

爆炸焊接界面碰撞压力的计算

陈火金

(1983年9月14日收到)

本文通过数学推导出爆炸焊接时相对于碰撞点的来流速度与材料压缩率之间的关系,介绍了任意材料组合在对称碰撞和非对称碰撞时按可压缩流体计算驻点压力的方法,并同习惯采用的按不可压缩流体计算驻点压力及按等效正碰撞计算的激波压力进行比较。发现在对称碰撞时,按不可压缩流体计算的驻点压力比按可压缩流体计算的驻点压力为小,而在非对称碰撞时,按对称碰撞不可压缩流体计算的驻点压力则大于按非对称碰撞可压缩流体计算的驻点压力。

文章还讨论了爆炸焊接下限应按等效正碰撞来计算压力的最小值。而在正常的可焊范围内,由于再入射流的存在将使正碰撞的激波压力计算值失真,加上碰撞点附近压力分布不均匀,应以驻点压力来表征其碰撞压力。但计算这个压力时不可忽略材料的实际可压缩性,尤其是在非对称碰撞情况下更不能忽略。

一、绪 言

爆炸焊接作为一种工业生产的手段已经基本成熟,但许多理论问题并没有真正解决。加上这种技术与高速、高温、高压紧密相关,在测试技术上迂到许多特殊的困难,因此在一些与工程技术有关的计算中常常以附加若干假设为前提。比如说,关于爆炸焊接下限的确定,虽然许多学者提出,碰撞压力必须大大超过材料的动态屈服极限⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾,美国学者魏特曼提出应大于动态屈服极限的五倍⁽⁴⁾。但许多工程材料的动态屈服极限不易查得,通常要求大于材料静态极限强度的十倍。不论是五倍还是十倍,都牵涉到碰撞压力如何计算的问题。有人把被焊材料假设为不可压缩流体,计算其驻点压力,有人按正碰撞计算其激波压力,结果相差悬殊。本文的目的在于研究材料的实际可压缩性对驻点压力的影响,并同习惯采用的计算方法及其结果进行比较,以求得比较接近实际的计算方法

二、对称碰撞时,材料的压缩率 μ 与来流速度 V_f 之间的关系及其驻点压力的计算

爆炸焊接的基本特征是高速倾斜碰撞,通常把相互碰撞的材料当作不可压缩流体来处理。为了弄清在考虑材料实际可压缩性时,其驻点压力与按不可压缩流体计算的驻点压力之间的差别,首先研究对称碰撞时材料的压缩率 μ 与来流速度 V_f 之间的关系分别计算其驻点压力

两块材料相同，厚度相等的金属板，在同样的装药同步爆轰产物推动下做对称碰撞时，根据动量守恒，碰撞点 S 在 y 方向的速度等于零，再入射流沿碰撞角 β 二等分线（即 x 轴向）喷出，其流动图案如图 1 所示。

