

# 爆炸复合界面波的形成机理

郑哲敏 谈庆明

(中国科学院力学研究所)

**提要** 本文介绍力学研究所在研究爆炸复合界面波形成机理方面的主要进展并评述前人的有关工作。我们的系统实验和分析说明用卡门涡列比拟或亥姆霍兹失稳来解释界面波的形成是缺乏根据的；而和应变率无关的材料强度对波的形成起着重要作用。我们建议了一个简单的流体——塑性体模型，可以用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。

**关键词** 界面波，界面稳定性，爆炸复合，高速碰撞。

## 一、引言

爆炸复合是五十年代问世的一种固态复合工艺<sup>[1]</sup>，今天用这种工艺生产的两种不同性质的金属复合板、复合管以及管接头、电器接头等已经进入商品市场。

复合的一般原理是比较清楚的，可以用 Birkhoff 等<sup>[2]</sup>和 Лаврентьев<sup>[3]</sup>所提出的两流相撞的流体动力学理论来说明。人们发现界面大多是波状的，于是提出了一些理论，但解释还不完善。

79 年以来力学研究所对于波的形成机理开展了独立的研究，本文将报告某些主要进展。

## 二、对前人理论的述评

图 1 是爆炸复合实验装置示意，采用由两块相同的板组成的对称装置适用于理论研究

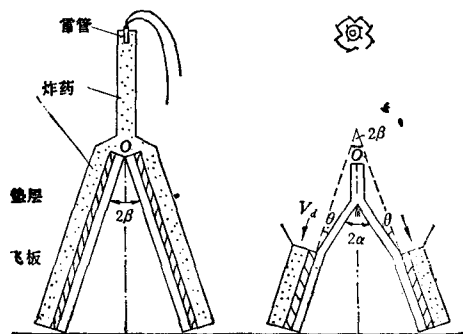


图 1 装置示意

本文于 1987 年 8 月 24 日收到，1988 年 6 月 15 日收到修改稿。

究。如果金属板足够长且由均匀炸药层所复盖,等速推进的爆轰会使金属板很快形成一个定常的运动图案,两板的碰撞点以等速移动,而碰撞角  $2\alpha$  也是常数。如果观察者和碰撞点一起移动,两板会迎面流来然后再离去,如图 2a 所示。

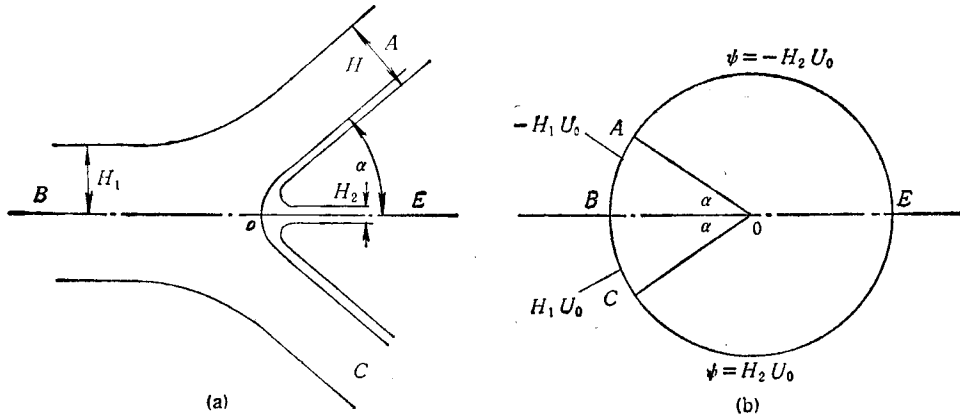


图 2

两板相撞时,碰撞点附近的压力十分高,材料呈现流体的性态。这一概念便是 Birkhoff 等<sup>[2]</sup>为解释聚能药包之所以形成碰撞射流的流体动力学理论(不可压和无粘)的基础。根据这个理论,从简单的动量守恒原理很容易推出如下结论:碰撞形成两股反向运动的射流,薄的一股称之为反向射流,厚的一股则称之为主射流。在爆炸复合的情况,主射流便是复合后的板料。射流的厚度可表示为

$$\begin{aligned} \frac{H_1}{H} &= \cos^2 \frac{\alpha}{2} \\ \frac{H_2}{H} &= \sin^2 \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $H, H_1, H_2$  各为原始板、主射流和反向射流的厚度。在爆炸复合的情况,  $\alpha$  不大,  $H_2$  至少比  $H$  或  $H_1$  小两个数量级。采用速度图法能计算碰撞速度场<sup>[4]</sup>。在物理平面  $Z = x + iy$  和速度平面  $\xi = \frac{U - iV}{U_0}$  之间能建立保角变换的关系,其中  $U_0$  为上游来流速度,在  $\xi$  面上流区便是一个单位圆。记复速度位势为  $\chi_0 = \phi_0 + i\psi_0$ , 图 2b 给出流函数  $\psi_0$  在圆上的边值。求解 Laplace 方程,可得

$$\begin{aligned} \frac{\pi\chi_0}{U_0H} &= -(1 - \cos\alpha)\ln(1 - \xi) - (1 + \cos\alpha)\ln(1 + \xi) \\ &+ \ln(1 + \xi e^{i\alpha}) + \ln(1 + \xi e^{-i\alpha}) \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\xi = \rho e^{i\theta}, \quad \rho \leq 1 \quad (3)$$

