

# 爆轰波斜冲击作用下破片飞散特性研究\*

王马法<sup>1</sup>, 卢芳云<sup>1</sup>, 李翔宇<sup>1,2</sup>

(1. 国防科技大学 理学院, 湖南长沙 410073;

2. 北京理工大学 爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京 10081)

**摘要:**为研究非对称结构战斗部的破片飞散特性,利用斜激波理论对爆轰波作用于壳体表面的过程进行研究,并利用自由面速度倍增定律对波在自由面反射后质点速度的计算进行简化,得到了破片飞散角的计算模型。利用D型战斗部试验数据对计算模型进行验证,结果表明,斜激波理论计算得到的破片飞散与试验结果吻合很好;当入射角较小时,壳体飞散角与入射角成线性关系。

**关键词:**爆炸力学;飞散角;非对称结构;斜激波理论

**中图分类号:** O383 **文献标志码:** A **文章编号:** 1001-2486(2013)01-0060-05

## Research on the projection characteristics of fragments under the loading of the oblique shock wave

WANG Mafa<sup>1</sup>, LU Fangyun<sup>1</sup>, LI Xiangyu<sup>1,2</sup>

(1. College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

**Abstract:** In order to study the projection angles in asymmetrical structure, the oblique shock wave theory was used to describe the process of detonation wave shocking on the metal surface. The calculation method of projection angle was obtained after the velocity multiplication law on free surface simplified the shock wave theory to estimate the velocity of particles in metal. The explosion experiments of a D-shaped warhead were done to validate this method. The results show that this method is in good agreement with experimental data; when the incident angle is less than 40°, the projection angle will increase linearly with increasing the incident angle.

**Key words:** explosion mechanics; projection angles; asymmetric configuration; oblique shock wave theory

战斗部是导弹毁伤目标的最关键部件之一。对破片战斗部而言,如何通过一定的经验公式或从理论上准确预测破片的飞散速度和方向是国内学者关注的焦点。Gurney<sup>[1]</sup>于1943年第一次提出利用Gurney公式来预测战斗部破片速度。直到今天,仍然有许多学者在不断研究并改进Gurney公式,如对柱形战斗部端部效应进行修正<sup>[2]</sup>,对Gurney能与爆速之间的关系进行修正<sup>[3-4]</sup>,对强度相应进行修正<sup>[5]</sup>等。泰勒公式<sup>[6]</sup>的提出最初是用于计算平板在爆轰波在壳体表面掠射时的飞散角的,后来被应用于计算柱形战斗部的轴向飞散角,具有较好的精度。Held<sup>[7]</sup>将泰勒公式用于计算偏心起爆战斗部破片在圆周方向的飞散角。

随着武器需求的发展和科学技术的改进,目前提出了许多能够提高炸药能量利用率的新型定

向战斗部。而大部分新型定向战斗部均采用了非对称起爆技术或非对称结构。由于结构的不对称性,战斗部破片飞散速度和飞散方向也具有不对称性,因此Gurney公式已经不再适用,泰勒公式也受到一定的限制。目前大部分学者<sup>[8-9]</sup>都是通过试验或者仿真方法研究新型定向战斗部的破片速度及其飞散分布。对于这类新型定向战斗部破片飞散的理论研究鲜见报道。

马晓青<sup>[10]</sup>曾提出用爆轰波斜入射的方法计算变形段壳体的波后质点速度和波前流场速度,进而得到壳体真正的运动速度和方向。本文通过对战斗部内炸药与壳体的作用过程进行分析,利用斜激波理论研究爆轰波对壳体的加速和变形作用,得到壳体的运动速度和方向。同时对D型战斗部进行试验研究,得到其破片飞散规律,进而对斜激波理论得到的破片飞散规律进行验证,为可

\* 收稿日期:2012-06-28

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11172328,11132012,11202237);爆炸科学与技术国家重点实验室开放基金项目(KFJJ12-16M)

作者简介:王马法(1986—),男,福建长汀人,博士研究生,E-mail:fjwfm@yahoo.com.cn;

