文章编号：1000-5773(2006)03-0301-07

对钝感炸药 $D_n(\kappa)$ 关系式一种改进的探讨*

赵继波，赵 锋，谭多望，张光升，蒲正美，孙永强

（中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室，四川绵阳 621900）

摘要：在直径效应研究的基础上，测量了不同直径钝感炸药的拟定态爆速和波形，进一步探讨了拟定态波阵面上法向爆速 D_n 与当地曲率 κ 的关系（D_n 不仅依赖于 κ，还依赖于波阵面变化率 κ'，在 κ 一定时，κ' 越大，D_n 越小），使该关系适用于整个波阵面范围内。同时，将改进后的 $D_n(\kappa)$ 关系代入 LS 模型计算，与实验结果符合得较好。

关键词：曲率效应；非理想爆轰；$D_n(\kappa,\kappa')$ 关系；拟定态波形

中图分类号：O381 **文献标识码**：A

1 引 言

爆轰波在均匀柱形炸药中传播时，爆速和阵面形状都会进入一种与初始情形无关的状态。由于受边侧稀疏的影响，它们不同于平面一维定态爆轰，是一种非理想状态，被称为拟定态爆速和波形。在边界条件对炸药非理想爆轰传播影响的研究中，Bdzil[1]测量了常温下直径为 10、12、18 和 50 mm 的 PBX-9502 圆杆中的拟定态爆轰波波形，并用这些波形标定了爆轰冲击波动力学（DSD）参数；Hill 等[2]对 PBX-9502 的爆轰阵面曲率进行了测量和 DSD 标定；Collyer 等[3]用 LS 方法研究了 $D_n(\kappa)$ 关系，认为应采用非线性 $D_n(\kappa)$ 关系来描述非理想爆轰；方青、谭多望等[4]也对钝感炸药的直径效应进行了研究，得出共同的结论：当 κ 较小时，法向爆速 D_n 只与当地曲率 κ 有关；当 κ 较大时，D_n 不仅与 κ 有关，还与药柱直径有关。然而，所有已标定的 $D_n(\kappa)$ 关系都是在 κ 较小的情况下拟合出来的，并没有反映出直径的影响项，即在边界处 $D_n(\kappa)$ 关系并不适用。本工作通过分析实验结果，试图对 $D_n(\kappa)$ 关系作出一定的改进，使其适用于整个爆轰波范围内，并用 LS 方法验证实验结果。

2 LS 计算模型

爆轰冲击波动力学（DSD）理论认为，曲面爆轰波在本身的曲率和边界的力学条件控制下进行传播。类似于光学中程函方程的观点，考虑比波阵面更高一维的流形-场函数 $\Psi(x,y,z,t)$

$$\Psi(x,y,z,t)=l \tag{1}$$

取 l 为质点到波阵面的距离，$l>0$ 时表示 t 时刻质点在未反应炸药内，$l<0$ 时表示 t 时刻质点在爆轰产物中，$l=0$ 表示 t 时刻的爆轰波阵面，l 为常数，构成 Ψ 函数的等位集合或等位面族。它们所满足的方程是 Ψ 相对于时间的“随体”导数为零[5]。由于研究的是波阵面，所以每个空间点的运动速度应是法向爆速，由此得到确定的方程

$$\partial\Psi/\partial t+D_n(\kappa)\mid\nabla\Psi\mid=0 \tag{2}$$

式中：$D_n(\kappa)$ 关系式通过实验测量和数据拟合来确定。目前，进行数值计算时采用的 $D_n(\kappa)$ 关系一般是线性关系或由 Bdzil[6]提出的拟合关系式。而国内外的实验已经证明，$D_n(\kappa)$ 关系是非线性的，线性关系不再适用；Bdzil 的计算关系式是在波阵面截面圆半径 r 小于 0.9 倍装药半径 R 的范围内拟合的，且只

* **收稿日期**：2005-05-13；**修回日期**：2005-07-21

基金项目：国防科技重点实验室基金（51478020103ZW0107）

作者简介：赵继波（1977—），男，助理研究员，主要从事爆炸力学研究. E-mail：abcdef_z@163.com

与 κ 有关，因此，它存在两个不足：(1) 由于存在失效曲率，在边界处($r>0.9R$ 时)该计算式已无意义；(2) 在边界处，装药直径对法向爆速的影响已经较明显，但该式并没有反映出来。我们通过分析实验结果，在 Bdzil 计算式的基础上，对 $D_n(\kappa)$ 关系作进一步的改进和补充，使其更好地结合计算模型模拟出爆轰波的传播规律。

