DOI: 10.11883/1001-1455(2017)06-1101-06

饱含液体的单胞结构对射流的干扰特性分析*

张 弦,祖旭东,黄正祥,肖强强,贾 鑫
(南京理工大学机械工程学院,江苏 南京 210094)

摘要:基于虚拟原点理论、冲击波反射理论和射流干扰理论,考虑液体的喷散特性和径向汇聚特性,改进并完善了射流侵彻饱含液体的单胞结构的理论模型,得到了精确的射流受干扰速度区间的表达式、液体喷散速度的表达式和液体喷散流量的表达式。通过对比理论和试验得到的射流受干扰的速度区间,证明了本文理论模型的可靠性。研究结果表明:液体的喷散和径向汇聚都会影响射流的稳定性,使射流出现颈缩和提前断裂,降低射流的剩余头部速度从而降低射流的剩余侵彻能力。

关键词:聚能射流;单胞结构;干扰区间;射流稳定性
中图分类号:O358 **国标学科代码**:13025 **文献标志码**:A

为了提高坦克装甲的高级别防护能力,研究新型的复合装甲迫在眉睫[1]。研究表明,液体能够有效地干扰射流的稳定性,使射流出现颈缩和提前断裂,所以液态复合装甲成为新型复合装甲研究中的一个重要方向。

目前对液体的喷散特性和径向汇聚特性干扰射流稳定性的研究工作很少。J. J. White 等[2]通过实验对射流侵彻饱含液体的密闭结构进行研究,发现液体对射流的稳点性有很好的干扰效果。E. S. Lee 等[3]通过高速摄影及 X 光实验研究了射流粒子在水中的侵彻过程。M. Held 等[4]对 Szendrei 方程进行修改,利用高时空分辨率和剖面条纹技术测得射流侵彻液体的径向扩孔方程。高振宇等[5]建立了射流侵彻饱含柴油的单胞结构的力学模型,考虑了液体的径向汇聚对射流稳定性的干扰,认为冲击波垂直于胞元侧壁传播并且在侧壁上发生正反射,计算得到了射流受干扰的速度区间表达式,并用 X 光试验对理论模型进行了验证。张社荣等[6]讨论了水中和空气中,爆炸产生的冲击波的特性和传播规律。祖旭东等[7]通过试验验证了饱含聚醚多元醇的液态复合装甲对射流有很好的干扰效果。杨莉等[8]通过试验对爆炸成型弹丸侵彻饱含液体的复合装甲进行了研究。

本文中拟从冲击波传播方向、传播路径和反射方式 3 个方面改进文献[5]的射流侵彻饱含柴油单胞结构的理论模型,计算得到精确的射流受干扰的速度区间表达式,并且与文献[5]的理论结果和试验结果进行对比分析。同时考虑单胞结构内液体的喷散情况,得到喷散液体的速度表达式和喷散液体的流量表达式。研究表明液体的喷散和径向汇聚特性都会对射流稳定性产生干扰,使射流出现颈缩和提前断裂,降低射流的剩余侵彻能力。

1 理论模型

1.1 液体对射流的干扰分析

射流侵彻饱含液体的单胞结构的过程可以分为 6 个阶段:入靶阶段、初始扩孔阶段、冲击波传播及反射阶段、液体径向汇聚阶段、射流受液体干扰阶段和射流侵彻后效靶阶段。

射流在侵彻饱含液体的单胞结构时,受到的干扰来自 2 个方面:一是从单胞结构的入孔和出孔处会喷散出部分液体,这些液体颗粒直径冲击在射流上施加力的干扰,从而影响射流的稳定性;二是射流在

* **收稿日期**:2016-04-28 ;**修回日期**:2016-12-29
基金项目:国家自然科学基金项目(11402122)
第一作者:张 弦(1992—),男,硕士研究生;**通信作者**:祖旭东,zuxudong9902@yahoo.com.cn。

液体中穿行时会引起强烈的压力脉冲，压力脉冲到达单胞结构侧壁时会发生反射（在反射的瞬间将侧壁作为刚性壁处理），反射脉冲带动单胞结构内的液体反冲射流，干扰射流的稳定性并导致射流断裂。