坐标间的变换由下式给出

$$\begin{aligned} \frac{\pi Z}{H} &= -(1 - \cos\alpha)\ln(1 - \xi) + (1 + \cos\alpha)\ln(1 + \xi) \\ &- e^{i\alpha}\ln(1 + \xi e^{i\alpha}) - e^{-i\alpha}\ln(1 + \xi e^{-i\alpha}) \end{aligned} \quad (4)$$

在爆炸复合的情况,反向射流带走原始板料的表面氧化层,使主射流的新鲜表面在高压作用下形成良好的固态结合。现在我们知道,在给定  $\alpha$  的条件下将  $U_0$  增加到某值以后便开始出现一种典型的波状界面。

Bahrani 等<sup>[5]</sup>对波状界面的形成曾作过定性的说明,但这种说明缺乏动力学的依据。

Cowan 和 Holtzmann<sup>[6-9]</sup>指出爆炸复合界面波和流体绕流障碍物这两个现象之间存在着力学上的可比性,认为复合中的反向射流相当于绕流的障碍物,在其下游出现了 Karman 涡列。

Уткин 等<sup>[10]</sup>考察了主射流中的速度剖面并指出:沿来流方向的速度分量呈钟形分布,它在驻点附近变化陡峭。这种分布具有两个拐点,根据经典的稳定性理论,这样的平行有旋流会发生 Helmholtz 失稳现象。基于这种观点,他们在驻点下游选择了某一特定速度剖面,用拟合方法成功地得到了一条和实验一致的波长  $\frac{\lambda}{H}$  和  $\alpha$  之间的理论曲线<sup>[11]</sup>。

### 三、进一步的实验证据

Karman 涡列是一种粘性流现象,在爆炸复合条件下人们难以想象金属表现出粘性流体的性态,更自然地倒会想到标志固体特征的材料强度会起重要的作用。基于这种考虑,我们进行了系统实验来考察  $\frac{\lambda}{H}$  和  $\frac{1}{2} \frac{\gamma U_0^2}{\sigma}$  之间的关系,其中  $\sigma$  和  $\gamma$  分别是金属的静态破坏强度和密度。我们得到了很好的关联,图 3 给出了两种  $\alpha$  值 ( $\alpha = 13^\circ, 6^\circ$ ) 的实验结果<sup>[12]</sup>。

为了考察粘性是否起重要作用,进行了另一组实验来检验几何相似律是否成立。结果表明在试件尺寸(如板厚  $t$ ) 相差 10 倍的变化范围内几何相似律确实成立,部分结果见

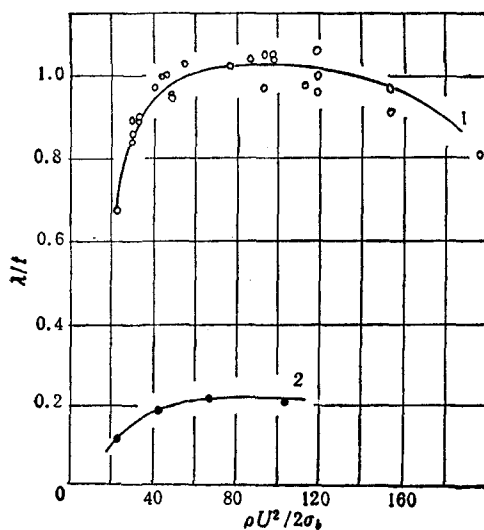


图 3 波长和材料强度间的关系(中碳钢-中碳钢)  
1.  $\alpha = 13^\circ$ , 2.  $\alpha = 6^\circ$

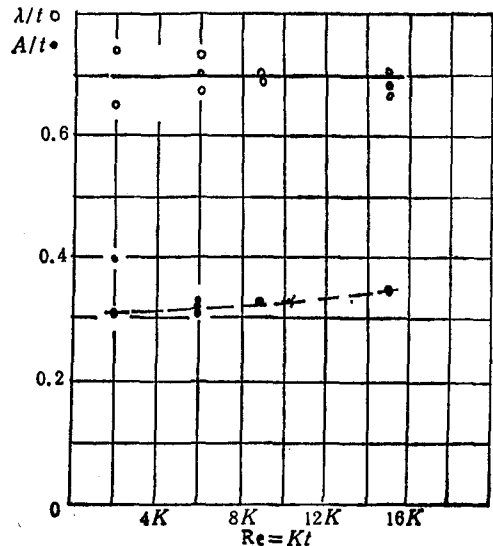


图 4 波长  $\lambda$  和振幅  $A$  和  $Re$  数间的关系  
(中碳钢-中碳钢)  $U = 2450 \text{ M/S}$ ,  $\alpha = 11^\circ$

图 4. 这些实验以及别的实验均不能证明从粘性流体模型出发的任何理论的合理性; 相反, 实验表明与应变率无关的材料强度起着重要的作用.