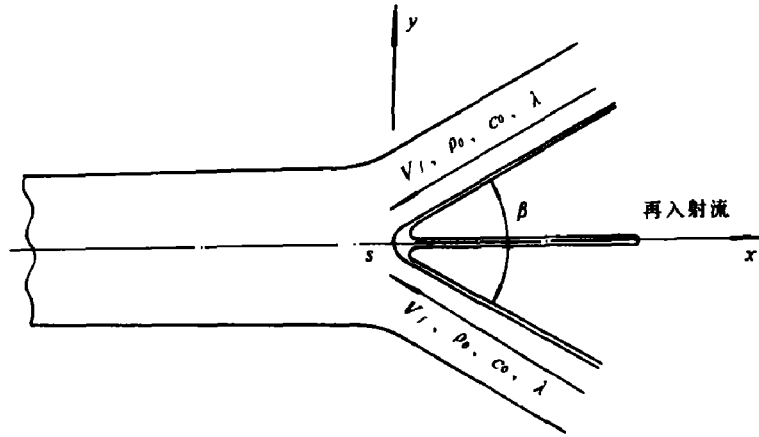


图1 对称碰撞焊接的流动图案

利用伯努利方程 (1) 和热力学第一定律 (2), 联立之后得 (3) 式。

$$1/2 dV^2 = -(1/\rho)dP \tag{1}$$

$$dq = de + Pd(1/\rho) \tag{2}$$

$$dq = 1/2 dV^2 + de + (1/\rho)dP + Pd(1/\rho)$$

$$dh = de + (1/\rho)dP + Pd(1/\rho)$$

$$dq = dh + d(V^2/2) \tag{3}$$

在绝热条件下, $dq = 0$ 。对 (3) 式积分, 得

$$h + 1/2 V^2 = h_0 + 1/2 V_0^2 = \text{常数} \tag{4}$$

即热焓与动能之和保持常量⁽⁵⁾。因来流速度 $V_f = V_0$, 驻点速度 $V = 0$, 所以若令碰撞前的热焓 $h_0 = e_0 + P_0(1/\rho_0)$, 动能 $= 1/2 V_f^2$; 碰撞后驻点的热焓 $h = e + P(1/\rho)$, 动能 $= 0$, 内能 $e - e_0 = 1/2(P - P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho)$, 由 (4) 式得

$$1/2(P - P_0)(1/\rho_0 - 1/\rho) + e_0 + P(1/\rho) = e_0 + P(1/\rho_0) + 1/2 V_f^2$$

令 $P_0 = 0$, 代入上式, 经整理后得

$$P = 1/2 \rho_0 V_f^2 / (1 - 1/2 \mu) \tag{5}$$

其中压缩率 $\mu = (1 - \rho_0 / \rho)$ 。

由于 (5) 式是在绝热条件下导出的 (未附加等熵条件), 因此引入密实介质冲击绝热的雨贡尼奥方程

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 \mu}{[1 - \lambda \mu]^2} \quad (6)$$

其中 C_0 为带声速量纲的材料常数; λ 是无量纲常数, 它们都与材料性质有关。

将 (6) 式代入 (5) 式, 消去压力 P , 可以得到压缩率 μ 与来流速度 V_f 的关系式

$$V_f = \frac{C_0}{(1 - \lambda \mu)} \sqrt{\mu(2 - \mu)} \quad (7)$$

或

$$\mu = \frac{2 \rho_0 (C_0^2 + \lambda V_f^2) - \sqrt{[2 \rho_0 (C_0^2 + \lambda V_f^2)]^2 - 4 \rho^2 V_f^2 (C_0^2 + \lambda^2 V_f^2)}}{2 \rho_0 (C_0^2 + \lambda^2 V_f^2)} \quad (8)$$

从 (5) 式可以看出, 当压缩率 $\mu = 0$ 时, $P = (1/2) \rho_0 V_f^2$ 恰好是不可压缩流体的驻点压力 P_* 。当 $\mu \neq 0$ 时, 随着 μ 的增大, 可压缩流体的驻点压力 P_s 与不可压缩流体驻点压力 P_* 之差越大。由于 μ 总是大于零, 因此可压缩流体的驻点压力 P_s 总是大于不可压缩流体的驻点压力 P_* 。这显然是由于冲击绝热压缩所引起的内能提高对压力的贡献。根据 (5) 式不难导出

$$\frac{(P_s - P_*)}{P_s} = 0.5 \mu \quad (9)$$

(9) 式表明, 按不可压缩流体计算对称碰撞的驻点压力之误差等于材料压缩率 μ 之半。 μ 取决于材料性质和来流速度 V_f , 对常用的工程材料来说, 当 $V_f = 1500 \sim 3500 \text{ M/S}$ (爆炸焊接通常在这个范围内) 时, 压缩率 $\mu \approx 0.06 \sim 0.20$, 因此 $(P_s - P_*) / P_s \approx 3 \sim 10\%$ 。说明在对称碰撞条件下, 按不可压缩流体计算驻点压力不会造成严重的误差。表 1 给出了部分常用金属材料对称碰撞时的计算结果。但实际的爆炸焊接装置几乎都是非对称碰撞, 而不是对称碰撞。

三、非对称碰撞焊时材料的压缩率 μ 与来流速度 V_f 的关系及其驻点压力的计算

这里的所谓非对称碰撞是指单面装药的爆炸焊接装置。复层在爆炸载荷推动下加速, 然后与初速度为零的基层碰撞。这时如果把基层看作固定不动的绝对刚体 (如图 2 所示)。即所谓准对称碰撞, 则驻点压力的计算同对称碰撞没有什么区别。但实际上, 基层材料不可能是绝对刚体, 而是弹塑性体。因此碰撞点相对于实验室坐标, 不仅有一个水平方向的速度, 而且有一个垂直于原始表面方向的速度, 使碰撞点后面的焊接界面向下弯折, 而碰撞点前面的再入射流与基层原始表面之间产生一个偏转角 (如图 3 所示)。在这种情况下, 相对于 S 点的实际来流速度显然要降低。