卢芳云(通讯作者),女,教授,博士,博士生导师,E-mail:fylu@nudt.edu.cn

变形战斗部等非对称结构战斗部破片飞散特性的研究提供理论参考与指导。

## 1 爆轰波与壳体的相互作用

### 1.1 爆轰波作用过程分析

取一小段壳体作为讨论对象,并将这段壳体看做一个小平板。假设爆轰波以角度  $\alpha$  入射至炸药与壳体的交界面,将坐标系建立在爆轰波阵面与界面的交点  $O$  处,可以看到一种定常的爆炸作用过程,该定常爆炸作用过程的物理图像如图 1 所示<sup>[11]</sup>。图中  $O$  为爆轰波阵面  $OI$  与壳体的交点, $OR$  为反射波阵面, $OT$  为透射波阵面。 $q_0$ 、 $q_1$ 、 $q_2$  和  $q_m$  分别为(0)、(I)、(II)和(III)区的质点运动速度。 $\alpha$  为爆轰波的入射角, $\beta$  为  $q_1$  与  $q_0$  之间的夹角, $\theta$  为  $q_1$  与透射波阵面  $OR$  之间的夹角, $\zeta$  为  $q_2$  与  $q_0$  之间的夹角,同时也是壳体在爆轰波作用下的弯折角, $\eta$  为透射波  $OT$  与壳体初始切线方向的夹角。 $D_m$ 、 $u_m$  分别为壳体中透射波的真实波速和波后质点速度。

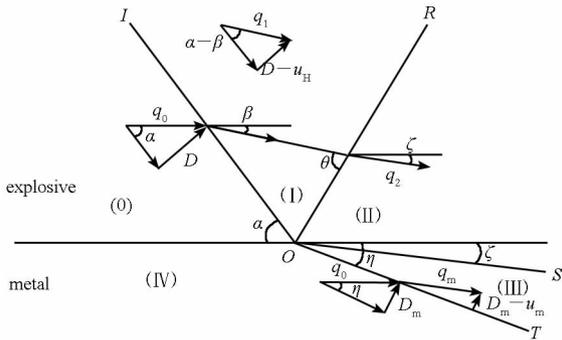


图 1 爆轰波斜入射作用过程示意图

Fig. 1 Sketch of the incidence process of oblique detonation wave

### 1.2 爆轰波对壳体作用的计算方法<sup>[11]</sup>

假设炸药为 CJ 爆轰,则(I)区的参数利用 CJ 爆轰理论计算为

$$p_H = \frac{1}{\gamma+1} \rho_0 D^2, \quad \rho_H = \frac{\gamma+1}{\gamma} \rho_0, \quad c_H = \frac{\gamma}{\gamma+1} D, \quad u_H = \frac{1}{\gamma+1} D \quad (1)$$

其中, $D$  为爆轰波传播速度, $\rho_0$  为炸药密度, $\gamma$  为产物气体指数, $p_H$ 、 $\rho_H$ 、 $u_H$  和  $c_H$  分别为炸药 C-J 面上的爆压、产物密度、质点速度和声速。根据坐标系的转换和相应的几何关系得到动坐标系下的速度为

$$q_1 = D \sqrt{\cot^2 \alpha + \left(\frac{\gamma}{\gamma+1}\right)^2} \quad (2)$$

$q_1$  与  $q_0$  之间的夹角  $\beta$  与入射角  $\alpha$  之间有如下关系

$$\tan \beta = \frac{\tan \alpha}{\gamma \tan^2 \alpha + (\gamma + 1)} \quad (3)$$

