

## 聚能破甲效应(二) 聚能破甲技术和理论的近期发展

曾宗元

(西安近代化学研究所)

早在十八世纪,炸药聚能效应就已被人们发现。1938年,作为反装甲目标的弹药设计使用,首次用于军事目的。第二次世界大战及其以后得到较大的发展,它不仅用于反装甲目标,而且在尖端武器上也得到了广泛地应用。在民用上,石油开采,矿山挖掘,隧道开通,水下切割等都采用炸药定向聚能作用。1974年以来,国内外在聚能破甲技术和理论研究方面得到了较大的发展。这充分体现在,国外开了十届国际弹道学会议,国内开了五届破甲技术会议。从会议资料可以看出,破甲技术无论在理论研究上或者在实验研究上都取得了很大的发展。这不仅是由于聚能装药破甲弹发展的需要,而且也由于装甲防护技术的发展,矛盾双方斗争和结合促进了弹和靶两方面应用技术和理论研究的发展。高速冲击和侵彻机理的研究是弹和靶两方面的理论基础。目前,国内外破甲弹的破甲深度很多已经超过一米,不少已达到装药口径的九倍,有的破甲弹穿深已达到装药口径十倍以上,并且,破甲深度的稳定性也有很大的提高。装甲防护已从均质装甲发展到复合装甲、间隙装甲、爆炸装甲(即反应式装甲)和主动装甲等。这对破甲弹的设计提出了更高的要求。同时,由计算机和计算技术的发展和进步,国内外广泛地采用实验,理论分析和数值计算相结合的方法来研究和设计破甲弹和装甲防护结构。目前,国内外均可作到从炸药起爆,爆轰波传播,射流形成和运动到射流对各种装甲目标侵彻的全过程进行数值模拟。

本文从射流形成,射流运动和断裂,射流对靶板的侵彻和装甲防护这几个方面来讲述聚能破甲技术和理论的近期发展。

### 一、射流形成过程

从聚能效应的经典的不可压缩流体理论出发,得出了药型罩微元的抛射角 $\delta$ 与罩微元速度 $V_0$ 和爆轰波扫过药型罩表面的速度 $U$ 之间关系的泰勒(Taylor)公式为

$$\sin \delta = V_0 / 2U \quad (1)$$

考虑爆轰波的作用方向, $U = D / \cos \gamma$ 。其中 $D$ 为炸药的爆轰波传播速度, $\gamma$ 为爆轰波传播方向与药型罩壁面的夹角。这些公式中,如何确定出 $\delta$ , $V_0$ 和 $U$ 。这样就得出药型罩变形过程的全部物理量。在实验工作方面,国内外学者测定了各种参数,得出了不少经验公式。

#### 1. 速度公式

一般来说,从经典的熟知的格尼(Gurvey)公式出发,可写作下列公式

$$V_0 = \sqrt{2E} f(\mu) \quad (2)$$

式中 $E$ 为炸药的有效化学能量, $\mu$ 为药型罩单位面积上的质量与相应的炸药质量 $C$ 的比值。

1988年4月3日收到原稿,6月30日收到修改稿。

从实验得出了适用于聚能装药平板抛掷公式

$$V_0 = \sqrt{2E} [3 / (4\mu^2 + 5\mu + 1)]^{1/2} \quad (3)$$

一些常用炸药的格尼能见表1。

表1 一些常用炸药的格尼能

炸 药	装药密度 (g/cm <sup>3</sup> )	爆速 (m/s)	$\sqrt{2E}$ (m/s)
TNT	1.67	6940	2370
HNS	1.65	7010	2580
PETN	1.76	8260	2930
RDX	1.77	8640	2830
HMX	1.89	8800	2970
PBX9404	1.84	9100	2960

孙业斌<sup>[1]</sup>用分析计算的方法, 得出数十种炸药的格尼能和破片初速。并与实验值作了比较, 符合得较好。

Duvall 等<sup>[2]</sup>应用流体动力学理论导出

$$V_0 = D [1 + (27\mu/16) (1 - \sqrt{1 + 32/27\mu})] \quad (4)$$

这个基于一维抛掷理论得出的公式, 是人们使用得较多的。

在圆柱形装药条件下, 周培基<sup>[3]</sup>将格尼公式应用到聚爆式几何形状上, 用控制体积法得出

$$V_0 = \left\{ -A/m_e + \left[ 2E(\mu+1) / (N(\mu+1) - 1) - A^2 / m_e^2 (N(\mu+1) - 1) \right]^{1/2} \right\} / (1 + \mu) \quad (5)$$

