文章编号:1000-5773(2009)03-0161-06

常温下 JB-9014 钝感炸药的 DSD 参数研究*

谭多望,方 青,张光升,何 智

(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
国防科技重点实验室,四川绵阳 621900)

摘要:爆轰冲击波动力学(DSD)是目前研究爆轰波非理想传播的有效途径。利用爆轰冲击波动力学的广义几何光学模型,研究了大长径比药柱中爆轰波非理想传播现象,根据常温下∅10~∅30 mm药柱的直径效应实验数据,通过非线性优化方法——遗传算法,确定了一套JB-9014钝感炸药的DSD参数。这套DSD参数对JB-9014药柱中定态波形和爆速的计算与实验结果符合。

关键词:爆炸力学;钝感炸药;爆轰冲击波动力学方法;定态爆速
中图分类号:O383 **文献标识码**:A

1 引 言

Huygens 原理是计算炸药爆轰波传播的通常方法,其基本假设是炸药爆轰性能各向同性,法向爆速与波阵面曲率、边界条件等因素无关,是常数。对于必须考虑反应区影响的理论和工程设计问题,如爆轰波的绕射和拐角效应、爆轰波边部弯曲、爆轰波与惰性介质相互作用等,Huygens 原理计算结果与实验有较大的差别,而以 TATB 为基的钝感炸药、含铝炸药由于反应区较宽,这种差别尤为明显,这种现象称为爆轰波非理想传播[1]。

严格意义下带反应区的爆轰波传播理论没有很好解决,数值模拟又因为反应区宽度远小于装药尺寸、计算量巨大变得十分困难,近几十年来爆轰波非理想传播一直是爆轰物理的主要研究内容。20 世纪 80 年代,在 Whitham 冲击波动力学的基础上,Bdzil、Stewart、Lambourn 等学者提出了爆轰冲击波动力学(Detonation Shock Dynamics)方法[2-4],即 DSD 方法,使多维爆轰传播研究走向实用阶段,可解决一些工程设计问题,特别是同钝感炸药装置有关的问题。尽管 DSD 方法还不能解决爆轰建立、大尺度绕射、爆轰极限附近的传播等问题,但仍被认为是目前研究爆轰波非理想传播的可行途径[5-6]。

本研究在实验的基础上,运用爆轰冲击波动力学的广义几何光学模型[7],研究 JB-9014 钝感炸药(TATB/粘结剂=95/5)爆轰波传播的非理想行为,确定其 DSD 参数,为钝感炸药爆轰波传播研究提供基础。

2 实验研究

实验装置如图 1 所示。雷管起爆泰安导爆药柱后,再依次起爆传爆药柱(RDX/TNT=65/35)和无约束的柱形 JB-9014 钝感炸药。钝感药柱的前端用于爆轰波的演化,演化段长度不低于直径的 6 倍,以保证在测速段之前形成拟定态爆轰波。爆速由两组对称布置的探针测量,结果见表 1,波阵面形状由高速扫描相机测量,典型的结果见图 2,详细结果见文献[8]。

* **收稿日期**:2008-10-06;**修回日期**:2009-01-02
基金项目:中国工程物理研究院科学技术基金(2007B01002)
作者简介:谭多望(1967—),男,博士,研究员,主要从事爆轰基础研究和常规战斗部设计工作. E-mail:dwtan@caep.ac.cn

表 1 定态爆速

Table 1 Steady-state detonation velocity

No.	Diameter/(mm)	Length/(mm)	Density/(g/cm^3)	Temperature/(℃)	D_0/(km/s)
1	9.97	200	1.890	24.0	7.50
2	12.49	200	1.890	24.0	7.52
3	15.00	240	1.890	23.5	7.55
4	29.99	300	1.895	23.5	7.63

