

采用高分辨率数值方法重构与实测数据 一致的实际爆炸波的部分流场*

吴清松

(中国科学技术大学近代力学系, 1988年8月6日收到)

摘 要

本文采用球面爆炸的活塞推进模型和对间断解具有高分辨率的二阶 Godunov 型有限差分方法, 以两类化爆试验值作依据, 通过恰当调整运动活塞边界条件, 数值重构了实际半球形爆炸波的部分流场。方法简单、可靠, 所得结果可用于评估任意同类型炸药一维爆炸波的远场效应。

一、引 言

为了正确预测爆炸波对各种军、民用设施的影响, 必须首先弄清爆炸波流场的性质和特征。多年来, 人们通过大量爆炸试验, 积累了丰富的观测资料; 又通过不同类型的计算方法, 数值模拟了复杂的爆炸流场。但是, 实验要受耗资大、周期长、安全性差和测试手段要求高的限制; 而完整的数值预测因物理过程复杂, 数学模型只能相对简化, 计算结果往往与实测数据误差比较大。为此, 近年来逐步发展了一类以实验数据为基础的部份实际爆炸流场的数值重构方法: Makino, Shear 按实验数据拟合出激波轨迹, 作为边界条件, 用繁琐的特征线法计算波后流场^[1]; Dewey 从实测质点迹线拟合出粒子速度、加速度, 再按气动力学方程, 计算其它流场性质^[2]; Gelmins 把在流场某些固定测点上记录的超压历史曲线与运动方程联系起来, 数值重构了测量区域流场^[3]。这几种方法都是依据某一次化爆实验资料, 所得结果, 应用范围窄, 且计算复杂。Lau 和 Gottlieb 依据能够得到的全部实验资料, 采用激波运动的活塞推进原理, 用分裂算子的随机选取法 (RCM) 重构部分实际流场^[4], 所得结果, 适用范围广, 并且能够处理流场中的嵌入激波。但是, 采用随机选取法计算非齐次双曲型方程, 只有一阶精度, 且数值噪音大, 结果曲线存在伪振荡现象。为减小噪音, 保证一定精度, 计算步长只能取得比较小。加之每时间步计算需分两小步进行, 要迭代求解两个元 Riemann 问题, 机时消耗大。为解决以上问题, 本文采用活塞推进模型, 运用建立在求解推广 Riemann 问题 (GRP) 基础上的二阶 Godunov 型有限差分法^[5], 以两类化爆实测资料为依据, 通过调整运动活塞边界条件, 数值重构了一部分爆炸波流场。方法简单, 结果具有通用性。

* 蔡树棠推荐。

二、计算模型的基本思想

按照激波管和一维爆炸波理论研究, 我们知道, 管道中的运动激波或空气中传播的爆炸波, 波后流场中某一质点迹线前的一维流场, 与具有相同轨迹的运动活塞前的流场在理论上是等同的^[6]。这种等同性, 本文称为激波或爆炸波的活塞推进模型。按此理论, 某个质点迹线前的流场可以通过计算具有同样轨迹的运动活塞前的流场来实现。

如图 1 所示, 令爆心在 O 点的球形爆炸波在空气中传播, r 为距爆心距离, t 为起爆后时间, 实曲线表示爆炸波轨迹, 点划线表示某个实测点处的质点轨迹, 则在质点迹线和爆炸波迹线间的流场区域, 可以通过求解与质点具有相同迹线的球形膨胀活塞运动边界条件的流动方程来完成。

质点迹线通常是不知道的。为此, 首先要假定某个活塞迹线进行试算, 再将结果与能得到的所有实测数据比较, 找出其误差变化规律, 逐步调整活塞运动迹线, 最后达到比较好的与实验数据一致。