此处:  $N = 3(3\beta^2 + 4\beta + 1) / [2(4\beta^2 + 1\beta + 1)]$ ,  $\beta = R_0 / R_i$ ,  $\mu = m_L / m_e$ ,  $A = \int_0^\infty \int_{R_i}^{R_0} p(r,t) dr dt$   
 $R_0$  和  $R_i$  是控制体的外半径和内半径,  $m_e$  和  $m_L$  是炸药和药型罩的质量。  $p$  是作用在罩上的压力。

黄国光<sup>[4]</sup>研究了带较厚金属外壳的聚能装药, 提出了在反射冲击波影响下药型罩微元的速度的计算公式

$$V_0 = DE_0 [1 - (1 + R^2 / 2E_0 R L \sin \gamma \cos \psi)^{-1}]^{1/2} / \sqrt{\mu(\Gamma^2 - 1)} \quad (6)$$

其中  $E_0$  为与外壳材料和厚度有关的有效装药系数。  $\Gamma$  为炸药爆轰产物的多方指数。  $R$  为罩微元到中心轴的距离,  $R$  为起爆点到爆轰波阵面的距离加上罩微元厚度的修正数,  $\psi = \alpha + \delta$ ,  $\alpha$  为罩的半锥角。

当然上述公式均有一定使用限定范围, 而要用实验来直接测定药型罩微元的初始速度和最终速度  $V_0$  是很困难的。这是由于在轴对称的情况下, 要直接跟踪药型罩微元的运动是很困难的。国内外学者采用原子示踪法、高速分幅照相网格法、X光跟踪法等作了大量的工作, 但至今仍未获得较为满意的结果。

## 2. 抛射角 $\delta$ 的公式

近期采用的为Richter早年从实验得出平板抛掷公式

$$2\delta = (1/\phi_0 + K\rho_E\mu)^{-1} \quad (7)$$

其中 $\phi_0$ 和 $K$ 是由实验确定的与炸药性能和爆轰波传播有关的常数。

胡煥性<sup>[5]</sup>用脉冲X光实验测定了各种炸药平板对各种厚板金属板的抛掷角, 得出了 $1/\phi = b + c\mu$ 的关系直线, 见图1。可以看出,  $b \approx 1/\phi_0$ 。在考虑了空气介质和边界条件的影响下, 将这个公式推广到轴对称的圆柱装药锥形罩, 得出

$$b = b_f \left\{ [1 - \sqrt{\Gamma^2 - 1}/\Gamma] / [1 - \sqrt{(\Gamma^2 - 1)/(\Gamma^2 - \cos^2\gamma)}] \right\}^{1/2} \quad (8)$$

$$c = c_f \left\{ (\Gamma^2 - 1)/(\Gamma^2 - \Gamma\sqrt{\Gamma^2 - 1}) [(\Gamma^2 - \cos^2\gamma)/(\Gamma^2 - 1) - \sqrt{(\Gamma^2 - \cos^2\gamma)/(\Gamma^2 - 1)}] \right\}^{-1/2} + c_a (c_b t_b^{b/L} - 1) \quad (9)$$

其中 $b_f$ 为 $\gamma = 1/2$ 时实验得的截距,  $c_f$ 为 $\gamma = 1/2$ 时在空气中作实验所求得的斜率外推到炸药板长宽为无限大时的值。 $c_a$ ,  $c_b$ 和 $L$ 是实验确定的常数值。 $t_b$ 为金属板厚。从大量的X光圆筒实验, 对多种炸药作了不同板厚的实验, 得出了各种炸药的相应参数值。对1<sup>#</sup>和3<sup>#</sup>炸药的爆轰参数和公式(9)中的参数值见表2。在破甲弹的设计工作中证明了上述公式的可靠性。但在厚壁外壳的破甲弹设计中, 黄国光<sup>[6]</sup>从流体动力学理论推导出下式