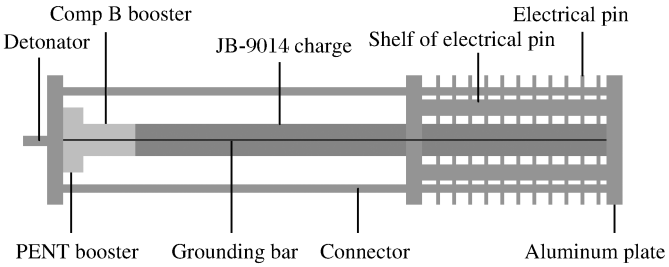


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Experimental setup

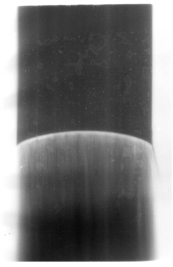


图 2 典型的定态波形

Fig. 2 Typical steady-state detonation front

3 DSD 方法

DSD 方法的基本思想是，把爆轰反应流动方程组分解为爆轰冲击波阵面的发展方程和一维拟定态反应区动力学的常微分方程组，进行解耦处理。再把它们结合于流体动力学计算编码，可构成一种既能反映反应区对波阵面传播的影响、又能快速计算的方法。DSD 方法主要包括三部分。一是爆轰波阵面的发展方程。Bdzil、Stewart、Lambourn 等应用 Whitham 冲击波动力学方法，导出了二维爆轰波阵面发展方程[2-4]，孙承纬、赵峰等建立广义几何光学模型[7]，导出了类似的波阵面发展方程。二是爆轰反应区动力学。利用非线性渐近方法分析反应流动 Euler 方程组，对于比较平滑、变化缓慢的爆轰波传播问题，证明在二阶小量意义下波阵面法向速度 D_n 只与当地平均曲率 κ 有关，表示为 $D_n=D_n(\kappa)$。$D_n(\kappa)$ 关系难以从理论上导出，一般由曲面爆轰波传播实验标定，如球面散心爆轰波传播实验、平面爆轰波在片状弧形炸药中的演化实验、扁条形药柱或大长径比药柱中拟定常二维爆轰波传播实验[9-11]。三是边界条件，即边界点处波阵面法向与边界之间的夹角，通过爆轰反应模型、爆轰波与介质的相互作用来分析，或者通过实验测量。波阵面发展方程、$D_n(\kappa)$关系和边界条件构成 DSD 方法的数学描述，求解即可得到波阵面的传播，而无须依赖于爆轰反应流场的计算。

3.1 波阵面发展方程[7]

建立如图 1 所示的柱坐标系(r,z)，r 是径向坐标，z 是轴向坐标(与药柱轴线重合)，也是拟定态爆轰波传播方向，$z=z(r,t)$表示波阵面曲线。根据广义几何光学模型，由 t 和 $t+\Delta t$ 时刻波阵面曲线之间的几何关系，得到爆轰波阵面发展方程

$$\frac{\partial z}{\partial t}=\frac{1}{\cos\varphi}\frac{\Delta n}{\Delta t}=\left[1+\left(\frac{\partial z}{\partial r}\right)^2\right]^{1/2}D_n \quad (1)$$

式中：n 是波阵面法向，t 是时间，φ 是波阵面法向 n 与 z 轴夹角，D_n 是波阵面法向速度，κ 是当地平均曲率。当 $t\to+\infty$时，$\partial z/\partial t=0$，波阵面形状不再变化，形成拟定常二维爆轰波，所对应的波形称为定态

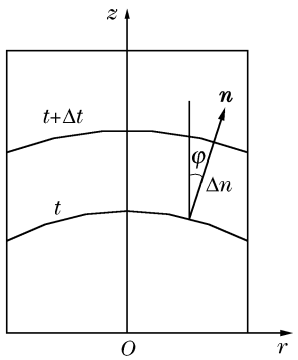


图 3 爆轰波阵面的传播

Fig. 3 Propagation of detonation front

爆轰波,传播速度称为定态爆速。

当地平均曲率计算式为

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

当 $r=0$ 时,上式右边两项相等。

3.2　$D_n(\kappa)$关系

$D_n(\kappa)$关系同反应速率密切相关,一般反应速率形式下 $D_n(\kappa)$关系的理论分析非常困难。Bdzil 和 Stewart 使用爆轰反应流动的数学模拟系统,得到的可参考的结论是[12]

$$\left(\frac{D_n}{D_{\mathrm{CJ}}}\right)^2=1-\frac{D_n\kappa}{(1-n)D_{\mathrm{CJ}}}+\frac{n}{1-n}\left(\frac{D_n}{D_{\mathrm{CJ}}}\kappa\right)^{1/n} \tag{3}$$

