文章编号：1000-5773(2009)01-0051-08

基于理想流体对称碰撞模型的爆炸焊接流场角变形计算*

张晓立[1,3]，王金相[1]，李晓杰[2]，刘家骢[3]

(1. 南京理工大学瞬态物理国家重点实验室，江苏南京 210094；
2. 大连理工大学工程力学系，辽宁大连 116024；
3. 南京理工大学化工学院工程力学系，江苏南京 210094)

摘要：采用理想流体对称碰撞模型，分析了爆炸焊接流场中沿流线的物理变形，推导出了角变形的理论计算公式，并采用 Visual C++语言对其进行了编程计算，获得了驻点近区角变形的大小及变化规律。结果表明，在驻点近区，沿来流至出流方向角变形逐步增大，其变化率在驻点附近最大；沿出流方向，给定碰撞角，角变形随来流速度的增加而增大；给定来流速度，角变形随碰撞角的增大而减小。从理论和实验方面，间接地将计算结果与前人的结论进行了对比验证，结果是一致的，以此为基础配合驻点近区的应变率场，讨论了其对爆炸焊接波状界面形成的影响。

关键词：爆炸焊接；对称碰撞；驻点近区；流线；角变形
中图分类号：O389；TG456.6 **文献标识码**：A

1 引 言

在军事上，装甲材料应尽可能满足“高硬度、高强度、高韧性、低密度、低成本”的要求，然而没有任何一种均质单相材料能够同时满足这一要求[1]。爆炸焊接技术可在瞬间将金属特别是不同的金属强固地焊接在一起[2]，并能够提高材料的硬度及强度，从而改善其抗侵彻性能[3]并有效地降低成本，因此爆炸焊接多层复合材料有望被广泛应用于防弹领域。对爆炸焊接的结合机制进行研究，对于多层复合抗侵彻材料的优化设计和提高其抗侵彻性能，具有十分重要的意义。

对爆炸焊接流场、界面温度场、驻点近区应变及应变率场的研究是研究其结合机制的基础，目前国内外已开展了较多的研究。A. Abe[4]利用有限差分法对弹塑性平行流模型进行了计算，说明了波状界面的起因；杨扬[5]、李晓杰[6]对界面温度场进行了研究；G. Taylor[7]、J. L. Robinson[8]、H. El-Sobky 等[9]曾利用不可压缩流体模型对于对称与非对称碰撞的流场、应变率进行了研究，并得出了驻点应变率最大的结论。不过对其物理变形的研究相对较少，研究爆炸焊接流场的物理变形对于分析波状界面、绝热剪切带的成因、了解射流形成的机理、认识爆炸焊接界面近区的材料力学和热学行为，进而优化焊接参数及保证焊接质量具有十分重要的意义。

国内外对爆炸焊接流场角变形的计算鲜有报道，本研究以理想流体对称碰撞模型为基础，推导出了沿流线的物理变形(角变形)的理论计算公式，利用 Visual C++语言编程对其进行了数值计算，给出了

* **收稿日期**：2008-03-30；**修回日期**：2008-07-10
基金项目：兵器预研基金(62301110510)；瞬态物理国家重点实验室基金(9140C3008030806)；教育部新教师基金项目(200802881013)；南京理工大学“百名优秀青年教师资助计划”项目
作者简介：张晓立(1979—)，男，博士研究生，研究方向为高能率物理及终点弹道. E-mail：leory.cnnj@yahoo.com.cn
通讯作者：王金相(1978—)，男，博士，助理研究员，研究方向为爆炸力学. E-mail：wjx@mail.njust.edu.cn

算例，并分析了来流速度和碰撞角对角变形的影响，讨论了其对爆炸焊接波状界面形成的影响，由于爆炸焊接驻点近区的复杂性(较大的速度梯度及极高的应变率)，目前国内外尚无驻点近区角变形的实验和数值计算研究，本工作作为探索，在定量方面，无实验及数值计算的结论可以对比，其计算结果有待进一步验证，但在定性方面，其总体趋势与国内外专家学者的结论是一致的。