设碰撞点 S 在实验室坐标中沿 y 方向的速度为 u_2 (即界面速度), 现在把坐标原点取在 S 点上, 则相对于 S 点, 复层的实际来流速度 $V_f = V_f - u_2$, 以 V_f 代替 (5)、(7) 式中的 V_f ,

表1 部分常用材料对称碰撞焊接时的压缩率和驻点压力

材料 参数	低碳钢 低碳钢		铝 铝		铜 铜		钛 钛		不锈钢 不锈钢			
	P_0 (克/cm ²)	C_0 (m/s)	λ	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	
	7.85	2.7	8.9	4.51	7.896							
	3574	5250	3960	4780	4569							
	1.92	1.39	1.5	1.09	1.49							
压缩率 μ ($1 - \frac{\rho_0}{\rho}$)	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$	$\frac{P_1}{P_0} (\frac{kg}{cm^2})$	$\frac{e (\frac{kg-m}{g})}{V_f (m/s)}$
0.06	$\frac{78420}{76070}$	$\frac{3.0}{1378}$	$\frac{54230}{52600}$	$\frac{6.0}{1954}$	$\frac{103200}{100100}$	$\frac{3.5}{1485}$	$\frac{72230}{70100}$	$\frac{4.8}{1745}$	$\frac{121700}{118100}$	$\frac{4.6}{1712}$		
0.08	$\frac{114300}{109700}$	$\frac{5.8}{1654}$	$\frac{76900}{73800}$	$\frac{11.4}{2315}$	$\frac{147100}{141200}$	$\frac{6.6}{1764}$	$\frac{101000}{96920}$	$\frac{8.95}{2052}$	$\frac{173400}{166500}$	$\frac{8.8}{2033}$		
0.10	$\frac{156700}{148900}$	$\frac{10}{1928}$	$\frac{102400}{97300}$	$\frac{19}{2658}$	$\frac{197100}{187300}$	$\frac{11}{2031}$	$\frac{132400}{125800}$	$\frac{14.7}{2338}$	$\frac{232300}{220600}$	$\frac{14.7}{2340}$		
0.12	$\frac{207300}{194900}$	$\frac{15.8}{2206}$	$\frac{131300}{123400}$	$\frac{29.2}{2993}$	$\frac{254200}{236900}$	$\frac{17.1}{2294}$	$\frac{167000}{157000}$	$\frac{22.2}{2612}$	$\frac{299300}{281300}$	$\frac{22.7}{2643}$		
0.14	$\frac{267900}{249200}$	$\frac{23.9}{2494}$	$\frac{163900}{152400}$	$\frac{42.5}{3326}$	$\frac{319500}{297100}$	$\frac{25.1}{2558}$	$\frac{205000}{190700}$	$\frac{31.8}{2878}$	$\frac{376000}{349700}$	$\frac{33.3}{2946}$		
0.16	$\frac{341100}{313800}$	$\frac{34.8}{2799}$	$\frac{200900}{184900}$	$\frac{59.5}{3663}$	$\frac{394500}{362900}$	$\frac{35.5}{2827}$	$\frac{246800}{227100}$	$\frac{43.8}{3141}$	$\frac{464000}{426900}$	$\frac{47}{3255}$		
0.18	$\frac{430100}{391400}$	$\frac{49.3}{3126}$	$\frac{243100}{221200}$	$\frac{81}{4008}$	$\frac{481000}{437700}$	$\frac{48.6}{3105}$	$\frac{292900}{266600}$	$\frac{58.5}{3404}$	$\frac{565300}{514500}$	$\frac{64.4}{3574}$		
0.20	$\frac{539300}{485400}$	$\frac{68.7}{3481}$	$\frac{291300}{262200}$	$\frac{108}{4363}$	$\frac{581300}{523200}$	$\frac{65.3}{3394}$	$\frac{343900}{309500}$	$\frac{76.3}{3668}$	$\frac{682600}{614400}$	$\frac{86.5}{3905}$		