3 实 验

测量以空气为边界条件的不同装药直径的柱形钝感炸药 JB-9014 的拟定态爆速和波形。选取的装药直径大于炸药的临界直径(对于 JB-9014 来说，临界直径约为 9 mm)，分别为 10、15 和 30 mm。所用炸药的具体参数见表 1，其中 d 为所选炸药的实际测量直径。

实验在流体物理研究所 5 kg 爆炸塔进行，采用电探针测量爆速，高速扫描相机测量爆轰波形。实验系统由实验装置、电测系统、光测系统和同步机组成，如图 1 所示。

表 1 炸药参数

Table 1 Parameters of charge

d/(mm)	ρ/(g/cm^3)	Length/(mm)
9.97	1.889	200.12
14.95	1.889	240.12
29.98	1.894	300.08

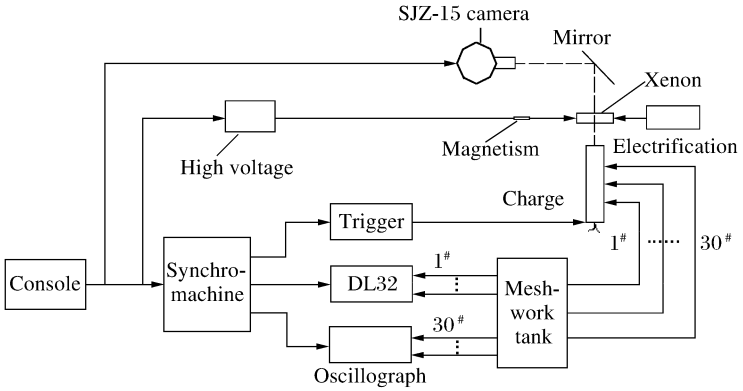


图 1 光电测试系统

Fig. 1 Sketch of experimental system

3.1 实验装置

实验装置如图 2 所示，由 3D 起爆雷管、泰安传爆药柱、T/R 药柱(RDX/TNT＝65/35)、JB-9014 主药柱、弹簧探针以及装置支架组成。T/R药柱主要用于起爆 JB-9014 主药柱；探针安放于 JB-9014 药柱长径比大于 6 的地方，用于测量拟定态爆速；支架底板开有狭缝，用于测量拟定态波形。

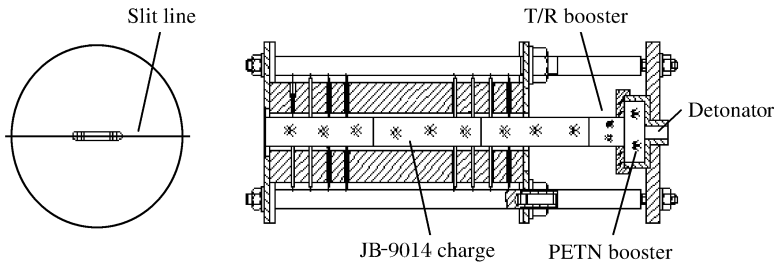


图 2 实验装置

Fig. 2 Experiment design

3.2 电测系统

电测系统主要由起爆台、DL32 路、示波器和 144 路网络柜组成。利用爆轰阵面的高导电性，接通由探针组成的电开关，测定爆轰阵面到达这些点的时间，并通过网络柜使 DL32 路和高速示波器记录所接收到的信号，根据测得的距离和时间，可以计算出拟定态爆速。

3.3 光测系统

光测系统由相机控制台、高通磁环、氙灯及其高压触发和 SJZ-15 扫描相机组成，高通磁环用来消除触发高压对光测信号的干扰。通过贴在药柱端面的铝膜，将氙灯光反射至相机，使底片曝光。当爆轰波到达药柱端面时，铝膜被破坏，进入相机的光被截止，之后产物光通过反光镜再度使底片曝光。因此，在底片上就记录下氙灯光被截止的信号，得到爆轰波阵面形状。