2 爆炸焊接理想流体对称碰撞模型

在爆炸焊接条件下，炸药爆速一般在 2～3 km/s 范围内，其驻点压力为 16～35 GPa。设 σ_b 为材料的动态强度，$\rho V_\infty^2/2\sigma_b$ 从几十到上百[10]，因此材料强度 σ_b 是一个高阶小量，可予以忽略，这样可将驻点附近的金属流动行为用流体模型来近似处理。另外，在上述压力范围内，金属的压缩量一般很小，以纯铁为例，由雨贡纽方程可知，当压力为 35 GPa 时，体积压缩量仅为 6%左右，所以近似处理时可忽略材料的可压缩性，将驻点附近的流动行为采用不可压缩模型处理。根据上述分析，对爆炸焊接驻点附近的流动特性研究，可近似采用理想流体模型，按定常、不可压缩、无旋流来计算[11]。

图 1 是针对具有代表意义的对称碰撞而建立的计算模型。由于在来流与出流的无穷远处，流体压力均为零，因此根据伯努利方程，来流与出流在无穷远处的流速均为 $V_{f\infty}$，H_1、H_2 分别为两板复合后的“出流”厚度和再入射流厚度，ρ 为材料密度，β 为碰撞半角。以驻点 O 为坐标原点，由于模型是对称的，仅考虑 x 轴上方的流体[1]。

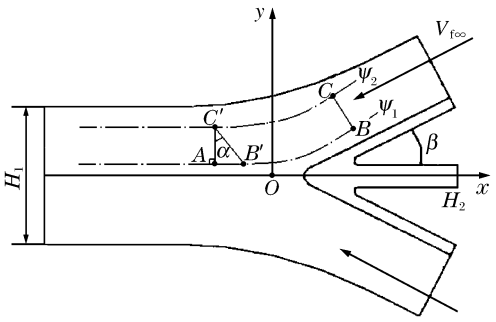


图 1 对称碰撞示意图

Fig. 1 Schematic drawing of symmetrical colliding

在无限远处，沿两条无限靠近的流线 Ψ_1 和流线 Ψ_2 的法向取一个微元 CB，在无限远处，微元一直保持在流线的法线方向，C、B 两点的流速不同，假设经过时间 t 后，C、B 两点的相对位置变为 C'、B'，令 $C'A$ 垂直于流线 Ψ_1，定义 $C'A$ 与 $C'B'$ 的夹角的正切值 $|\tan\alpha|$ 为角变形。

3 物理变形的计算

3.1 沿流线的拉压变形

设在无限远的来流中，沿流线有一微元线段，微元长度为 $\delta_{\tau 0}$，微元前点与后点出发的时间差应为

$$\Delta t = \delta_{\tau 0}/V_{f\infty} \tag{1}$$

这段微元将沿流线流动，设流过总长为 l 的流线，微元前点到达参考点，则有

$$t = \int_0^l V^{-1}\,\mathrm{d}l \tag{2}$$

而后点由于出发晚 Δt 时间，故经过的流线长度为 $(l-\delta_\tau)$，而 δ_τ 恰好是原来长度 $\delta_{\tau 0}$ 微元在参考点处的瞬时长度，且有

$$t - \Delta t = \int_0^{l-\delta_\tau} V^{-1}\,\mathrm{d}l \tag{3}$$

(2)式与(3)式相减并考虑到 δ_τ 无限小，可得

$$\Delta t = \int_{l-\delta_\tau}^{l} V^{-1}\,\mathrm{d}l = \delta_\tau \cdot V^{-1} \tag{4}$$

(4)式与(1)式相等，故有

$$\frac{\delta_\tau}{\delta_{\tau 0}} = \frac{V}{V_{f\infty}} = \tilde{V}_* \tag{5}$$

根据流体的不可压缩，沿流线的法向取一个微元 δ_{n0}，在无限远处，微元所代表的是两条无限靠近的流线

之间的厚度,由于

$$\delta_\tau \cdot \delta_n = \delta_{\tau 0} \cdot \delta_{n0} \tag{6}$$

于是有瞬时厚度 δ_n 与 δ_{n0} 的关系

$$\frac{\delta_n}{\delta_{n0}} = \frac{V_{f\infty}}{V} = \frac{1}{\tilde{V}_*} \tag{7}$$

