网络首发地址：http://kns.cnki.net/kcms/detail/42.1755.TJ.20190515.1619.001.html 期刊网址：www.ship-research.com

引用格式：徐维铮，吴卫国. JWL状态方程及其等效多方状态方程在内爆炸计算中的应用分析[J]. 中国舰船研究，2019，14(3)：83-91.

Xu W Z, Wu W G. Application analysis of JWL EOS and the equivalent polytropic EOS in internal explosion calculation [J]. Chinese Journal of Ship Research, 2019, 14(3): 83-91.

JWL状态方程及其等效多方状态方程在内爆炸计算中的应用分析

扫码阅读全文

徐维铮*[1,2]，吴卫国[1,2]

1 武汉理工大学 高性能舰船技术教育部重点实验室，湖北 武汉 430063

2 武汉理工大学 交通学院，湖北 武汉 430063

摘 要：[**目的**]为研究JWL状态方程及其等效多方气体状态方程对内爆炸参数的影响规律，[**方法**]利用自主开发的程序开展舱室内炸药爆炸过程数值计算。首先，探讨JWL状态方程中ω参数及环境气体绝热指数的不同取值对内爆炸参数计算的影响规律；然后，基于JWL状态方程提出确定其等效多方气体状态方程中参数的方法，并通过算例对其可行性及可靠性进行验证。[**结果**]研究结果表明，ω参数及环境气体绝热指数的增大均可使最终的混合物绝热指数及冲击波峰值增大，并使冲击波到达舱室壁面的初始时间提前；ω参数的增大加快了爆炸初期爆轰产物的膨胀速率，最终使准静态压力峰值增大；而环境气体绝热指数的增大减缓了爆炸初期爆轰产物的膨胀速率，对最终准静态压力峰值影响很小。[**结论**]该等效方程具有一定的可靠性，研究结果可为抗爆结构设计及毁伤评估提供一定的参考和指导。

关键词：约束空间内爆炸；五阶WENO格式；爆轰产物；JWL状态方程；可变指数多方气体状态方程；数值计算

中图分类号：U661.4 **文献标志码：**A **DOI：**10.19693/j.issn.1673-3185. 01328

Application analysis of JWL EOS and the equivalent polytropic EOS in internal explosion calculation

Xu Weizheng[*1,2], *Wu Weiguo*[1,2]

1 Key Laboratory of High Performance Ship Technology of Ministry of Education, Wuhan University of Technology, Wuhan 430063, China

2 School of Transportation, Wuhan University of Technology, Wuhan 430063, China

Abstract: [**Objectives**] In order to study the influence rule of JWL Equation of State (JWL-EOS) and its equivalent polytropic EOS on internal explosion parameters. [**Methods**] An independently developed procedure was used to carry out the numerical calculation of explosive blasting process in the cabin. Firstly, the influence rule of different values of parameter ω in the JWL-EOS and the specific heat ratio of ambient gas on the calculated explosion parameters was discussed. Secondly, based on the JWL-EOS, the way to determine parameters in the equivalent polytropic EOS of gas was proposed, and the feasibility and reliability of this method is verified through the algorithm case. [**Results**] The results show that the increase of parameter ω and specific heat ratio of ambient gas can increase the specific heat ratio of the final mixture, the peak values of shock wave and make the initial arrival time of shock wave to the cabin wall ahead of schedule. The increase of parameter ω can accelerate the expansion rate of detonation products at the initial stage of explosion and increase the peak of quasi-static pressure. While, the increase of specific heat ratio of ambient gas slows down the expansion rate of detonation products at the initial stage of explosion and has little effect on the final quasi-static pressure peak. [**Conclusions**] It is concluded that the proposed equivalent EOS is of some reliability and the study result in this paper can provide certain reference and basis for the design of anti-explosion structure and damage assessment.

Key words: explosion in confined space; fifth-order WENO scheme; detonation products; JWL Equation of State(JWL-EOS); variable index polytropic gas state equation; numerical calculation

收稿日期：2018-06-21 **网络首发时间：**2019-5-16 10:44

基金项目：国家自然科学基金资助项目(51409202)；中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(2016-YB-016)

作者简介：徐维铮，男，1991年生，博士生。研究方向：爆炸波数值计算方法及程序开发。E-mail：xuweizheng@whut.edu.cn

吴卫国，男，1960年生，教授，博士生导师。研究方向：结构动力学，舰艇抗爆抗冲击。E-mail：mailjt@163.com

***通信作者：**徐维铮

0 引 言

从战例统计和试验资料来看，反舰导弹已成为舰船生命力的主要威胁，舰船在舱内爆炸冲击载荷作用下的毁伤效应分析及防护结构设计是目前舰船工程领域的研究热点。对舱内爆炸冲击载荷的准确分析是结构响应评估和防护结构设计载荷输入的前提，因此起着至关重要的作用。数值模拟作为一种研究内爆炸载荷的有效方式，得到了国内外学者的普遍重视。

针对约束空间内爆炸过程的数值模拟，国内外学者开展了许多研究。曹玉忠等[1]采用瞬时爆轰后的高温高压气体作为爆炸初场，其与周围空气均采用理想气体状态方程来描述，数值模拟研究了半球顶圆柱筒密闭式抗爆容器的内部爆炸流场。Benselama等[2]基于瞬时爆轰假定，采用理想气体状态方程或JWL状态方程（Jones-Wilkins-Lee Equation of State，JWL-EOS）描述爆轰产物，对比分析了数值模拟结果与空中爆炸（空爆）的超压实测结果，结果表明，爆轰产物的状态方程对于空爆超压载荷的影响较小。任会兰等[3]采用基于消息传递接口（MPI）模式开发的内爆炸过程三维并行程序，对不同药量的炸药在典型工事中的爆炸过程进行了数值研究。在模拟过程中，假定炸药瞬时爆轰，其爆轰产物采用可变指数多方气体状态方程进行描述。Ma等[4]基于瞬时爆轰假定，采用可变指数多方气体状态方程来描述爆轰产物，通过求解非守恒形式的可压缩欧拉方程，数值模拟研究了爆炸波在地铁站内的传播过程。Sugiyama等[5]基于瞬时爆轰假定，采用理想的气体状态方程描述了爆轰产物及周围空气，全场具有统一的气体绝热指数1.4，在研究中，对二维轴对称可压缩欧拉方程进行数值离散，研究了房间内爆炸泄出过程中超压峰值随传播距离衰减的特性。近期，徐维铮等[6-8]基于瞬时爆轰假定，同样采用理想气体状态方程描述爆轰产物及周围空气，使用自主开发的三维内爆炸波高精度数值计算程序，探讨了泄压口大小、WENO格式精度、炸药质量等因素对约束空间内爆炸准静态超压载荷的影响规律。

