列式为零, 即:

$$\begin{vmatrix} 1 & i & 1 & -i \\ k & im_1 & -k & im_2 \\ 2\mu_1' k^2 & \mu_1' i (k^2 + m_1^2) & 2\mu_2' k^2 & -\mu_2' i (k^2 + m_2^2) \\ \rho_1 (n^2 + ink\dot{u}_1^{(0)}) & ik(\alpha - 2\mu_1' m_1) & \rho_2 (n^2 + ink\dot{u}_2^{(0)}) & -2\mu_2' m_2 k \end{vmatrix} = 0$$

展开此行列式, 并考虑到 μ_i 较大或 n 较小的情形, 有:

$$n = ik \frac{\rho_1 \dot{u}_1^{(0)} + \rho_2 \dot{u}_2^{(0)}}{\rho_1 + \rho_2} - \gamma k^2 \pm \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} kg + \gamma^2 k^4 + \frac{k^2 \rho_1 \rho_2 (\dot{u}_1^{(0)} - \dot{u}_2^{(0)})^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} - 2k^2 \frac{\mu_1' + \mu_2'}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{k^3 \Sigma}{\rho_1 + \rho_2}} \tag{33}$$

其中, $\gamma = \frac{\mu_1 + \mu_2}{\rho_1 + \rho_2}$ 。由于失稳发生在金属流体薄膜与

空气之间, 所以空气密度与粘性可忽略, 则式 (33) 进一步简化可表示为:

$$n = ik \frac{\rho_1 \dot{u}_1^{(0)} + \rho_2 \dot{u}_2^{(0)}}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{\mu_1}{\rho_1} k^2 \pm \sqrt{kg + \left(\frac{\mu_1}{\rho_1} \right)^2 k^4 + \frac{k^2 \rho_1 \rho_2 (\dot{u}_1^{(0)} - \dot{u}_2^{(0)})^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} - 2k^2 \frac{\mu_1'}{\rho_1} - \frac{k^3 \Sigma}{\rho_1}} \tag{34}$$

式 (34) 中根号内第 1 项是 Taylor 不稳定性的结果; 第 2 项是粘性的影响, 它在根号外多出的 $-\frac{\mu_1}{\rho_1} k^2$ 为阻

尼作用, 其总的效果是抑制不稳定性; 根号内第 3 项是 Helmholtz 不稳定性的结果; 根号内 $2k^2 \frac{\mu_1'}{\rho_1}$ 、 $\frac{k^3 \Sigma}{\rho_1}$

分别是弹性恢复应力和表面张力的影响结果。

考察式 (34) 中右边第 2 项与根号内的项和的特征, 令:

$$kg + \frac{k^2 \rho_1 \rho_2 (\dot{u}_1^{(0)} - \dot{u}_2^{(0)})^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} > 2k^2 \frac{\mu_1'}{\rho_1} + \frac{k^3 \Sigma}{\rho_1} \tag{35}$$

则只要式 (35) 成立, 式 (34) 中的 n 即是一个具有正实部正虚部的量。这一特征使得不稳定性具有周期性且振幅能够被发展一个微小时刻, 稍后即反射稀疏波由两侧自由面传来, 使界面冷却而导致界面弹性特征加强, 将扰动冻结在界面上, 或金属薄膜随主射流运动进入了图 1 所示的 Fluid zone, 式 (33) 中根号内的不稳定性减弱, 弹-粘性大幅增强, 使得 n 的实部为负而抑制扰动继续发展。同样, 在焊接板边侧, 由于具有两个临空面, 且边侧稀疏波较早到达, 使得扰动尚未发展起来而被冻结, 因而难以形成波状界面, 如图 3 所示。图 3 中, 边侧稀疏波影响区域未能形成明显的波状特征, 大部分区域在沿爆轰方向具有较清晰的波浪形貌。从式 (35) 还可看出, 当 k 增大到一

定程度时, 式 (35) 将不成立, 使得 n 的实部为负, 因而扰动被抑制, 体现在波状界面上则为对应波长较短的波被截断而不出现。如果 k 较小, 使得式 (35) 中左边项远远大于右边项, 则由于 n 的实部太小, e^m 发展成具有明显的波幅特征需要的时间 t_c 较长, 而反射稀疏波在 t_c 之前即已到达, 因而将未得到充分发展的扰动冻结下来, 从而使波长特别长的波动不能出现在界面上。界面波与板厚的比例如图 4 所示。图 4 中 2 个焊接界面的波长与波幅都较为规律。波长的规律性体现出特征频率处于一定范围 (使式 35 成立) 的波被优先发展, 其他 k 值的波或被抑制或来不及发展被冻结, 优先发展的特征频率范围使得界面具有波谱特征。从波长 λ 、波幅 H 与厚度 L 的比例关系, 可以估计特征频率范围与不稳定性发展指数 (n 的实部) 的大小。