3.2　沿流线的角变形

根据流函数的定义,流函数 Ψ 代表的是在边界上流入流出的流体体积(体积流量),也即 Ψ/V 代表了流体的瞬时厚度,故在无限远处两条无限靠近的流线 Ψ_1,Ψ_1 之间的距离为

$$\delta_0 = \frac{1}{V_{f\infty}}(\Psi_2 - \Psi_1) \tag{8}$$

在无限远处这两条流线之间取一个垂直于流线的微元 δ_{n0},下面考察在流过 t 时间后,两条流线之间微元 δ 的变化情况。首先,在流线 Ψ_1 上的点,经过 t 时间后,流过总长为 l_1 的长度,在流线 Ψ_2 上的点流过总长为 l_2 的长度,故有

$$l_2 - l_1 = \int_0^t (V_2 - V_1)\mathrm{d}t \tag{9}$$

两条流线的距离变为 δ,由(7)式,$\delta = \delta_0 V_{f\infty}/V$,其中 $V = (V_1 + V_2)/2$,故有

$$\tan\alpha = \frac{l_1 - l_2}{\delta} = V\int_0^t \frac{V_2 - V_1}{V_{f\infty} \cdot \delta_0}\mathrm{d}t \tag{10}$$

将(8)式代入(10)式中得

$$\tan\alpha = V\int_0^t \frac{V_2 - V_1}{\Psi_2 - \Psi_1}\mathrm{d}t \tag{11}$$

再令流线无限靠近,则

$$\tan\alpha = V\int_0^t \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}\Psi}\mathrm{d}t = V\int_{V_{f\infty}}^{\bar{V}} \left(\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t}\right)^{-1}\mathrm{d}\bar{V} \tag{12}$$

设 u、v 分别为质点水平、垂直方向上的速度分量,Ψ 只是 u、v 的函数,进行如下变换

$$\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial\Psi}{\partial u} \cdot \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial\Psi}{\partial v} \cdot \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \tag{13}$$

而 $\dfrac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\partial u}{\partial t} + u\dfrac{\partial u}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial v}$,$\dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = \dfrac{\partial v}{\partial t} + u\dfrac{\partial v}{\partial x} + v\dfrac{\partial v}{\partial y}$。定常时,$\dfrac{\partial u}{\partial t} = \dfrac{\partial v}{\partial t} = 0$,于是

$$\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial\Psi}{\partial u}\left(u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial\Psi}{\partial v}\left(u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y}\right) \tag{14}$$

将(14)式代入(12)式,并且为防止驻点除零,所以写成 $\tan\theta = v/u$,$u = V\cos\theta$,$v = V\sin\theta$,得

$$\tan\alpha = V\int_{V_{f\infty}}^{V} \frac{V^{-1}\mathrm{d}V}{\dfrac{\partial\Psi}{\partial u}(\dot{\varepsilon}_x\cos\theta + \dot{\gamma}_{xy}\sin\theta) + \dfrac{\partial\Psi}{\partial v}(\dot{\gamma}_{xy}\cos\theta - \dot{\varepsilon}_x\sin\theta)} \tag{15}$$

即

$$\tan\alpha = \tilde{V}_*\int_1^{\tilde{V}_*} \frac{V_{f\infty}^2/\tilde{V}_*\,\mathrm{d}\tilde{V}_*}{\dfrac{\partial\Psi}{\partial u_*}(\dot{\varepsilon}_x\cos\theta + \dot{\gamma}_{xy}\sin\theta) + \dfrac{\partial\Psi}{\partial v_*}(\dot{\gamma}_{xy}\cos\theta - \dot{\varepsilon}_x\sin\theta)} \tag{16}$$

令

$$\Omega = \frac{1}{V_{f\infty}^2}\left[\frac{\partial\Psi}{\partial u_*}(\dot{\varepsilon}_x\cos\theta + \dot{\gamma}_{xy}\sin\theta) + \frac{\partial\Psi}{\partial v_*}(\dot{\gamma}_{xy}\cos\theta - \dot{\varepsilon}_x\sin\theta)\right] \tag{17}$$