4　实验结果

4.1　拟定态爆速

根据实验结果可以得出探针的距离-时间关系,见图 3。由图中可看出,各数据点基本在拟合曲线上,说明在爆轰波传过探针组时,爆速保持稳定,即拟定态爆速 D_0,其值为拟合曲线的斜率。通过拟合数据可知,∅10 mm、∅15 mm 和∅30 mm 药柱对应的曲线斜率分别是 7.48 km/s、7.55 km/s 和 7.64 km/s。这表明随着药柱直径的增大,拟定态爆速有所增加。

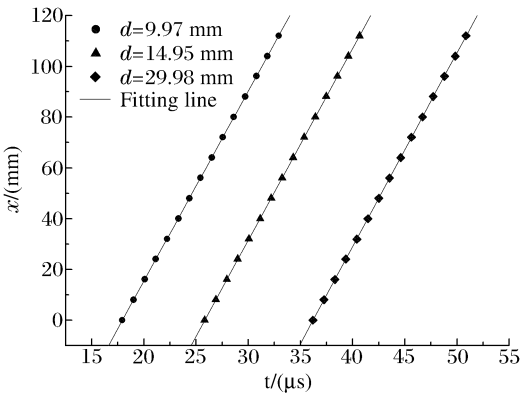


图 3　探针的距离-时间关系

Fig. 3　The x-t relation of electrical pins

4.2　拟定态波形

实验测得的拟定态波形前沿和边界都很清晰,波阵面也比较对称,见图 4。将底片进行数字化,即可得到爆轰波到达药柱端面的时间,结合其拟定态爆速即可得到波阵面曲线。波阵面曲线的最佳实验数据拟合形式[6]

$$z(r)=-\sum_{i=1}^{n}a_i\left\{\ln\left[\cos\left(\eta\frac{\pi}{2}\frac{r}{R}\right)\right]\right\}^i \tag{3}$$

式中:z 为波阵面上的点相对于对称中心的轴向距离(取波阵面对称中心作为原点,装药径向为横坐标方向,装药轴向为纵坐标方向),R 为装药半径,r 为波阵面上截面圆的半径,a_i 和 η 为拟合参数。对于钝感炸药来说,取前三项就能很好地拟合波阵面。由(3)式拟合的曲线如图 5 所示,拟合参数列于表 2。

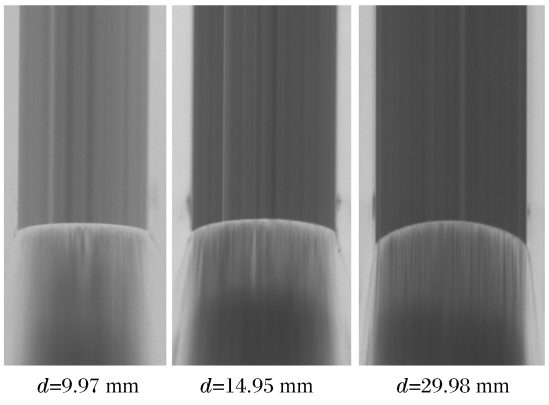


图 4　拟定态波形照片

Fig. 4　The pictures of steady wave

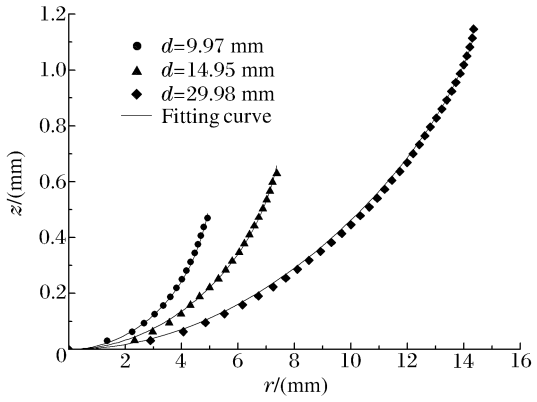


图 5　波形拟合曲线

Fig. 5　The fitting curves of steady wave

表 2　爆轰波拟合参数

Table 2　Fitting parameters of wave front

d/(mm)	α_1/(mm)	α_2/(mm)	α_3/(mm)	η/(mm)
9.97	0.400 3	0.059 8	0.013 5	0.938 8
14.95	0.460 1	0.097 0	0.016 3	0.962 2
29.98	0.927 1	0.257 0	0.032 6	0.979 2