邵丙瓚<sup>[13]</sup>做了另一个有趣的实验. 他把一个尖楔予置在两板间的对称面上, 当两板的碰撞点移动到达楔尖时碰撞立刻中止(楔尖因反向射流的作用略有损蚀). 在紧靠楔尖处, 板间已形成波状界面(见图 5), 这意味形成波所需时间比从 Helmholtz 失稳计算的估计值要短.

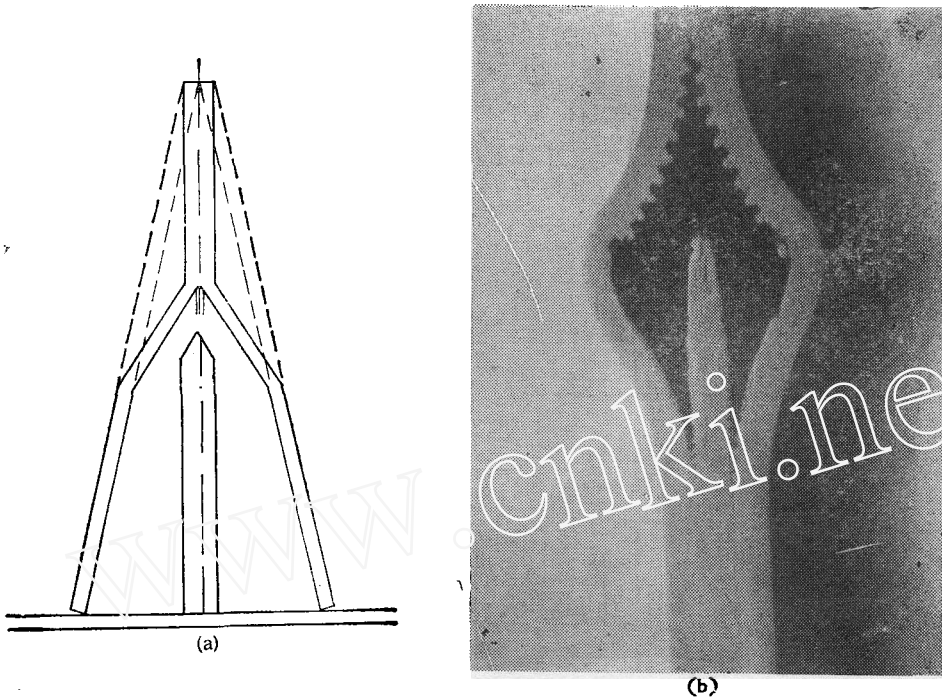


图 5

按不可压无粘流体动力学理论可估算压力分布  $p(x, y)$ . 在  $\frac{p}{\sigma}$  不是太大的地方, 材料强度的影响便显示出来. 实际上这一比值在离驻点不超过一或两倍波长距离处便不很大了, 再往远处, 界面的变形必被冻结. 应当指出, 在冻结前的短距离内 Helmholtz 失稳不可能发展到可观的程度; 而且流动图案变化很快, Уткин 等关于速度剖面在一定距离内不变的假设是难以保证的. 所以, 他们的模型也是值得推敲的.

在进行上述实验研究时, 我们还平行做了微观考察<sup>[14]</sup>, 现将一些主要事实叙述一下.

对于给定的  $\alpha$  角, 界面波附近的金相结构随  $\frac{1}{2} \frac{r U_0^2}{\sigma}$  发生变化. 对于钢来说, 当这一参数超过 40, 便开始出现熔斑. 另外, 界面处的温度也相当高. 可观察到在界面周围有一条平行于界面的带形区域, 在离开界面的方向上, 带内温度以及塑性加工的程度逐渐降低. 随着  $U_0$  的增加, 带宽和变形程度也随之增加. 最靠近界面处有一个由细晶组成的再结晶层; 往外是含孪晶的变形带; 再往外便是晶粒发生严重畸变的区域. 当  $U_0$  足够大时, 还出现热塑剪切带.

### 四、考虑金属固体特征的简化模型

研究界面波的形成机理是属于流体弹塑性力学范围内的课题。利用这方面的理论来建立一个完整体系只是从形式上来处理问题,为揭示问题的实质,我们将从下面所叙述的基点出发,建立一个简化的流体-塑性体模型。

从不可压流体理论得到的速度分布可以看到,在来流向碰撞点合拢的过程中,沿厚度方向的速度分布变得很不均匀,特别是后来变为反向射流的那一部分。有理由认为在这一部分材料中会形成一个绝热剪切带,从而把靠近表面的一薄层材料剪断并使之沿着其余部分滑动。我们将假设这一薄层的厚度为常值。

当主射流离开驻点一定距离后,材料中的压力渐降而强度效应渐趋重要,形成一个材料性质从流体转为固体的过渡区,材料的运动形态在通过此区的过程中逐渐被冻结(图6)