本文的研究对象饱含液体的单胞结构如图 1 所示，由液体填充等壁厚空心圆柱体组成。

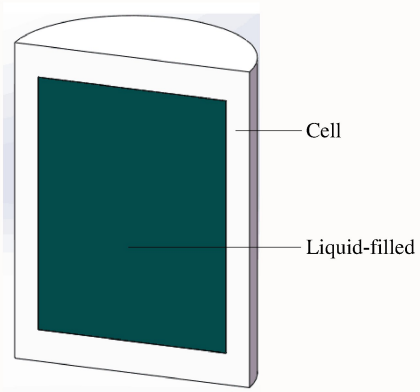

图 1 饱含液体的单胞结构

Fig. 1 Liquid-filled unit cell structure

1.2 液体的喷散情况

图 2～3 分别给出了初始扩孔阶段和射流受液体干扰阶段单胞结构内液体的喷散情况。

在初始扩孔阶段和射流受液体干扰阶段均有液体的喷散，液体由于冲击压力的作用从射流入孔和出孔处会喷射而出，液体颗粒直接冲击射流施加干扰力从而影响射流稳定性。由于液体的体积大小影响到喷散的液体对射流的干扰长度，考虑液体的不可压缩特性，空腔体积约等于喷射出的液体体积。当液面冲击压力大于液体的净水压力时，单胞结构内的液体从扩孔处喷散。以开孔处喷射出液体的速度来表示喷射出液体的整体速度。

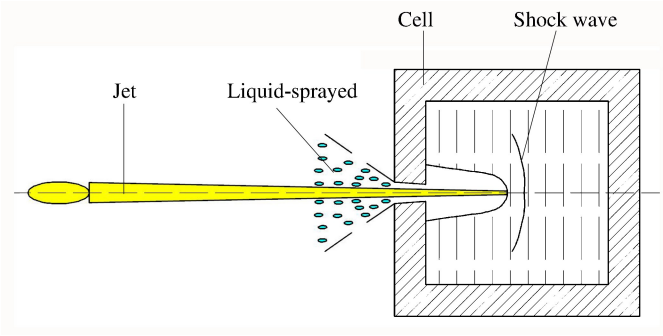

图 2 初始扩孔阶段液体的喷散情况

Fig. 2 Liquid's spray in the crater stage

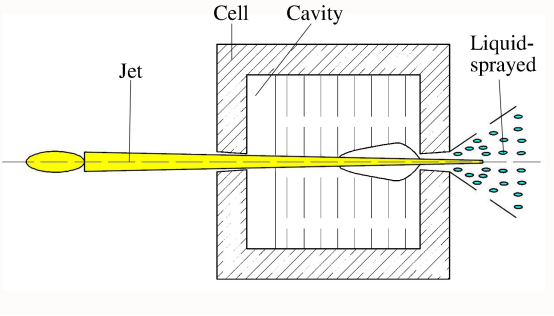

图 3 射流受液体干扰阶段液体的喷散情况

Fig. 3 Liquid's spray in the stage when the jet is disturbed by liquid

对于连续喷射出的液体，在喷射口界面内外两点间应用伯努利方程，忽略两点间的高度差，可得：

$$\frac{p_1}{\rho_1}+\frac{v_1^2}{2}=\frac{p_2}{\rho_2}+\frac{v_2^2}{2} \tag{1}$$

式中：p_1 和 p_2 分别为空间结构内外的静压力，v_1 和 v_2 分别为空间结构内外的液体平均流速，ρ_1 和 ρ_2 分别为空间结构内外的流体密度。

在两点之间应用连续方程，可得：

$$\rho_1 v_1 A_1=\rho_2 v_2 A_2 \tag{2}$$

射流垂直侵彻饱含液体的单胞结构时射流入孔形状和射流出孔形状均为圆形，则有：

$$A_1=\pi\frac{d_1^2}{4},\qquad A_2=\pi\frac{d_2^2}{4} \tag{3}$$

式中：d_1 和 d_2 分别为单胞结构的内径和聚能射流侵彻面板背板的侵彻孔径。

并且假设 $\rho_1=\rho_2=\rho$，联立式(1)～(3)可以求解得到：

$$v_2=\sqrt{\frac{2(p_1-p_2)}{\rho\left[1-\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4\right]}} \tag{4}$$