战斗部壳体一般为钢材或铝材料,其冲击阻抗要高于产物的冲击阻抗,因此,反射波为冲击波。根据冲击波的关系式和产物的状态方程可以由(I)区的参数求解(II)区参数。求解公式如下:

$$q_2 = \frac{\rho_H}{\rho_2} \frac{q_1 \sin \theta}{\sin[\theta - (\beta - \zeta)]} \quad (4)$$

$$p_2 = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 \sin^2 \theta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right) p_H \quad (5)$$

$$\rho_2 = \left(\frac{(\gamma+1)\pi + (\gamma-1)}{(\gamma-1)\pi + (\gamma+1)}\right) \rho_H \quad (6)$$

$$\tan \zeta = \frac{(1 + \frac{\rho_H}{\rho_2} \tan \theta) \tan \beta - (1 - \frac{\rho_H}{\rho_2}) \tan \theta}{(1 - \frac{\rho_H}{\rho_2}) \tan \theta \tan \beta + (1 + \frac{\rho_H}{\rho_2} \tan^2 \theta)} \quad (7)$$

其中,式(4)~(7)分别为(II)区速度  $q_2$ 、压力  $p_2$ 、密度  $\rho_2$  和界面弯折角  $\zeta$  的计算公式。式中  $\rho_2$  为(II)区的产物密度; $M_1 = q_1/c_H$  为(I)区马赫数; $\pi = p_2/p_H$ 。

由于爆轰波的作用,在壳体中形成了斜冲击波。根据壳体中透射冲击波关系式可以得到(III)区和(IV)区的相互关系式如下:

$$q_m = \frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \frac{D}{\sin \alpha} \frac{\sin \eta}{\sin(\eta - \zeta)} \quad (8)$$

$$p_m = \rho_{m0} \frac{D^2}{\sin^2 \alpha} \sin^2 \eta \left(1 - \frac{\rho_{m0}}{\rho_m}\right) \quad (9)$$

$$\frac{\rho_{m0}}{\rho_m} = \frac{b-1}{b} + \frac{a}{b} \frac{\sin \alpha}{D \sin \eta} \quad (10)$$

$$\tan \zeta = \frac{(1 - \frac{\rho_{m0}}{\rho_m}) \tan \eta}{1 + \frac{\rho_{m0}}{\rho_m} \tan^2 \eta} \quad (11)$$

其中,式(8)~(11)分别为(III)区速度  $q_m$ 、压力  $p_m$ 、密度  $\rho_m$  和壳体中冲击波方向角  $\eta$  的计算公式。式中, $\rho_{m0}$  为(IV)区壳体密度; $a$  和  $b$  为金属雨果尼奥关系式  $D_m = a + bu_m$  中的参数。

另外(II)区和(III)区之间还存在一个压力连续条件:

$$p_2 = p_m \quad (12)$$

以上建立了 9 个方程式(4)~(12),其中含有  $p_2$ 、 $\rho_2$ 、 $q_2$ 、 $\zeta$ 、 $\theta$ 、 $p_m$ 、 $\rho_m$ 、 $\eta$ 、 $q_m$  共 9 个未知参数,因此可以用此九个方程联立求解爆轰波在分界面处发生的正规斜反射时分界面初始冲击波的参数。

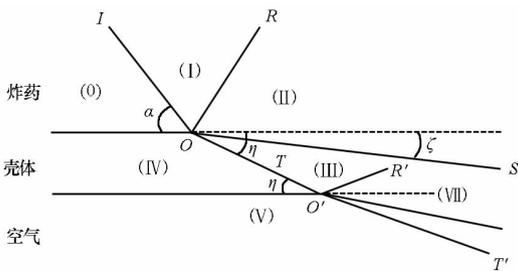
## 2 壳体破片飞散特性

对于具有一定厚度的壳体来说,由于入射后

的冲击波会迅速传至壳体的另一个界面并发生反射,因此除了需要考虑爆轰波入射给壳体带来加速外,还需要考虑另一个界面反射带来的加速效应。如图 2(a)所示,壳体中的透射波  $OT$  传播到  $O'$  点斜入射到壳体/空气界面,在界面上产生反射波  $O'R'$  和新的透射波  $O'T'$ 。这与第一节中爆轰波的结构很相近,不同的是各区域的初始参数不同,并且反射波为稀疏波。冲击波与稀疏波的计算公式差别较大,因此虽然两者的结构很相近,但需要重新推导计算方程和编程计算。考虑到空气中初始压力远小于金属壳体中的冲击速度,将金属与空气的界面当作自由面处理,因此可以采用自由面速度倍增定律来计算冲击波的第二次加速效应。对于一般金属,压力在 40GPa 以下自由面速度倍增定律计算的误差小于 2%。