为处理驻点问题,设在 $\tilde{V}_* \to 0$ 邻域有一个接近零的 V_K 为参考点,于是上式在 $\tilde{V}_* \to 0$ 时有

$$\tan\alpha\Big|_{\tilde{V}_*=0} = \frac{-V_K \cdot V_{f\infty}^2}{\dfrac{\partial\Psi}{\partial u_*}(\varepsilon_x\cos\theta + \gamma_{xy}\sin\theta) + \dfrac{\partial\Psi}{\partial v_*}(\gamma_{xy}\cos\theta - \varepsilon_x\sin\theta)} = 0$$

对(16)式进行积分处理

$$[\tan\alpha]^{(n)}=\frac{\left|\Delta\widetilde{V}_*^{(n)}\right|}{\Omega^{(n)}}+\left|\widetilde{V}_*^{(n)}\right|\sum_{i=1}^{n-1}\frac{\left|\Delta\widetilde{V}_*^{(i)}\right|}{\Omega^{(i)}\left|\widetilde{V}_*^{(i)}\right|} \tag{18}$$

它可以一直积分到驻点,然后还可以从驻点一直积分到$-\infty$远处,只要以驻点处为初始,重新积分即可。

3.3 物理变形的求解

在求解流线时[2],给出初始条件、$V_{f\infty}$、β和板厚$H=H_1+H_2$,则由$u_0=V_{f\infty}\cos\beta$和$v_0=V_{f\infty}\sin\beta$,求出初始(u_0,v_0)(无限远处),设定合适的步长Δu,从而可以求出$u_1=u_0+\Delta u$,用(21)式~(23)式求出v_1,如此循环求出一系列的(u_i,v_i)。从而可以求出一系列的θ_i

$$\theta_i=\arctan(v_i/u_i) \tag{19}$$

而

$$\dot{\varepsilon}_x-i\cdot\frac{\dot{\gamma}_{xy}}{2}=\frac{\pi V_{f\infty}(1-\widetilde{V}_*^{\,2})(1+2\widetilde{V}_*\cdot\cos\beta+\widetilde{V}_*^{\,2})}{2(H_1+H_2)\sin^2\beta} \tag{20}$$

式中:$\widetilde{V}_*=\overline{V}/V_{f\infty}$,$\overline{V}=u-iv$,将流线上各点的速度分量$(u_i,v_i)$代入(20)式就可以求出流线上各点对应的应变率$\dot{\varepsilon}_x$和$\dot{\gamma}_{xy}$,从而可求出$\Omega$,进而逐步叠代求出$[\tan\alpha]^{(n)}$。图2给出了角变形的计算流程图。

$$\begin{aligned}\frac{\partial\Psi}{\partial u}\frac{2\pi}{(H_1+H_2)V_{f\infty}}=&-\frac{v(1+\cos\beta)}{(1+u)^2+v^2}-\\&\frac{v(1-\cos\beta)}{(1-u)^2+v^2}+\\&\frac{\sin\beta+v}{(u+\cos\beta)^2+(v+\sin\beta)^2}-\\&\frac{\sin\beta-v}{(u+\cos\beta)^2+(v-\sin\beta)^2}\end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial\Psi}{\partial v}\frac{2\pi}{(H_1+H_2)V_{f\infty}}=&\frac{(1+u)(1+\cos\beta)}{(1-u)^2+v^2}-\\&\frac{(1-u)(1-\cos\beta)}{(1-u)^2+v^2}+\\&\frac{\cos\beta+u}{(u+\cos\beta)^2+(v+\sin\beta)^2}-\\&\frac{\cos\beta+v}{(u+\cos\beta)^2+(v-\sin\beta)^2}\end{aligned} \tag{22}$$

$$\mathrm{d}v=-\mathrm{d}u\cdot\frac{\partial\Psi/\partial u}{\partial\Psi/\partial v} \tag{23}$$