由于 $p_2\ll p_1$，$d_2/d_1\ll 1$，因此可以得到液体逸散速度的简化表达式：

$$v_2 \approx \sqrt{2p_1/\rho} \tag{5}$$

已知液体的喷射速度，则喷射液体的流量可以表示为：

$$q = v_2 A_2 \tag{6}$$

1.3　液体的径向汇聚

图 4 给出了射流倾彻饱含液体的单胞结构某一时刻的示意图。射流在侵彻液体的过程中形成冲击波，冲击波的传播方向垂直于波阵面，并沿波阵面的法向传播。冲击波传播至单胞结构侧壁发生正规斜反射后形成反射波。反射波传播至孔壁再次反射进一步阻止扩孔过程，使得液体立即进入径向汇聚过程，汇聚的液体会干扰射流的稳定性。为了简化计算与公式推导，本文中作如下几点假设：

(1)将射流产生的冲击波近似处理为一个高速脉冲作用的结果；

(2)冲击波在侧壁反射的一瞬间将单胞结构侧壁视为刚性面；

(3)冲击波传播距离很短，故认为冲击波在液体中的传播速度不变并且冲击波的衰减可忽略不计。

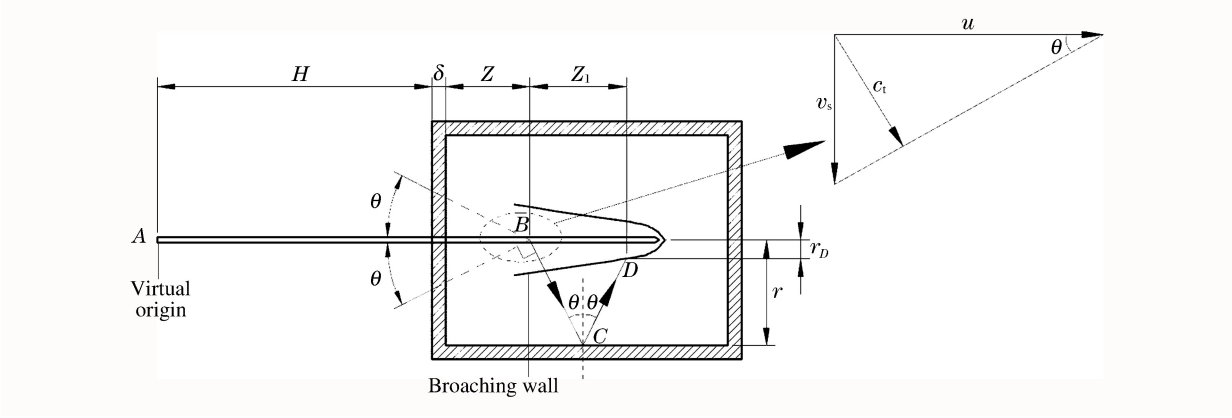

图 4　射流侵彻饱含液体的单胞结构示意图

Fig. 4　Schematic of jet interaction with liquid-filled airtight structural unit

由虚拟原点理论[9]，不考虑靶板强度，射流侵彻完单胞结构盖板后的头部速度 v_{j1} 表示为：

$$v_{j1} = \frac{v_{j0}}{(1+\delta/H)\sqrt{\rho_1/\rho_j}} \tag{7}$$

式中：v_{j0} 为射流头部速度，ρ_1 为单胞结构密度，ρ_j 为射流密度，δ 为单胞结构壁厚。

射流继续侵彻液体层至某一高度 Z 时(图 4 中点 B 处)，射流表面产生初始冲击波，使液体进入扩孔阶段。射流侵彻至点 B 处的头部速度 v_{j2} 表示为：

$$v_{j2} = \frac{v_{j1}}{[1+Z/(H+\delta)]^{\sqrt{\rho_t/\rho_j}}} \tag{8}$$

式中：ρ_t 为液体密度。

由虚拟原点理论，射流由虚拟原点 A 侵彻至点 B 时距离为$(H+\delta+Z)$，则到达点 B 的时刻为：

$$t_1 = \frac{H+\delta+Z}{v_{j2}} \tag{9}$$

射流侵彻至点 B 时的速度矢量分解图如图 4 中局部放大图所示，其中 c_t 为液体中的声速，u 为侵彻速度，v_s 为冲击波径向传播速度，则有：

$$\sin\theta = \frac{c_t}{\mu}, \qquad \cos\theta = \frac{c_t}{v_s}, \qquad \tan\theta = \frac{v_s}{\mu} \tag{10}$$