$$M^2 \sin^2 \delta + [1 + N/\cos(a + \delta)]^{1-\Gamma} - 1 = 0 \quad (10)$$

其中

$$M = 2\sqrt{\mu(\Gamma^2 - 1)} / (E_0 \sin \gamma)$$

$N = R^2 / (2\bar{R}LE_0 \sin \gamma)$ 。在(10)式中, 用牛顿迭代法即可解出 $\delta$ 。

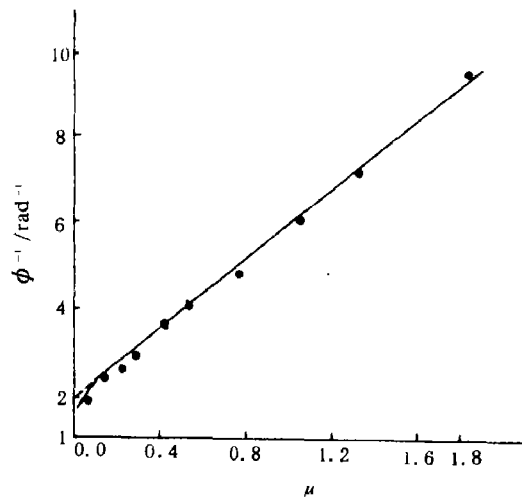


图1 用实验作出的3<sup>#</sup>炸药的 $1/\phi \sim \mu$ 曲线

表2 两种典型炸药的爆轰参数及实验测定的系数

炸药	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$D$ (m/s)	$Q$ (K/g)	$b_f$	$c_f$	$c_a$	$c_b$	$L$
1 <sup>#</sup> 炸药	1.69	7,800	955	1.68	3.30	5.28	1.12	5.0
3 <sup>#</sup> 炸药	1.64	8,240	1076	1.77	3.51	0.82	1.36	5.0

### 3. 药型罩微元的加速和不定常效应

在聚能效应经典的不可压缩流体理论中, 炸药爆轰波与药型罩的相互作用作为定常过程考虑,

即爆轰波作用在药型罩微元的瞬时,罩微元的加速过程完,立即达到最终速度 $V_0$ 。实际的物理过程是一个不定常过程。作为改进的第一步,假定在一个较短的时间间隙内,药型罩微元的速度呈线性增加,直到罩微元达到最终速度或运动到对称轴上。G. Randers-Pehrson<sup>[6]</sup>在不可压缩流体假定下,同时认为罩微元的加速度方向总是垂直药型罩变形表面和忽略罩壁厚。提出了比较实际的指数形式的罩微元加速历史过程的公式

$$V(t) = V_0 \left\{ 1 - \exp[-(t-t_0)/\tau] \right\} \quad (11)$$

其中 $\tau$ 为特征时间,  $\tau = c_1 M V_0 / p_c J + c_2$ ,  $M$ 为药型罩单位面积上的初始质量,  $p_c J$ 为炸药爆轰波阵面上的 $C-J$ 压力,  $c_1$ 和 $c_2$ 是经验常数。

周培基<sup>[3]</sup>在Randers-Pehrson假设条件下,导出了 $\delta$ 的解析算式,他们考虑了 $V_0$ 和 $\tau$ 沿罩面上是变化的,从而导出了

$$\delta \approx V_0 / 2 U - \tau V_0' / 2 + \tau' V_0 / 4 \quad (12)$$

式中的撇表示该量沿药型罩相应位置上的导数。

徐敏刚和李景云<sup>[7]</sup>考虑了 $\delta$ 加速和曲率效应,最近得出适合一般情况下的公式

$$\begin{aligned} \delta = & \frac{1}{2} V T' \left( 1 - \frac{5}{6} a' V \tau \right) - \frac{1}{2} \tau V' \left( 1 - \frac{5}{3} a' V \tau \right) \\ & + \frac{1}{4} \tau' V \left( 1 - \frac{11}{9} a' V \tau \right) + \frac{5}{6} V^2 a' \tau'^2 \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $T' = 1/U$ 。如果不考虑加速效应,也不考虑变锥效应,即 $a' = \tau = \tau' = 0$ ,则(13)式可化为(1)式。如果仅不考虑变锥角效应即 $a' = 0$ ,则(13)式可简化为(12)式。