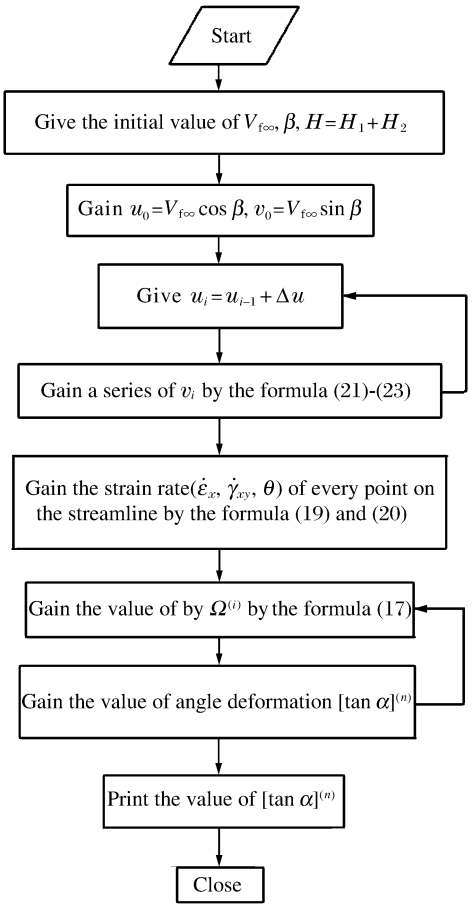


图2 角变形计算流程图

Fig. 2 Block diagram of the counting for angle deformation

4 计算结果和讨论

流函数$\Psi_1=-0.1$,$\Psi_2=-0.15$,以驻点为原点,在其两侧两倍板厚(10 mm)范围(−10 mm,10 mm)内,分别计算了当碰撞半角$\beta=10°$,来流速度$V_{f\infty}$分别为3 000、2 500、2 000 m/s时的角变形,计算结果如图3所示;计算了当来流速度$V_{f\infty}=2\,000$ m/s,碰撞半角$\beta=5°$,8°,10°时的角变形,结果如图4所示。分析图3和图4可知,角变形沿来流至出流方向角变形逐渐增大,其变化率先增大后减小,在驻点附近变化率最大。角变形为负值,说明远离焊接界面,不同流线上流速是逐渐增大的。从其变化规律上来看,在驻点右侧(来流方向)来流速度与碰撞角对角变形的影响不大;在驻点

左侧(出流方向),当碰撞角一定时,随着来流速度的增大,角变形变大;当来流速度一定,随着碰撞角的增大,角变形逐渐变小。

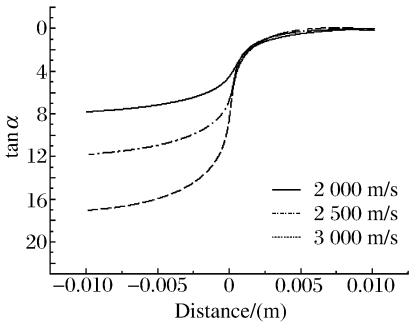


图 3　当 $\beta=10°$时不同来流速度 $V_{f\infty}$ 下角变形的变化

Fig. 3　Diagram of angle deformation with different $V_{f\infty}$ at $\beta=10°$

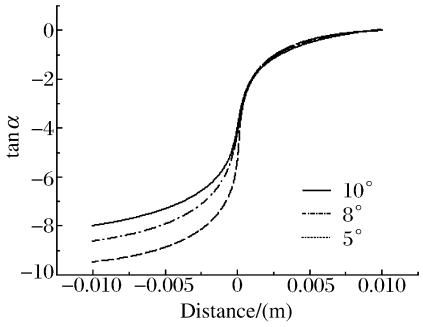


图 4　当 $V_{f\infty}=2\,000$ m/s 时不同碰撞半角 β 下角变形的变化图

Fig. 4　Diagram of angle deformation with different β at $V_{f\infty}=2\,000$ m/s

图 5 为碰撞半角 β 分别为 5°、8°、10°、13°时,驻流线及 x 轴上的应变曲线[2]。由曲线可以看出,碰撞半角越大,应变越小,相应的角变形也越小。这与本工作中计算得到的角变形在总体趋势上是一致的。由于本工作计算的是驻点近区的角变形,在这个区域内存在较大的速度梯度及高达 $10^6\sim10^7$ s^{-1} 的应变率,无论从实验上还是数值计算上都是一个难点,国内外尚无对角变形直接的实验和数值计算,只能定性地从总体趋势上跟现有的结论进行对比。