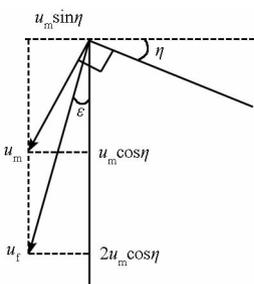
将波后壳体的运动速度分为垂直界面部分  $u_m \cos \eta$  和平行于界面的部分  $u_m \sin \eta$ 。根据自由面倍增定律,当壳体内冲击波传至界面处时,垂直于界面部分的速度增加为  $2u_m \cos \eta$ ,而平行于界面部分保持不变。因此,经过界面反射后的壳体速度变为  $u_f$ ,飞散角度变为  $\varepsilon$ ,如图 2(b)所示。经过自由面反射后的壳体速度  $u_f$  及其方向可由以下公式计算:

$$\begin{cases} u_f = u_m \sqrt{1 + 3 \cos^2 \eta} \\ \tan \varepsilon = \frac{1}{2} \tan \eta \end{cases} \quad (13)$$



(a) 斜激波与自由面作用过程原理

(a) Acting process of oblique shock wave and free surface of metal



(b) 自由面倍增定律计算分析图

(b) Analysis sketch of multiplication law of free surface

图 2 壳体破片飞散分析

Fig. 2 Projection analysis of fragments

### 3 算例及参数敏感性分析

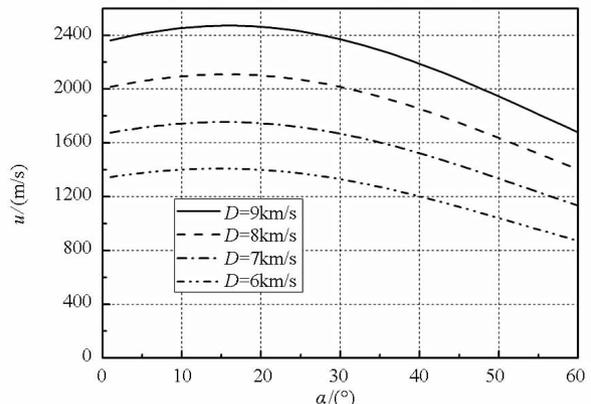
从理论上求解以上方程组有很大困难,因此一般采用数值计算方法替代。利用 C++ 软件平台对上述方程组进行编程计算,可以求得不同装药条件下不同入射角度下壳体的运动速度、方向和偏折角。计算中假设壳体为钢材,采用的炸药和壳体的初始参数见表 1。

表 1 炸药和壳体的参数

Tab. 1 Parameters of explosive and steel

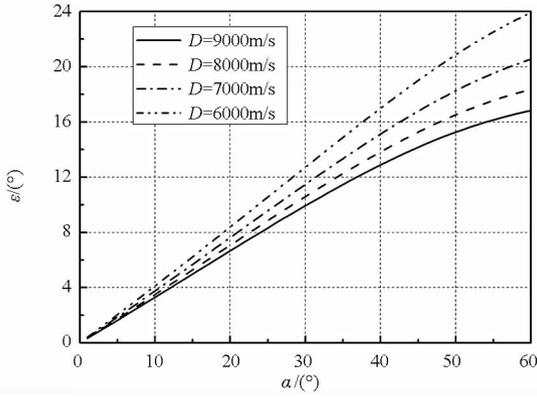
$\rho_0$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\gamma$	$\rho_{m0}$ (g/cm <sup>3</sup> )	$a$ (m/s)	$b$
1.7	3	7.85	3574	1.92