#### 4. 聚能射流的形成

本文的第一部分已叙述了Pugh, Eichelberger, Rostorker的聚能射流和杵体形成理论(常称为P-E-R理论)。后来主要考虑非定常过程,得出了各个射流微元具有不同的速度即对空间坐标的速度梯度。过去的理论都是基于不可压缩流体理论,通过伯努利方程求出射流和杵体的速度和质量。而这又是根据药型罩在爆轰压力下将罩材料考虑为理想流体。但是,国内外的大量实验说明,某些材料作药型罩或在某种几何形状下,并不形成射流。例如,国外曾经用HMX炸药,20紫铜锥罩的聚能装药,结果就不形成射流。我国用铅或有些非金属材料作药型罩,也不形成射流。

周培基<sup>[8]</sup>研究得出了射流形成或不形成的声速准则。这个准则是:(1)对亚音速碰撞, $V < c$ ,通常是会形成连贯的射流。此处 $c$ 表药型罩材料的流动的当地声速, $V$ 表药型罩材料的流动速度;(2)对超音速碰撞,即 $V > c$ ,如果 $\beta < \beta_c$ , $\beta$ 即压垮角(材料流线与中心轴的夹角), $\beta_c$ 系在速度 $V$ 时斜冲击波的最大角。即在有脱体激波存在时,则不形成连贯的射流;(3)在超音速碰撞时, $V > c$ ,并且 $\beta > \beta_c$ ,则不形成射流。所以在聚能装药应用中,要求药型罩的材料流动必须是亚速的。否则,即使形成射流也不是连贯的,并且是径向扩张的。但是,药型罩在爆轰波作用下,罩材料的流动区其压力和温度都非常高,当地声速值实际上是不知道的。所以,亚音速只作为一般条件,要求选择药型罩材料的静态声速要高一些。从实验中发现,以静态声速的临界马赫数值大约为1.2,作为判断准则。

在实验方法方面,过去是用回收杵体的办法,通过P-E-R理论计算出射流和杵体的速度和质量。后来采用药型罩镀银层的示踪法确定射流各部份微元在侵彻孔内的位置,研究药型罩微元与射

流微元之间的关系。

目前国内外的破甲弹设计中,药型罩广泛地采用双锥罩或三锥罩,罩壁厚均用不等壁厚。药型罩的加工采用旋压成型或强力挤压成型,前者显现出了射流的抗弹旋转能力和抗射流自旋能力。这种作用在破甲实验中早已被证实。国内在机理研究工作中始终存在着两种观点:一种认为是药型罩材料不对称织构的作用,另一种则认为是残余应力的作用。漆璇<sup>[1]</sup>经过大量的实验和分析工作认为织构是旋压罩抗旋的主要原因。具有不对称织构的药型罩微元在爆轰波作用下,受到不对称变形阻力造成的旋转力矩,发生内外层取反向的转动,当内层形成的射流转向与弹丸转向相反时,则发挥其旋转补偿作用。

近期药型罩采用数控车床加工,已使药型罩壁厚差的精度提高了一个数量级,可达到0.005毫米,而药型罩的椭圆度可小于0.1毫米。在炸药装药工艺采用精密装药办法,提高了装药密度,使整体密度差小于0.005。在装配工艺上作了严格控制。这样,不仅大大改善了射流的性能,而且还提高了射流的速度。如用过去普通装药和装配工艺,射流头部速度为9000米/秒。而采取上述措施后,射流头部速度超过了10000米/秒。另一方面药型罩采用两种金属的复合板。如铜铝复合或铜钨复合,这样可以提高射流的速度或射流的密度,有利于破甲侵彻效应。最后,国外的钨合金药型罩,其形成射流的形态中部具有横向分散现象和铅直度不好,这些均不如铜射流,速度亦低于铜射流,但其破甲深度大大高于铜射流,说明射流的密度是一个很重要的因素。