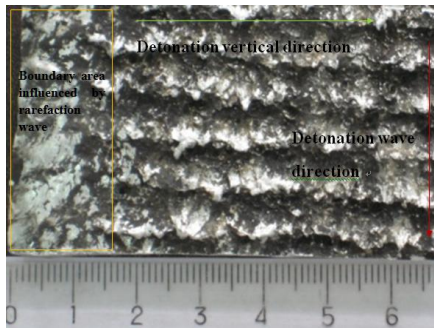


图 3 焊接界面三维形貌特征

Fig.3 Characteristics of three-dimensional interface

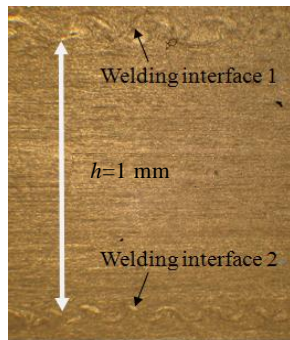


图 4 沿爆轰方向焊接界面波长、波幅与厚度比例

Fig.4 Ratio of thickness, amplitude and wavelength along detonation direction

另外, 通过图 3、图 4 对比还可看出, 波状界面在沿爆轰方向较为规律, 在垂直于爆轰方向较为参差不齐。这是由于爆轰波在宽度上并不是一条垂直线, 因而其在宽度上各位置产生的 $\dot{u}_i^{(0)}$ 不相等, 使得对应的优先发展波长特征频率相互偏离。

4 结 论

1) 爆炸焊接波状界面的形成是扰动作用下, 金属流与空气交界面间 Helmholtz-Taylor 综合不稳定性与介质弹-粘性竞争的共同作用结果。

2) 由于界面金属流在极短的时间内被冷却而使得粘、弹性及表面张力迅速增大, 使得扰动仅有一个短时间的展, 因而波幅有限。

3) 在弹-粘性及表面张力作用下, k 值较大 (对应波长较短) 的波被抑制而截断; 在稀疏波到达前的较短时间限制下, k 值较小 (对应波长较长) 的波来不及形成与发展而被冻结, 因而沿爆轰方向, 波状界面波长、波幅处在一个特定范围, 使得界面形貌具有波谱物征。

参考文献 References

[1] Gun Xunzhong(郭训忠), Tao Jie(陶 杰), Yuan Zheng(袁 正) et al. *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2012, 41(1): 139

[2] Li Xiaojie(李晓杰), Mo Fei(莫 非), Yan Honghao(闫鸿浩) et al. *Explosion and Shock Wave*(爆炸与冲击)[J], 2011, 31(6): 653

[3] Ben-Artzy A, Stern A, Frage N et al. *International Journal of Impact Engineering*[J], 2010, 37: 397

[4] Drennov O B, Mikhailov A L, Nizovtsev P N et al. *International Journal of Impact Engineering*[J], 2005, 32: 161

[5] Drennov O B, Davydov A I, Mikhailov A L et al. *International Journal of Impact Engineering*[J], 2005, 32: 155

[6] Ben-Artzy A, Stern A, Frage N et al. *International Journal of Impact Engineering*[J], 2010, 37: 397

[7] Zheng Zhemin(郑哲敏), Tan Qingming(谈庆明). *Acta Mechanica Sinica*(力学学报)[J], 1989, 21(2): 129

[8] Wang Jihai(王继海). *Two Dimensional Unsteady Flow and Shock Wave*(二维非定常流和激波)[M]. Beijing: Science Press, 1994: 416

Morphology Characteristics of Al-Al Explosive Welding Interface

Sun Yuxin¹, Fu Yanshu²

(1. National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(2. Nanchang University, Nanchang 330031, China)

Abstract: Based on the instability mechanism of wave formation at the interface in explosive welding and fluid-elastic-plastic model, the conditions for Rayleigh-Taylor and Kelvin-Helmholtz instability were found between fly plate back and air. Therefore, the instability between metal fluid foil and air was proposed. It can be deduced from the ratio of amplitude and wavelength that linear relationship is proper. Then we established double layer fluid flow instability linear control equations, and gained expression of instability development exponent. Results show that at the competition between metal fluid elastic-viscosity and Helmholtz-Taylor synthesized instability, disturbances of special wavelength are prior developed, while others are attenuation or have no time to develop. Consequently, the wavelength and amplitude of welding interface along detonation direction is uniform. In addition, experiments also validate this conclusion.

Key words: explosive welding; instability; wave interface; elastic-viscosity

Corresponding author: Fu Yanshu, Ph. D., Lecturer, School of Mechatronics Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, P. R. China, Tel: 0086-791-83969623, E-mail: yshfu1982@hotmail.com