从上述研究现状可知，描述炸药瞬时爆轰后的爆轰产物状态的方程主要有3种：JWL状态方程、可变指数多方气体状态方程和理想气体状态方程。其中，JWL状态方程既可用来描述爆炸冲击载荷的高压段，也可描述低压段，并且已被目前的商用程序（如AUTODYN，LSDYNA等）所采用；可变指数多方气体状态方程是以一种随密度改变绝热指数的方式来近似描述爆轰产物状态的方程，目前已被相关学者采用[3-4]；虽然上述研究并未给出确定其中参数的方法，且理想气体状态方程在描述高压段时也有一定的误差，但作为一种简单的状态方程，它便于程序编写，因此有学者也将其应用到了内爆炸场的数值研究中。

在真实内爆炸过程中，针对不同炸药的JWL状态方程，其 ω 参数存在一定的差异，并对爆炸过程会产生一定的影响。当爆炸发生在不同气体环境时，初始气体绝热指数 γ_0 的差异也会对爆炸过程产生影响。因此，可变指数多方气体状态方程作为描述爆轰产物状态的一种等效方式，具备理想气体状态方程的简洁性，且便于程序编写及数值计算，是一种较有优势的状态方程。

鉴此，本文将基于Fortran平台，采用五阶WENO有限差分格式，利用自主开发的舱室内炸药爆炸过程二维数值计算程序，研究参数 ω 及 γ_0 在不同取值下对内爆炸参数计算的影响规律，以此提出用于确定等效多方气体状态方程中参数的方法。

1 控制方程及数值求解

本文将整个爆炸场视作由爆轰产物及空气两种成分组成，将爆轰产物质量分数方程与可压缩欧拉方程进行耦合求解，具体形式如下[9]：

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial y}=0 \tag{1}$$

其中，

$$\boldsymbol{U}=\begin{pmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ E\\ \rho\lambda\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{G}=\begin{pmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ u(E+p)\\ \rho u\lambda\end{pmatrix},\quad \boldsymbol{H}=\begin{pmatrix}\rho v\\ \rho vu\\ \rho v^2+p\\ v(E+p)\\ \rho v\lambda\end{pmatrix} \tag{2}$$

$$E=\rho e+\frac{1}{2}\rho u^2+\frac{1}{2}\rho v^2 \tag{3}$$

式中：$\boldsymbol{U}$ 为守恒变量；$\boldsymbol{G}$，$\boldsymbol{H}$ 分别为 x，y 方向的数值通量；ρ 为气体密度；u，v 分别为 x，y 方向气体的速度分量；p 为气体压力；E 为单位体积流体的总能量；e 为气体内能；λ 为爆轰产物质量分数。

由于式(1)中含有 ρ，u，v，p，e，λ 这6个未知变量，所以还需补充状态方程才能将方程组封闭。在本文计算中，爆轰产物的状态采用JWL状态方程[2]描述：

$$p=A\left(1-\frac{\omega}{R_1}\frac{\rho}{\rho_{\mathrm{E}}}\right)\exp\left(-R_1\frac{\rho_{\mathrm{E}}}{\rho}\right)+B\left(1-\frac{\omega}{R_2}\frac{\rho}{\rho_{\mathrm{E}}}\right)\exp\left(-R_2\frac{\rho_{\mathrm{E}}}{\rho}\right)+\omega\rho e \tag{4}$$

式中:A,B,R_1,R_2,ω 均为JWL状态方程中的参数,其中 $A=3.712\times10^{11}$ Pa,$B=3.232\times10^{9}$ Pa,$R_1=4.15$,$R_2=0.95$,$\omega=0.3$,ρ_E 为炸药密度,$\rho_E=1\ 630$ kg/m^3。

此外,周围气体采用理想气体状态方程描述:

$$p=(\gamma_0-1)\rho e \tag{5}$$

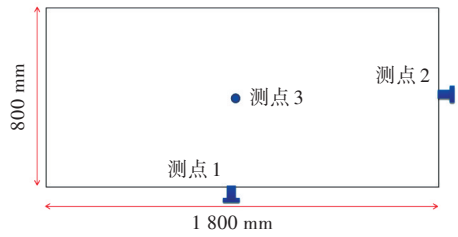
式中:$\gamma_0=1.4$。此时初始气体密度 $\rho_0=1.0$ kg/m^3;初始大气压力 $p_0=1.0\times10^5$ Pa。

本文分别采用五阶WENO有限差分格式[10]和三阶TVD龙格—库塔(TVD-RK)法对上述方程中的空间项及时间项进行数值离散[7]。

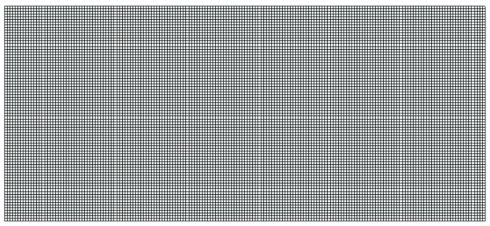
2　内爆炸数值计算

2.1　舱室尺寸及测点布置

本节主要讨论状态方程(4)及式(5)中 ω 和 γ_0 参数的不同取值对内爆炸参数计算的影响规律。图1(a)所示为用于计算的长方形舱室尺寸,其中舱内设置有3个测点,通过测点输出爆炸参数的时程曲线。舱室壁面边界条件设为刚性边界,不考虑舱室结构的变形[11]。均匀网格尺寸取为10 mm,如图1(b)所示。