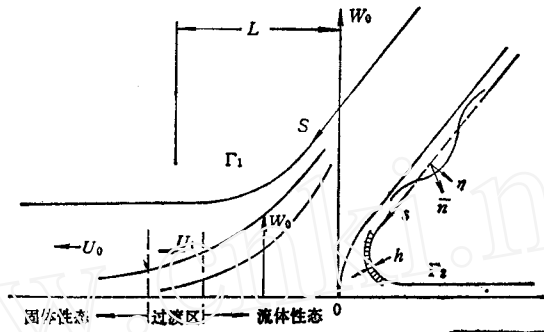


图 6 从流体到固体的过渡 ( $L, U_s$ — $\frac{1}{2} rU_0^2/\sigma$  的上升函数)

下面我们采用经典流体力学的射流相撞的理论结果作为基本流动,并把由固体特性所引起的效应当作一个修改叠加上去。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  $U_0$  滑动,其流动应力  $\sigma$  为常值。又设薄膜在来流入口处已经存在某种频率的法向小扰动,薄膜一面滑动,一面作法向振荡  $\eta$ , 参见图 6, 设  $\eta$  相对于对称轴来说是反对称的。我们的问题是要考察上述边界扰动将会使中心流线  $OB$  带来怎样的扰动。

令  $\phi$  表示扰动位势,在物理平面上  $\phi$  满足

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \tag{5}$$

而在速度平面上满足

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = 0 \tag{6}$$

其中  $(x, y)$  和  $(\rho, \theta)$  间的关系已由(3)和(4)给出。

令  $\eta$  表示表面小扰动的法向位移,于是有

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \eta}{\partial s} = \left( \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_{\rho=1} \tag{7}$$

其中,  $n$  是表面外法线,而  $s$  是沿流动方向的弧长(图 6)。令  $\kappa$  表示未受扰动的(即基本

流的)自由面的曲率半径,于是

$$\kappa = \left| \frac{ds}{d\theta} \right| = \left| \frac{dZ}{d\xi} \right|_{\rho=1} \quad (8)$$

在速度面上,(7)可以化为

$$\text{沿 } EA: \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{U_0}{\kappa} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \rho} \right)_{\rho=1} \quad (9)$$

$$\text{沿 } AB: \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{U_0}{\kappa} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \rho} \right)_{\rho=1} \quad (10)$$

用上述边界条件解 Laplace 方程,得到

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{1}{2\pi} \left[ \int_0^{\theta_0} \left( \kappa \frac{\partial \eta}{\partial t} - U_0 \frac{\partial \eta}{\partial \theta'} \right) \ln \frac{1 - 2\rho \cos(\theta + \theta') + \rho^2}{1 - 2\rho \cos(\theta - \theta') + \rho^2} d\theta' \right. \\ & \left. + \int_{\theta_0}^{\pi} \left( \kappa \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \eta}{\partial \theta'} \right) \ln \frac{1 - 2\rho \cos(\theta + \theta') + \rho^2}{1 - 2\rho \cos(\theta - \theta') + \rho^2} d\theta' \right] \quad (11) \end{aligned}$$

其中,  $\theta_0 = \pi - \alpha$ , 而在自由面上有

$$\begin{aligned} \phi|_{\rho=1} = & \frac{1}{2\pi} \left[ \int_0^{\theta_0} \left( \kappa \frac{\partial \eta}{\partial t} - U_0 \frac{\partial \eta}{\partial \theta'} \right) \ln \frac{1 - \cos(\theta + \theta')}{1 - \cos(\theta - \theta')} d\theta' \right. \\ & \left. + \int_{\theta_0}^{\pi} \left( \kappa \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \eta}{\partial \theta'} \right) \ln \frac{1 - \cos(\theta + \theta')}{1 - \cos(\theta - \theta')} d\theta' \right] \quad (12) \end{aligned}$$

除了运动学条件(7),  $\phi$  和  $\eta$  还必须满足动力学边界条件. 在  $EA$  上, 薄膜微元在惯性力、流动应力  $\sigma$  以及当地流体动力学压力的作用下达达到平衡, 即有

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \phi}{\partial s} + \frac{\sigma h}{\gamma} \left( \frac{\eta}{\kappa} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial s^2} \right) - \frac{hU_0^2}{\kappa^2} \eta + h \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial s} \right)^2 \eta = 0 \quad (13)$$

在一般情况下,  $\sigma/\gamma U_0^2 \ll 1$ , 上式可化简为

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \phi}{\partial s} - \frac{hU_0^2}{\kappa^2} \eta + h \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial s} \right)^2 \eta = 0 \quad (14)$$

在  $AB$  上, 因为不存在薄膜, 故有

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \phi}{\partial s} = 0 \quad (15)$$

用  $\theta$  代替  $s$ , 动力学条件可写为

$$\text{沿 } EA: \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{U_0}{\kappa} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} - \frac{hU_0^2}{\kappa^2} \eta + h \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{U_0}{\kappa} \frac{\partial}{\partial \theta} \right)^2 \eta = 0 \quad (16)$$

$$\text{沿 } AB: \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{U_0}{\kappa} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 \quad (17)$$

