国 防 科 技 大 学 学 报
第21卷 第2期 JOURNAL OF NATIONAL UNIVERSITY OF DEFENSE TECHNOLOGY Vol.21 No.2 1999

杀伤战斗部破片定向飞散特性研究*

王诚洪 张若 曾新吾 江厚满

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

摘 要 研究了钢预制破片壳体在四种装药爆轰驱动下的飞散特性。求得了使破片飞行路径呈平行型的预制破片壳体的临界半径及相应的破片初始速度。

关键词 杀伤战斗部，定向飞散，爆轰，破片

分类号 O38

Study on the Directional Scatter of Warhead Fragments

Wang Chenhong Zhang Ruoqi Zeng Xinwu Jiang Houman

(Department of Applied Physics, NUDT, Changsha, 410073)

Abstract In this paper, we research on spatial scatter of preformed fragmentary steel shell under detonation driving. Four different explosive charges are considered. In order to abtain a parallel fragment spatial scattering pattern, there are special requirements on the geometry of the shell and the initial velocities of the fragments. These requirements have been discussed in detail in the paper.

Key words Warhead, direction distribution, detonation, fragment

目前常用的杀伤战斗部的破片飞散方式一般为发散型，即战斗部爆炸后所形成或释放出的破片群，在飞散角内周向均匀分布飞散，破片散布范围较大，且随动态飞散角的增大而增大。这种毁伤方式分散了破片的能量，因为大多数破片未产生毁伤作用，只有少数破片飞向所攻击的目标，因而很难对目标结构造成致命性破坏。为了克服发散型破片杀伤战斗部的不足，目前人们在进行破片定向控制技术的研究，以使破片集中落到目标的暴露面积上，集中破片的能量来打击目标。

设一带凹槽的柱形装药（图1（a）是装药的横截面图）的凹槽内布设由钢预制破片构成的壳体 $\overset{\frown}{BC}$（曲率半径为 r）。我们研究在 A 点引发的爆轰波作用下，预制破片的飞散情况。

1 破片初始运动方向

A 点引爆后，爆轰波依次扫过预制破片，随着爆轰波的传播，爆轰波阵面与预制破片外界面的夹角 φ_0（入射角）由0逐渐增大。这里只考虑爆轰波作用对破片所产生的平均效果，即把各破片外界面中点的运动状态作为整个破片的状态。爆轰波影响破片初始运动方向主要来自两个方面[1]：(1) 爆轰波对破片外界面斜冲击使破片产生折转角 ϵ（图1（b））；(2) 爆轰波从破片外界面一端先后扫过整个破片，爆轰波所到之处伴随有压力产生，而爆轰波未到之处，压力为零，这样变化的压力场使破片受到一转矩作用，从而使破片产生转角 ω（图1（c））。因此，在爆轰波作用下，破片总的偏转角为 $\epsilon + \omega$。