(a) 舱室尺寸



(b) 网格划分

图1　舱室尺寸及网格划分

Fig.1　Sizes of cabin and mesh partition

2.2　爆炸初场

基于瞬时爆轰假定[5],本文将初始方形炸药(边长 l=40 mm)等效为均匀的高压气团,如图2所示。具体参数按照JWL状态方程计算如下:$\rho=\rho_E$,$p=p_{JWL}(\rho_E,e_0)$,其中气体初始内能 e_0 等于炸药爆热值 Q,$e_0=4.69\times10^6$ J/kg。炸药周围气体参数由理想气体状态方程计算,即 $\rho=\rho_0$,$p=p_0$。

图2　爆炸初场($\omega=0.3$,$\gamma_0=1.4$)

Fig.2　Initial condition for the explosion($\omega=0.3$,$\gamma_0=1.4$)

2.3　参数 ω 的影响

由于炸药类型不同,ω 的值也会有所不同,所以探讨 ω 的取值对爆炸过程计算的影响规律具有一定的工程意义。本文将式(4)右端前两个指数高压项简记为 $A+B$ 项,其随气体密度的变化曲线如图3所示。

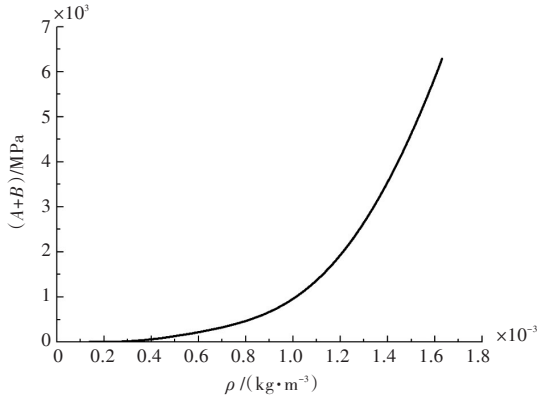


图3　指数高压项随气体密度衰减曲线

Fig.3　Curves of the exponential high pressure term attenuated with gas density

由图3可知,随着爆轰产物密度的降低,高压项数值迅速减小,当爆轰产物密度膨胀为初始密度的1/12时,高压项数值趋于0。即爆轰产物膨胀到一定程度后,爆轰产物JWL状态方程演化为理想气体状态方程形式:

$$p=\omega\rho e \tag{6}$$

且等效气体绝热指数 $\gamma_e=\omega+1$。

由式(4)及式(6)可知,在JWL状态方程中 A,B,R_1,R_2,ρ_E 这5个参数存在于前两个指数高压项中,因在爆炸过程中高压项迅速衰减,故本文不对这5个参数的影响进行探讨。鉴于参数 ω 既可影响爆炸冲击载荷高压段的计算,也可影响其低压段的计算,且不同炸药类型有不同的 ω 值[12],因此,为探讨参数 ω 对整个爆炸过程计算的影响规律,本文算例选取了3种 ω 值(ω=0.2,0.3,0.4)进行计算,同时保持 $\gamma_0=1.4$。

图4所示为不同 ω 取值下炸药中心测点3处的超压衰减时程曲线。由图可知,随着 ω 值的增

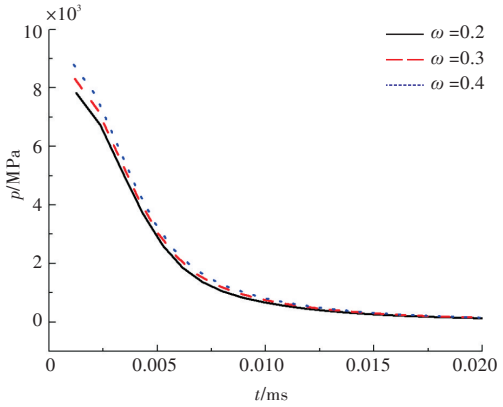
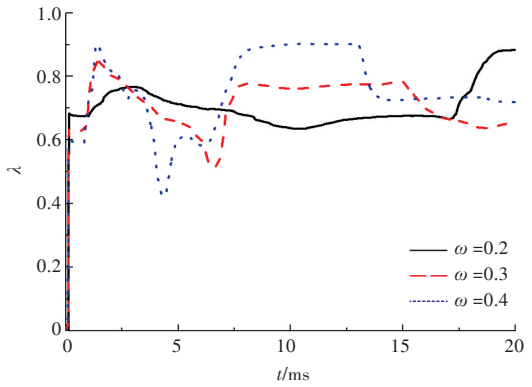


图4 不同 ω 取值下炸药中心点测点3处的压力衰减时程曲线

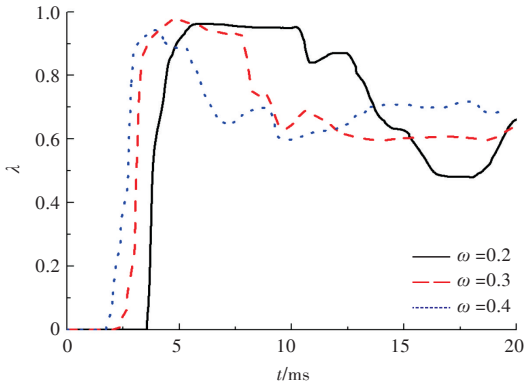
Fig.4 Time history curves of pressure attenuation at gauging point-3 for different values of ω

大，炸药内部的压力衰减速率减缓。

图5所示为不同 ω 取值下测点1和测点2处爆轰产物质量分数 λ 的时程曲线。由图可知，ω 的取值对于不同测点处的爆轰产物质量分数时程曲线有较大影响，且随着 ω 值的增大，爆轰产物到达舱壁面的初始时间提前，亦即 ω 值的增大加快了爆炸初期爆轰产物的膨胀速率。