设

$$\begin{aligned} \phi|_{\rho=1} &= e^{\lambda t} f(\theta) \\ \eta &= e^{\lambda t} g(\theta) \end{aligned} \quad (18)$$

于是(12)式化为

$$f(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left[ \int_0^{\theta_0} \left( \kappa \lambda - U_0 \frac{d}{d\theta'} \right) g(\theta') \ln \frac{1 - \cos(\theta + \theta')}{1 - \cos(\theta - \theta')} d\theta' \right.$$

$$+ \int_{\theta_0}^{\pi} \left( \kappa \lambda + U_0 \frac{d}{d\theta'} \right) g(\theta') \ln \frac{1 - \cos(\theta + \theta')}{1 - \cos(\theta - \theta')} d\theta' \quad (19)$$

(16)和(17)式化为

$$\text{当 } 0 < \theta < \theta_0: \quad \lambda f(\theta) - \frac{U_0}{\kappa} f'(\theta) = \frac{hU_0^2}{\kappa} g(\theta) - h \left( \lambda - \frac{U_0}{\kappa} \frac{d}{d\theta} \right)^2 g(\theta) \quad (20)$$

$$\text{当 } \theta_0 < \theta < \pi: \quad \lambda f(\theta) + \frac{U_0}{\kappa} f'(\theta) = 0 \quad (21)$$

我们各取自由面  $EA$  和  $AB$  上曲率半径最小处作为自由面上弧长坐标  $s_2$  和  $s_1$  的原点 (为免混淆,以下标 1 和 2 各表  $AB$  和  $EA$  上的量,下同),可采用弧长作自变量,即

$$\text{当 } 0 < \theta < \theta_0: \quad s = - \int_{\theta_{*2}}^{\theta} \kappa d\theta \quad (22)$$

$$\text{当 } \theta_0 < \theta < \pi: \quad s = \int_{\theta_{*1}}^{\theta} \kappa d\theta \quad (23)$$

其中,  $\theta_{*2}$  和  $\theta_{*1}$  各为  $EA$  和  $AB$  上弧长原点处的极角. 对(20)和(21)式求积分, 得到

$$\text{沿 } EA: \quad f(s) = e^{-\frac{\lambda}{U_0}s} \left[ \int_{-\infty}^s \frac{hU_0}{\kappa^2} g(s') e^{\frac{\lambda}{U_0}s'} ds' - hU_0 \frac{d}{ds} (g(s) e^{\lambda s/U_0}) + a_2 \right] \quad (24)$$

$$\text{沿 } AB: \quad f(s) = a_1 e^{-\lambda s/U_0} \quad (25)$$

其中,  $a_1, a_2$  为两个积分常数. 在推导(24)式时我们让

$$\frac{d}{ds} (g(s) e^{\lambda s/U_0}) \Big|_{s \rightarrow -\infty} = 0,$$

这意味着在无穷远的来流入口处扰动振幅  $g(s) e^{\lambda s/U_0}$  基本不变. 实际上我们一开始便假设流场的扰动来自薄膜的扰动, 而薄膜在来流入口处作简谐振荡. 同理还可设

$$a_1 = 0, \quad a_2 = \text{const} \quad (26)$$

用  $s$  作自变量, (19)式可写为

$$f(s) = \frac{U_0}{2\pi} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda s'_1/U_0} \frac{d}{ds'_1} (g e^{\lambda s'_1/U_0}) \ln \frac{1 - \cos[\theta(s_1) + \theta(s'_1)]}{1 - \cos[\theta(s_1) - \theta(s'_1)]} ds'_1 \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\lambda s'_2/U_0} \frac{d}{ds'_2} (g e^{\lambda s'_2/U_0}) \ln \frac{1 - \cos[\theta(s_2) + \theta(s'_2)]}{1 - \cos[\theta(s_2) - \theta(s'_2)]} ds'_2 \right] \quad (27)$$

把(24)、(25)和(27)结合起来, 消去  $f(s)$ , 可得  $g(s)$  所满足的方程, 如果振幅  $g(s) e^{\lambda s/U_0}$  用  $G(s)$  来表示, 用  $iQ$  代替  $\lambda$ , 即令

$$G(s) = g(s) e^{\lambda s/U_0} \quad (28)$$

$$iQ = \lambda \quad (29)$$

并用  $U_0$  和  $EA$  上的最小曲率半径  $\kappa_*$  作基本量进行无因次化, 可得下面两个沿着不同表面的振幅  $G$  所满足的方程, 方程中各量均是无因次的.