用二维计算编码来数值模拟聚能装药射流形成过程。国内外发展了不少应用软件,其中有限差分类型的有HELP, HEMP, DORF和2DP等,属于拉格朗日有限元程序的有EPIC, NIKE, DYNA和DEFER等。国内已有多种程序可以从炸药起爆,爆轰波传播,爆轰波与药型罩相互作用到药型罩压垮形成射流的过程。实现了数值模拟,图象输出显示,得出了所需要的射流的各种物理参数。解决了药型罩大变形过程中的自动再分区。近期来是如何将这些二维程序微机化。张华和恽寿榕<sup>[2]</sup>编制成的二维弹塑性欧拉程序2DEPM在IBM PC-XT微机上装机成功,用以计算了射流对靶的侵彻过程。他们采用的是二维轴对称不定常流体弹塑性模型,稠密气体状态方程并粗略地考虑了断裂情况。

## 二、聚能射流的自由运动与射流断裂

为了便于研究,国内外都广泛使用虚拟原点法研究射流在空气中的自由运动。假定射流都是从对称轴上某一点形成开始运动,由于各微元运动速度不同,形成具有速度梯度向前运动的射流。大量实验结果表明,在射流形成初期,射流头部并不是各射流微元运动速度的最大值,射流在形成初期自由运动,射流微元间有一个能量转换和速度重新分布的过程,到了一定时间后,射流才具有最高速度的射流头部和速度逐渐减少的后续射流。最先,射流速度的空间分布呈S形,以后才具有对空间轴向坐标呈线性分布的射流。其后,不论射流是否断裂,射流的速度分布总是对空间坐标呈线性分布的。在射流微元间运动无关的假定下,可以证明:在某一时刻,射流对轴向坐标其速度是线性分布的,而在其它另一时刻射流对轴向坐标也是呈线性分布的,只是斜率和截距是时间的某一特定函数值。射流自由运动到一定时间后,连续射流中出现“颈缩”现象,再过一段时间,从射流的前面部分逐渐向后部的在“颈缩”部位处,射流发生断裂,成为数十毫米长的两头尖中间粗的断裂射流。但是,有一些药型罩材料和聚能装药,其所形成的射流,在自由运动过程中,并不经过“颈缩”阶段,而直接发生断裂,成为两头平整的圆柱状,类似于材料试验机上拉伸发生的材料脆性断裂现象。

近十多年来,国内外很多学者和设计师都在广泛地研究射流断裂现象及其延缓射流断裂发生的

方法。更重要的是由于装甲防护技术的发展,出现了装甲屏蔽,间隙装甲和主动装甲等,要求破甲弹在离装甲靶板较大距离上(例如2米到3米)形成射流以侵彻靶板,这就是大炸高问题。射流断裂后,不仅会降低破甲深度,且易受干扰,尤其在大炸高下,破甲深度下降得很多。

郑哲敏<sup>[1]</sup>根据大量的实验结果对射流的稳定性问题进行了研究,他采用了量纲分析方法和微扰理论分析了自由射流(没有自旋)的失稳问题(颈缩与断裂)。建立了包含惯性,强度和空气动力影响的射流稳定性方程,得出了失稳的判断准则。研究表明:自由射流低速段的失稳和高速段的失稳具有不同的机制。高速段的失稳主要是空气动力作用的结果。对于低速段,则射流材料的强度性质起主要作用。而在空气动力占主导的条件下,失稳现象是属于颤振型的。在强度起主导作用的条件下,失稳是属于发散型的。

国外七十年代采用二维计算编码数值模拟均匀自由射流的失稳问题。他们改变射流材料的屈服强度,射流密度,在射流表面的初始扰动的波长和振幅等。同样的得出了强度和一定的初始扰动可引起塑性不稳定性出现,连续射流拉伸而发展到颈缩。他们采用的多为弹性理想塑性模型,从这些工作中看到这些计算结果对本构关系的依赖性较大。而射流性态的理论模型国内外的看法存在很大差异,并且也尚未得到实验的证实。

王铁夫<sup>[2]</sup>在上述工作的基础上,作了一维模型的理论分析。得出了当射流拉伸应力大于或等于此时应力-应变曲线的斜率时,射流是不稳定的。对某一射流存在着临界波长,在这一波长下扰动增长最快,导致射流发生颈缩和断裂,且断裂后颗粒长细比由这一临界波长制约。