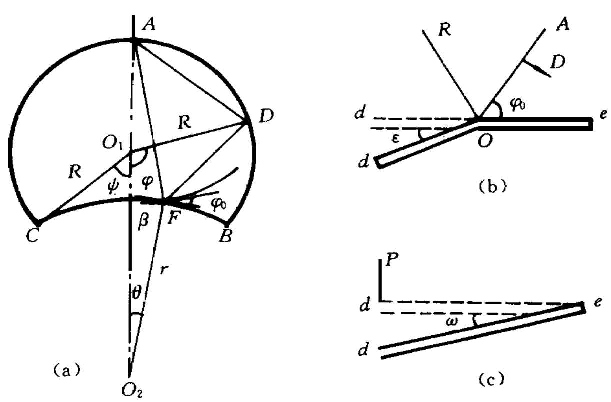


图1 装置示意图

Fig.1 Schematic diagram of the set-up

---

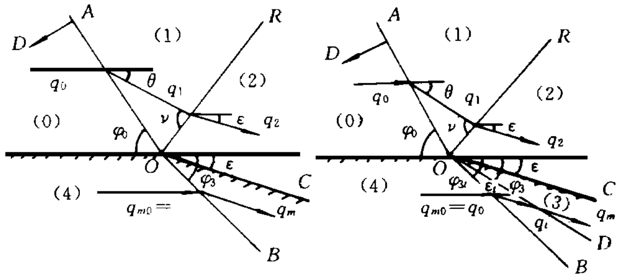
* 1998年7月20日收稿
第一作者：王诚洪，男，1938年3月生，副教授

1.1　折转角 ϵ 的求解

1.1.1　物理模型

如图2所示，爆轰波阵面 OA 以爆速 D 在装药中传播，当其到达破片外界面时，波阵面与破片外界面的夹角为 φ_0。在破片中点附近，可以把爆轰波视为平面波，把破片外界面视为平面。在爆轰波作用下，破片介质内将产生一斜冲击波 OB（图2(a)）。当破片介质发生相变时，在破片介质中要产生两个（OB 和 OD）或两个以上的塑性冲击波（图2(b)）。同时，破片在爆轰波的作用下发生折转，折转角 ϵ 的大小，取决於炸药的性质及破片介质的可压缩性。

对于一定的炸药，随着爆轰波入射角 φ_0 的增大，爆轰产物中可能发生正规反射、非正规反射和普朗特—迈益尔膨胀[2]。对于本文中所讨论的问题，由于爆轰波的入射角 φ_0 较小，这时只可能出现正规反射。



(a) 无相变　　(b) 有相变

图2　斜冲击波系图

Fig. 2　Diagram of the oblique-shock wave

1.1.2　计算公式

(1) 破片介质中冲击波参数表达式

当介质中有一斜冲击波传播时（图2(a)），由波阵面两侧的速度几何关系及质量和动量守恒关系可得到

$$\left.\begin{aligned} q_m &= q_0\frac{\rho_{m0}}{\rho_m}\frac{\sin\varphi_3}{\sin(\varphi_3-\epsilon)} \\ P_m &= q_0^2\rho_{m0}\sin^2\varphi_3\left(1-\frac{\rho_{m0}}{\rho_m}\right) \\ \tan\epsilon &= \frac{\left(1-\frac{\rho_{m0}}{\rho_m}\right)\tan\varphi_3}{1+\frac{\rho_{m0}}{\rho_m}\tan^2\varphi_3} \end{aligned}\right\}\tag{1}$$

式中，ρ_{m0} 为波前介质密度，ρ_m 和 P_m 分别为波后介质的密度和压力。根据实验得到的金属及其他凝聚介质的Hugoniot关系，$D_m = a + bu_m$，并考虑到质量守恒，可得到

$$\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} = 1-\frac{1}{b}+\frac{a}{b}\frac{1}{q_0\sin\varphi_3}\tag{2}$$

对铁而言，当压力 P_m 在（12.8×10^4～32.5×10^4）bar范围内时，要发生相变，这时在其中要产生两个塑性冲击波：第一个冲击波将铁压缩到相变时的压力 12.8×10^4 bar，第二个冲击波将铁由相变压力压缩到终态。出现塑性双波时，设第一个冲击波后的参数用下标 t 表示，则[2]

$$P_t = 12.8\times10^4\,\mathrm{bar}$$

$$v_t = \frac{1}{\rho_T} = 1.196\times10^{-4}\,(\mathrm{m^3/kg})$$

将(1)式中的 $P_m, \rho_m, \varphi_3, \epsilon$ 和 q_m 分别用 $P_t, \rho_t, \varphi_{3t}, \epsilon_t$ 和 q_t 代替，则可求得 φ_{3t}, ϵ_t 和 q_t，进一步可求得第二个冲击波后的参数，即

$$\left.\begin{aligned} q_m &= q_t\frac{\rho_t}{\rho_m}\frac{\sin(\varphi_3-\epsilon_t)}{\sin(\varphi_3-\epsilon)} \\ P_m &= P_t+\rho_t q_t^2\sin^2(\varphi_3-\epsilon_t)\left(1-\frac{\rho_t}{\rho_m}\right) \\ \tan\epsilon &= \frac{\tan\varphi_3-\frac{\rho_t}{\rho_m}\tan(\varphi_3-\epsilon_t)}{1+\frac{\rho_t}{\rho_m}\tan\varphi_3\tan(\varphi_3-\epsilon_t)} \\ \frac{\rho_t}{\rho_m} &= \frac{a+(b-1)q_0\sin\varphi_{3t}}{bq_t\sin(\varphi_3-\epsilon_t)} \end{aligned}\right\}\tag{3}$$