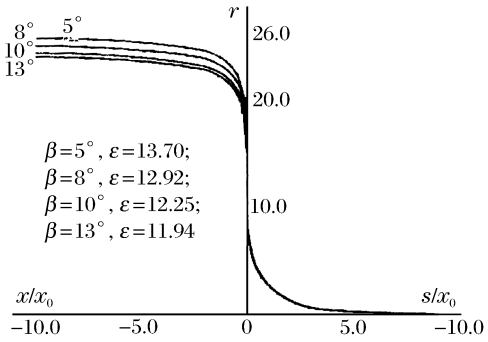


图 5　驻流线及 x 轴上的应变曲线

Fig. 5　Strain curve of stationary streamline and x axis

爆炸焊接的质量在很大程度上取决于焊接界面的结合形态和结合强度,爆炸焊接过程中焊接界面附近的角变形是复合界面失稳并形成波状界面的重要因素之一,这也同"卡门涡街"机理即速度梯度是造成界面失稳的原因相一致,正是由于速度梯度的存在造成了角变形的形成。来流速度和碰撞角的变化影响着角变形的变化,从而影响爆炸焊接界面状态(波形)的变化。图 6 为 TA_2/A_3 爆炸复合界面的 3 种界面状态[13]。当来流速度较小时,角变形较小,再入射流全部喷向上游,界面无氧化物,界面上容易形成小波幅正弦波形,为细波界面,如图 6(a)所示,焊接质量较好;当来流速度增大时,此时可能不再产生再入射流,表面氧化物停留在界面并在此后形成漩涡的过程中卷入波头而形成漩涡内杂质的组成,界面为中波界面,如图 6(b)所示;当来流速度较大时,界面失稳严重,复板来流将产生反方向再入射流,氧化物全部卷入漩涡中成为杂质,与再入射流熔体和基体间结合强度低,成为容易产生裂纹、在外载荷下导致断裂的部位,焊接效果最差,界面为大波界

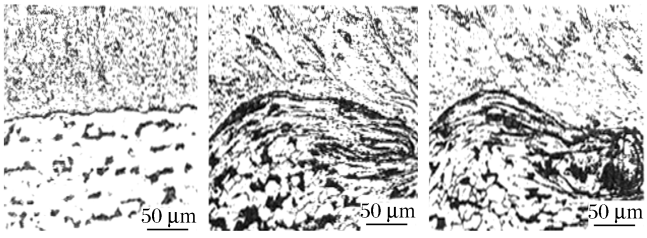


图 6　TA_2/A_3 爆炸复合界面的 3 种界面状态

Fig. 6　Three kinds of interface states of explosive welding for TA_2/A_3

面，如图 6(c)所示。可见来流速度的变化影响着角变形的变化，随着来流速度的增大，角变形变大，与之相对应，形成的波形越大。从爆炸复合界面处产生涡街的形状来看，远离焊接界面，不同流线上流速逐渐增大的结论是成立的。因此本工作中对爆炸焊接流场角变形的计算结果在总体趋势上与爆炸焊接宏观的实验结果是吻合的。

陈火金[14]认为，焊接界面状态主要取决于来流速度 V_f。当 $V_f<V_c$ 时，不论 V_p 和 β 多大，均不形成波；$V_f>V_c$ 时，开始出现类似于规则的正弦波，随着 V_f 的继续提高，波形发生畸变，V_f 越大，畸变越严重。当 V_f 给定时，不同的碰撞角 β 对应着不同的波长 λ 和波幅 A，但波形变化不大。