5 对 $D_n(\kappa)$ 关系改进的探讨

根据文献[4],在 $r\leqslant 0.9R$ 的范围内,法向爆速 D_n 只与当地曲率 κ 有关;在 $r>0.9R$ 的范围内,即靠近边界范围内,D_n 不仅与 κ 有关,而且还与直径有关,当 κ 一定时,D_n 随着直径的增大而增大。直径对 D_n 的影响,仅是从几何关系上被直观地表现出来。为了从物理本质上说明这种现象,可以先考察爆轰波稳定传播的过程。

取 3 个时刻 t_0、t_1、t_2(时间间距相等)的拟定态波形,在 t_0 时刻的波阵面上取不同两点(不妨称之为能量点),a_0 点在轴线上,b_0 点为任取的一点,观察它们随爆轰波传播的变化,如图 6 所示,其中虚线平行于装药轴线,$\overrightarrow{b_0b_1}$ 和 $\overrightarrow{b_1b_2}$ 分别表示 b_0 点和 b_1 点的法线方向,它们与装药轴线的夹角为 θ_1 和 θ_2。根据拟定态爆轰的性质,有 $a_0a_1=a_1a_2$,$a_0a_1=b_0b_1'$,$a_1a_2=b_1'b_2'=b_1b_2''$。从图中可以分析归纳出以下几点:

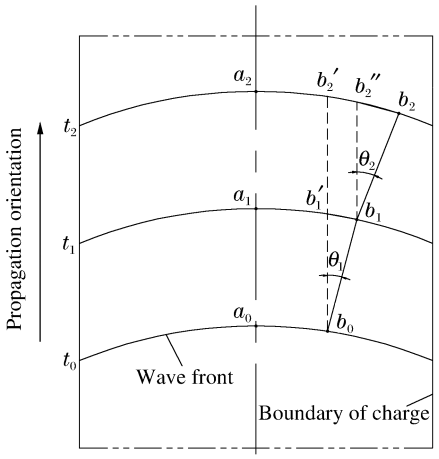


图 6 爆轰传播示意图

Fig. 6 Sketch of detonation propagation

(1) 轴线上(a_0 点)的法向爆速即为拟定态爆速。

(2) 由于边侧稀疏影响引起的发散效应,$a_2b_2>a_1b_1>a_0b_0$。说明随着爆轰波的传播,b_0 点逐渐向边侧移动,直至流出波阵面,由此可以推断有能量沿着波阵面自轴线向两侧流动。

(3) 从实验观测到波阵面的曲率自轴线向两侧逐渐增大,因此 θ_1 角随着 b_0 点向边侧的移动而逐渐增加,故 $b_1b_2<b_0b_1$。在时间间隔相等的情况下,b_1 的法向爆速小于 b_0 的法向爆速,以此类推,法向爆速沿波阵面向两侧逐渐减小。

(4) 在 b_0 点逐渐向边侧移动并带走能量的同时,反应区也在不断生成能量,对波阵面进行补充。可以想象,会不断有新的能量点(如 b_1' 点等)来填补 b_0 流走的位置。当这种动态过程达到平衡时,就能确保维持拟定态爆轰波阵面形状。

综上所述,发散爆轰波阵面弯曲的这种非理想状态反映了反应区能量的损耗,D_n 沿着波阵面从轴线向边界两侧不断减小,说明有能量沿着波阵面从轴线向两侧流动。在远离边界的范围内,κ 较小,变化平缓,D_n 和压力均较大,其变化率较低,这说明能量损耗相对较小;在靠近边界的区域,κ 急剧增加,变化加大,D_n 迅速下降,此时能量损耗较大(例如,对于 $\varnothing$10 mm 的装药来说,当截面圆半径 r 从 0.5 mm变化到 4.5 mm 时,曲率由 0.07 mm^{-1} 变化到 0.47 mm^{-1},法向爆速由 7.48 km/s 变化到 7.00 km/s;当 r 从 4.5 mm 变化到 5 mm 时,曲率由 0.47 mm^{-1} 变化到 1.43 mm^{-1},法向爆速由 7.00 km/s变化到 5.16 km/s)。因此,可以将曲率的变化率 κ' 作为反映边侧稀疏对反应区能量影响程度的一项参数,加入到 D_n 和 κ 的关系中去。即 D_n 不仅依赖于 κ,而且依赖于 κ'。$\kappa'<0$ 时,D_n 增加,$\kappa'>0$ 时,D_n 减小;且在 κ 一定时,κ' 越大,D_n 越小。