J. D. Curtis<sup>[3]</sup>最近提出了聚能射流轴对称不稳定模型。他与过去工作的区别在于射流的本构关系。他采用了弹性-粘塑性模型,并认为不稳定性不是由于临界波长效应,也不是物理模型,而是将一维分析用于二维轴对称所致。在采用了无旋和不可压缩假设条件,用摄动法解这组偏微分方程,最后得出扰动很快增长是决定于在射流中波的数是或接近一个 $n$ 值, $n$ 是满足下式

$$J_1(2\pi n R^0 / L^0) = 0 \quad (14)$$

其中 $R^0$ 和 $L^0$ 是射流的半径和长度。 $J_1$ 表示第一类贝塞尔函数。

I. Frankel<sup>[4,5]</sup>所研究的具有轴向速度梯度射流的不稳定性问题。将射流假定为粘性流体,采用纳维-斯托克斯方程研究了受表面张力影响的扰动的增长,射流存在速度梯度的拉长,和从自由表面向内扩散的旋涡等的影响。采用的仍为摄动解法。旋涡扩散影响而导出的积分-微分方程,用拉氏变换后,分别对均匀的初始条件和边值条件求解。结果表明,具有初始短的波长的扰动,开始是使射流振荡,其后单调地发散开。另外得出扰动波长的“伸长”在每一时刻是不同的占优势的扰动。值得提出的是这个理论用在反应装甲对射流的干扰分析上。

如何延缓和控制射流的颈缩和断裂。郑哲敏<sup>[1]</sup>曾提出药型罩选用超塑性材料。近年来,国内外广泛采用精密装药工艺(包括前述的精密加工药型罩,精密加工成型炸药,精密装配),在药型罩和药柱装配方面严格对中、密合,使得传爆系列起爆后得到比较对称的爆轰波形。采取这些措施不仅大大提高了破甲深度和破甲稳定性,而且还大幅度提高了在大炸高下的破甲深度<sup>[6]</sup>。

### 三、聚能射流的破甲效应及其防护

目前国内外破甲技术的发展,如前述射流头部速度高达10000米/秒以上,连续射流的长度可达1米多,射流着靶的初始压力可高达数百吉帕。从破甲后的弹坑解剖分析看<sup>[7]</sup>,射流侵彻靶板时,靶的变形成坑主要为挤压扩孔,材料的剪切和拉伸。弹坑普遍地存在着白条带和白层。它们均为细密的马氏体并具有一定摆动幅度的〈110〉丝织构,其硬度高于一般状态的马氏体。射流破甲

时, 高速高压下的绝热剪切应变导致白条带的产生。白条带分布在最大剪切应力的方向上, 与坑轴夹角随坑深增加而减小。绝热压缩和剪切应变产生的白层, 随坑深增加而增加, 坑底白层最厚。白条带和白层促成靶材裂纹的产生和扩展, 是导致破甲过程中材料破坏和崩落的重要原因。坑内壁发生熔化, 温度分布沿径向由内向外连续下降, 依次形成高铜的沉积层-渗铜层-淬火层(白层)-不完全淬火层。

国内外数值计算表明: 射流侵彻时, 金属靶的可压缩效应影响较小。对非金属靶, 可压缩效应确实存在, 但其破甲深度要小于不可压缩流体模型所预报的值。

装甲靶板目前从均质钢, 高强度钢, 双硬度板发展到复合装甲, 即钢靶间加入非金属材料, 如玻璃钢, 刚玉或铸石等。实验证明, 这些非金属材料在侵彻孔内, 对后续射流有较大的干扰破坏作用。并观察到射流穿过玻璃钢的弯曲失稳现象。用脉冲X光观察了射流在玻璃钢靶孔内的形态变化及在孔底和孔壁附近玻璃钢对射流的干扰。可以看出: 在孔内射流发生了弯曲, 碎散以及孔壁急剧回缩并包住射流等现象。而孔内射流的颈缩和断裂的发生和发展与自由射流差不多。我国理论工作者提出: 玻璃钢在侵彻过程中发生热裂解, 加以孔壁出现回缩, 一部分破碎的颗粒以一定的速度向射流撞击, 孔内形成气固两相流, 使射流发生弯曲。初步测定, 射流弯曲获得的横向速度可达 200~300 米/秒。