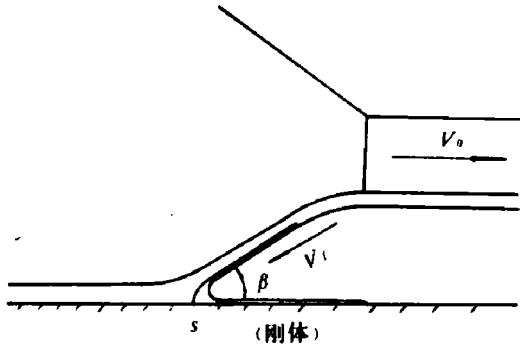


图2 准对称碰撞的流动图案

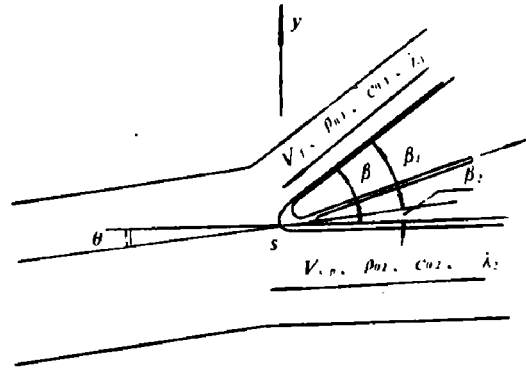


图3 非对称碰撞焊的流动图案

可以得到

$$V_1 = \frac{C_{01}}{(1 - \lambda_1 \mu_1)} \cdot \sqrt{\mu_1 (2 - \mu_1)}$$

$$P_1 = \frac{1}{2} \rho_{01} V_1^2 / (1 - \frac{1}{2} \mu_1)$$

由于 \$S\$ 点两侧必须满足压力相等的条件, 即 \$P_1 = P_2\$, 于是总共有五个方程式可被利用

$$V_1 = \frac{C_{01}}{(1 - \lambda_1 \mu_1)} \cdot \sqrt{\mu_1 (2 - \mu_1)}$$

$$P_1 = \rho_{01} V_1^2 / (2 - \mu_1)$$

$$u_2 = \frac{[C_{02}^2 + 4 \lambda_2 (P_2 / \rho_{02})]^{1/2} - C_{02}}{2 \lambda_2}$$

$$V_1 = V_f - u_2$$

$$P_1 = P_2 = P$$

(10)

其中 \$\rho_{01}, C_{01}, \lambda_1, \rho_{02}, C_{02}, \lambda_2\$ 和 \$V_f\$ 都是已知的, 因此由 (10) 式可以解出 \$\mu_1, V_1, P_1, P_2, u_2\$ 五个未知数。为了便于计算, 利用 (10) 式导出非对称碰撞时的来流速度 \$V_f\$ 和复层材料压缩率 \$\mu_1\$ 之间的关系式

$$V_f = \frac{1}{2 \rho_{02} \lambda_2 (1 - \lambda_1 \mu_1)} \left\{ [2 \rho_{02} \lambda_2 C_{01} \sqrt{\mu_1 (2 - \mu_1)} - \rho_{02} C_{02} (1 - \lambda_1 \mu_1)] + [\rho_{02}^2 C_{02}^2 (1 - \lambda_1 \mu_1)^2 + 4 \rho_{02} \lambda_2 \rho_{01} C_{01}^2 \mu_1]^{1/2} \right\} \quad (11)$$

表 2 给出几种常用金属组合在不同 \$V_f\$ 下的计算结果。为了便于比较, 表 2 还给出准对称碰撞不可压缩流体驻点压力 \$P_d\$ (即把基层看作绝对刚体, 而把来流当作不可压缩流体) 和准对称碰撞可压缩流体驻点压力 \$P_s\$ (即把基层看作绝对刚体, 而把来流当作可压缩流体) 的