(2) 爆轰产物中反射冲击波 OR 的参数表达式

如图2所示，爆轰波阵面后（1）区参数为 CJ 参数

$$P_j=\frac{\rho_0D^2}{K+1},\ \rho_j=\frac{K+1}{K}\rho_0,\ C_j=\frac{K}{K+1}D,\ u_j=\frac{1}{K+1}D.$$

于是可得

$$q_1=c_j\sqrt{\left(\frac{K+1}{K}\right)^2\frac{1}{\tan^2\varphi_0}+1}$$

$$\tan\theta=\frac{\tan\varphi_0}{K\tan^2\varphi_0+K+1},\ M_1=\frac{q_1}{c_j}$$

$$\left.\begin{aligned}
q_2&=\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{q\sin\upsilon}{\sin(\upsilon-\theta+\epsilon)}\\
\frac{P_2}{P_j}&=\frac{2K}{K+1}M_1^2\sin^2\upsilon-\frac{K-1}{K+1}\\
\frac{\rho_2}{\rho_j}&=\frac{(K+1)M_1^2\sin^2\upsilon}{(K-1)M_1^2\sin^2\upsilon+2}\\
\tan\theta&=\frac{\left(1+\frac{\rho_j}{\rho_2}\tan^2\upsilon\right)\tan\theta-\left(1-\frac{\rho_j}{\rho_2}\right)\tan\upsilon}{\left(1-\frac{\rho_j}{\rho_2}\right)\tan\upsilon\tan\theta+\left(1+\frac{\rho_j}{\rho_2}\tan^2\upsilon\right)}
\end{aligned}\right\}\qquad(4)$$

在分界面处，界面两侧的压力相等，即

$$P_2=P_m\qquad(5)$$

以上，对于无相变和有相变情况，总共建立了（1）～（5）共13个方程式，其中含有 $P_2,\rho_2,q_2,\epsilon,\upsilon,P_m,\rho_m,\varphi_0$ 和 q_m 共9个未知参数。利用（1）、（2）、（4）、（5）方程式构成的联立方程组可求解无相变情况下的上述未知参数。而对于有相变情况，则可利用（3）、（4）和（5）方程式构成的联立方程组来求解。这里，我们最关心的参数是 P_m 和 ϵ。

1.2 转角 ω 的求解

设壳体上任一破片 $\overset{\frown}{de}$ 的曲率半径为 r，质量为 m（图3）。破片上某点的径角和局部极角分别为 θ 和 α，端点 d 所对应的径角和局部极角分别为 θ_0 和 $0°$，端点 e 所对应的径角和局部极角分别为 $\theta_0+\alpha_0$ 和 α_0（α_0 也就是破片的圆心角）。于是有

$$\theta=\theta_0+\alpha$$

爆轰波阵面从 d 点往 e 点连续扫过破片。爆轰波阵面到达破片上径角为 θ 点的时间 t 和爆轰波阵面在该点与破片外界面的夹角 φ_0 由下列关系式确定（参看图1）

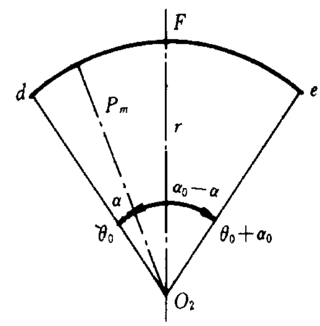


图3 破片

Fig. 3 Fragment

$$t=\left(\bar{R}^2+r^2-2\bar{R}r\cos\theta\right)^{\frac{1}{2}}/D\qquad(6)$$

$$\varphi_0=\arctan\left[\bar{R}\sin\theta/(\bar{R}\cos\theta-r)\right]\qquad(7)$$