直径效应的本质即是边侧稀疏对反应区的影响逐渐内传。对爆轰波而言,可以认为这种影响主要表现在当地曲率及其变化率上面。由于边侧稀疏对轴线几乎无影响,轴线处的曲率非常小。结合实验观测,可认为不同直径装药爆轰后爆轰波在轴线上的当地曲率基本上相同,但边界处的曲率差异较大,因此轴线上的法向爆速主要取决于波阵面上曲率的变化率。装药直径越大,边侧稀疏对反应区的影响越小,波阵面上的曲率变化平缓,轴线上的法向爆速即拟定态爆速越大,这与直径效应的普遍结论是一致的。

6 D_n 的确定

根据上节的讨论,在 κ 相同的条件下,D_n 还和该点的曲率变化 κ' 相关,即

$$D_n(\kappa,\kappa') = D_{CJ}[F(\kappa) + G(\kappa')] \tag{4}$$

式中:$F(\kappa)$表示 κ 对 D_n 的影响项,$G(\kappa')$表示 κ'对 D_n 的影响项。

D_n 可由拟定态爆速 D_0 和波阵面曲线 $z(r)$联立计算。结合图 6 可知,波阵面法线与药柱轴线之间的夹角为 θ(θ 为波形截面圆半径 r 的函数),由几何关系可以得到

$$D_n(r) = D_0\cos\theta = D_0\Big/\sqrt{1+(z')^2} \tag{5}$$

当地曲率 $\kappa(r)$是指平均曲率,主要由两部分组成

$$\kappa = \frac{z''(r)}{[1+z'(r)^2]^{3/2}} + \frac{z'(r)}{r\sqrt{1+z'(r)^2}} \tag{6}$$

(6)式右端第一项为轴平面内波阵面曲线 $z(r)$的曲率;第二项为截平面内波阵面形成的截面圆在法向椭圆面内的投影曲线的曲率值。

κ'为曲率对截面圆半径 r 的导数,由(6)式可得

$$\kappa' = \frac{z'''(r)\,[1+z'(r)^2]^{3/2} - 3z'(r)z''(r)^2[1+z'(r)^2]^{1/2}}{[1+z'(r)^2]^3} + \frac{[rz''(r)-z'(r)][1+z'(r)^2]^{1/2} - rz'(r)^2z''(r)[1+z'(r)^2]^{-1/2}}{r^2[1+z'(r)^2]} \tag{7}$$

令 $\overline{D}_n = D_n/D_{CJ}$,炸药的 CJ 爆速 $D_{CJ}=7.777$ km/s。联立上式可得到 $\overline{D}_n(\kappa,\kappa')$的关系如图 7 所示。

$F(\kappa)$用 Bdzil 描述 $D_n(\kappa)$关系的计算式表示,对计算数据进行分析,D_n-κ'关系基本符合双对数函数形式,由此给出拟合式(4)式的具体计算式为

$$\frac{D_n(\kappa)}{D_{CJ}} = 1 + A[(f-\kappa)^\alpha - f^\alpha] - \frac{B\kappa^\beta}{1+C\kappa^\gamma} + \mu\ln[-\ln(\nu\kappa')] \tag{8}$$