(a) 测点1



(b) 测点2

图5 不同 ω 取值下测点处的爆轰产物质量分数时程曲线

Fig.5 Time history curves of mass fraction of detonation products at gauging points for different values of ω

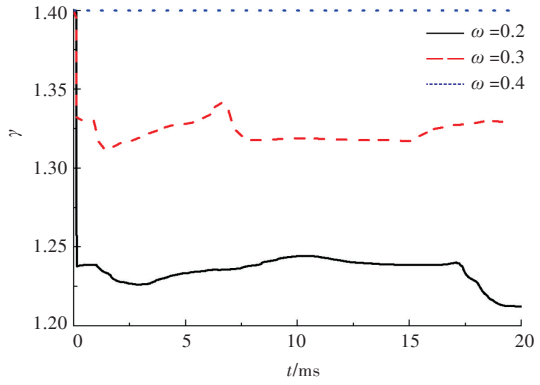
为进一步分析爆轰产物质量分数的最终演变趋势，通过质量加权，可得到充分混合后的舱内爆轰产物的质量分数 λ_f 为

$$\lambda_f = \frac{m}{m+m_{kong}}1.0 + \frac{m_{kong}}{m+m_{kong}}0.0 = \frac{\frac{m}{V}}{\frac{m}{V}+\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)} \tag{7}$$

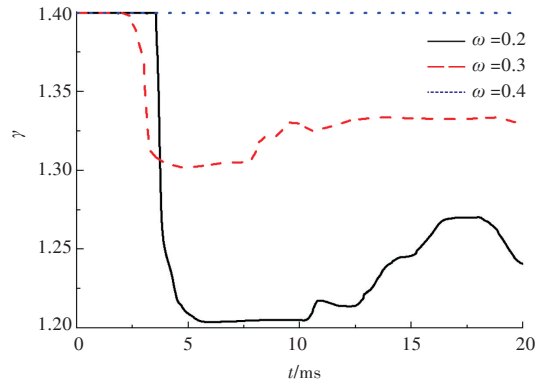
式中：m 为炸药质量；m_{kong} 为空气质量；V 为舱室体积。爆炸初期，爆轰产物的质量分数为1.0，周围环境气体对应的爆轰产物质量分数为0。

由式(7)可知，λ_f 仅与炸药质量、舱室体积相关，而与 ω 的取值无关，即舱内爆轰产物的质量分数将最终趋于一致。从图5也可见这种趋势。

图6所示为不同 ω 取值下测点1和测点2处气体绝热指数 γ 的时程曲线。由图可知，ω 的取值对气体绝热指数的时程有着显著影响，即随着 ω 的增大，最终混合物的气体绝热指数也增大。



(a) 测点1



(b) 测点2

图6 不同 ω 取值下测点处的气体绝热指数时程曲线

Fig.6 Time history curves of gas specific heat ratio at gauging points for different values of ω

根据式(7)的分析思路，可得到舱内最终混合物的气体绝热指数 γ_f 为

$$\gamma_f = \frac{m}{m+m_{kong}}\gamma_e + \frac{m_{kong}}{m+m_{kong}}\gamma_0 = \frac{\frac{m}{V}}{\frac{m}{V}+\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}(\omega+1) + \frac{\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}{\frac{m}{V}+\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}\gamma_0 \tag{8}$$

式(8)的推导用到了式(6)的结论。由式(6)

可知,当爆轰产物膨胀到后期,JWL状态方程演化为理想的气体状态方程形式,此时爆轰产物的绝热指数为 γ_e ,舱室内最终混合物的气体绝热指数 γ_f 为爆轰产物与空气绝热指数的质量加权之和。因此,由式(8)可知,当其他参数不变时, γ_f 会随参数 ω 的增大而增大。

图7所示为不同 ω 取值下测点处的超压时程曲线。由图可知,随着 ω 的增大,冲击波峰值增大,冲击波到达舱壁面的初始时间提前,且最终形成的准静态压力峰值也随之增大。

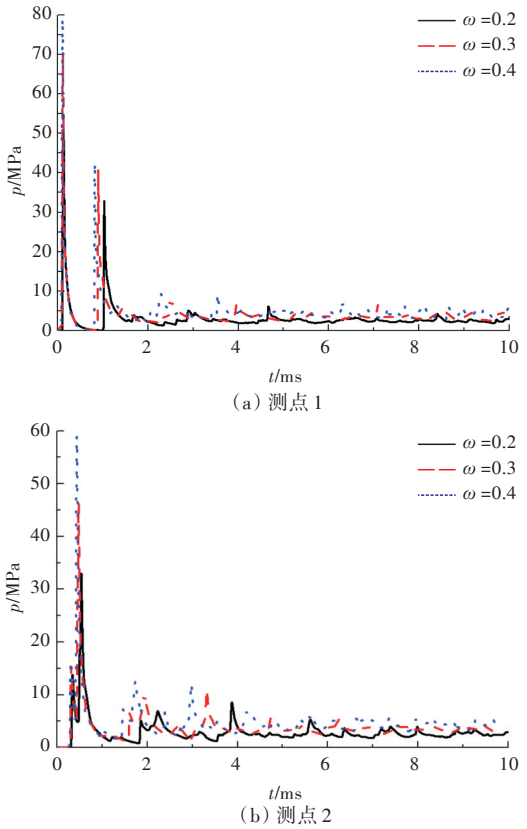


图7　不同 ω 取值下测点处的超压时程曲线

Fig.7　Time history curvs of overpressure at gauging points for different values of ω

为了说明准静态压力峰值增大的原因,本文采用了文献[6]中的密闭空间内爆炸准静态超压峰值 Δp_s 计算公式:

$$\Delta p_s=(\gamma_f-1)\left[\frac{p_0}{(\gamma_0-1)}\left(1-\frac{1}{\rho_E}\frac{m}{V}\right)+Q\frac{m}{V}\right]-p_0 \quad (9)$$