式中

$$\bar{R}=\left[1+\cos\psi+\sqrt{\frac{r^2}{R^2}-\sin^2\psi}\right]R\qquad(8)$$

在爆轰波压力作用下，破片绕 e 点转动。考察破片的平均效果，认为在破片外界面上任意点，只要爆轰波到达过，其上的压力与爆轰波作用在破片中点的压力 P_m 相同。因此，可导出当爆轰波到达破片上局部极角为 α 的点时，在破片上转矩 M 的表达式

$$M=r^2P_m[\cos(\alpha_0-\alpha)-\cos\alpha_0]$$

$$=r^2P_m\{\cos(\alpha_0+\theta_0)\frac{(\bar{R}^2+r^2-D^2t^2)}{2\bar{R}r}$$

$$+\sin(\alpha_0+\theta_0)\frac{[4\overline{R}^2r^2-(\overline{R}^2+r^2-D^2t^2)^2]^{\frac{1}{2}}}{2\overline{R}r}-\cos\alpha_0\} \qquad (9)$$

破片转动惯量 J 为

$$J=2r^2m(1-\frac{\sin\alpha_0}{\alpha_0}) \qquad (10)$$

由动力学原理可知，破片转角方程为

$$M=J\frac{\mathrm{d}^2\omega}{\mathrm{d}t^2} \qquad (11)$$

由此得

$$\frac{\mathrm{d}^2\omega}{\mathrm{d}t^2}=\frac{P_m}{2m(1-\frac{\sin\alpha_0}{\alpha_0})}\{\cos(\alpha_0+\theta_0)\frac{(\overline{R}^2+r^2-D^2t^2)}{2\overline{R}r}+$$

$$\sin(\alpha_0+\theta_0)\frac{[4\overline{R}^2r^2-(\overline{R}^2+r^2-D^2t^2)^2]^{\frac{1}{2}}}{2\overline{R}r}-\cos\alpha_0\} \qquad (12)$$

上式为 ω的二阶微分方程, 其中t的区间为$[t_d, t_e]$, t_d 和t_e分别为爆轰波阵面到达破片 d 点和e 点的时间。初值条件: $t=t_d$ 时, $\omega=0$, $\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}=0$. 利用数值积分方法可求得 $t=t_d$ 时的 ω.

2 破片初始运动速度

本文应用爆轰波对平板一维抛掷理论，计算破片的初始运动速度。在计算中利用有效装药的概念。

2.1 有效装药

设 $t=0$时，从A 点 (图1) 发出的散心爆轰波阵面到达第 i 个破片外界面中点 F (径向角为 θ) 的时间为 t_i

$$t_i=\frac{\overline{AF}}{D} \qquad (13)$$

以装药外界面上的 D 点 (径向角为 φ) 为源点传播的稀疏波，到达 F 点的时间为 t_φ

$$t_\varphi=\frac{\overline{AD}}{D}+\frac{\overline{DF}}{D_r} \qquad (14)$$

在自变量 φ的区间$[\psi, \pi]$ 范围内，对 t_φ求最小值，记为 $\min[t_\varphi]$。爆轰波与稀疏波到达 F 点的时间差Δt_i 为

$$\Delta t_i=\min[t_\varphi]-t_i \qquad (15)$$

将第 i 个破片所对应的不规则有效装药等效成长方形，该长方形的长为 $D_r\ \Delta t_i$，宽为 $\overline{de}\cos\varphi$, $\overline{de}$ 为破片的跨度。