式中:D_{CJ}是炸药 CJ 爆速,n 是炸药反应速率中燃耗阶数。由于采用的反应速率并不真实,在 Bdzil 和 Stewart 得到的结论中,有意义的只是 $D_n(\kappa)$的函数形式,实际能应用的是基于此函数形式的经验关系,近期常见的有[6,9,13]

$$\frac{D_n}{D_{\mathrm{CJ}}}=1-C_1\kappa\frac{1+C_2\kappa+C_3\kappa^2}{1+C_4\kappa+C_5\kappa^2} \tag{4}$$

$$\frac{D_n}{D_{\mathrm{CJ}}}=1+C_1[(\kappa_{\mathrm{f}}-\kappa)^{\alpha}-\kappa_{\mathrm{f}}^{\alpha}]-\frac{C_2\kappa^{\beta}}{1+C_3\kappa^{\gamma}} \tag{5}$$

$$\frac{D_n}{D_{\mathrm{CJ}}}=1+A[(C_1-\kappa)^{\alpha}-C_1^{\alpha}]-B\kappa\frac{1+C_2\kappa+C_3\kappa^2}{1+C_4\kappa+C_5\kappa^2} \tag{6}$$

式中:A、B、C_1~C_5、α、β 和 γ 是拟合参数。本研究采用(6)式进行计算。

3.3　边界条件

在药柱轴线,由对称性可知,$\varphi=0$,即

$$\frac{\partial z}{\partial r}(r=0)=0 \tag{7}$$

在药柱边界,记波阵面法向与边界之间的夹角为 φ_{e},药柱半径为 r_0,则

$$\frac{\partial z}{\partial r}(r=r_0)=-\tan\varphi_{\mathrm{e}} \tag{8}$$

爆轰波在均匀药柱中传播时,不论初始波形如何,经一定距离的非定常传播后,都会进入拟定常状态,此后波阵面的形状和传播速度不再变化,形成拟定常二维爆轰波。理论分析和实验结果[11,14]已证明,拟定常二维爆轰波中,边界处波阵面法向与边界之间成一固定夹角 φ_0,称为边界角。在爆轰波非定常传播阶段,φ_{e} 是随时间 t 变化的。这个问题比较复杂,尚无较好的解决方法,在此借鉴 Lambourn 的处理方法[4]

$$\varphi_{\mathrm{e}}=\varphi_0\left[1-\exp\left(-\frac{t}{t_{\mathrm{delay}}}\right)\right] \tag{9}$$

该式的意义是,初始时刻边界角为零,随后边界角以指数形式增大并稳定在 φ_0 上。t_{delay}反映了边界角达到稳定值的快慢程度。

(1)式、(6)式~(9)式构成了研究药柱中爆轰波传播的封闭的 DSD 方程组,这是一个两点边值问题的抛物型方程组,可数值求解。

4　DSD 参数的确定

4.1　差分格式

采用古典显式、中心差分格式求解 DSD 方程组。在边界点,中心差分格式不适用,处理方法是,假设边界外一点也满足(1)式,由(1)式和(7)式(或者(8)式)的中心差分式联立求解该点的值[15],这样空间差分精度是二阶的,时间差分精度是一阶的。为保证格式稳定和计算精度,空间和时间步长应取较

小，本研究分别取 0.1 mm 量级和 0.001 μs 量级。

4.2 优化方法

经计算比较，(6)式的 $D_n(\kappa)$关系式具有良好的适应性，在此选用(6)式进行计算。需确定的参数有 D_{CJ}、A、B、$C_1\sim C_5$、α 以及边界角 φ_0，数量较多，我们通过非线性优化方法——遗传算法优化确定。