利用以上参数对不同爆速下的爆轰波与钢壳体的作用参数进行了计算,得到了经过自由面反射后壳体运动速度和方向随爆轰波入射角的变化规律,计算结果如图 3(a)和图 3(b)所示。同时利用表 1 中的参数对爆速为 7000m/s 和不同炸药密度下的壳体破片飞散规律进行计算,结果如图 3(c)和图 3(d)所示。从图 3(a)和 3(c)可以看出,钢壳体的飞散速度  $u_f$  随爆轰波速度和装药密度的增大而增大,但无论爆轰波的速度和装药密度如何变化,壳体飞散速度随入射角的变化规律是一致的,都是先增加后减小,且入射角在 15°左右有一个极大值。从图 3(b)和 3(d)可以看出,壳体的飞散方向角  $\varepsilon$  随着入射角的增大而增大,同时在相同入射角的情况下,飞散角  $\varepsilon$  随爆轰波速度的增加而减小,随装药密度的增加而增加。当入射角度小于 40°时,飞散角  $\varepsilon$  与入射角近似线性关系。通过对比图 3(b)和图 3(d)可以知道,破片飞散角对炸药爆速的敏感性要高于炸药密度。



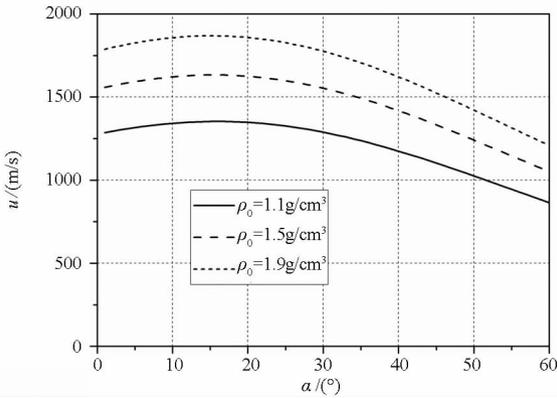
(a) 不同爆速下破片飞散速度规律

(a) Projection law of particle velocity with detonation velocities



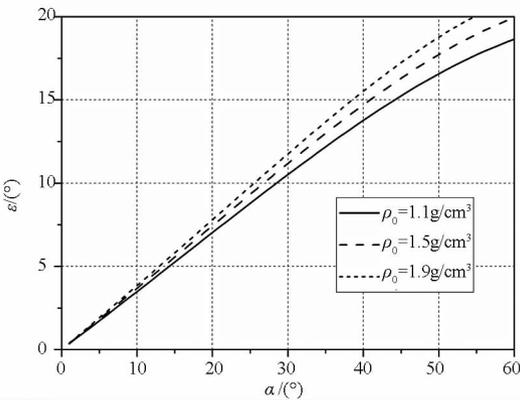
(b) 不同爆速下破片飞散方向规律

(b) Projection angle law of steel material with detonation velocity



(c) 不同炸药密度下破片飞散速度规律

(c) Projection law of particle velocity with densities of the charge



(d) 不同炸药密度下破片飞散角度规律

(d) Projection angle law of steel material with densities of the charge

图 3 自由面反射后壳体运动速度和方向随入射角的变化规律

Fig. 3 Projection law of fragments after shock wave reflecting on free surface

### 4 D 型战斗部试验验证

#### 4.1 战斗部试验装置及布置

试验中采用的战斗部弹体长 250mm,弹体由内向外依次为主装药、内壳体、破片层和外壳体。

起爆方式为主装药端部的弧形顶点单点起爆,试验中装置与目标靶板布置图如图 4 所示。靶板尺寸为 1.26m × 1.5m × 3mm,目标靶板与爆心的距离为 3.5m,三块靶板均紧连分布在以爆心为圆心,半径为 3.5m 的圆周上,且靶板 1 与靶板 2 对称排列,战斗部 D 型平面中心位置正对靶板 1、2 之间。