沿  $EA$ :

$$h \frac{dG_2}{ds_2} - h \int_{-\infty}^{s_2} \frac{G_2(s'_2)}{\kappa_2^2} ds'_2 + \frac{e^{iQs_2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iQs'_2} \frac{dG_2(s'_2)}{ds'_2} \ln \\ \cdot \frac{1 - \cos[\theta(s_2) + \theta(s'_2)]}{1 - \cos[\theta(s_2) - \theta(s'_2)]} ds'_2 + \frac{e^{iQs_1}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iQs'_1}$$

$$\cdot \frac{dG_1(s'_1)}{ds'_1} \ln \frac{1 - \cos[\theta(s_2) + \theta(s'_2)]}{1 - \cos[\theta(s_2) - \theta(s'_2)]} ds'_1 = a_2 \quad (30)$$

沿 AB:

$$\begin{aligned} & \frac{e^{iQs_2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iQs'_2} \frac{dG_2(s'_2)}{ds'_2} \ln \frac{1 - \cos[\theta(s_1) + \theta(s'_2)]}{1 - \cos[\theta(s_1) - \theta(s'_2)]} ds'_2 \\ & + \frac{e^{iQs_1}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iQs'_1} \frac{dG_1(s'_1)}{ds'_1} \ln \frac{1 - \cos[\theta(s_1) + \theta(s'_1)]}{1 - \cos[\theta(s_1) - \theta(s'_1)]} ds'_1 = 0 \end{aligned} \quad (31)$$

在上述方程中出现四个无因次参数:  $\alpha$ 、 $h$ 、 $Q$  和  $a_2$ 。碰撞角  $2\alpha$  和薄膜厚  $h$  是要事先给定的,  $Q$  和  $a_2$  则是描写扰动的两个任意参数。由于扰动是随机的, 各种频率都可能, 为了考察哪些频率的扰动更容易激发起界面波, 不妨先定  $a_2$  为 1, 变动参数  $Q$ , 考察表面振幅  $G$  及相应的扰动势  $\phi$  如何随频率  $Q$  而变, 将其看作一组基本响应。注意到方程对  $a_2$  是线性的, 所以  $a_2$  不等于 1 的扰动将是基本响应的  $a_2$  倍。

我们采用差分法, 对于  $a_2 = 1$ ,  $\alpha = 6^\circ - 13^\circ$ ,  $h = 0.01 - 0.1$  的多种参数组合, 求取不同频率的  $G(x)$  分布。

令  $W$  表示界面位移并设

$$W = W_0 e^{kx} \quad (32)$$

因为

$$\frac{\partial W}{\partial x} + U \Big|_{\substack{y=0 \\ x < 0}} \cdot \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{\substack{y=0 \\ x < 0}} \quad (33)$$

且有

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{\substack{y=0 \\ x < 0}} = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \cdot \left| \frac{d\xi}{dz} \right| \right]_{\theta=\alpha} \quad (34)$$

从(33)、(34)、(11)、(18)、(4)和(28)得到

$$\begin{aligned} \frac{dW_0}{d\rho} = \frac{2}{\pi\rho} & \left[ \frac{-iQH(1 - \cos 2\alpha)}{(1 - \rho^2)(1 - 2\rho \cos \alpha + \rho^2)} W_0 - \int_{G_1(\theta_0)}^{G_2(\theta_0)} \frac{e^{-iQs'_2} \sin \theta'_2 dG'_2}{1 + 2\rho \cos \theta'_2 + \rho^2} \right. \\ & \left. - \int_{G_1(\theta_0)}^{G_1(\pi)} \frac{e^{-iQs'_1} \sin \theta'_1 dG'_1}{1 + 2\rho \cos \theta'_1 + \rho^2} \right] \end{aligned} \quad (35)$$

方程的解要满足条件: 当  $\rho \rightarrow 1$ , 有  $W_0 \rightarrow 0$ 。下表和图 7 给出三组典型情况的数值结果, 三组参数各为: 1.  $\alpha = 6^\circ$ ,  $h = 0.01$ ,  $a_2 = 1$ ; 2.  $\alpha = 6^\circ$ ,  $h = 0.1$ ,  $a_2 = 1$ ; 3.  $\alpha = 13^\circ$ ,  $h = 0.1$ ,  $a_2 = 1$ 。我们取驻点附近  $\rho = 0.01$  处的振幅  $|W_0|$  当作特征振幅, 计算它和  $Q$  的关系。从结果可以看出, 三组变化关系基本上重合在一起, 这说明碰撞角在  $0^\circ < \alpha < 13^\circ$  的范围内, 流动体系对不同频率扰动的响应具有一个普适的关系。而且频率越小, 界面波振幅越大。如以最大的特征振幅(这里发生在  $Q = 0.001$  处)作为比较值, 那末  $Q = 0.5$  的特征振幅比它低 8%, 频率低于 0.07 的特征振幅超过它的一半, 频率低于 0.05 的特征振幅则超过最大值的 70%。应当说明我们所用的差分格式对于极低频率的扰动是不适用的, 不能将数值计算结果外推到  $Q = 0$  的情况。还应指出, 振幅沿对称轴随  $x$  是单调增加的, 而驻点是一个奇点, 在该处简单的摄动法是不适用的。



$\rho$	$ W_0 $ (在 $\rho = 0.01$ 处)		
	$\alpha = 6^\circ, h = 0.01$	$\alpha = 6^\circ, h = 0.1$	$\alpha = 13^\circ, h = 0.1$
0.001	4.798	4.650	4.473
0.01	4.551	4.406	4.386
0.03	3.939	3.803	3.917
0.05	3.387	3.259	3.416
0.07	2.893	2.775	2.919
0.1	2.250	2.147	2.251
0.5	0.169	0.152	0.350