表2 常用材料非对称碰撞的驻点压力P, 压缩率 μ_1 和界面速度 u_2

复层材料	基层材料	V_1 (m/s)	u_2 (m/s)	$\mu_1 = 1 - \frac{\rho_2 V_1}{\rho_1}$	P (kg/cm ²)	P_s (kg/cm ²)	P_i (kg/cm ²)	$\frac{P_s - P}{P}$ (%)	$\frac{P_i - P}{P}$ (%)
铝	钢	2000	155	0.054	48200	55100	56900	14	18
		3500	400	0.126	141000	169000	182000	20	29
钢	铝	2000	535	0.066	88400	160000	169000	81	91
		3500	1199	0.127	228000	491000	545000	115	139
铜	钢	2000	366	0.07	125000	182000	191000	46	53
		3500	839	0.148	348000	556000	620000	60	78
钢	铜	2000	302	0.083	121000	160000	169000	32	40
		3500	727	0.158	333000	491000	545000	47	64
不锈钢	钢	2000	338	0.057	114000	161000	168000	41	47
		3500	780	0.125	317000	484000	541000	56	71
钢	不锈钢	2000	230	0.083	121000	160000	169000	32	40
		3500	730	0.158	333000	491000	545000	47	64
铝	铝	2000	272	0.048	42100	55100	56900	31	35
		3500	681	0.11	116000	169000	182000	46	57
铜	铜	2000	326	0.073	132000	182000	191000	38	47
		3500	779	0.152	363000	556000	620000	53	71
钢	钢	2000	340	0.08	115000	160000	169000	39	47
		3500	785	0.154	319000	491000	545000	54	71

计算值。前者相当于不可压缩流体对称碰撞，而后者相当于可压缩流体对称碰撞。

分析表2所示的数据，可以形成以下几点概念：

1. 按可压缩流体非对称碰撞的计算结果表明，同样一种材料组合爆炸焊接时，以其中何种材料为复层，何种材料为基层，将直接影响界面的移动速度 u_2 和驻点压力 P 。以铝/钢爆炸焊，来流速度 $V_f = 2000 \text{ m/s}$ 为例，若以铝为复层（即铝打钢），则 $u_2 = 155 \text{ m/s}$ ， $P = 48200 \text{ kg/cm}^2$ ；相反，若以钢为复层（即钢打铝），则 $u_2 = 535 \text{ m/s}$ ， $P = 88400 \text{ kg/cm}^2$ 。相差非常悬殊。可见，同样一种材料组合，选择其中不同的材料当复层，其可焊的参数范围是不一样的。

2. 在爆炸焊接的速度范围内，按准对称不可压缩流体计算驻点压力 P_d 比按非对称可压缩流体计算的驻点压力 P 大14~115%。这种差别显然是由于界面移动速度 u_2 造成的。所以它取决于基复层材料及来流速度的大小。来流速度越高，差值越大。把同种材料的非对称碰撞视为准对称碰撞，将产生30~50%的误差，这显然是不允许的。尤其是当基复层材料不同而且复层密度大于基层时，更不可视为准对称碰撞。尽管复层材料的密度小于基层，把非对称碰撞当做准对称碰撞来计算驻点压力也会带来严重的误差，尤其是当来流速度较高时。因此准对称碰撞的假设不可取。

3. 在考虑材料的实际可压缩性之后，可以清楚地看出，非对称碰撞的驻点压力比对称碰撞小得多。

四、可压缩流体的驻点压力 P_s 与等效 正碰撞的激波压力 P_l 的比较

从以上的计算可以看出，当基复层材料给定时，驻点压力仅仅取决于来流速度，而与碰撞角 β 无关。但实际上，当碰撞角小于某一最小值 β_{min} 时，再入射流将会消失。而再入射流一旦消失，驻点就不存在了，因此也就无所谓驻点压力。而试验表明，较好的焊接质量往往是在略高于最小碰撞角附近，因此许多学者对焊接窗口的下限给予足够的重视^[2, 3, 4, 6]，这就提出一个问题，即在考虑爆炸焊接下限的压力条件时应当如何计算碰撞压力？按流体模型还是按等效正碰撞激波压力？后者虽然适合于不出射流的条件，但当出现再入射流时，基复层间的碰撞属于软碰撞，压力的计算值可能偏高。因此有必要对这两种方法进行比较。