遗传算法[16]是一种借鉴生物界自然选择和进化机制发展起来的高度并行、随机、自适应搜索算法，它使用了群体搜索技术，将种群代表一组问题解，通过对当前种群施加选择、交叉和变异等一系列遗传操作，从而产生新一代的种群，并逐步使种群进化到包含近似最优解的状态。由于其思想简单、易于实现以及表现出来的全局优化性能，被许多领域应用，解决优化和搜索问题。具体求解方法如下：

(1) 约束条件

CJ 爆速 D_{CJ}约为 7.77 km/s，JB-9014 炸药与 PBX-9502 炸药成份配比相同，粘结剂相近，国内外研究结果表明，两种炸药的 CJ 爆速约为 7.77 km/s。边界角 φ_0：$0<\varphi_0<90°$。

(2) 决策变量

决策变量共 10 个：D_{CJ}、A、B、$C_1\sim C_5$、α、φ_0。

(3) 目标函数 f

目标函数 f 取为 4 发实验波形与计算波形之间的标准偏差和

$$f=\sum_{i=1}^{4}\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}(z_{i,j,\mathrm{Ex}}-z_{i,j,\mathrm{Comp}})^2} \tag{10}$$

式中：$z_{i,j,\mathrm{Ex}}$表示第 i 发实验波形的第 j 个测量值，$z_{i,j,\mathrm{Comp}}$是与 $z_{i,j,\mathrm{Ex}}$相对应的计算值。

(4) 适应度 F

因为目标函数 f 总是非负，f 值越小，所对应的参数越接近优化目标，因此，适应度 F 可直接取为目标函数 f

$$F=f=\sum_{i=1}^{4}\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}(z_{i,j,\mathrm{Ex}}-z_{i,j,\mathrm{Comp}})^2} \tag{11}$$

4.3 优化结果

当 κ 量纲取为 mm^{-1}时，优化结果为 $D_{CJ}=7.7696$ km/s、$\varphi_0=44.3255°$、$A=1.1161$、$B=5.2498$、$C_1=3.9326$、$C_2=3.4457$、$C_3=1.7879$、$C_4=162.17$、$C_5=89.74$、$\alpha=0.022\,32$。在平面起爆条件下，计算的波阵面演化过程见图 4，药柱中心法向爆速变化过程见图 5。分析可知，当爆轰波传播距离超过药柱直径的 5 倍后，波阵面形状和法向爆速基本不变化，可认为进入拟定常状态。定态波形和爆速计算结果与实验结果的比较分别见图 6 和图 7，从图中可看出，计算结果与实验结果符合。需说明的是，由于 $d=29.99$ mm 的药柱密度与其余药柱的密度不同，其定态爆速 D_0 根据 PBX-9502 炸药的密度与爆速修正因子修正到相同密度[17]。

