第17卷 第2期 高 压 物 理 学 报 Vol. 17, No. 2
2003年6月 CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS June, 2003

文章编号：1000-5773(2003)02-0135-06

爆炸焊界面附近熔化层厚度估算*

闫鸿浩[1]，李晓杰[1]，贾宏志[2]，李洪升[1]，奚进一[1]

(1. 大连理工大学工程力学系，辽宁大连 116023；
2. 中国工程物理研究院流体物理研究所，四川绵阳 621900)

摘要：爆炸焊接界面附近温升是由爆炸绝热压缩和畸形变形能沉积两者造成的。通过计算绝热压缩温升和畸形变形能沉积产生的温升，给出熔化判据，估计出了爆炸焊接界面熔化层的厚度。

关键词：爆炸焊接界面；熔化层厚度

中图分类号：TG456.6 **文献标识码**：A

1 引 言

工业金属复合材料在石油、化工、造船、机械、电力、航空、航天等各方面的广泛应用促进了爆炸焊接工艺的广泛研究。到目前为止，已能用这种特殊焊接技术焊接数百种金属和合金。此项技术之所以能得到今天的发展，是因为它自身有很多优点。如：将不同金属组合焊接在一起、大面积的无缝焊接、焊接强度高、操作方便、成本低等等。但随着社会的不断进步发展，人们对爆炸焊接产品的要求越来越高。为了满足日益增长的需求，广大从事爆炸焊接等相关专业的科学工作者很有必要对爆炸焊接的机理做深入的分析研究，以便生产出更多、更好的复合材料。在爆炸焊接理论研究方面，其中焊接界面附近的温度场研究是一个重要内容。如果能定量或至少半定量地去研究爆炸焊接界面附近的温度场对提高爆炸焊接质量是至关重要的。在非晶态金属薄带爆炸焊接方波形温度场模型计算中也需要知道熔化层的厚度[1]。在复合过程中，如果焊接界面的温度过高，在界面出现过度熔化，从而影响焊接质量。所谓焊接窗口的上限，就是某一焊接参数的上限，通过寻求上限，可控制焊接界面温度，使得界面不产生过熔，或者说要把熔化层控制在一定的厚度之内。本研究通过另一种方法来研究界面的温度场分布规律，力图估算熔化层的厚度。

我们知道在爆炸焊接界面附近的应变率能达到 $10^6 \sim 10^7$ 量级[2]。应变率这么大，焊接金属材料避免不了发生很大的畸形变形，急剧变形而沉积的能量很可能使焊接材料部分发生熔化。同时材料在受到冲击压缩时，也会升温。所以本研究考虑了材料在这两种情况综合影响下的温升程度。考虑畸形变形能作用时，采用的是理想流体对称碰撞模型；考虑冲击压缩作用时，采用了热力学关系和冲击绝热线。

2 利用热力学关系和冲击绝热线计算冲击温度

由热力学关系

$$\mathrm{d}e + p\mathrm{d}v = c_V \mathrm{d}T + [(\partial e/\partial v)_T + p]\mathrm{d}v$$
$$p + (\partial e/\partial v)_T = T(\partial s/\partial v)_T = Tc_V\gamma/v$$

* **收稿日期**：2002-05-20；**修回日期**：2002-09-09
基金项目：国家自然科学基金(19972015,10172025)；辽宁省自然科学基金
作者简介：闫鸿浩(1975—)，男，博士研究生.

所以

$$de + p\mathrm{d}v = c_V \mathrm{d}T + Tc_V \frac{\gamma}{v}\mathrm{d}v \tag{1}$$

式中:e 为比内能;p 为压强;v 为比容;T 为温度;γ 为 *Grüneisen* 系数;c_V 为定容比热。又有,描述冲击状态的雨贡纽方程的微分表达式为

$$de_\mathrm{H} + p_\mathrm{H}\mathrm{d}v = 0.5\left[p_\mathrm{H} + (v_0 - v)\frac{\mathrm{d}p_\mathrm{H}}{\mathrm{d}v}\right]\mathrm{d}v \tag{2}$$

式中下标 H 和 0 分别为对应的雨贡纽状态和常态。联立(1)、(2)式有

$$\frac{\mathrm{d}T_\mathrm{H}}{\mathrm{d}v} + \frac{\gamma}{v}T_\mathrm{H} = 0.5\left[p_\mathrm{H} + (v_0 - v)\frac{\mathrm{d}p_\mathrm{H}}{\mathrm{d}v}\right]/c_V \tag{3}$$