然后,进一步将式(8)代入式(9),可得

$$\Delta p_s=\left(\frac{\frac{m}{V}}{\frac{m}{V}+\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}(\omega+1)+\frac{\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}{\frac{m}{V}+\rho_0\left(1-\frac{m}{V\rho_E}\right)}\gamma_0-1\right)\left[\frac{p_0}{(\gamma_0-1)}\left(1-\frac{1}{\rho_E}\frac{m}{V}\right)+Q\frac{m}{V}\right]-p_0 \quad (10)$$

由式(10)可知,当其他参数不变时, Δp_s 将随着参数 ω 的增大而增大。

2.4　参数 γ_0 的影响

当爆炸发生在不同气体环境(例如氮气、氧气、空气)中时,不同气体有着不同的初始绝热指数 γ_0 [13],并对爆炸过程产生一定的影响,故探讨 γ_0 的取值对于研究其对爆炸参数计算的影响规律具有一定的工程意义。本文选取3种 γ_0 值(γ_0 = 1.2,1.3,1.4),同时保持 $\omega=0.3$ 。

图8所示为不同 γ_0 取值下测点处的爆轰产物质量分数时程曲线。由图可知, γ_0 的取值对不同测点处爆轰产物质量分数时程曲线有着较大影响,且随着 γ_0 值的减小,爆轰产物到达舱壁面的初始时间提前,即 γ_0 值的增大可使爆炸初期爆轰产物的膨胀速率减缓。

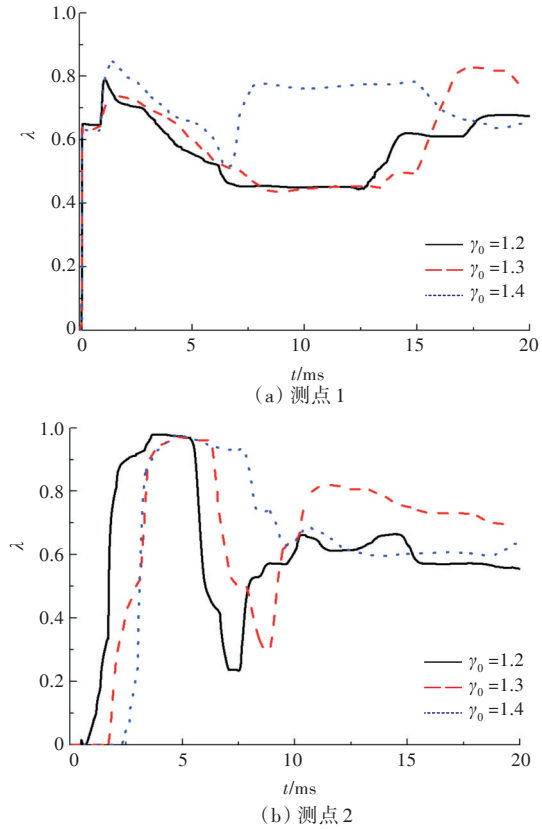
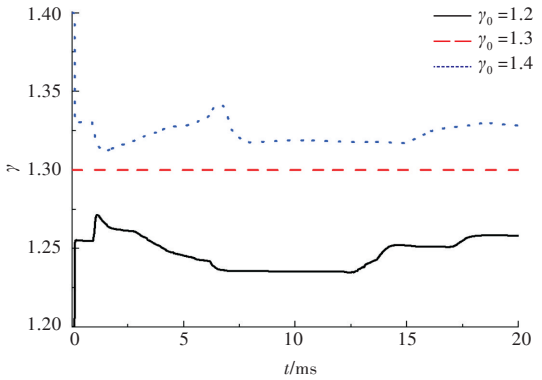


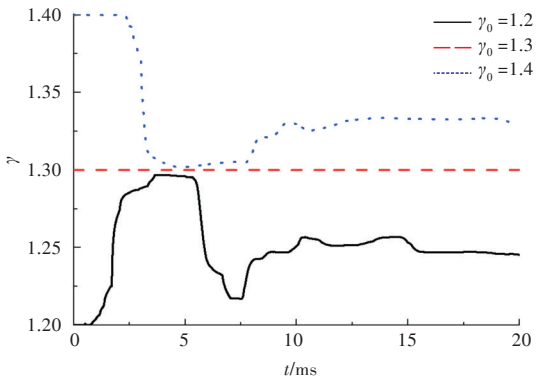
图8　不同 γ_0 取值下测点处的爆轰产物质量分数时程曲线

Fig.8　Time history curves of mass fraction of detonation products at gauging points for different values of γ_0

图9所示为不同 γ_0 取值下测点处的气体绝热指数时程曲线。由图可知, γ_0 的取值对气体绝热指数 γ 的时程有着显著影响,随着 γ_0 的增大,最终混合物的气体绝热指数 γ_f 增大。由式(8)也可知,当其他参数不变时, γ_f 随着参数 γ_0 的增大而增大。



(a) 测点1



(b) 测点2

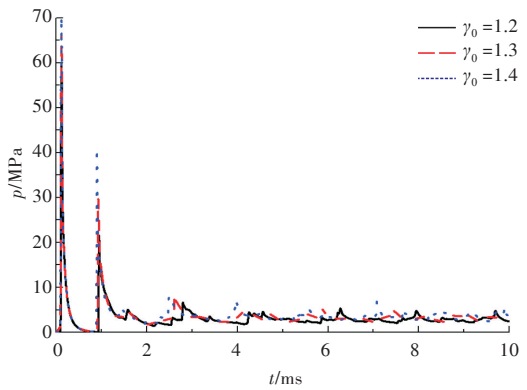
图9 不同 γ_0 取值下测点处的气体绝热指数时程曲线

Fig.9 Time history curves of gas specific heat ratio at gauging points for different values of γ_0