假定计算流场区域距爆心较远, 爆炸波在此区域的超压和温度相对爆心处之值很低, 以致这些区域的真实气体效应可以忽略不计, 因而, 可采用常 γ 的完全气体模型。

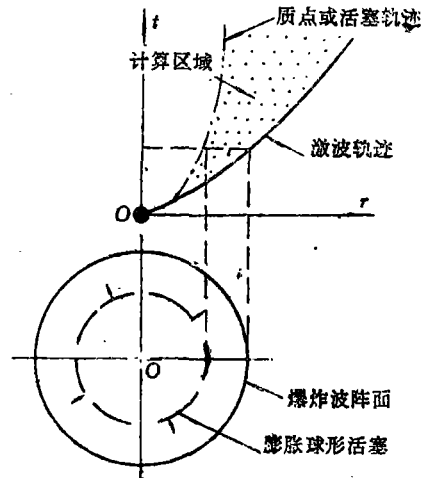


图1 球形爆炸的活塞推进模型

三、基本方程和计算方法

1. 基本方程

无粘、无热传导的一维变截面可压缩完全气体的运动方程, 写成最一般化矢量形式为

$$A \frac{\partial}{\partial t} U + \frac{\partial}{\partial r} [AF(U)] + A \frac{\partial}{\partial r} G(U) = 0 \quad (3.1)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e \end{bmatrix}, \quad F(U) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ (\rho e + p)u \end{bmatrix}, \quad G(U) = \begin{bmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

这里 ρ , u , p , e 分别为流体密度、速度、压力和总比能, $A(r)$ 为 r 处截面积。对完全气体

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{u^2}{2} \quad (3.3)$$

其中 γ 为比热比。如为平面对称, $A(r)=1$; 如为柱对称, $A(r)=2\pi r$; 如为球对称, $A(r)=4\pi r^2$ 。

2. 差分格式

采用建立在求解推广 Riemann 问题 (GRP) 基础上的二阶 Godunov 型格式^[5]。令

Q_i^n 表示物理量 Q 在第 $n\Delta t$ 时刻, 第 i 个空间格点区间上的平均值, 而 $Q_{i\pm 1/2}^{n+1/2}$ 表示 Q 在网格边界 $r_{i\pm 1/2}$ 上, 在时间 $[n\Delta t, (n+1)\Delta t]$ 里的平均值, 则方程(3.1)求解格式为

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta V_i} [A(r_{i+1/2})F(U)_{i+1/2}^{n+1/2} - A(r_{i-1/2})F(U)_{i-1/2}^{n+1/2}] - \frac{\Delta t}{\Delta r} [G(U)_{i+1/2}^{n+1/2} - G(U)_{i-1/2}^{n+1/2}] \quad (3.4)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \Delta V_i &= \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} A(r) dr \\ F(U)_{i\pm 1/2}^{n+1/2} &= F(U)_{i\pm 1/2}^n + \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} F(U) \right]_{i\pm 1/2}^n \\ G(U)_{i\pm 1/2}^{n+1/2} &= G(U)_{i\pm 1/2}^n + \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} G(U) \right]_{i\pm 1/2}^n \end{aligned} \right\} \quad (3.5a)$$

而

$$\left. \begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} F(U) \right]_{i\pm 1/2}^n &= F'(U)_{i\pm 1/2}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} U \right]_{i\pm 1/2}^n \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} G(U) \right]_{i\pm 1/2}^n &= G'(U)_{i\pm 1/2}^n \left[\frac{\partial}{\partial t} U \right]_{i\pm 1/2}^n \end{aligned} \right\} \quad (3.5b)$$

这里 $U_{i\pm 1/2}^n$, $[\partial U/\partial t]_{i\pm 1/2}^n$ 分别为推广 Riemann 问题在间断处的解及其对时间的导数, $F'(U)_{i\pm 1/2}^n$, $G'(U)_{i\pm 1/2}^n$ 则为 $F(U)$, $G(U)$ 对 U 的 Jacobi 在间断处的值.