式中:在高温时 $c_V = 3R/\mu$ 近似为常数,R 为普适气体常数,μ 为摩尔质量。Grüneisen 系数表示为

$$\gamma/v = \gamma_0/v_0 \tag{4}$$

由于绝热压缩方程可以近似地用冲击雨贡纽方程式来代替,即

$$p_\mathrm{H} = \rho_0 c_0^2 \eta/(1-\lambda\eta)^2;\eta = 1 - v/v_0 \tag{5}$$

式中 c_0 和 λ 为材料常数。将公式(5)、(4)代入(3)式得到冲击温度[3]

$$T_\mathrm{H} = T_0\exp(\gamma_0\eta) + \frac{c_0^2}{c_V}\exp(\gamma_0\eta)\cdot \int_0^\eta \frac{\lambda x^2}{(1-\lambda x)^3}\exp(-\gamma_0 x)\mathrm{d}x \tag{6}$$

显然在给定冲击压强下,可以依据公式(5)、(6)求出冲击温度。以铁金属材料为例,计算出的压强与冲击温度之间的关系如图 1 所示($\lambda = 1.58$[4],$\gamma_0 = 1.90$[4])。

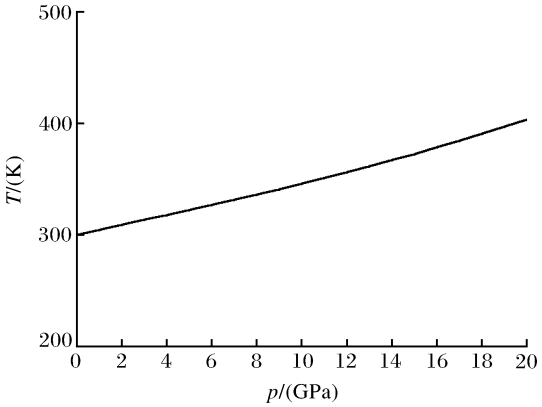


图 1 铁的冲击温度与冲击压强的关系曲线

Fig. 1 Shock temperature versus shock pressure curve for Fe

普通的爆炸焊接界面处冲击压强在 20 GPa 左右。从图中能看出,在 20 GPa 的冲击压强作用下,材料铁的最终温升在 100 K 左右。所以冲击压缩对焊接界面的温升贡献不是很大。

3 畸形变形能对温升的贡献

3.1 理想对称不可压缩碰撞模型构建

前一节考虑了冲击压缩下材料的温升,通过计算温度升高的值不是很大。这一节考虑畸形变形能对温升的贡献。在爆炸焊接条件下,驻点压强为十几万个大气压。如用 σ_b 表示材料的动态强度,则 $\rho V_{\mathrm{f}\infty}^2/2\sigma_\mathrm{b}$ 的值从几十到上百[5],可以认为材料强度 σ_b 是一个高阶小量,予以忽略。可将驻点附近的金属流动行为作为流体近似处理。另外,以纯铁为例,依据公式(5),由雨贡纽方程可以求出当 p 为 25 GPa 时,压缩量仅达 13.6%,所以近似处理时可忽略材料的压缩量,将焊接界面附近的流动行为采用不可压缩理想流体模型处理。

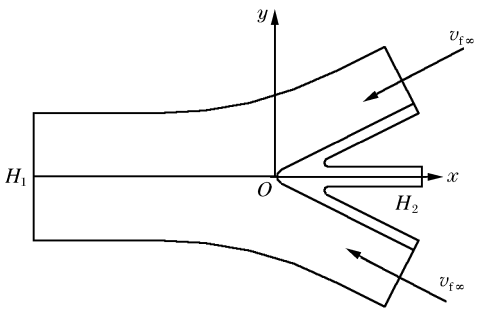


图 2 对称碰撞示意图

Fig. 2 Schematic diagram of symmetrical collision

尽管爆炸焊接是个非常复杂的物理过程,但对其驻点附近的流动特性研究,仍可近似采用二维理想流

体模型,按定常、不可压缩、无旋流计算。图 2 是针对具有代表意义的势流计算模型。由于在所有来流与出流的无穷远处,流体压力均为零,根据伯努利方程,所有来流与出流的无穷远处的流速均为 $v_{f\infty}$,H_1、H_2 分别表示两板复合后的"出流"厚度和再入射流厚度,β 为碰撞半角。现将坐标原点放在驻点 O 点上,由于模型的对称性,不妨只以 x 坐标上方的流体作为研究对象。