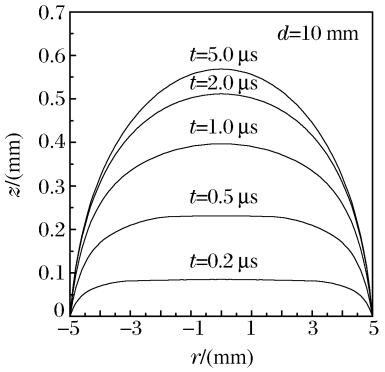


图 4 波阵面演化过程

Fig. 4 Development of detonation front

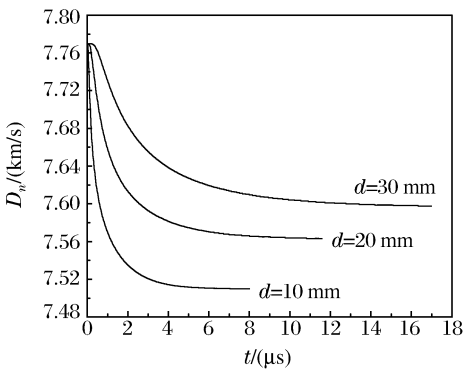


图 5 法向爆速随时间的变化

Fig. 5 D_n-t curve

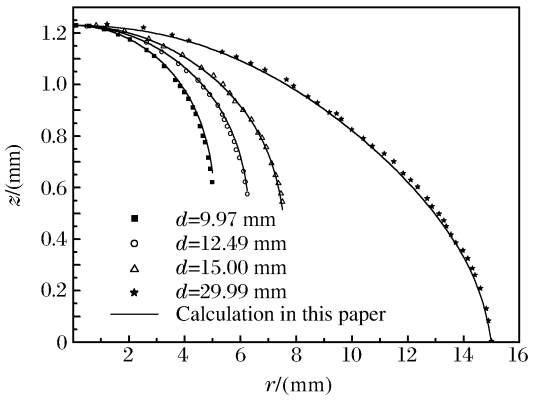


图 6　定态波形

Fig. 6　Steady-state detonation front

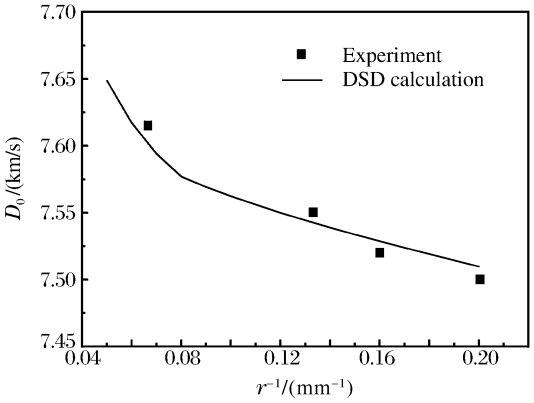


图 7　定态爆速

Fig. 7　Steady-state detonation velocity

Aslam[9]、Hill[18]等对 PBX-9502 炸药在有机玻璃约束条件下的边界角进行了精细的研究，实验测量结果是(45±5)°，DSD 计算结果是 40.3°，有机玻璃约束对爆轰波传播没有影响[2,7]，JB-9014 和 PBX-9502 是性能非常相近的钝感炸药，因此，优化确定的 JB-9014 炸药在无约束条件下的边界角 44.325 5°是合理的。

5　结　语

DSD 参数目前不能从理论上导出，通过精细的实验标定 $D_n(\kappa)$关系、观察爆轰波与边界约束的相互作用是研究曲面爆轰波传播的基础，本研究得到的 DSD 参数对 JB-9014 药柱中定态波形和爆速的计算与实验结果符合，可为钝感炸药曲面爆轰波传播的研究提供参考。但受到实验结果和计算方法的限制，还需在以下几方面开展工作：

(1) 初始阶段边界角 φ_e 与时间 t 的关系 $\varphi_e(t)$。$\varphi_e(t)$关系不影响最终的定态波形和爆速，但影响爆轰波非定常发展过程，本研究没有对此进行检验，借用的 $\varphi_e(t)$关系是否合适有待于进一步研究。

(2) 边界条件。边界条件应该是力学的，但本研究没有涉及力学过程，完全由数学的优化过程确定。

(3) DSD 方程组的边界条件不但随时间变化，而且变化率与方程组的解相耦合，是难于精确求解的动边界问题。本研究采用的数值计算格式在空间尺度上是二阶精度的，在时间尺度上是一阶精度的，可进一步提高求解精度。

References：

[1] Sun C W, Wei Y Z, Zhou Z K. Applied Detonation Physics [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000: 488-493. (in Chinese)
孙承纬，卫玉文，周之奎. 应用爆轰物理 [M]. 北京：国防工业出版社，2000：488-493.

[2] Bdzil J B, Stewart D S. Modeling Two-Dimensional Detonation with Detonation Shock Dynamics [J]. Phys Fluids A, 1989, 1(7): 1261-1267.

[3] Bdzil J B, Fickett W. Detonation Shock Dynamics: A New Approach to Modeling Multi-Dimensional Detonation Waves [A]//Proceedings of Ninth Symposium (International) on detonation [C]. Oregon: Office of Naval Research, 1989: 730-742.

[4] Lambourn B D, Swift D C. Application of Whitham's Shock Dynamics Theory to the Propagation of Divergen Detonation Waves [A]//Proceedings of Ninth Symposium (International) on Detonation [C]. Oregon: Office of Naval Research, 1989: 784-797.