所谓推广 Riemann 问题乃是用两个线性分布初态 $U_+(r)$, $U_-(r)$ 替代一般 Riemann 问题中两个均匀分布初态, 并按下述基本假设确定其解的初值问题: 设方程(3.1)在平面对称下 ($A=1$) 具有均匀分布初态为 $U_{\pm} = \lim_{r \rightarrow 0} U_{\pm}(r)$ 的一个相关 Riemann 问题的解是 $R_{\pm}(r/t; U_{\pm}, U_{\pm})$, 而推广 Riemann 问题的解为 $R(r, t; U_{\pm}(r))$, 则两解在局部具有相同的波系图象, 在奇点处收敛到相同值. 即沿 $r/t = \text{const}$

$$\lim_{t \rightarrow 0^+} R(r, t; U_{\pm}(r)) = R_{\pm}(r/t; U_{\pm}, U_{\pm}) \quad (3.6)$$

于是, 推广 Riemann 问题在间断处的解可借助于一般 Riemann 问题的解得到.

$$U_{i\pm 1/2}^n = R(0, 0; U_{\pm}(r)) = R_{\pm}(r/t; U_{\pm}, U_{\pm}) \quad (3.7a)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} U \right]_{i\pm 1/2}^n = \frac{\partial R}{\partial t}(0, 0; U_{\pm}(r)) = \frac{\partial R_{\pm}}{\partial t} \left(\frac{r}{t}; U_{\pm}, U_{\pm} \right) \quad (3.7b)$$

为求 $[\partial U/\partial t]_{i\pm 1/2}^n$, 对以质量坐标 ξ 和时间坐标 t 为自变量的 Lagrange 形式基本方程引进对应特征曲线簇 Γ^{\pm} 的特征坐标 (α, β) , 可以推得中心稀疏波各流动物理量在奇点处特征方向导数的解析表达式. 利用这些表达式以及激波间断关系, 可以导出 Lagrange 坐标系下物理量在接触间断面上的时间导数解析式. 再利用 Euler 坐标与局部 Lagrange 坐标间转换关系, 最终可直接得到 Euler 系下所需的 $[\partial U/\partial t]_{i\pm 1/2}^n$ (详见文献[5]).

此法对每时间步, 每格点子区间, 仅需求解一个元 Riemann 问题.

为避免数值振荡, 采用 Van Leer 对物理量梯度作某些限制方法, 使其格式为单调型^[7].

3. 初边条件

计算流场左边界为运动活塞到达位置 r_p , 右边界为要求计算的流场最远位置 r_e . 令活塞速度为 $V(t)$, 所到处格点上流动参数对应下标“2”, 其下面一个格点参量对应下标“1”, 则 $u_2 = V(t)$. 如 $u_2 > u_1$, 则按元 Riemann 问题解的波系结构, 活塞与下一个格点间必存在一个激波; 反之, 如 $u_2 < u_1$, 必有一稀疏波存在其间. 若为激波结构, 左边界条件可按 Rankin-Hugoniot 关系确定

$$\left. \begin{aligned} p_2(r_p, t) &= p_1(r_p + \Delta r, t) [(1 + k\mu/2) + \sqrt{k(1 + \mu + k\mu^2/4)}] \\ \rho_2(r_p, t) &= \rho_1(r_p + \Delta r, t) [1 + \mu p_2/p_1] / [\mu + p_2/p_1] \end{aligned} \right\} (u_2 = V > u_1) \quad (3.8a)$$

其中

$$\mu = (\gamma + 1)/(\gamma - 1), \quad k = [(\mu + 1)\rho_1(u_2 - u_1)^2] / [(\mu - 1)^2 p_1]$$

如为稀疏波结构, 左边界条件由等熵关系确定

$$\left. \begin{aligned} p_2(r_p, t) &= p_1(r_p + \Delta r, t) [1 + (\gamma - 1)(u_2 - u_1)/2a_1]^{2\gamma/(\gamma - 1)} \\ \rho_2(r_p, t) &= \rho_1(r_p + \Delta r, t) [p_2/p_1]^{1/\gamma} \end{aligned} \right\} (u_2 = V < u_1) \quad (3.8b)$$

其中 a_1 为音速

$$a_1 = \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}$$

右边界则采用无反射的连续输入输出条件

$$p(r_e - \Delta r, t) = p(r_e, t), \quad \rho(r_e - \Delta r, t) = \rho(r_e, t), \quad u(r_e - \Delta r, t) = u(r_e, t) \quad (3.9)$$