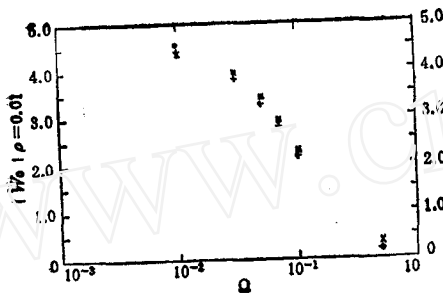


图 7

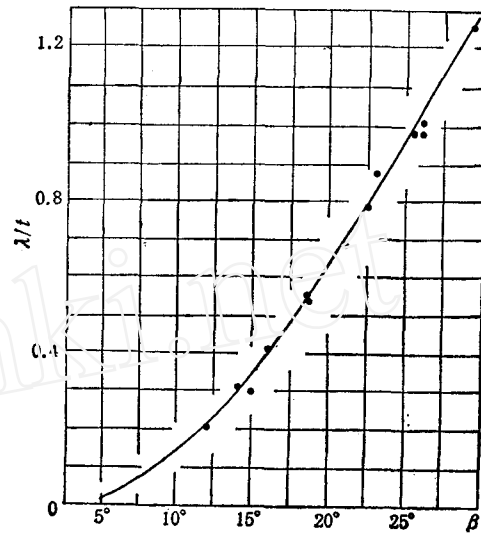


图 8 波长和碰撞角的关系

## 五、界面波的形成机理

在前面几节结果的基础上,我们进而讨论界面波的形成机理。

Уткин<sup>[10]</sup>曾指出:用流体动力学计算得到的驻点附近的流场可用无因次自变量  $\frac{Z}{Z_0}$

来表达,其中  $Z_0 = \frac{4H}{\pi} \sin^2 \alpha$ 。在我们  $\alpha$  不大的情况,  $\sin \alpha \sim 2 \sin \frac{\alpha}{2}$ , 所以  $Z_0$  和反向射流的厚度成正比(方程(1))。速度分布的这种相似性在离驻点一个不小的距离内,即  $-x \leq H$  或  $-x \leq 78H_2$  (当  $\alpha = 13^\circ$ ), 近似成立。这样,不同碰撞角的基本流场可以在上述无因次的意义下一致起来。

我们自己的对称碰撞实验<sup>[12]</sup>(图 8)给出

$$\frac{\lambda}{H} = 98 \frac{H_2}{H} = 98 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (36)$$

如果采用我们的表达方式, Уткин<sup>[10]</sup>给出的系数不是 98 而是 128。注意图 8 中  $\beta = 2\alpha$ 。

我们计算了  $\alpha = 6^\circ$  和  $13^\circ$  两种情况下曲率半径随  $\theta$  的变化曲线,如果各用相应的

因子  $\sin^2 \frac{\alpha}{2}$  作为纵坐标的比例尺,那末两条曲线几乎重合在一起.我们还发现,至少在  $\alpha \leq 13^\circ$  的范围内有

$$\kappa_* = 1.0H_2$$

于是方程(22)和(23)说明无因次的弧长在此范围和  $\alpha$  无关.因此,除了  $h$  的影响外,方程(30)和(31)也将和  $\alpha$  无关.

因为对于不同的  $\alpha$ ,若用  $H_2$  作比例尺,流场是相似的,所以只要材料的本构对应变率不敏感,几何相似律将成立.这意味着由绝热剪切得到的薄膜厚  $h$  也和  $\alpha$  无关.

综上所述,对给定的材料在  $\alpha$  不大的情况,从(30)和(31)解出的  $G(s)$  可视为“普通的”函数.

进来的波的无因次波长是  $\frac{2\pi}{Q}$ ,根据 Laplace 方程的一般性质,内部扰动将在同一特征长度的范围内发生明显的衰变,代表界面扰动位移的函数  $|W_0|$  正是具有这种变化的量,这说明为什么从(35)式算得的  $|W_0|$  从驻点到下游是一个单调的急剧下降的函数.值得指出,  $W_0(x)$  不是振荡函数,它本身并不提供界面波的形成机制.

如果我们考虑到主射流中金属的固体特性,那末界面波的机制就容易理解了.图 6 中横坐标  $x$  上有一段表示金属性质从流体向固体(刚体)变化的过渡区.该区离驻点的距离  $L$  取决于参数  $\frac{1}{2} rU_0^2/\sigma$ .这一参数值越小,则距离也越短,这一区中的速度也按类似方式变化.我们知道图 7 所表示的  $W_0$  是界面波的振幅,其相应频率为  $QU_0/\kappa_*$ .如  $Q$  足够小,则  $2\pi\kappa_*/Q$  比  $L$  大得多;而如果界面波的扰动振幅在  $L$  处已变得足够大,位移将被冻结,于是一个以波长为

$$\lambda = \frac{2\pi\kappa_*}{QU_0} \cdot U_x \quad (37)$$

的波串将从过渡区的末端流出去,其中  $U_x$  为当地流速.如  $\frac{1}{2} rU_0^2/\sigma$  相当大,就有  $U_x \approx U_0$ .于是

$$\lambda = \frac{2\pi\kappa_*}{Q} = \frac{2\pi H}{Q} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad (38)$$