[5] Lambert D E. Experimental Validation of Detonation Shock Dynamics in Condensed Explosives [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 546: 227-253.

[6] Aslam T D. Detonation Shock Dynamics Calibration of PBX 9501 [A]//Shock Compression of Condensed Matter [C]. Hawaii: American Institute of Physics, 2007: 813-816.

[7] Sun C W, Zhao F, Gao W. A Detonation Shock Dynamics Approach to the Diameter Effect of Explosive Sticks [J]. Explosion and Shock Waves, 1996, 16(3): 193-201. (in Chinese)
孙承纬, 赵 峰, 高 文. 研究爆速直径效应的爆轰冲击动力学方法 [J]. 爆炸与冲击, 1996, 16(3): 193-201.
[8] Tan D W, Fang Q, Zhang G S, 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. 钝感炸药直径效应实验研究 [J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(4): 300-304.
[9] Aslam T D, Bdzil J B, Hill L G. Analysis of the LANL Detonation-Confinement Test [A]//Shock Compression of Condensed Matter [C]. Oregon: American Institute of Physics, 2003: 831-834.
[10] Bdzil J B, Davis W C. Detonation Shock Dynamics (DSD) Calibration for PBX 9502 [A]//Proceeding of Tenth Symposium (International) on Detonation [C]. Boston: Office of Naval Research, 1993: 146-149.
[11] Collyer A M, Dunnett J D, Swift D C, et al. WBL Detonation Wave Propagation for EDC35 and EDC37 [A]//Proceeding of Eleventh Symposium (International) on Detonation [C]. Colorado: Office of Naval Research, 1997: 12-20.
[12] Bdzil J B, Stewart D S. Time-Dependent Two-Dimensional Detonation: The Interaction of Edge Rarefactions with Finite-Length Reaction Zones [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986, 171(1): 1-26.
[13] David L K. Multi-Valued Normal Shock Velocity versus Curvature Relationships for Highly Non-Ideal Explosives [A]//Proceeding of Eleventh Symposium (International) on Detonation [C]. Colorado: Office of Naval Research, 1997: 181-192.
[14] 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]//Proceeding of Eleventh Symposium (International) on Detonation [C]. Colorado: Office of Naval Research, 1997: 1029-1037.
[15] Zhang W S. Finite Difference Methods for Partial Differential Equations in Science Computation [M]. Beijing: Higher Education Press, 2008: 246-251. (in Chinese)
张文生. 科学计算中的偏微分方程有限差分法 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2008: 246-251.
[16] Zhou M, Sun S D. Genetic Algorithms: Theory and Applications [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1999: 18-31. (in Chinese)
周 明, 孙树栋. 遗传算法原理及应用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1999: 18-31.
[17] Campell A W. Diameter Effect and Failure Diameter of a TATB-Based Explosive [J]. Propellants, Explosive, Pyrotechnics, 1984, 9: 183-187.
[18] Hill L G, Aslam T D. The LANL Detonation-Confinement Test: Prototype Development and Sample Results [A]//Shock Compression of Condensed Matter [C]. Oregon: American Institute of Physics, 2003: 847-850.

Detonation Shock Dynamics Calibration of JB-9014 Explosive at Ambient Temperature

TAN Duo-Wang, FANG Qing, ZHANG Guang-Sheng, HE Zhi

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

Abstract: Detonation shock dynamics (DSD) is an approximation to the reactive Euler equations that allows numerically efficient tracking of curved detonation waves. The DSD parameters are the velocity-curvature relation and the boundary angle. A computer code was developed to facilitate the calibration of these parameters for JB-9014 insensitive high explosive using the generalized optics model of DSD. Calibration data were obtained from measurements of the detonation velocities and fronts in JB-9014 rate sticks at ambient temperature, with diameters of 10 ~ 30 mm. The steady-state detonation velocities and fronts predicted by these DSD parameters are in very good agreement with experiment.

Key words: mechanics of explosion; insensitive high explosive; DSD method; steady-state detonation velocity