爆炸波到达处诱导的质点初速即为活塞运动初速 V_0 . 波前为静止气体, 取为 $p = 1 \text{ atm}$, $T = 288 \text{ K}$ 的标准大气条件, 对应物理量下标为“0”. 令活塞起始位置距爆心为 r_{p0} , 则计算初始条件为

$$\left. \begin{aligned} p(r, 0) &= p_2(r_{p0}, 0), \quad \rho(r, 0) = \rho_2(r_{p0}, 0), \quad u(r, 0) = V_0 & (r = r_{p0}) \\ p(r, 0) &= p_0, \quad \rho(r, 0) = \rho_0, \quad u(r, 0) = 0 & (r > r_{p0}) \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

爆炸波到达之前, 气体未受扰动. 为节省机时, 每个时间步仅计算运动活塞至爆炸波所到位置的下三个格点之间区域.

4. 计算步骤

(1) 将同类炸药爆炸的各种实测数据, 不管其爆炸能量多少及爆炸环境如何, 均按 Sachs 比例定律转化为前述标准大气条件下, 1 公斤 TNT 或与 1 公斤 TNT 等值的其它炸药半球形爆炸的等效数据.

(2) 取 15~20 个离散的距离-时间坐标点, 初步猜测一个活塞运动迹线 $r(t)$.

(3) 采用立方样条函数, 将所取离散点构成连续插值曲线. 其左端取给定曲线初始斜率的端点条件, 可按实测质点速度数据确定其值; 右端则取加速度为零的自然边界条件.

(4) 运用运动活塞边界条件和高阶 Godunov 型格式, 计算活塞前面的部份流场.

(5) 比较实验数据和计算结果, 进行定性分析, 判断差别变化趋势, 修改活塞轨迹.

(6) 重复上述计算过程, 使其计算值和实验值差别逐渐减小, 直到符合程度达到最佳. 这个误差修正过程使结果改进很快. 开始调试时计算少量时间步, 集中调好前几个离散点值. 随后慢慢增加时间步数, 逐步扩大计算区域. 整个修正调试过程并不繁琐.

四、算例与结果

本文以文献[8]和[4]汇集的按 Sachs 比例定律转化来的实验数据作比较依据,按前述方法,计算了在 $p=1\text{atm}$, $T=288\text{K}$ 标准大气条件下,1公斤TNT或与1公斤TNT具等值能量的 ANFO 半球形爆炸的部份爆炸波流场。其空间范围距爆心1~10米,超压从10~0.1 atm。空间步长取每米100个格点子区间,时间步长满足 C-F-L 稳定限制条件。当恰当的活塞轨迹调试好后,在DPS-8机上约需 CPU 40分钟,可以得到供绘制各种适用图表曲线的完整数据。

两类化学爆炸,本文最后选定的活塞轨迹离散数据如表1。

表 1

TNT				ANFO			
$r(\text{m})$	$t(\text{ms})$	$r(\text{m})$	$t(\text{ms})$	$r(\text{m})$	$t(\text{ms})$	$r(\text{m})$	$t(\text{ms})$
1.0040	0.4788	1.5699	2.1147	1.0740	0.3931	1.5428	1.7779
1.0881	0.5770	1.6178	2.5556	1.1634	0.4663	1.5586	2.1761
1.1667	0.6864	1.6534	3.0319	1.2370	0.5474	1.5606	2.6123
1.2627	0.8515	1.6717	3.4519	1.3048	0.6428	1.5494	3.0825
1.3344	1.0180	1.6827	3.8919	1.3699	0.7539	1.5359	3.4973
1.3907	1.1897	1.6868	4.2557	1.4219	0.9228	1.5161	3.9325
1.4602	1.4671	1.6880	4.3488	1.4828	1.2102	1.4883	4.3841
1.5097	1.7120			1.5133	1.4236		