计算结果表明，当碰撞角比较小的时候，激波压力的计算值小于驻点压力的计算值；当碰撞角比较大的时候，激波压力的计算值大于驻点压力的计算值。以铝/钢爆炸焊接为例，当 $V_f = 2000 \text{ m/s}$ 时，从表2查得驻点压力 $P = 48200 \text{ kg/cm}^2$ （与碰撞角 β 无关），而按等效正碰撞计算^[7]，即按 V_f 在界面法线方向分量 V_p 计算的激波压力 P_l 随碰撞角 β 增加，如表3所示。不难看出，当 β 较小时， $P_l < P_s$ ；随着 β 的增加， P_l 逐渐接近 P_s ；当 β 超过某一数值 β_c 时， $P_l > P_s$ 。 β_c 即为 $P_l = P_s$ 所对应的碰撞角。计算结果表明， β_c 通常大于 β_{min} 。因此，当 $\beta < \beta_{min}$ 时，计算 P_s 无意义，因为射流消失，驻点不存在；而当 $\beta > \beta_c$ 时，计算 P_l 无意义，因为驻点是流体压力的最高点。为了便于比较，首先导出 β_c 的一般表达式

$$V_p = V_f \cdot \sin \beta = u_1 + u_2$$

$$u_1 = \frac{1}{2 \rho_{o1} \lambda_1} \left[\sqrt{\rho_{o1}^2 C_{o1}^2 + 4 \rho_{o1} \lambda_1 P_1} - \rho_{o1} C_{o1} \right]$$

$$u_2 = \frac{1}{2 \rho_{o2} \lambda_2} \left[\sqrt{\rho_{o2}^2 C_{o2}^2 + 4 \rho_{o2} \lambda_2 P_1} - \rho_{o2} C_{o2} \right]$$

令 $P_1 = P_s$, 求 β_c :

$$\sin \beta_c = \left\{ \frac{\sqrt{\rho_{o1}^2 C_{o1}^2 + 4 \rho_{o1} \lambda_1 P_s} - \rho_{o1} C_{o1}}{2 \rho_{o1} \lambda_1} + \frac{\sqrt{\rho_{o2}^2 C_{o2}^2 + 4 \rho_{o2} \lambda_2 P_s} - \rho_{o2} C_{o2}}{2 \rho_{o2} \lambda_2} \right\} / V_f \quad (12)$$

因为 P_s 是 V_f 的函数, 所以利用 (12) 式可以求出不同 V_f 的 β_c 。表 4 和表 5 分别给出铝/钢爆炸焊和铜/钢爆炸焊时的计算结果。

表 3 铝/钢爆炸焊 ($V_f = 2000 \text{ m/s}$) 时的激波压力和驻点压力比较

碰撞角 β (°)	8	10	12	14	16	18
激波压力 P_1 (kg/cm^2)	28049	35386	42867	50458	58190	65923
驻点压力 P_s (kg/cm^2)	48200					

表 4 铝/钢爆炸焊时, 不同 V_f 所对应的 β_c

V_f (m/s)	1500	2500	3500
$P_1 = P_s$ (kg/cm^2)	27700	73800	141000
β_c (°)	10.6	15.9	20.2

表 5 铜/钢爆炸焊时, 不同 V_f 所对应的 β_c

V_f (m/s)	1500	2500	3500
$P_1 = P_s$ (kg/cm^2)	74600	188000	348000
β_c (°)	16.5	22.6	27

从表 4、5 可以看出, 当材料给定时, β_c 随 V_f 的提高而增大, 而爆炸焊接参数可焊范围的下限 β_{min} 则随 V_f 的提高而减小。 β 越小, 再入射流层越薄。因此, V_f 越高, 按等效正碰撞计算焊接下限的压力越接近实际。下面引入两种材料组合焊接参数下限的试验数据, 其中一种是不锈钢/钢爆炸焊; 另一种是铜/钢爆炸焊。这些数据都是用“台阶法”试验得到的结果, 详见表 6。

表6 爆炸焊接参数下限的试验值 (P为计算值)

参 数	材料组合	不锈钢 σ_{b1}	低碳钢 σ_{b2}	紫铜 σ_{b1}	低碳钢 σ_{b2}
		= 6500	= 4700	= 3000	= 4700
V_f	(m/s)	2100	3200	1691	3053
β_{min}	(°)	7.9	4.9	7.8	4.0
V_{Pmin}	(m/s)	292	274	230	212
P_s	(kg/cm ²)	125000	269000	92500	270000
P_i	(kg/cm ²)	49917	46804	38700	35400
P_s / σ_b^*		19.2	41.4	19.7	57.4
P_i / σ_b^*		7.7	7.2	8.2	7.5