对于不可压缩势流问题采用复变函数方法求解,把整个模型用势函数和流函数表示出来。设复速度势为 $w(z)=\varphi(x,y)+i\psi(x,y)$,其中 $z=x+iy$,$\varphi(x,y)$为速度势,$\psi(x,y)$为流函数。通过求解则有

$$\frac{1}{v_{f\infty}H_2/2}\Psi(u_x,u_y)=2\Big[(1+\cos\beta)\tan^{-1}\frac{u_y}{1+u_x}-(1-\cos\beta)\tan^{-1}\frac{u_y}{1+u_x}+\tan^{-1}\frac{N}{M}-\tan^{-1}\frac{K}{J}\Big]\Big/[\pi(1-\cos\beta)] \tag{7}$$

式中

$$M=1+u_x\cos\beta+u_y\sin\beta;\ N=-u_y\cos\beta+u_x\sin\beta;$$
$$J=1+u_x\cos\beta-u_y\sin\beta;\ K=u_y\cos\beta+u_x\sin\beta$$

u_x、u_y 分别是质点流动速度的水平、垂直分量。

文献[2]中给出了复函数 z 的解

$$z=\frac{H_1+H_2}{2\pi}[(1+\cos\beta)\ln(1+\bar{v}_*)-e^{i\beta}\ln(1+e^{i\beta}\bar{v}_*)-e^{-i\beta}\ln(1+e^{-i\beta}\bar{v}_*)-(1-\cos\beta)\ln(1-\bar{v}_*)] \tag{8}$$

式中

$$\bar{v}_*=(u_x-iu_y)/v_{f\infty}$$

这里为计算表达方便,将(8)式进一步展开可写为

$$\begin{cases}\dfrac{x}{H_2/2}=\{(1+\cos\beta)\ln[(1+u_x)^2+u_y^2]-(1-\cos\beta)\ln[(1-u_x)^2+u_y^2]-\cos\beta[\ln(M^2+N^2)+\ln(J^2+K^2)]+2\sin\beta[\tan^{-1}(N/M)+\tan^{-1}(K/J)]\}/[\pi(1-\cos\beta)]\\ \dfrac{y}{H_2/2}=2\{-(1+\cos\beta)\tan^{-1}[u_y/(1+u_x)]-(1-\cos\beta)\tan^{-1}[u_y/(1-u_x)]+(1/2)\sin\beta\{\ln[(u_x+\cos\beta)^2+(u_y-\sin\beta)^2]-\ln[(u_x+\cos\beta)^2+(u_y+\sin\beta)^2]\}-\cos\beta[\tan^{-1}(N/M)-\tan^{-1}(K/J)]\}/[\pi(1-\cos\beta)]\end{cases} \tag{9}$$

3.2　爆炸焊接界面附近的畸形变形能沉积对温升贡献计算

前一节给出了整个模型的复函数解,已经把物质质点的空间坐标给出。根据公式(7)、(8)、(9)能进一步地作畸形变形能分析,以便求解畸形变形能对温升的贡献。由变形能的定义

$$U=\int_0^{\varepsilon_{ij}}\sigma_{ij}\,d\varepsilon_{ij}\quad\text{或}\quad dU=\sigma_{ij}\,d\varepsilon_{ij}=\sigma_{ij}\,d\varepsilon_{ij}^{e}+\sigma_{ij}\,d\varepsilon_{ij}^{p}$$

在刚塑性流中,$d\varepsilon_{ij}^{e}=0$,所以

$$d\varepsilon_{ij}=d\varepsilon_{ij}^{p}$$

由塑性应变增量理论(Levy and Mises 理论)知

$$d\varepsilon_{ij}^{p}=dm\cdot S_{ij}$$
$$\sigma_{ij}=-p\delta_{ij}+d\varepsilon_{ij}^{p}/dm$$