活塞初速分别为920.5m/s(TNT)和1205.3m/s(ANFO)。

在 t 大于最后一个拟合点时间后,爆炸波接近衰减到激波马赫数在1.3以下,超压小于1,且变化缓慢。此后可参照文献[6]提供的膨胀球形活塞速度与激波速度之间关系曲线及实测各区段的超压数据^[8],设定一串小于波前音速 a_0 且逐渐减小的活塞速度来确定每个时刻活塞运动边界。本文设定的值从 $0.95a_0$ 起,每过1.5ms减少10%。

典型的计算结果示于图2~图7中。

图2、图3绘出了两类半球形爆炸激波轨迹的计算曲线并与实测数据作了比较。前者对应20吨TNT和500吨TNT爆炸,后者对应628吨ANFO爆炸。由图可见,计算与实测值吻合

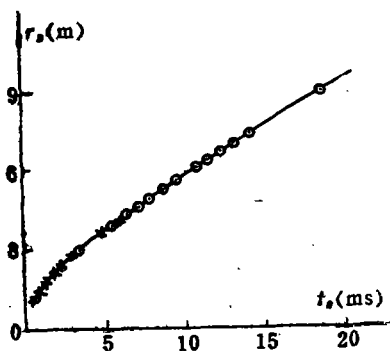


图2 计算的激波轨迹(—)与实测的20吨 TNT爆炸(○)及500吨TNT爆炸(×)的激波轨迹比较

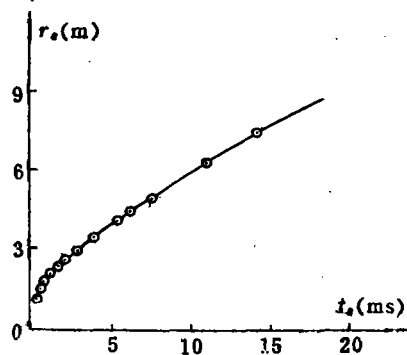


图3 计算的激波轨迹(—)与实测的628吨 ANFO爆炸(○)激波轨迹比较

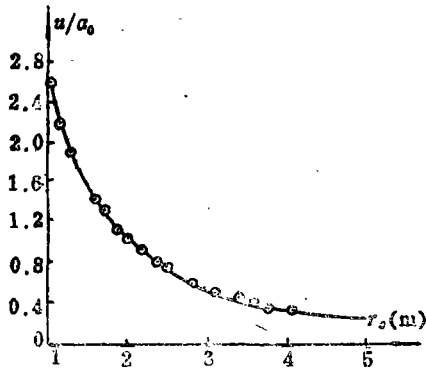


图4 计算的激波后流动速度(—)与实测的500吨TNT爆炸的激波后流动速度(○)比较

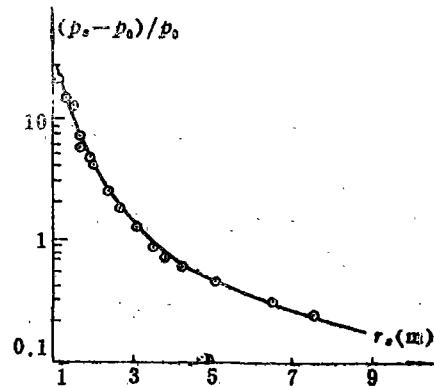


图5 计算的激波超压(—)与实测的628吨ANFO爆炸的激波超压(○)比较

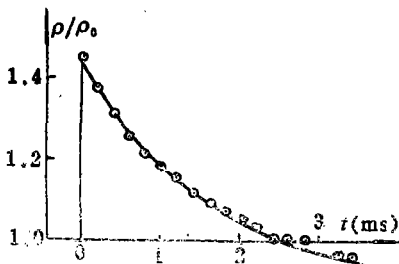


图6 在 $r=3.63$ 米处计算的流体密度随时间变化(—)与100吨TNT爆炸实测数据(○)比较

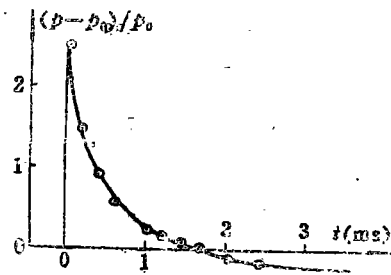


图7 在 $r=2.40$ 米处计算的超压随时间变化(—)与628吨ANFO爆炸实测数据(○)比较

得很好,大部份区域相对误差在0.6%以内。

图4示出500吨TNT爆炸的激波流速,图5示出628吨ANFO爆炸的激波超压,而图6、图7则给出了在空间某个固定测点上的密度和超压随时间变化。图6对应100吨TNT半球形爆炸。图7对应628吨ANFO半球形爆炸。综观这些结果图形的计算曲线与实测数据比较,可以看到,无论是流场不同区域的激波超压和流速,还是流场某固定位置的流动参量随时间的衰变情况,计算结果与广泛的实测数据相吻合。并且,所有计算曲线,均没有随机选取法计算类似问题必然存在的伪波动现象(数字噪音问题)。

五、结 语

通过计算研究,我们体会到:

1. 运用活塞推进模型,采取高阶 Godunov 型有限差分方法,以实验数据为依据,通过调整运动活塞边界条件,可以重构与已有实测资料很好吻合的实际爆炸波的部份流场。计算方法简单、精确、可靠,由此提供的流场计算数据可以用于同类型炸药的其它爆炸波流场的评估。适用范围:相当于 $p=1\text{atm}$, $T=288\text{K}$ 标准大气条件下,1公斤TNT或与1公斤TNT等值的其它炸药的半球形爆炸。流场距爆心1~10米,峰值超压10~0.1大气压。非标准条件的实际爆炸数据均可按 Sachs 比例定律转换。

2. 相对随机选取法(RCM)对同类问题计算, 采用建立在求解推广 Riemann 问题基础上的高阶 Godunov 型差分方法, 消除了数值噪音, 提高了精度; 虽不能像 RCM 那样得到无厚度的激波, 但间断仍异常锐利, 一般1~2个格点即可通过激波; 尽管程序实现较为复杂些, 但相对步长增大, 每时间步每格子区间只需解一个推广 Riemann 问题, 机时消耗大为减少。

参 考 文 献

- [1] Makino, R. C. and R. E. Shear, Unsteady spherical flow behind a known shock line, BRL Report, No. 1154 (1961).
- [2] Dewey, J. M. and D. J. McMillin, The properties of blast wave produced by a large-scale detonable gas explosion, *Proc. 7th Inter. Symp. Mil. Appl. of Blast Simul.*, 1 (1981) 6.6-1—6.6-18.