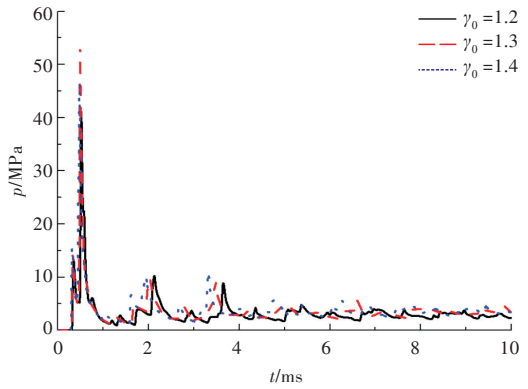
图10所示为不同 γ_0 取值下测点处的超压时程曲线。由图可知，随着 γ_0 的增大，冲击波峰值增大，冲击波到达舱室壁面的初始时间提前。由图还可看出，γ_0 的取值对最终形成的准静态压力峰值的影响很小，具体可由式(10)判断。由式(10)可知，当其他参数不变时，Δp_s 与 γ_0 呈非线性的关系，乘号两端均包含 γ_0 且具有相反的变化特征，从而使得准静态压力峰值的变化并不显著。

3 等效多方气体状态方程

由于JWL状态方程中的参数较多且包含指数的计算，因此使程序变量增多、计算时间增加。为



(a) 测点1



(b) 测点2

图10 不同 γ_0 取值下测点处的超压时程曲线

Fig.10 Time history curves of overpressure at gauging points for different values of γ_0

提高工程计算的效率，作为一种可靠的方式，可以采用一种等效的多方气体状态方程来描述爆轰产物的状态。例如，文献[3-4]在研究炸药爆炸数值计算时，采用了可变绝热指数多方气体状态方程来描述炸药爆轰产物，具体形式如下：

$$p=(\gamma-1)\rho e,\ \gamma=\gamma_{bf}+(\gamma_{b0}-\gamma_{bf})\exp\left[b\left(\frac{1}{\rho_{\mathrm{E}}}-\frac{1}{\rho}\right)\right] \tag{11}$$

式中：γ_{b0} 为爆轰产物的初始等效绝热指数；γ_{bf} 为爆轰产物膨胀到最后的绝热指数；下标 b 为爆轰产物绝热指数随膨胀过程的衰减系数。

3.1 参数取值

尽管文献[3-4]提出了采用可变绝热指数多方气体状态方程来描述炸药爆轰产物，但却未对炸药爆炸过程影响较大的参数 γ_{b0}，γ_{bf} 及 b 的取值问题进行充分探讨。实际上，如何合理地确定这3个参数值十分重要。因此，本文拟基于JWL状态方程来探讨上述3个参数的取值方法，提出一种与JWL状态方程近似等效的多方气体状态方程，并通过相关数值算例来验证其可行性及可靠性。

本文研究时，γ_{b0} 的取值由式(12)计算。假设炸药瞬时爆轰，则 $\rho=\rho_{\mathrm{E}}$，$e=Q$，将其代入式(4)和式(11)中，按照压力等效原则，可得

$$(\gamma_{b0}-1)\rho_{\mathrm{E}}Q=A\left(1-\frac{\omega}{R_1}\right)\exp(-R_1)+B\left(1-\frac{\omega}{R_2}\right)\exp(-R_2)+\omega\rho_{\mathrm{E}}Q\Rightarrow\gamma_{b0}=1+\omega+\frac{A\left(1-\frac{\omega}{R_1}\right)\exp(-R_1)+B\left(1-\frac{\omega}{R_2}\right)\exp(-R_2)}{\rho_{\mathrm{E}}Q} \tag{12}$$

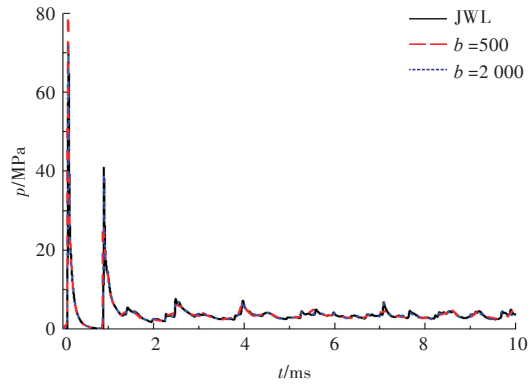
式中，γ_{bf} 的取值由式(13)计算。当爆轰产物得到充分膨胀后，产物的状态方程退化为式(6)，并按照压力等效原则，可得

$$(\gamma_{bf}-1)\rho e=\omega\rho e\Rightarrow\gamma_{bf}=\omega+1 \tag{13}$$

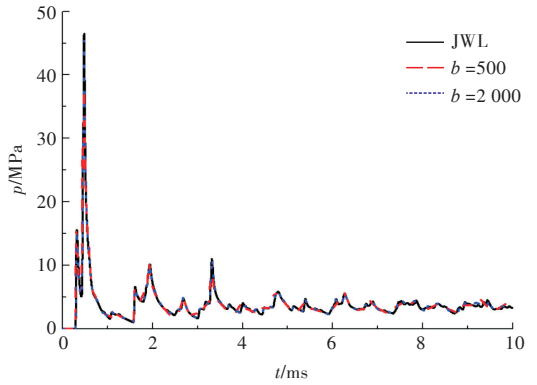
式中，b 的取值直接影响到气体绝热指数随密度变化的关系(主要在高压段起作用)，目前，暂无一种解析方式可直接确定其数值，但可通过数值计算结果与JWL状态方程的计算结果进行对比，来近似确定其数值。

3.2　数值计算结果分析

本文选取2.2节的炸药参数(边长 l=40 mm)进行数值计算。图11所示为不同 b 取值下测点处的超压时程曲线与JWL状态方程计算结果的对比。由图可知，当参数 b 取为2 000时，数值计算得到的超压载荷与JWL状态方程的计算结果吻合较好。