J. F. Kowalick 和 D. R. Hay 通过半圆柱实验法发现[15]：

(1) 在垂直碰撞点($\beta=0°$) 及其附近没有射流喷射痕迹也无波纹，仅由于垂直碰撞而出现局部压平现象，实际上此时该点及其附近没有发生焊接；

(2) 当 β 逐渐增大时，碰撞点移动速度 V_c 相应减少到某一程度，出现平直的焊接界面；

(3) 当 β 进一步增大，出现规则的正弦波纹；

(4) β 进一步增大且相应降低 V_c，则波纹变为大而规则的畸变的正弦波，有旋涡；

(5) β 进一步增大至某一值后，界面的波纹不再产生。即焊接界面状态取决于碰撞角 β。

以上两种实验法均是在固定碰撞角或来流速度的情况下完成的，因为无法观察到碰撞角和来流速度同时变化时对界面状态的影响，所以得出不一致的结论。为了进一步研究碰撞角和来流速度对焊接界面状态的影响，验证两者同时变化时(包括两者变化趋势相同和变化趋势相反两种情况)界面状态的变化情况，张建臣[16]在实验基础上，通过理论研究和数值计算，并通过实验进一步验证了碰撞角对再入射流的质量(也即再入射流的厚度)和爆炸复合界面状态的影响，得出了波形的变化趋势与碰撞角的变化趋势相一致的结论。

可见，由于驻点近区的复杂性，在远离驻点约 2%～2.5%(H_1+H_2) 如此狭小的范围内存在着较大的速度梯度和应变率(平均高达 10^6～10^7 s^{-1})，在来流速度、碰撞角与界面状态的关系问题上，国内外专家学者得到的结论还不尽相同，所以今后要进一步加强爆炸焊接驻点近区的物理变形(角变形)、速度场、温度场和应变场的研究，以及研究爆炸复合参数与界面状态的关系，并深入开展实验及数值计算等方面的研究工作。

5 结 论

爆炸焊接流场沿流线的角变形在驻点近区逐渐增大，其变化率先增大后减小，在驻点附近变化率最大；在来流方向，来流速度与碰撞角对角变形影响不大；在出流方向，碰撞角一定时，随着来流速度的增大，角变形逐渐增大；来流速度一定时，随着碰撞角的增大，角变形逐渐减小。计算结果与部分国内外专家学者的结论在总体趋势上是一致的。爆炸焊接过程中焊接界面附近的角变形是复合界面失稳并形成波状界面的重要因素之一。

国内外对爆炸焊接流场物理变形的研究鲜有报道，本工作作为探索，由于流体模型假设的有效性的限制，研究方法有待进一步改进，计算结果还要在以后的实验和数值计算中进一步加以验证。今后应加强驻点近区理论、实验及数值计算等方面的研究。本文的研究工作将丰富爆炸焊接驻点近区的理论研究，并对分析焊接界面的力学行为、波状界面的成因及绝热剪切行为等现象，分析焊接界面的结合质量、多层爆炸复合板的抗侵彻性能等有所裨益。

References:

[1] Han H, Li J, Jiao L J, et al. Study on the Application of Ceramic-Metal Composite Materials in Bulletproof Field [J]. Mater Rev, 2007, 21(2): 34-37. (in Chinese)
韩　辉,李　军,焦丽娟,等. 陶瓷-金属复合材料在防弹领域的应用研究 [J]. 材料导报,2007,21(2):34-37.

[2] Shao B H, Zhang K. Explosive Welding Principle and Its Application [M]. Dalian: Dalian University of Technology Press, 1987. (in Chinese)
邵丙璜,张　凯. 爆炸焊接原理及其工程应用 [M]. 大连:大连理工大学出版社,1987.

[3] Dikshit S N, Kutumbarao V V, Sundararajan G. The Influence of Plate Hardness on the Ballistic Penetration of Thick Steel Plates [J]. Inter J Impact Eng, 1995, 16(2): 293-320.

[4] Abe A. Numerical Simulation of the Plastic Flow Field near the Bonding Surface of Explosive Welding [J]. J Mater Proc Tech, 1999, 85: 162-165.

[5] Yang Y, Li Z H, Lü P C, et al. A Temperature Distribution Model of Explosive Cladding Interface and Its Application [J]. Rare Metal Mater Eng, 2000, 29(3): 161-163. (in Chinese)
杨　扬,李正华,吕培成,等. 爆炸复合界面温度场模型及应用 [J]. 稀有金属材料与工程,2000,29(3):161-163.