- [3] Celmins, A., Reconstruction of a blast field from selected pressure observation, *Proc. 7th Inter. Symp. Mil. Appl. of Blast Simul.*, 1 (1981), 2.5-1—2.5-17.
- [4] Lau, S. C. M. and J. J. Gottlieb, Numerical reconstruction of part of an actual blast-wave flow field to agree with available experimental data, *UTIAS Tech. Note*, 251 (1984).
- [5] Ben-Artzi, M. and J. Falcovitz, An upwind second-order scheme for compressible duct flows, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, 7 (1986), 744.
- [6] Courant, R. and K. O. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience Publishers, New York (1984).
- [7] Van Leer, B., Towards the ultimate conservative difference scheme, V. A second-order sequel to Godunov's method, *J. Comput. Phys.*, 32 (1979), 101—136.
- [8] Sadek, H. S. I. and J. J. Gottlieb, Initial decay of flow properties of planar, cylindrical and spherical blast waves, *UTIAS Tech. Note*, 244 (1983).

Reconstruction of Part of an Actual Blast-Wave Flow Field to Agree with Experimental Data by Using Numerical Method with High Identification

Wu Qing-song

(University of Science and Technology of China, Hefei)

Abstract

In this paper, on the basis of experimental data of two kinds of chemical explosions, the piston-pushing model of spherical blast-waves and the second-order Godunov-type scheme of finite difference methods with high identification to discontinuity are used to the numerical reconstruction of part of an actual hemispherical blast-waveflow field by properly adjusting the moving boundary conditions of a piston. This method is simple and reliable. It is suitable to the evaluation of effects of the blast-wave flow field away from the explosion center.