

文章编号: 1001-1455(2009)04-0408-05

不同当量强爆炸早期火球现象的数值模拟*

田 宙, 乔登江, 郭永辉
(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要: 采用一维球对称辐射流体力学方程组, 研究了不同当量强爆炸早期火球阵面、冲击波的形成发展过程, 对计算结果进行了相似律分析。结果表明, 随爆炸当量增加, 火球阵面、冲击波扩张速度加快, 火球扩张过渡阶段开始结束位置及持续范围增加, 火球中心温度下降变慢; 在火球阵面以冲击波扩张传播以后, 火球阵面参量满足立方根相似律。

关键词: 爆炸力学; 火球; 辐射流体力学; 强爆炸;

中图分类号: O381

国标学科代码: 130 · 3510

文献标志码: A

强爆炸火球现象是指强爆炸产生的高温高压气团辐射加热周围冷空气、形成等温火球的特定现象。研究强爆炸的火球发展, 了解火球阵面(辐射前沿)、冲击波在空气中的传播, 认识火球各物理参量变化, 对了解强爆炸的性质、评估强爆炸毁伤效应非常重要。

从 20 世纪 50 年代开始, 开展了大量强爆炸火球物理方面的研究工作。从火球发展过程的测量、物理参量特点的分析、火球亮度变化过程的描述、火球辐射流体力学方程的确定及计算, 以及火球发展过程的近似相似律等方面, 形成了大量研究结果^[1-3]。其中数值研究方面主要采用的是辐射流体力学方法。

在火球物理研究方面较为系统全面且被广为引用的是 H. L. Brode 等^[4-5]的数值模拟结果, 他们在辐射运输方面采用的是双流近似和较简单的扩散近似方法。采用其他辐射运输近似方法研究强爆炸火球不多, 且主要用辐射运输近似处理方法, 火球物理方面的内容较少。

陈健华等^[6]对辐射运输方程采用辐射热传导近似、辐射热输出近似的方法计算了一种当量强爆炸的冲击波和火球参数。陈健华等^[7]还采用一维辐射热传导近似先后完成了两种当量强爆炸火球的计算。王心正等^[8]采用最大熵变 Eddington 因子近似辐射运输方程的近似形式, 计算了一种当量的高空强爆炸火球现象。

采用辐射流体力学方法研究强爆炸火球现象的工作中, 对辐射运输方程及其计算方法采取了各种各样的近似, 以增大时间步长, 获得较大时间空间范围的物理参量结果, 对于更早时刻较小空间范围的早期火球阵面、冲击波的形成发展过程则关注较少。此外, 比较研究不同当量强爆炸早期火球现象的内容还未见报道。

为研究强爆炸早期火球现象, 本文中采用一维球对称辐射流体力学方程组, 建立强爆炸早期火球现象的数值方法, 通过与 H. L. Brode 等的结果^[4]对比, 验证数值方法的合理性。利用该数值方法, 模拟不同当量强爆炸早期火球发展过程中火球阵面、冲击波的形成发展过程, 对计算结果进行比较分析。

1 辐射流体力学方程

采用物质局部热力学平衡、灰体近似、流体运动对辐射运输的影响考虑到 u/c 级、最大熵变 Eddington 因子近似的一维球对称 Euler 型辐射流体力学方程组。流体力学方程忽略重力和粘性, 辐射运输方程^[8-12]采用矩方程形式, 对应于辐射能量和动量守恒。

* 收稿日期: 2008-03-19; 修回日期: 2008-11-11

作者简介: 田 宙(1967—), 男, 博士研究生, 研究员。

流体力学方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2\rho u^2}{r} &= \frac{\kappa_0}{c} (F_r - u p_r - u \varphi), \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (e + p)u}{\partial r} + \frac{2(e + p)u}{r} &= -\kappa_0 (\varphi - E_r) - \frac{\kappa_0}{c} u F_r, \\ e &= 0.5\rho u^2 + e_i, \quad p = p(\rho, e_i), \quad T = T(\rho, e_i) \end{aligned}$$

辐射输运方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{\partial F_r}{\partial r} + \frac{2F_r}{r} &= \kappa_0 (\varphi - E_r) + \frac{\kappa_0}{c} u F_r, \\ \frac{1}{c^2} \frac{\partial F_r}{\partial t} + \frac{2p_r}{\partial r} + \frac{3p_r - E_r}{r} &= \frac{\kappa_0}{c} (-F_r + u p_r + u \varphi), \\ p_r &= \chi E_r, \quad \chi = \frac{1}{3} + \frac{0.019 \ 32R + 0.269 \ 4R^2}{1 - 0.595 \ 3R + 0.026 \ 25R^2}, \quad R = \frac{F_r}{cE_r}, \\ \varphi &= aT^4, \quad \kappa_0 = \kappa_0(\rho, T) \end{aligned}$$