(a) 测点1

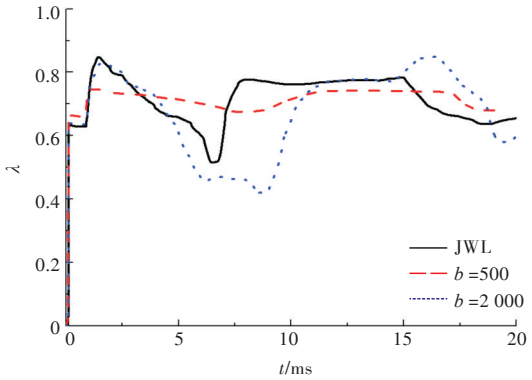


(b) 测点2

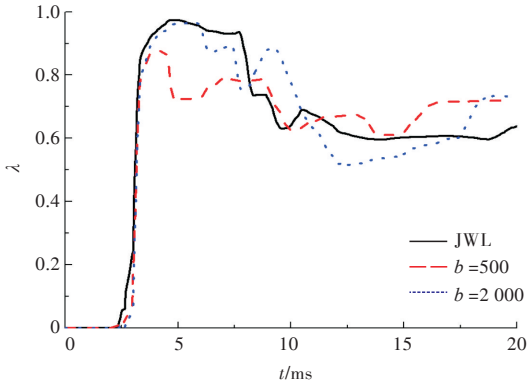
图11　不同 b 取值下测点处的超压时程曲线(l=40 mm)

Fig.11　Time history curves of overpressure at gauging points for different values of b (l=40 mm)

图12所示为不同 b 取值下测点处爆轰产物的质量分数时程曲线，图13所示为不同 b 取值下测点处气体绝热指数时程曲线(两图中方形炸药边长 l=40 mm)。由图12和13图可知，b 的取值对爆炸参数时程曲线影响较大，当 $b=2\,000$ 时，其在高压段(爆炸初期)与JWL状态方程的计算结果更吻合。因此，针对该爆炸工况，$b=2\,000$ 是一种合理的取值。



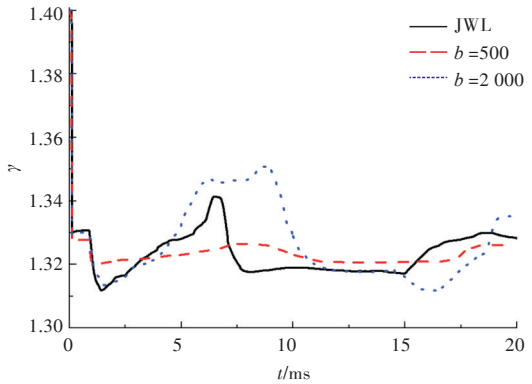
(a) 测点1



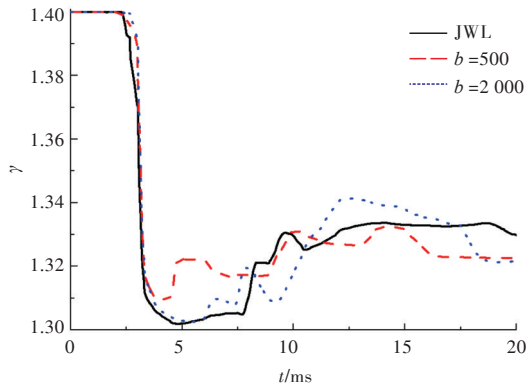
(b) 测点2

图12　不同 b 取值下测点处爆轰产物的质量分数时程曲线

Fig.12　Time history curves of mass fraction of detonation products at gauging points for different values of b



(a) 测点1

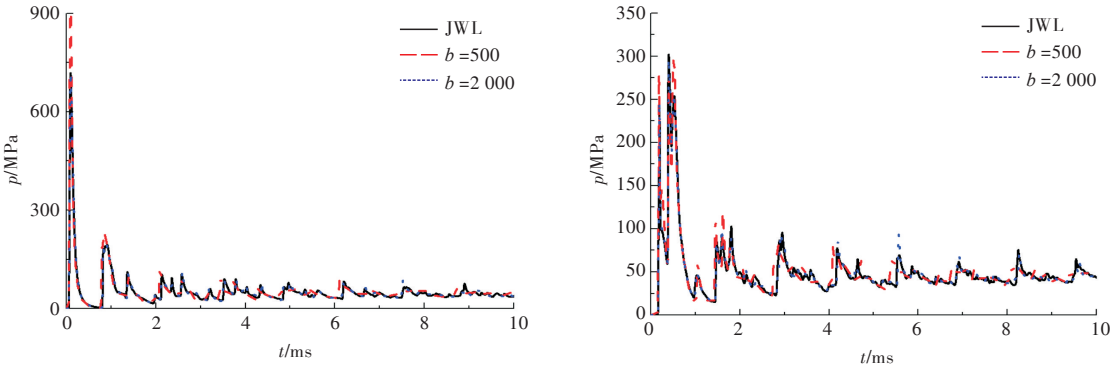


(b) 测点2

图13　不同 b 取值下测点处的气体绝热指数时程曲线

Fig.13　Time history curves of gas specific heat ratio at gauging points for different values of b