侵彻过程中侵彻速度[10]可以表示为：

$$\mu = \frac{(2\lambda_t\rho_j v_j - \rho_t c_t) - \{4\lambda_t\rho_j\rho_t v_j[(1+\lambda_t)v_j - c_t] + 8\lambda_t R_t[\lambda_t\rho_j - (1+\lambda_t)\rho_t] + \rho_t^2 c_t^2\}^{\frac{1}{2}}}{\lambda_t\rho_j - (1+\lambda_t)\rho_t} \tag{11}$$

式中：v_j 为射流头部速度，λ_t 为液体的 Hugoniot 参数，R_t 为液体的强度。

在点 B 处的初始扩孔压力表示为：

$$P_B=\frac{1}{2}\rho_j(v_{j2}-u)^2 \tag{12}$$

当侵彻速度 u 大于靶板声速时，扩孔孔径可表示为时间 t 的函数：

$$r_t=\left\{\frac{E-G}{F}-\left[\left(\frac{E-G}{F}-r_j^2\right)^{\frac{1}{2}}-tF^{\frac{1}{2}}\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{13}$$

式中：r_j 为射流头部半径，$E=\rho_j(v_j-u)^2r_{j2}/\rho_t$，$F=2R_t/\rho_t$，$G=2u(u-C_t)r_{j2}/\lambda_t$。

冲击波在液体中的传播路径如图 5 所示。冲击波从点 B 处的射流表面出发，方向垂直于波阵面并沿波阵面法向传播，传播至单胞结构侧壁点 C 反射，再传播至扩孔孔壁上点 D，设这个过程所用的总时间为 t_2。

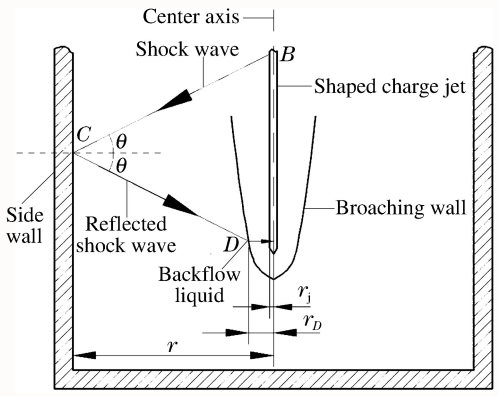

图 5 冲击波传播过程

Fig. 5 Sketch of shock wave propagation process

射流由虚拟原点 A 出发，则射流侵彻至 $(Z+Z_1)$ 深度处的时刻 t_3 可以表示为：

$$t_3=\frac{H+\delta+Z+Z_1}{v_{j3}} \tag{14}$$

当射流头部侵彻至 $(Z+Z_1)$ 深度处时，该点扩孔孔径会越来越大直到反射冲击波到达孔壁点 D 处，反射波的压力大于扩孔压力，液体开始径向汇聚，将整个扩孔时间 $(t_1+t_2-t_3)$ 代入到式(13)得到点 D 处的扩孔半径 r_D。

冲击波在侧壁点 C 处入射角和反射角均为 θ。由图 5 所示的传播路径有下式：

$$c_t t_2\cos\theta+r_j+r_D=2r \tag{15}$$

联立式(7)～(15)可以解得 t_2。本文中采用的是低衰减系数的液体，因此在很短的传播距离内冲击波的衰减可以忽略不计。则冲击波到达点 C 时的压力与点 B 处的初始扩孔压力相同，即 $P_{C1}=P_B$。

冲击波到达侧壁点 C 后发生正规斜反射形成反射冲击波，则反射波的压力表示为：

$$P_{C2}=2P_{C1}+\frac{6P_{C1}^2}{P_{C1}+7P_0} \tag{16}$$

当射流头部侵彻至 $(Z+Z_1)$ 深度处时，该位置开始出现扩孔，当反射波的压力大于扩孔压力时，液体开始径向汇聚。液体径向汇聚的速度 v_{D2} 是反射波压力产生的液体径向闭合速度和点 D 处扩孔速度的矢量和，表示为：

$$v_{D2}=\frac{2P_{C2}}{\rho_t c_t}-\sqrt{\frac{E-G}{r_D^2}-F} \tag{17}$$

扩孔孔壁上点 D 处的液体质点径向汇聚至与射流表面接触用时为 t_4，可以表示为：

$$t_4=\frac{r_D-r_j}{v_{D2}} \tag{18}$$

径向汇聚的液体经过时间 t_4 后开始与射流微元接触，并对射流产生持续干扰，影响射流的稳定性。在扩孔孔壁上点 D 处汇聚的液体质点作用的射流微元的速度为 v_{j4}，由虚拟原点理论可表示为：