上表指出,在  $0^\circ < \alpha < 13^\circ$  的范围内,非常可能发生的频率约小于 0.07,根据  $Q = 0.07$  估算的  $\lambda$  大致等于 90,可见它和实验值 98 相当接近.鉴于我们的模型比较简单和粗糙,这一结果也算是一个较好的理论预测.再者,如果  $Q$  与  $\alpha$  无关,方程(38)提供了一个和实验一致的  $\frac{\lambda}{H}$  和  $\alpha$  之间的完全理论的关系.

此外,如果减小  $\frac{1}{2} rU_0^2/\sigma$ ,譬如减小  $U_0$ ,而  $U_x$  将变得更小,这将导致出现更小的波长  $\lambda$ ,这一点也和图 3 和图 4 所表示的实验结果的趋势是一致的.

## 六、结 束 语

本文提供了力学研究所的同事们为说明界面波的形成机理所取得的很多实验结果.

我们假设金属是与应变率无关的流体弹塑性体, 而且高速而短时的变形可以忽略热传导, 所以界面波形自然满足几何相似律。

我们从流体弹塑性力学分析出发, 提出了一个简单的数学模型, 用这一模型能够解释爆炸复合中关于界面波的形成的一些主要特性, 所导出的函数关系至少在定性上是和实验一致的, 数值结果在数量级上是可信的。这些都说明这个模型大体上是合理的。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Crossland, B., Explosive welding of metals and its application, Clarendon Press, Oxford (1982).
- [ 2 ] Birkhoff, G., MacDougall, D. P., Pugh, E. M. and Taylor, G. I., Explosives with lined cavities, *J. Appl. Phys.*, **19**, 563—582 (1948).
- [ 3 ] Deribas, A. A., Explosive welding, Siberian Branch of Academy of Sciences, U. S. S. R. (1967).
- [ 4 ] Milne-Thomson, L. M., Theoretical hydrodynamics, 2nd Ed., MacMillan, London (1949).
- [ 5 ] Bahrani, A. S., Black, T. J. and Crossland, B., The mechanics of wave formation in explosive welding, *Proc. Roy. Soc. A*, **296**(1967), 123—136.
- [ 6 ] Cowan, G. R. and Holtzman, A. H., Flow configuration in colliding plates: Explosive bonding, *J. Appl. Phys.*, **34**(1963), 928—939.
- [ 7 ] Cowan, G. R., Bergman, O. R. and Holtzman, A. H., Mechanism of bond zone wave formation in explosive-clad metals, *Mat. Trans.*, **2**(1971), 3144—3155.
- [ 8 ] Kowalick, J. F. and Hay, D. R., A mechanism of explosive bonding, *Mat. Trans.*, **2**(1971), 1953—1958.
- [ 9 ] Reid, S. R. and Sherif, N. H. S., Prediction of the wave length of interface waves in symmetric explosive welding, *J. Mech. Eng. Sci.*, **18**(1976), 87—94.
- [ 10 ] Уткин, А. В., Дремин, А. Н., Милраблов, А. Н. и Гордолопов, Ю. А., Волнообразование при высокоскоростном соударении металлов, *Ф. Г. В.*, Том. 16, Вып. 4(1980).
- [ 11 ] Drazin, P. G. and Howard, L. N., Hydrodynamic stability of parallel flow of inviscid fluid, *Adv. Appl. Mech.*, Academic Press, New York and London **9**(1966), 1.
- [ 12 ] 张登震、李国豪、周之洪、邵丙璜, 材料强度在爆炸焊接界面波形成过程中的作用, *力学学报*, **16**, 1(1984), 73
- [ 13 ] Shao Binghuang, Li Guohao and Zhou Zhihong, Experimental research on process of instability at the interface in explosive welding, *Proc. of the Intern. Symp. on Intense Dynamic Loading and Its Effects*, Science Press, Beijing, China (1986), 974.
- [ 14 ] 张登震、李国豪、周之洪、邵丙璜、碰撞焊件金相组织分析, *爆炸与冲击*, **3**, 3(1983)37.

## MECHANISM OF WAVE FORMATION AT THE INTERFACE IN EXPLOSIVE WELDING

Zheng Zhemin and Tan Qingming

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

**Abstract** Some of the main progress on the investigation of the mechanism of the wave formation in explosive welding at the Institute of Mechanics is introduced and others' previous works are reviewed in this paper. Our systematic experiments and analysis do not substantiate the theory of wave formation based on Karman vortex-street analogy or Helmholtz instability. On the contrary they show that material strength insensitive to strain rate plays an important role. A simple hydroplastic model is presented to explain the main features regarding the interfacial wave formation and to estimate the magnitude of wave length. The result is in broad agreement with experiment.

**Key words** interface waves, instability of interface, explosive welding, high velocity impact.