塑性变形能 $dU=-p\,d\varepsilon_{kk}^{p}+d\varepsilon_{ij}^{p}\cdot d\varepsilon_{ij}^{p}/dm$ 由加上塑性体积不变条件 $d\varepsilon_{kk}^{p}=0$,所以

$$dU=d\varepsilon_{ij}^{p}\cdot d\varepsilon_{ij}^{p}/dm$$

同样有 $dU=dm\cdot S_{ij}\cdot S_{ij}$。而从屈服函数与当量塑性应变的定义

$$Y=\sqrt{3/2}\sqrt{S_{ij}\cdot S_{ij}}$$
$$d\varepsilon_{eq}^{p}=\sqrt{2/3}\sqrt{d\varepsilon_{ij}^{p}\cdot d\varepsilon_{ij}^{p}}$$

屈服函数一般是很复杂的函数,对这里爆炸焊接高应变率变形下,相当于流动应力。由于材料在高应变率情况下,屈服流动应力和通常状态下不是很一样。通常的拉伸实验应变率在 $10^{-3}\ \mathrm{s}^{-1}$ 以下,由 Campbell 的试验证明[6],在应变率由 $10^{-3}\ \mathrm{s}^{-1}$ 上升到 $10^{3}\ \mathrm{s}^{-1}$ 的六个数量级的变化范围内,流动应力增加到两倍。在爆炸焊接过程中,在驻点附近的应变率达到 $10^{6}\ \mathrm{s}^{-1}$,应变率对流动应力的影响更不可忽略。在超高应变率下的材料性质的研究,目前还显得薄弱,有待广大材料科学工作者在这方面作更多的工作。因此在计算爆炸焊接界面附近塑性畸变功时,近似用黏性关系式 $Y_0=\tau=\tau_0+\xi\dot{\gamma}$ 来描述(对于铁质材料取 $\tau_0=2500\ \mathrm{kg/cm^2}$;$\xi=2.1\ \mathrm{kPa\cdot s}$[2])。所以

$$\mathrm{d}U=Y_0\cdot\mathrm{d}\varepsilon^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}=Y_0\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}\mathrm{d}t=(\tau_0+\xi\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}})\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}\mathrm{d}t \tag{10}$$

从上面的公式可知,变形能的计算归根到底是求解当量应变率。

我们知道介质发生高速变形时,应变率偏张量表征由于剪切变形所引起的介质的形状变化。在塑性理论中,应变率偏量的第二不变量起着重要的作用。它可以看成是介质中元素的形状歪曲总和的特征。它可以表示为[2]

$$\dot{\Gamma}=2\sqrt{I_2[\dot{D}(\dot{\varepsilon})]}=\frac{\sqrt{2}}{3}\sqrt{(\dot{\varepsilon}_x-\dot{\varepsilon}_y)^2+(\dot{\varepsilon}_y-\dot{\varepsilon}_z)^2+(\dot{\varepsilon}_z-\dot{\varepsilon}_x)^2+\frac{3}{2}(\dot{\gamma}^2_{xy}+\dot{\gamma}^2_{yz}+\dot{\gamma}^2_{zx})}$$

在平面理想不可压缩碰撞模型中有

$$\dot{\varepsilon}_x=-\dot{\varepsilon}_y;\ \dot{\varepsilon}_z=0;\ \dot{\gamma}_{xz}=\dot{\gamma}_{zy}=0$$

等效应变率进一步写成

$$\dot{\Gamma}=\frac{\sqrt{2}}{3}\sqrt{6\dot{\varepsilon}^2_x+\frac{3}{2}\dot{\gamma}^2_{xy}}=\frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{\dot{\varepsilon}^2_x+(\frac{\dot{\gamma}_{xy}}{2})^2}$$

所以在平面刚塑性变形下的当量应变率为

$$\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}=\dot{\Gamma}=\frac{\sqrt{2}}{3}\sqrt{6\dot{\varepsilon}^2_x+\frac{3}{2}\dot{\gamma}^2_{xy}}=\frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{\dot{\varepsilon}^2_x+(\frac{\dot{\gamma}_{xy}}{2})^2} \tag{11}$$

所以

$$U=\int\mathrm{d}U=\int Y_0\mathrm{d}\varepsilon^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}=\int Y_0\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}\mathrm{d}t=\int(\tau_0+\xi\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}})\dot{\varepsilon}^{\mathrm{p}}_{\mathrm{eq}}\mathrm{d}t \tag{12}$$