$$v_{j4}=\frac{H+\delta+Z+Z_1}{t_1+t_2+t_4} \tag{19}$$

将射流产生的冲击波看作是一个高速脉冲引起的，总的脉冲时间 t_5 表示为：

$$t_5=\frac{H+\delta+h}{v_{j5}}-(t_1+t_2+t_4) \tag{20}$$

液体对射流产生持续干扰，总的干扰时间即为脉冲时间，作用结束时受干扰的射流微元的速度为：

$$v_{j6}=\frac{H+\delta+Z+Z_1}{t_1+t_2+t_4+t_5} \tag{21}$$

综上所述，射流受干扰的速度区间为 $v_{j6}\sim v_{j4}$。参与侵彻后效靶的有效射流速度区间为 $v_{j7}\sim v_{j4}$ 和 $v_{j6}\sim v_{j8}$。其中 v_{j7} 为射流侵彻完单胞结构后的剩余头部速度，v_{j8} 为射流的尾部速度。

速度区间 $v_{j7}\sim v_{j4}$ 和 $v_{j6}\sim v_{j8}$ 内的射流在后效靶上产生的侵彻深度分别表示为 X_1 和 X_2：

$$X_1=(L-L_A)\left[\left(\frac{v_{j7}}{v_{j4}}\right)^{\sqrt{\rho/\rho_j}}-1\right] \tag{22}$$

$$X_2=(L-L_A)\left[\left(\frac{v_{j6}}{v_{j8}}\right)^{\sqrt{\rho/\rho_j}}-1\right] \tag{23}$$

式中：L 为炸高，L_A 为虚拟原点到后效靶的距离，ρ 为靶板密度。

射流侵彻完饱含液体的单胞结构后在后效靶上总的侵彻深度 X 可以表示为 $X=X_1+X_2$。

2　实验验证

针对∅56 mm 基准成型装药形成的射流垂直侵彻内腔直径 30 mm、内腔高度 30 mm、壁厚 5 mm 的饱含柴油单胞结构的过程进行理论计算，计算结果主要包括射流受干扰的速度区间、剩余头部速度和剩余穿深。

将本文理论计算的结果与文献[5]中射流侵彻饱含柴油的单胞结构 X 光试验的结果做对比分析。表 1 给出了本文理论计算得到的射流受干扰的速度区间、射流剩余头部速度、剩余穿深以及文献[5]中理论计算和试验得到的射流受干扰的速度区间、射流剩余头部速度、剩余穿深的结果。

表 1　理论计算结果与实验结果

Table 1　Theoretical results and experimental results

研究方法	射流受干扰的速度区间/(m·s^{-1})	射流剩余头部速度/(m·s^{-1})	剩余穿深/mm
本文理论	2 695～3 351	5 910	159.60
文献[5]理论	2 890～3 564	5 799	175.38
实验	2 788～3 247	6 038	169.00

从表 1 中可以看出，本文理论计算的最小速度和最大速度分别为 2 695、3 351 m/s，和试验结果相比误差分别为 3.3% 和 3.2%。试验得到的射流剩余头部速度和剩余穿深分别为 6 038 m/s 和 169 mm，本文理论得到的射流剩余头部速度和剩余穿深分别为 5 910 m/s 和 159.6 mm，误差分别为 2.1%和5.6%。误差很小均在允许范围之内，说明本文的理论模型是可靠的。

文献[5]中理论计算的受干扰的射流微元的实际最小速度和最大速度分别为 2 890、3 564 m/s，和试验结果相比误差分别为 3.7% 和 9.8%，而本文理论计算结果和试验结果相比误差分别为3.3%和 3.2%。相比于文献[5]的理论结果，本文的理论结果的误差分别降低了 0.4%和 6.6%，说明本文的理论模型计算得到的射流受干扰的速度区间精确高并且误差小，进一步验证了本文理论模型的可靠性。