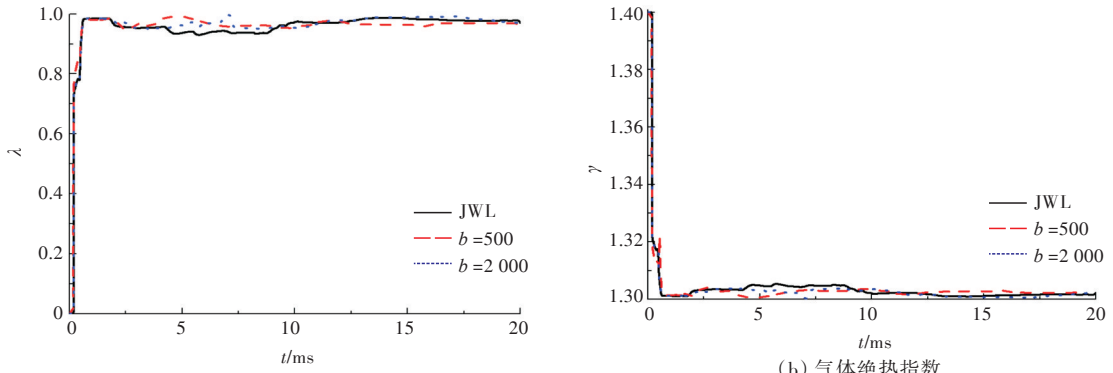
为了验证参数 $b=2\,000$ 同样适用于其他药量，本文在其他参数不变的情况下，选取了边长 l=160 mm 的方形炸药再次进行数值计算。图14给出了在此炸药参数及不同 b 取值下两个测点处的超压时程曲线，图15给出了不同 b 取值下测点2处的爆轰产物质量分数时程曲线及气体绝热指数时程曲线。由对图15和图16的分析可知，针对大质量炸药内爆炸工况，参数 $b=2\,000$ 的数值计算结果与JWL状态方程的计算结果同样吻合较好。



(a) 测点1 (b) 测点2

图14 不同 b 取值下测点处的超压时程曲线(l=160 mm)

Fig.14 Time history curves of overpressure at gauging points for different values of b (l=160 mm)



(a) 爆轰产物质量分数 (b) 气体绝热指数

图15 不同 b 取值下测点2处的爆轰产物质量分数及气体绝热指数时程曲线

Fig.15 Time history cures of mass fraction of detonation products and gas specific heat ratio at gauging point -2 for different values of b

4 结 论

通过本文的研究，得到如下主要结论：

1）在JWL状态方程中，参数 ω 值的增大可使爆炸初期爆轰产物的膨胀速率加快，最终增大了混合物气体绝热指数和冲击波峰值，使冲击波到达舱室壁面的初始时间提前，且最终形成的准静态压力峰值也增大。

2）初始气体绝热指数 γ_0 的增大可使爆炸初期爆轰产物的膨胀速率减缓，增大了最终混合物气体绝热指数和冲击波峰值，且冲击波到达舱室壁面的初始时间提前，但对最终形成的准静态压力峰值影响很小。

3）本文用来确定等效多方气体状态方程参数的方法具有可行性和可靠性，通过数值模拟结果分析，初步确定了其中的参数 $b=2\,000$ 。

参考文献：

[1] 曹玉忠，卢泽生，管怀安，等. 抗爆容器内爆炸流场数值模拟[J]. 高压物理学报，2001，15(2)：127-133.
Cao Y Z, Lu Z S, Guan H A, et al. Numerical simulations of blast flowfields in closed blast-resistant containers[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2001, 15(2): 127-133 (in Chinese).

[2] Benselama A M, William-Louis M J P, Monoyer F. A 1D - 3D mixed method for the numerical simulation of blast waves in confined geometries[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(18): 6796-6810.

[3] 任会兰，宁建国，许香照. 不同炸药量在工事中爆炸的三维数值模拟[J]. 高压物理学报，2013，27(2)：216-222.
Ren H L, Ning J G, Xu X Z. The 3-D numerical simulation for different explosive charges in the fortification

[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2013, 27(2): 216-222 (in Chinese).

[4] Ma T T, Xu X Z, Ning J G. Research on propagation laws of explosion shock wave inside metro station[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2017, 46: 54-68.

[5] Sugiyama Y, Homae T, Wakabayashi K, et al. Numerical simulations of blast wave characteristics with a two-dimensional axisymmetric room model[J]. Shock Waves, 2017, 27(4): 615-622.

[6] 徐维铮, 吴卫国. 泄压口大小对约束空间爆炸准静态超压载荷的影响规律[J]. 高压物理学报, 2017, 31(5): 619-628.
Xu W Z, Wu W G. Effects of size of venting holes on the characteristics of quasi-static overpressure in confined space[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2017, 31(5): 619-628 (in Chinese).

[7] 徐维铮, 吴卫国. WENO格式精度对舱室内爆炸载荷影响规律研究[J]. 舰船科学技术, 2018, 40(1): 9-16.
Xu W Z, Wu W G. The influence of accuracy of WENO schemes on the blast load in confined cabin[J]. Ship Science and Technology, 2018, 40(1): 9-16 (in Chinese).

[8] 徐维铮, 吴卫国. 装药质量对约束空间内爆炸准静态超压载荷的影响规律研究[J]. 应用力学学报, 2018, 35(1): 42-46.
Xu W Z, Wu W G. Influence of mass of explosives on the characteristics of quasi-static overpressure in confined space[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2018, 35(1): 42-46 (in Chinese).

[9] 刘国昭, 张树道. 气相爆轰高阶中心差分—WENO组合格式自适应网格方法[J]. 计算物理, 2008, 25(4): 387-395.
Liu G Z, Zhang S D. High order hybrid central-WENO AMR method for gaseous detonation[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2008, 25(4): 387-395 (in Chinese).

[10] Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 202-228.

[11] 徐维铮, 吴卫国. 爆炸波高精度数值计算程序开发及应用[J]. 中国舰船研究, 2017, 12(3): 64-74.
Xu W Z, Wu W G. Development of in-house high-resolution hydrocode for assessment of blast waves and its application[J]. Chinese Journal of Ship Research, 2017, 12(3): 64-74 (in Chinese).

[12] 杨秀敏. 爆炸冲击现象数值模拟[M]. 北京: 中国科学技术大学出版社, 2010.
Yang X M. Numerical simulation for explosion and phenomena[M]. Beijing: Press of University of Science and Technology of China, 2010 (in Chinese).

[13] Edri I, Feldgun V R, Karinski Y S, et al. Afterburning aspects in an internal TNT explosion[J]. International Journal of Protective Structures, 2013, 4(1): 97-116.