* 这里的 σ_b^* 是强度较高的那种材料(基层或复层)的静态拉伸极限强度。

很显然,特定金属组合爆炸焊接下限不宜于用驻点压力的数值来表示,因为它随来流速度而变。而用等效正碰撞的激波压力来表示,则在很大的来流速度变化范围内, $P_{i min}$ 几乎相等。因此按等效正碰撞的激波压力 P_i 来衡量爆炸焊接下限的压力水平是正确的,它不应低于强度较高的那种材料静态拉伸极限强度 σ_b 的7~8倍。这同魏特曼推荐的数据比较接近。但是应当指出, $P_{i min} = K \cdot \sigma_b$ 中的K值不仅与材料组合有关,而且当焊接界面爆炸前的表面光洁度有关。表6所示的数据是在 $\nabla 6$ 条件下得到的(相当于表面粗糙度 $R_z = 10$ 微米)。当表面比较粗糙时,K值将会相应提高。

五、初步结论

1. 在对称碰撞条件下,按不可压缩流体计算驻点压力小于按可压缩流体的计算值,其相对误差等于材料压缩率 μ 的二分之一,若来流速度 V_f 在1500~3500 m/s相应的误差为3~10%左右。但实际爆炸焊接装置几乎都是非对称碰撞,在这种情况下,按准对称碰撞计算不可压缩流体驻点压力大于非对称可压缩流体驻点压力,其误差大小视基复层材料及来流速度的不同而异。对同种金属之间的非对称碰撞焊,当 $V_f = 2000 \sim 3500$ m/s时,其误差约为30~50%。因此所谓准对称碰撞的假设不可取。

2. 当碰撞角 $\beta > \beta_c > \beta_{min}$ 时,计算正碰撞的激波压力没有意义;当 $\beta < \beta_c$ 时,随着 β 的减小,激波压力计算值的可信度提高;当 $\beta < \beta_{min}$ 时,计算驻点压力没有意义。这时把斜碰撞等效为正碰撞所计算出来的激波压力可信。

3. 在考虑爆炸焊接下限的压力条件时,应当按等效正碰撞来计算碰撞压力。而在正常的焊接参数范围内,由于再入射流的存在而使激波压力的计算失真,加上碰撞点附近的压力分布不均匀⁽⁸⁾,应当以流体的驻点压力来表征其界面的碰撞压力。计算这个压力时,必须考虑材料的实际可压缩性,尤其是在非对称碰撞焊时,更不可忽略材料的实际可压缩性。

参 考 文 献

- [1] 郑哲敏等, 爆炸加工, 国防工业出版社 (1981).
- [2] Crossland, B. etc., Explosive Cladding of Large and Relatively Thick Flyer Plates, *Proc. of the 5-th HERF* (1975).
- [3] Ezra, A. A., *Principles and Practice of Explosive Metal-Working*, Vol. 1 (1973).
- [4] Wittman, R. H., *AD-A047955* (1977).
- [5] 北京工业学院八系, 爆炸及其作用, 国防工业出版社 (1979).
- [6] Deribas, A. A., etc., Investigation of Explosive Welding Parameters for Arbitrary Combinations of Metals and Alloys, *Proc. of the 5th HERF* (1975).
- [7] Megueen, R. G. and Mash, S. P., *Jour. Appl. Phy.* 31 (7) (1960), 1253—1269.
- [8] Sobky, H. E. L. and Blazynski, T. Z., Analysis of the Mechanism of Collision in Multi-layered Composites, *Proc. of the 7-th HERF* (1981).

CALCULATION OF IMPACT PRESSURE IN EXPLOSIVE WELDING INTERFACE

Chen Huojin

Abstract

This paper presents a relation between the velocity of flyer plate and its compression ratio and introduces a method of calculating the pressure of compressible fluid at stagnation point in explosive welding for arbitrary combination of metals by symmetric or non-symmetric impact. In calculating the stagnation point pressure, both incompressible and compressible fluid models are used. The results show that for the symmetric impact, the stagnation point pressure of incompressible fluid is smaller than that of the compressible. On the contrary, when the impact is quasi-symmetric or non-symmetric, the former is greater than the latter.

The paper also points out that the lower limit of explosive welding parameters should be calculated in terms of equivalent shock pressure; the impact pressure of explosive welding interface must be characterized by stagnation point pressure when the explosive welding is within the weldability window. In the calculation the compressibility of materials could not be neglected, especially in the case of non-symmetric impact.