2.2 破片初始运动速度表达式

设被抛掷破片的质量为 m，面积为S，则

$$m\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}=SP \qquad (16)$$

在一维和爆轰产物的多方指数 $K=3$ 的情况下，药柱 (长度为 l) 垂直金属表面爆轰时，作用于不变形金属表面上的压力与时间的关系为:

$$P=\frac{64}{27}P_j(\frac{l}{Dt})^3$$

当 $t=\frac{l}{D}$ 时，压力最大，最大值为 $P_{\max}=\frac{64}{27}P_j$。由于本文所涉及的破片介质并非刚体，此时被抛掷破片表面压力实际并没有这么大，故应采用前面计算中所求得的P_m 值，于是

$$P=P_m(\frac{l}{Dt})^3 \qquad (17)$$

把 (17) 式代入方程 (16) 并积分，得

$$V = \frac{1}{8}\frac{P_m}{P_j}\frac{\overline{m}}{m}D$$

式中$\overline{m}$为破片所对应的有效装药质量。

3 结果和讨论

本文计算了在四种装药：TNT（$\rho_0 = 1.64\mathrm{g/cm^3}$），RDX（$\rho_0 = 1.59\mathrm{g/cm^3}$），RDX（$\rho_0 = 1.80\mathrm{g/cm^3}$）和HMX（$\rho_0 = 1.90\mathrm{g/cm^3}$）的爆轰波作用下，钢预制破片的飞散情况。

在所有计算中，装药半经均为60mm，与壳体BC对应的装药圆缺角2Ψ为90°，预制破片的厚度为3mm。壳体BC由11块预制破片组成。另外，对这四种装药，还计算了壳体为平面，即BC为直线的情况，此时，壳体BC由9块预制破片组成。从计算结果可以得到如下几个结论：

（1）在未受到爆轰波作用时，从壳体BC的中点向两侧，破片与水平线的夹角β由0逐渐增大。当爆轰波作用于破片时，其入射角φ_0也是从壳体BC的中点向两侧逐渐增大。计算结果表明，随着入射角φ_0的增大，破片的折转角ϵ和转角ω也逐渐增大。但与β角的增大方向相反，因此，爆轰波作用的效果，使破片外界面与水平线的夹角减小，从而改变了破片的原始方向。其结果使破片的会聚性有所减小。

（2）由于爆轰波入射角φ_0与壳体BC的曲率半径r有密切的关系，因此，对于某一装药，一定存在着一个临界半径r_c，当$r < r_c$时，破片的飞行路径会聚型；当$r = r_c$时，破片的飞行路径几乎呈平行型；当$r > r_c$时，破片的飞行路径呈发散型。对于上述四种装药，通过计算求得的r_c分别为713.3mm（TNT，$\rho_0 = 1.64\mathrm{g/cm^3}$），589.8mm（RDX，$\rho_0 = 1.59\mathrm{g/cm^3}$），567.2mm（RDX，$\rho_0 = 1.80\mathrm{g/cm^3}$）和553mm（HMX，$\rho_0 = 1.90\mathrm{g/cm^3}$）。当壳体$BC$为平面时，此时破片飞行路径为发散型，发散角$2(\beta+\omega)$分别为5.44°（TNT，$\rho_0 = 1.64\mathrm{g/cm^3}$），6.28°（RDX，$\rho_0 = 1.59\mathrm{g/cm^3}$），6.48°（RDX，$\rho_0 = 1.80\mathrm{g/cm^3}$）及6.72°（HMX，$\rho_0 = 1.90\mathrm{g/cm^3}$）。由此可知，爆速越高的炸药，壳体$BC$的临界半径$r_c$越小，且$BC$为平面时的发散角越大。

（3）对于同一装药，在壳体BC的曲率半径r较小时，折转角ϵ和转角ω的值较为接近，随着曲率半径r的增加，折转角ϵ和转角ω都减小，但转角ω减小的程度显著。这是因为，随着曲率半径r的增加，爆轰波阵面作用于破片的时间（$t_e - t_d$），即破片转动时间，明显减小，从而导致转角ω明显的减小。因此，在$r \geq r_c$时，决定破片偏转程度的主要因素是折转角ϵ的大小。

参考文献

1 万程等．爆炸驱动破片定向飞散研究．弹箭与制导学报，1996（1）
2 王诚洪等．爆轰波在可压缩金属板面上斜反射初始参数的计算．国防科技大学学报．1991（1）