[6] Li X J. The Upper Limit of Bimetal Explosive Welding Parameters [J]. Explosion and Shock Waves, 1991, 11(2): 134-138. (in Chinese)
李晓杰. 双金属爆炸焊接上限 [J]. 爆炸与冲击,1991,11(2):134-138.

[7] Taylor G. Oblique Impact of a Jet on a Plane Surface [J]. Phil Trans Roy Soc, 1966, 260: 96-100.

[8] Robinson J L. Mechanics of Wave Formation in Impact Welding [J]. Philos Magazome, 1975, 31(3): 587-597.

[9] El-Sobky H, Blazynski T Z. Analysis of the Mechanism of Collision in Multilayered Composites [A]//Proc 7th Int Conf on High Energy Rate Fabrication [C]. Leeds: University of Leeds, 1981: 100-112.

[10] Wang L L, Yu T X, Li Y C. Shock Dynamics Progress [M]. Hefei: University of Science and 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.

[11] Li X J, Yan H H, Wang J X, et al. Calculation of the Distribution Rule of Strain Rate near the Stagnation Point during Explosive Welding [J]. Explosion and Shock Waves, 2002, 22(4): 315-320. (in Chinese)
李晓杰,闫鸿浩,王金相,等. 爆炸焊接驻点近区应变率分布规律计算 [J]. 爆炸与冲击,2002, 22(4):315-320.

[12] Li X J, Yan H H, Wang J X, et al. Analysis of Strain Field Near Stagnation Point in Explosive Welding [J]. Rare Metal Materials and Engineering, 2003, 23(9): 699-702. (in Chinese)
李晓杰,闫鸿浩,王金相,等. 爆炸焊驻点近区应变场分析 [J]. 稀有金属材料与工程,2003,23(9):699-702.

[13] Yang Y. The Technology of Metallic Explosive Welding and Physical Metallurgy [M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2006: 128-137. (in Chinese)
杨　扬. 金属爆炸复合技术及物理冶金 [M]. 北京:化学工业出版社,2006:128-137.

[14] Chen H J. The Method of Step for Explosion Welding Parameters [A]//Paper Collection of 4th the Whole Country Explosive Process Research Conference [C]. Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1982. (in Chinese)
陈火金. 爆炸焊接参数试验的台阶法 [A]//第四届全国爆炸加工学术会议论文集 [C]. 北京:中国科学院力学研究所,1982.

[15] Kowalick J F, Hay D R. Mechanism of Explosive Bonding [J]. Met Trans, 1971, 2(7): 1953-1958.

[16] Zhang J C. Influences of Collision Angle on the Interface State of Explosive Compound Materials [J]. Journal of Experimental Mechanics, 2007, 22(1): 63-68. (in Chinese)
张建臣. 碰撞角对爆炸复合材料界面状态的影响 [J]. 实验力学,2007,22(1):63-68.

Calculation of the Angle Deformation in Explosive Welding Based on the Ideal Fluid Model of Symmetrical Colliding

ZHANG Xiao-Li[1,3], WANG Jin-Xiang[1], LI Xiao-Jie[2], LIU Jia-Cong[3]

(1. *State Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*;
2. *Department of Engineering Mechanics, Dalian University of Technology, Dalian* 116024, *China*;
3. *Engineering Mechanics Department of Institute of Chemical Technology, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing* 210094, *China*)

Abstract: An ideal fluid model of symmetrical colliding was taken to analyze the physical deformation on streamlines in explosive welding, and a theoretical formula of the angle deformation was deduced. The language of Visual C++ was adopted to make a program to calculate the angle deformation numerically. The size of the angle deformation is obtained as well as the change law of it. The result shows that, near the stagnation point, the angle deformation is always increasing along the coming fluid to the outing fluid, and the changing rate near the stagnation point is maximum. Along the outing fluid the angle deformation increases with the augment of the velocity at given impact angle, and decreases with the increasing of the impact angle at the given velocity. The contrast and verification of the calculated results are in agreement with the theory and the experiment of others' indirectly. Based on it, the influence on the formation of the wavy interface in explosive welding by the strain rate field near the stagnation point was discussed.

Key words: explosive welding; symmetrical colliding; near the stagnation point; streamline; angle deformation