式中:A、B、C、f、α、β、γ、μ、ν 为拟合参数,f 代表整个爆轰波内的曲率范围。由数据拟合得到的结果见图 8,拟合参数见表 3。

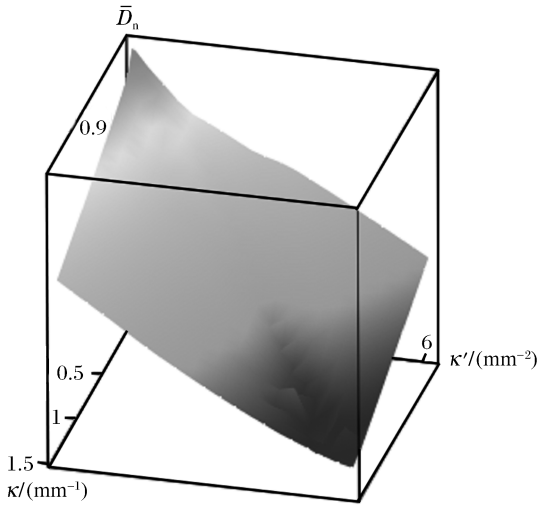


图 7　$\overline{D}_n(\kappa,\kappa')$曲面

Fig. 7　$\overline{D}_n(\kappa,\kappa')$ curve surface

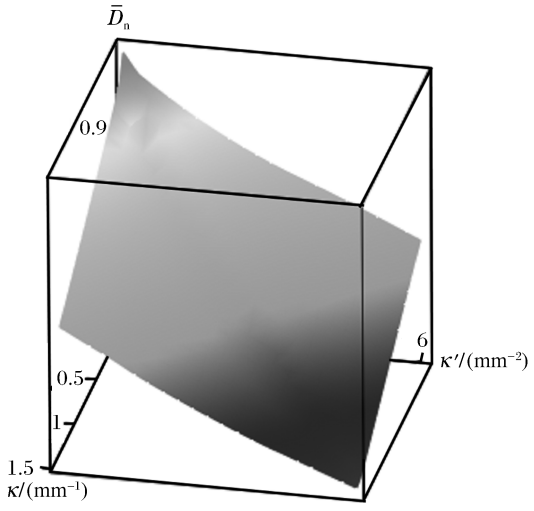


图 8　$\overline{D}_n(\kappa,\kappa')$关系的拟合曲面

Fig. 8　Fits of $\overline{D}_n(\kappa,\kappa')$ curve surface

表 3　$D_n(\kappa,\kappa')$计算式拟合参数

Table 3　Fitting parameters of $D_n(\kappa,\kappa')$ relation

A	B	C	f	α	β	γ	μ	ν
0.077	0.523	10.213	1.500	1.901	0.317	1.209	0.076	0.102

由于爆轰波边界附近的分散性,(2)式中的 κ 一般都取小量。使用上述拟合参数计算时,仍要结合边界声速条件[7]。另外,为了便于显示 $D_n(\kappa,\kappa')$ 关系用于计算后效果的改善,对未改进的 $D_n(\kappa)$ 关系也进行了 LS 方法的数值计算,此时各拟合参数值取为 $A=0.135$,$B=0.392$,$C=11.220$,$f=0.556$,$\alpha=0.669$,$\beta=0.744$,$\gamma=0.973$[8]。图 9 给出了∅15 mm 和∅30 mm 药柱出端面波形的实验结果及其采用两种 $D_n(\kappa)$ 关系进行的 LS 计算结果,由图中可以看出,当直径为 15 mm 时,3 种状态下的出端面波形吻合得较好;当直径为 30 mm 时,两种计算值都与实验值有不同程度的偏离,但采用 $D_n(\kappa,\kappa')$ 关系时,偏离得较小。总的来说,三者基本符合。