3　结　论

改进完善了射流侵彻饱含液体的单胞结构的理论模型，理论结果与试验结果吻合较好，研究表明：

(1)从冲击波传播方向、传播路径和反射方式 3 个方面对文献[5]中射流侵彻饱含液体的单胞结构的理论模型进行了改进，通过对比试验结果，说明本文理论模型得到的射流受干扰的速度区间精确度高并且误差小。

(2)对文献[5]中的理论模型进行了完善，考虑了单胞结构内液体的喷散情况，通过理论计算推导出单胞结构内液体的喷散速度和喷散液体的流量表达式。

(3)液体的喷散和径向汇聚能够有效地影响射流的稳定性，说明液体复合装甲是一种优质的新型装甲，相关单胞结构干扰射流的理论可以为后续胞元结构液态复合装甲的研究打下基础。

参考文献:

[1] 曹贺全,张广明,孙素杰.装甲车辆防护技术研究现状与发展[J].兵工学报,2012,33(12):1499-1554.
Cao Hequan, Zhang Guangming, Sun Sujie. Status and development of protection technology of armored vehicles [J]. Acta Armamentarii, 2012,33(12):1499-1554.

[2] White J J, Wahll J M. Shaped charge jet interactions with liquids[C]// Proceedings of the 6th International Symposium on Ballistics. Orlando, Florida, USA: International Ballistics Society, 1981:305-311.

[3] Lee E S, Oh K H, Song S Y. Penetration of particulated shaped-charge jet into water[C]// High-Speed Photography and Photonics: International Congress. International Society for Optics and Photonics, 1995:975-981.

[4] Held M, Huang N S, Jiang D, et al. Determination of the crater radius as a function of time of a shape charge jet that penetrates water[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1996,21:64-69.

[5] Gao Zhenyu, Huang Zhengxiang, Guo Min, et al. Theoretical study of a diesel-filled airtight structure unit subjected to shaped charge jet impact[J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2016,41:62-68.

[6] 张社荣,孔源,王高辉.水下和空中爆炸冲击波传播特性对比分析[J].振动与冲击,2014,33(13):148-153.
Zhang Sherong, Kong Yuan, Wang Gaohui. Comparative analysis on propagation characteristics of shock wave induced by underwater and air explosions[J]. Journal of Vibration and Shock, 2014,33(13):148-153.

[7] Zu X D, Huang Z X, Xiao Q Q, et al. Study on cell structure liquid composite armour subjected to shaped charge jet impact[C]// Proceedings of the 28th International Symposium on Ballistics. Atlanta, Georgia, USA, 2014: 1325-1332.

[8] 杨莉,张庆明,巨圆圆.爆炸成型弹丸对含水复合装甲侵彻的实验研究[J].北京理工大学学报,2009,29(3):197-200.
Yang Li, Zhang Qingming, Ju Yuanyuan. Experimental study on the penetration of explosivety formed projectile against water-partitioned armor[J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2009,29(3):197-200.

[9] 贾鑫.织物纤维增强橡胶复合装甲对聚能射流的干扰机理研究[D].南京:南京理工大学,2014.

[10] 肖强强,黄正祥,顾晓辉.冲击波影响下的聚能射流侵彻扩孔方程[J].高压物理学报,2011,25(4):333-338.
Xiao Qiangqiang, Huang Zhengxiang, Gu Xiaohui. Equation of penetration and crater growth by shaped charge jet under the influence of shock wave[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2011,25(4):333-338.

Analysis of liquid-filled unit cell structure subjected to shaped charge jet impact

Zhang Xian, Zu Xudong, Huang Zhengxiang, Xiao Qiangqiang, Jia Xin

(*School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing* 210094, *Jiangsu, China*)

Abstract: Based on the virtual origin theory, the shock wave reflection theory and the jet interference theory, the theoretical model for the jet penetrating a liquid-filled unit cell structure was improved and perfected in consideration of the liquid's spray and radial convergence. The exact expression of the disturbance velocity range of the jet, the expression of the liquid's spray velocity and the expression of the liquid's flow were derived. The theoretical mode of this paper was confirmed by in the comparison of the theoretical and the experimental results of the disturbance velocity range of the jet. The results showed that the liquid's spray and radial convergence exert influence on the shaped charge jet's stability, leading to the jet's necking and fracture, thereby reducing the jet's residual velocity and residual penetration ability.

Keywords: shaped charge jet; unit cell structure; velocity range of jet; shaped charge jet stabillity

(责任编辑 曾月蓉)