设畸形变形能温升为 ΔT,则有

$$\rho_0 c_V\Delta T=U;\quad \text{所以}\quad \Delta T=\frac{U}{\rho_0 c_V}$$

式中:c_V 为定容比热。所以如果考虑冲击压缩和畸形变形能综合作用,则爆炸焊接界面温度为

$$T=T_{\mathrm{H}}+\Delta T=T_0\exp(\gamma_0\eta)+\frac{c_0^2}{c_V}\exp(\gamma_0\eta)\int_0^{\eta}\frac{\lambda x^2}{(1-\lambda x)^3}\exp(-\gamma_0 x)+\frac{U}{\rho_0 c_V} \tag{13}$$

我们知道材料在高压下的熔点高,界面处的温度如果达到高压下的熔点,温度也不可能再进一步的增长,这里也有熔化潜热存在。所以界面附近的温度不大于高压下的熔点,给出表达式

$$\text{if}\qquad (T\geqslant T_{\mathrm{mh}})\qquad \text{then}\qquad T=T_{\mathrm{mh}}$$

式中:T_{mh} 是高压下的熔点温度,T_{mh} 可以用 Lindemann 熔化公式求解[7]

$$T_{\mathrm{mh}}=T_{\mathrm{mo}}\left(\frac{v}{v_0}\right)^{2/3}\exp\left[2\gamma_0\left(1-\frac{v}{v_0}\right)\right]$$

式中 $T_{\mathrm{mo}}=T_{\mathrm{mh}}(v_0)$,Lindemann 熔化公式的具体讨论可以参考文献[8,9]。

研究界面附近的温度分布规律时,一个要关注的问题是界面层的熔化状况,比如熔化层的厚度。判断熔化与否,必须给出一个判据。由于爆炸焊接界面处的高压停滞时间十分短暂,高压很快卸载。材料在高压的温度可能达不到高压时的熔点,但如果高于常压下的熔点温度,当高压卸载后,材料也会熔化。所以定义判据为

$$T_{\mathrm{ml}}\leqslant T\leqslant T_{\mathrm{mh}}$$

式中 T_{ml}是常态下的熔点温度(对于铁材料 $T_{ml}\approx1809$ K)。

4　计算结果分析与探讨

以金属铁的爆炸焊接为例,计算的有关参数如表 1 所示。

表 1　铁板的爆炸焊接和特性参数

Table 1　Explosive welding parameters and mechanical parameters for Fe plate

ρ_0 /(kg/m^3)	c_0 /(km/s)	λ	γ_0	T_0 /(K)	c /(J·kg^{-1}·K^{-1})	T_{mo} /(K)	H_1+H_2 /(mm)	β	$v_{f\infty}$ /(km/s)
7850	3.955	1.58	1.90	298.15	452[10]	2350[3]	20.0	(5/180)·3.1416	2.0

在焊接界面附近的温度分布情况如图 3 所示。图中标号为 1、2、3、4、5 的实线表示当流函数 ψ 分别为−1.0、−2.0、−3.0、−4.0、−5.0 对应的流线上的温升曲线。流函数单位是 $H_2v_{f\infty}/2$。对于单位流函数表示流线平行于焊接界面时,离界面的距离为 $H_2/2$,即半倍射流厚度。虚线 T_{ml}是金属铁常态下的熔点,阴影部分是熔化区。从图中分析可以得出:

(1) 在靠近焊接界面附近的地方,离焊接界面越近,沉积的畸形变形能越大,温升越剧烈。

(2) 阴影部分与曲线 4 相切,切点处材料已经高于常压下的熔点。所以能看出,界面处的熔化层的厚度大致在 2 倍射流厚度。由于对称性,在 x 轴下面也有同样的厚度熔化。所以共有 $4H_2=2(H_1+H_2)(1-\cos\beta)=0.152$ mm 厚度的铁质熔化。