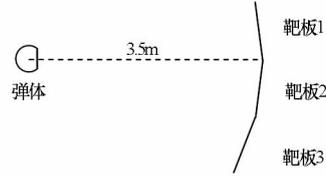


图 4 战斗部弹体与靶板的布置图

Fig. 4 Disposal of the configuration and test boards in experiment

#### 4.2 试验结果

通过试验得到破片在靶板上的分布,对破片的分布进行统计,将靶板 1 和靶板 2 的破片数进行平均得到破片数量分布随方位角的变化规律,如图 5 所示。

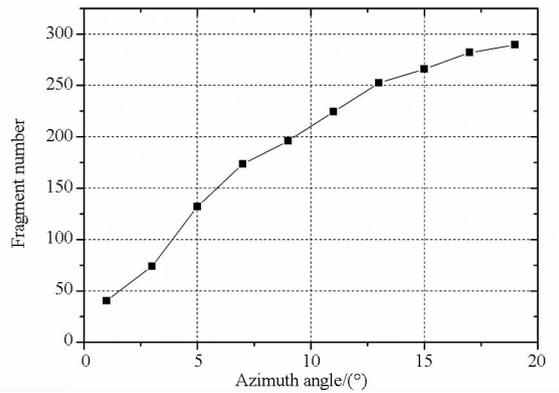


图 5 破片在靶板上分布的试验统计结果

Fig. 5 Distribution of fragments on test boards

战斗部破片的飞散原理如图 6 所示,  $I$  为起爆点,  $O$  为战斗部圆弧段的圆心,  $\alpha$  为  $A$  处破片的爆轰波入射角,  $\epsilon$  为  $A$  处破片的飞散角,  $D$  为  $A$  处破片在靶板上的落点。由于实验中 D 型结构尺寸要比单靶距离小得多,因此靶板上统计得到的破片数量分布随方位角的变化规律即为破片数量与破片飞散角  $\epsilon$  的变化规律。在弦线上均匀取若干个位置,利用破片的初始分布可以计算出初始破片的数量,进而通过图 5 查找该破片数量对应的飞散角,得到若干个爆轰波入射角  $\alpha$  和破片飞散角  $\epsilon$  之间的关系如图 7 所示。从试验结果看,破片在爆轰波入射角为  $0 \sim 25^\circ$ ,飞散角与入射角近似为线性关系。入射角大于  $25^\circ$  时则飞散角略微偏大。这是由于试验中破片飞散方向具有随机性,使得少数破片具有较大的飞散角,而在理论分

析时未考虑随机性。因此当入射角较大时(即在靠近 D 型结构弦线和弧线部分交会处),破片飞散角统计结果会偏大。

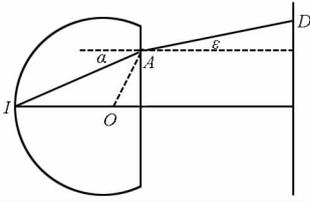


图 6 战斗部破片飞散原理图

Fig. 6 Analysis model of projection angle of fragments

### 4.3 计算结果与试验结果对比

试验中装药密度约为  $1.5\text{g}/\text{cm}^3$ ,爆速约为  $7000\text{m}/\text{s}$ 。利用经过自由面反射后的壳体速度求解方法,将参数代入计算,得到破片飞散角与入射角之间的关系如图 7 所示。图中还给出了常用的泰勒公式<sup>[7]</sup>  $\sin \epsilon = (v/2D)\sin \alpha$  的计算结果。理论计算中破片速度不高于  $2000\text{m}/\text{s}$ ,因此在泰勒公式计算中破片速度  $v$  取为上限  $2000\text{m}/\text{s}$ ,爆速  $D$  为  $7000\text{m}/\text{s}$ 。