丁雁生<sup>[1]</sup>研究了拉断后射流对钢靶的随机侵彻。文中假定: 在射流颗粒拉断处起以平均速度  $v$  沿径向随机偏离, 轴向速度为  $u$ , 其偏离轴线的半锥角为  $\alpha = v/u$ , 径向随机位移与柱坐标的  $\theta$  无关。并且认为径向发散服从正态分布, 则命中孔底平面  $y = R^*$  的概率  $P^*(u_j)$  为

$$P^*(u_j) = 1 - \exp[-\alpha^2(u_j) D^2(u_j)] \quad (15)$$

式中  $D(u_j)$  为拉断到命中穿底的距离,  $\alpha(u_j) = R^* \sqrt{2} a(u_j)$ 。则侵彻深度满足

$$\frac{dP}{du_j} - \eta \frac{u}{u_j} \left( t_b(u_j) - \frac{dh}{du_j} \right) P^*(u_j) = 0 \quad (16)$$

式中  $\eta$  和  $a$  是经验常数。

李茂生<sup>[2]</sup>研究了射流在侵彻孔内的失稳问题, 假定射流是弹塑性杆, 研究其在均匀各向同性的湍流中运动。该文提出: 射流在气、固两相介质流中运动, 气、固两相介质存在侧向流动时, 两相流绕射流运动将是非定常的, 这种绕流使射流的气动特性改变。并且指出: 重要的问题是确定气、固两相流绕物体运动时的气动力和作为射流的弹塑性杆运动时振动稳定性, 从而解释侧向失稳问题。作者找出了振动弯曲的条件, 并以分布参数系统讨论了这些条件的物理意义。

近期聚能射流对含能材料侵彻的理论和实验研究不仅是含能材料的安全性标准所必需, 更重要的是反应装甲和各种主动防护设计所必需。

### 参 考 文 献

- [1] 孙业斌, 破片初速的工程计算, 战斗部通讯, (1) (1980), 49.
- [2] Duvall G.E., et al., Explosive acceleration of projectile, AD709810.
- [3] CHou, P.C., Recent developments in shaped charges, Prop. Expl. Pyrotech., 11 (1986), 99.
- [4] 黄国光, 破甲射流的计算和设计, 破甲文集, (5) (1987), 60.
- [5] 胡焕性, 聚能破甲工程计算法, 兵工学报, (1) (1984), 1.
- [6] Granders-Pehrson, G., An improved equation for calculating fragment projection angles, Proc. 2nd Int. Symp. on Ballistics, Mar. (1976)

- [7] 徐敏刚, 李景云, 关于药型罩变形角研究, 破甲文集, (5) (1987), 84.
- [8] CHou, P.C., Criteria for jet formation for impinging shell and plate, *J. Appl. Phys.*, **47** (1976), 2795.
- [9] 漆璇等, 退火对旋压药型罩宏观残余应力, 织构和射流形态的影响, 破甲文集, (5) (1987), 133.
- [10] 张华, 恽寿榕, 二维弹塑性欧拉程序应用于高速碰撞计算, 破甲文集, (5) (1987), 90.
- [11] 郑哲敏, 聚能射流的稳定性问题, 爆炸与冲击, (1) (1981), 6.
- [12] 王铁夫, 聚能射流稳定性及其断裂分析, 破甲文集, (5) (1987), 171.
- [13] Curtis, J.P., Axisymmetric instability model for shaped charge jet, *J. App. Phys.*, **61** (11) (1987), 4978.
- [14] Frankel, I. et., stability of a capillary jet with linearly increasing axial velocity (with application to shaped charges), *J. Fluid Mech.*, **155** (1985), 289.
- [15] Frankel, I. et., Influence of viscosity on the capillary instability of a stretching jet, *J. Fluid. Mech.*, **185** (1987), 361.
- [16] 胡焕性, 曾宗元, 破甲弹战斗部发展方向探讨, 兵工学报 (火炸药专集), (1986)
- [17] 五二研究所, 科技参考资料, (1) (1976), 17.
- [18] 丁雁生, 拉断后射流对钢靶的随机侵彻, 爆炸与冲击, **8** (2) (1988), 113.
- [19] 李茂生, 射流在侵彻过程中侧向失稳问题, 高压物理学报, **2** (1) (1988).

## SHAPED CHARGE AND ITS PENETRATION (II) RECENT DEVELOPEMENT OF SHAPED CHARGE TECHNOLOGY AND THEORY

Zeng Zongyuan

(Xian Modern Chemistry research Institute)