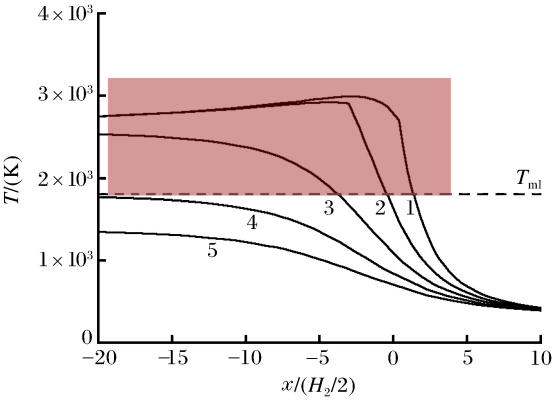


图 3　当 $\beta=5°$不同流线上的温升图

Fig. 3　Temperature rises along different ψ at $\beta=5°$

(3) 曲线 1、2、3、4、5 分布趋势也表明,界面附近对应于同一横坐标来,离界面越近的地方,越先熔化。

(4) 用同样的方法也可预估不同焊接条件下的熔化层厚度,结合爆炸焊接窗口理论,可进一步地优化焊接参数,对工程上有一定的理论指导意义。

从以上初步计算结果与分析可见,在焊接界面附近的地方,离焊接界面越近,温升越快;以铁材料为例,在上面爆炸参数条件下,熔化层厚度大致在 2 倍射流厚度。它符合爆炸焊接的实际情况,对预测爆炸焊接过程中焊接界面熔化层厚度有一定的理论指导意义。当然还有一些地方需要作进一步研究。如流动应力的选择,只考虑了高应变率的影响,没考虑温度和高压的影响。实际上当材料的温度升高,流动应力会减小;高压能提高流动应力。也有作温升计算时,没考虑热传导的影响等。这些问题正在深入研究中。

References:

[1]　Yan H H, Li X J, Xi J Y, et al. Temperature Field Model for Explosive Welded Multilayer Amorphous Foils [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2002, 16(1): 65−69. (in Chinese)
闫鸿浩,李晓杰,奚进一,等. 多层非晶薄带爆炸焊接温度场模型 [J]. 高压物理学报,2002,16(1):65−69.

[2]　Shao B H, Zhang K. Explosive Welding Principle and Its Application [M]. Dalian: Dalian University of science and

Technology Press,1987. 236. (in Chinese)
邵丙璜,张 凯. 爆炸焊接理论及工程应用 [M]. 大连:大连工学院出版社,1987. 236.
[3] Tang W H,Zhang R Q. Theoretical Calculation and Analysis of Shock Temperature [J]. Chinese Space Science and Technology,1997,(4):56－63. (in Chinese)
汤文辉,张若棋. 冲击温度的理论计算及分析 [J]. 中国空间科学技术 ,1997,(4):56－63.
[4] Brown J M, McQueen R G. Phase Transitions, Grüneisen Parameter, and Elasticity for Shocked Iron between 77 GPa and 400 GPa [J]. J Geophys Res,1986,B91(7):7485－7494.
[5] Wang L L,Yu T X,Li R C. Progress of the Impact Dynamics [M]. Hefei: University of Science & Technology of China Press,1992. 370. (in Chinese)
王礼立,余同希,李永池. 冲击动力学进展 [M]. 合肥:中国科技大学出版社,1992. 370.
[6] Campbell J D,Ferguson W G. Philosophical Magazine,1970,21:63－82.
[7] Tang W H,Zhang R Q,Hu J B,et al. Approximation Calculation Methods of Shock Temperature [J]. Advances in Mechanics,1998,28(4):479－487. (in Chinese)
汤文辉,张若棋,胡金彪,等. 冲击温度的近似计算方法 [J]. 力学进展,1998,28(4):479－487.
[8] Li M S,Chen D Q. Experimental Scaling of the Melting Curve for Metals under High Pressures [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,2000,14(3):166－170. (in Chinese)
李茂生,陈栋泉. 高压熔化曲线的实验标定 [J]. 高压物理学报,2000,14(3):166－170.
[9] Chen D Q,Li M S,Cai L C. Free Volume Theory of High Pressure Melting [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics,2001,15(2):81－86. (in Chinese)
陈栋泉,李茂生,蔡灵仓. 高压熔化的自由体积理论 [J]. 高压物理学报,2001,15(2):81－86.
[10] Li H F. Calorifics(2nd)[M]. Beijing:Higher Education Press,2001. 379. (in Chinese)
李洪芳. 热学(第二版) [M]. 北京:高等教育出版社,2001. 379.

Estimation of Thickness of Melted Layer near Explosive Welding Interface

YAN Hong-Hao[1], LI Xiao-Jie[1], JIA Hong-Zhi[2], LI Hong-Sheng[1], XI Jin-Yi[1]

(1. *Department of Engineering Mechanics, Dalian university of Technology, Dalian* 116023, *China*;
2. *Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*)

Abstract: The temperature rise near explosive welding interface is caused by explosive adiabatic compression and abnormal deformation energy deposition. Through the calculation of temperature rise, the melting criterion was given, and the thickness of melted layer near explosive welding interface was estimated.

Key words: explosive welding interface; thickness of melted layer