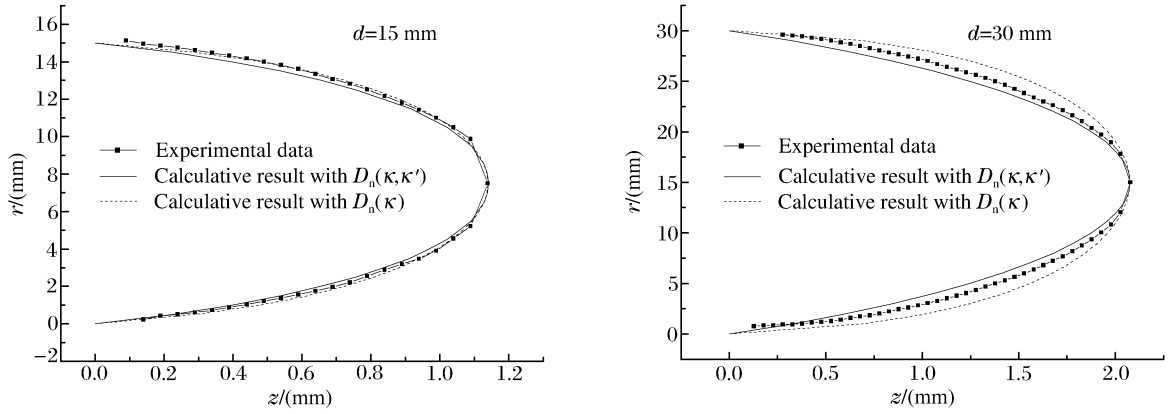


图 9 波形实验值与计算值的比较

Fig. 9 Wave's calculative data compared with experimental data

7 结 论

在边界附近($r>0.9R$ 范围内),由于波阵面上曲率急剧变化,直径对法向爆速的影响已较显著。如果用曲率的变化率来表征直径的影响,可以得出结论:炸药的法向爆速 D_n 不仅依赖于爆轰波阵面当地曲率 κ,而且依赖于波阵面的曲率变化率 κ',$\kappa'>0$ 时 D_n 减小,$\kappa'<0$ 时 D_n 增加,对于柱形装药,自轴线向两侧总是 $\kappa'>0$;对于不同直径的装药,在 κ 一定的条件下,κ' 越大,则 D_n 越小。

需要说明的是,在本文所探讨的 $D_n(\kappa,\kappa')$ 关系中,将 κ' 影响项和原表达式的 κ 影响项线性相加,仅是为了数学处理上的方便,如要得到具有一定物理意义的表达式,需要归纳更多的实验数据、建立更合理的物理模型,做更进一步的深入研究。另外,图 9 的计算值仅是在针对特定形状、特定尺寸范围的装药进行实验数据总结、归纳的基础上得到的结果,并不具有普适性。

References:

[1] Bdzil J B, Davis W C. Detonation Shock Dynamics (DSD) Calibration for PBX 9502 [A]//Proceedings of Tenth Symposium (International) on Detonation [C]. Boston: Office of Naval Research, 1993: 146-149.

[2] Hill L G, Bdzil J B, Aslam T D. Front Curvature Rate Stick Measurements and Detonation Shock Dynamics Calibration for PBX 9502 over a Wide Temperature Range [A]//Proceedings of Eleventh Symposium (International) on Detonation [C]. Colorado: Office of Naval Research, 1997: 1029-1037.

[3] Collyer A M, Dunnett J D, Swift D C, et al. WBL Detonation Wave Propagation for EDC37 [A]//Proceedings of Eleventh Symposium (International) on Detonation [C]. Colorado: Office of Naval Research, 1997: 12-20.

[4] Tan D W, Fang Q, Zhang G Sh, et al. Experimental Study on the Diameter Effect for JB-9014 Rate Sticks [J]. Explosion and Shock Waves, 2003, 23(4): 300-304. (in Chinese)
谭多望,方 青,张光升,等. 钝感炸药直径效应研究 [J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(4): 300-304.

[5] Sun Ch W, Wei Y Zh, Zhou Zh K. Applied Detonation Physics [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000: 493-500. (in Chinese)

孙承纬,卫玉章,周之奎. 应用爆轰物理 [M]. 北京:国防工业出版社,2000:493-500.

[6] Bdzil J B. Steady-State Two-Dimensional Detonation [J]. J Fluid Mech,1981,108:195-226.

[7] Zhang X. Level Set Method on Non-Ideal Detonation of IHE in Curvilinear Coordinate [D]. Mianyang:China Academy of Engineering Physics,1999. (in Chinese)
张　旭. 曲线坐标系中钝感炸药非理想爆轰波传播的 Level Set 方法 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,1999.

[8] Zhao J B,Tan D W,Zhao F,et al. Experimental Study on the Non-Ideal Detonation of UHE with Confinement [J]. Energetic Materials,2005,13(4):217-221. (in Chinese)
赵继波,谭多望,赵　锋,等. 带壳钝感炸药非理想爆轰实验研究 [J]. 含能材料,2005,13(4):217-221.

Discussion on the Improvement of the $D_n(\kappa)$ Relation of IHE

ZHAO Ji-Bo,ZHAO Feng,TAN Duo-Wang,ZHANG Guang-Sheng,
PU Zheng-Mei,SUN Yong-Qiang

(*Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research,*
Institute of Fluid Physics,CAEP,Mianyang 621900,*China*)

Abstract: The phase velocity and wave shape of insensitive high explosive with diverse diameter were measured. Through analyses of those data, the relation of D_n and κ is discussed. With the same curve, the greater of the ratio of curve, the faster the reduction of normal velocity is. So the $D_n(\kappa)$ is used in whole wave shape. The calculated result used by LS method with the new relation is in agreement well with the experimental data.

Key words: curvature effect; non-ideal detonation; $D_n(\kappa,\kappa')$ relation; steady wave shape