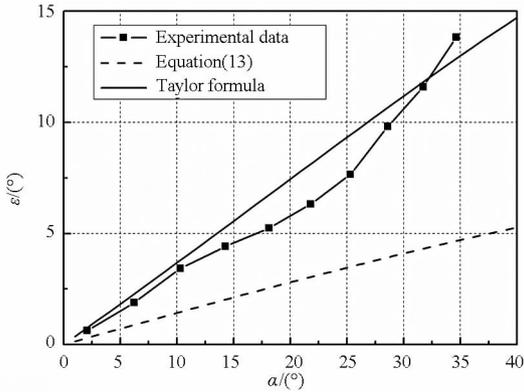


图 7 破片飞散角的数值计算与试验结果对比

Fig. 7 Comparison of projection angles in numerical calculation and experiment

从图 7 中可以看出,虽然泰勒公式取了上限值,但计算结果仍然小于试验结果。这说明泰勒公式在幅值上已不能很好地满足 D 型非对称结构战斗部的破片飞散角计算。在小角度入射条件下,本文计算得到的经过自由面反射后的壳体速度方向略高于试验测得的速度飞散方向角;在  $0 \sim 35^\circ$  入射角范围内,理论计算结果与试验比较吻合。与泰勒公式相比,斜激波理论计算的结果要优于泰勒公式。因此本文采用的计算方法可以用于计算非对称结构战斗部破片径向飞散角。

## 5 结论

(1) 利用斜激波理论分析了爆轰波与战斗部

壳体的相互作用,并采用自由面倍增定律简化了计算模型。利用 D 型战斗部试验破片飞散分布统计结果对计算模型进行验证,结果表明,本文采用的模型试验吻合较好,能较好地满足 D 型非对称结构战斗部的破片飞散角计算。

(2) 利用模型计算了壳体飞散特性随入射角的变化规律,计算结果显示,当入射角较小时,壳体飞散角与入射角成线性关系;破片飞散角对炸药爆速的敏感性要高于炸药密度。

## 参考文献 (References)

- [1] Gurney R W. The initial velocities of fragments from bombs, shells and grenades[R]. BRL, 1943.
- [2] 卢芳云,李翔宇,林玉亮. 战斗部结构与原理[M]. 北京: 科学出版社, 2009.  
LU Fangyun, LI Xiangyu, LIN Yuliang. Warhead configuration and principle [M]. Beijing: Science Press, 2009. (in Chinese)
- [3] Koch A, Arnold N, Estermann M. A simple relation between the detonation velocity of an explosive and its Gurney energy [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2002, 27: 365 - 368.
- [4] Danel J F, Kazandjian L. A Few remarks about the gurney energy of condensed explosives [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2004, 29(5): 314 - 316.
- [5] 范亚夫,段祝平. 关于 Gurney 公式的强度效应修正 [J]. 弹道学报, 2009, 21(1): 27 - 30.  
FANG Yafu, DUAN Zhuping. Strength effect correction of Gurney formula [J]. Journal of Ballistics, 2009, 21(1): 27 - 30. (in Chinese)
- [6] 隋树元,王树山. 终点效应学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000.  
SUI Shuyuan, WANG Shushan. Terminal effects [M]. Beijing: National Defence Industrial Press, 2000. (in Chinese)
- [7] Held M. Velocity enhanced warheads [J]. Journal of Explosives and Propellants, 2001, 17(2): 1 - 12.
- [8] 李翔宇,卢芳云,王志兵,等. 可变形定向破片战斗部模型试验和数值模拟研究 [J]. 国防科技大学学报, 2006, 28(1): 121 - 124.  
LI Xiangyu, LU Fangyun, WANG Zhibing, et al. A study of simulation and experiment of target-directed deformable warhead model [J]. Journal of National University of Defense Technology, 2006, 28(1): 121 - 124. (in Chinese)
- [9] 曾新吾,王志兵,张震宇,等. 爆炸变形战斗部初探 [J]. 兵工学报, 2004, 25(3): 285 - 288.  
ZENG Xinwu, WANG Zhibing, ZHANG Zhenyu, et al. An investigation on explosive deformable warheads [J]. ACTA Armament, 2004, 25(3): 285 - 288. (in Chinese)
- [10] 陈放,张函,马晓青,等. 爆炸变形定向战斗部破片控制研究 [J]. 北京理工大学学报, 2009, 29(6): 479 - 483.  
CHEN Fang, ZHANG Han, Ma Xiaqing, et al. A study on the control of fragments from a detonation deformable directional warhead [J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2009, 29(6): 479 - 483. (in Chinese)
- [11] 北京工业学院八系. 爆炸及其作用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1979.  
No. 8 department of Beijing industrial college. Explosion and its application [M]. Beijing: National Defence Industrial Press, 1979. (in Chinese)