式中： r 、 t 为空间和时间； ρ 、 u 、 p 、 T 、 e 、 e_i 分别为密度、速度、压力、温度、单位体积的总能量、内能； E_r 、 F_r 、 p_r 为辐射能密度、辐射能流、辐射压力； c 为光速； φ 为平衡辐射能密度； κ_0 为空气平均吸收系数； $a = 7.56 \times 10^{-16}$ ，为辐射常数。

2 计算条件

数值方法未对上述方程组进行任何近似而是直接求解，采用显式 PycaHob 差分格式，对流体力学方程和辐射输运方程施加不同形式的粘性。方程求解稳定，能量质量守恒良好。

源区采用等压球模型，半径为 0.75 m。强爆炸能量均匀分布在等压球内。计算中区分源区物质和空气，利用实际气体描述强爆炸源区，源区外为空气。

初始时刻，等压球处于热力学平衡状态，等压球内辐射能与气体能量之和等于爆炸总能量。等压球内外的密度为大气密度，速度为 0，温度、压力、内能利用状态方程给出。辐射能密度利用温度求出，辐射能流为 0。

12 kK 以上，采用空气的 Rosseland 吸收系数；2~12 kK 之间，采用空气的 Plank 吸收系数；2 kK 以下，不考虑辐射输运过程，辐射能流取 0。

3 计算结果分析

3.1 火球阵面的传播

图 1 给出了 1.0 kt 当量下计算得到的火球阵面(辐射前沿)、冲击波走时与 H. L. Brode 等的结果^[4]的比较。二者一致，表明数值方法合理有效。图中火球阵面的传播分为辐射扩展、过渡和冲击波扩张 3 个阶段，对应于火球增长的主要原因分别是辐射输运、辐射输运与流体力学过程共同作用和冲击波扩张。

下面将改变等压球内的爆炸能量，其他所有计算条件保持不变，对多种爆炸威力条件下强爆炸火球阵面、冲击波的形成发展过程进行数值模拟，对计算结果进行相似律分析。

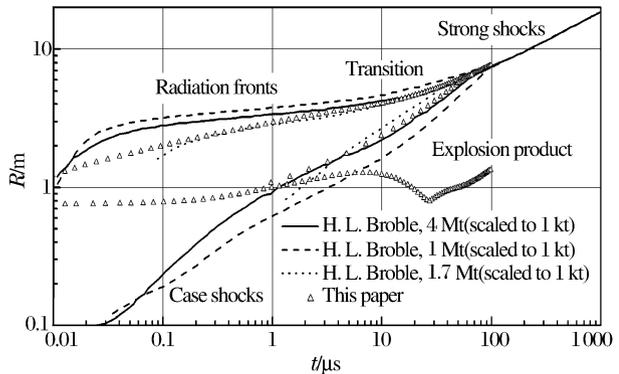


图 1 1 kt 当量火球阵面计算结果
Fig.1 Fireball fronts of 1kt yields

3.2 火球参量的变化

图 2 给出了不同当量火球阵面及冲击波的走时和比例走时。随着爆炸能量降低,火球阵面、冲击波的运动速度变慢。对比例走时而言,早期火球阵面比例走时有一定差别;在冲击波赶上火球阵面附近及以后,火球阵面比例走时基本一致。此外,冲击波赶上火球阵面的比例时间和比例位置基本相同。

图 3 为不同当量火球阵面密度沿半径和比例半径的变化。图中密度开始增加的位置大致对应于火球增长过渡阶段的开始位置。爆炸能量低,火球阵面达到相同密度对应的半径小,但比例半径却大。

图 4 给出了不同当量火球中心温度随时间和归一化火球中心温度随比例时间的变化。同样,爆炸能量低,同一时刻火球中心温度低,同一比例时间温度下降的幅度也低。图中温度的脉冲变化是由于流体运动引起的。

3.3 火球参量的空间分布

图 5 为不同比例时间、不同当量物理参量在比例半径上的分布。图 5(a) 比例时间均在冲击波赶上火球阵面之前的较早时刻。以图中曲线 2、5 的比例时间为基准,其他曲线对应的比例时间与其相差较小(在 2% 以内),但火球阵面位置及物理参量峰值相差明显,并且火球阵面以内物理参量差别更大,火球阵面参量不满足立方根相似律。图 5(b)

给出了冲击波赶上火球阵面后的比例时间内不同当量物理参量在比例半径上的分布。0.1、0.5 kt 对应的比例时间与 0.3 kt 相差较小(在 2% 以内),此时火球阵面以内物理参量分布虽差别较大但趋势相同,火球阵面位置及物理参量峰值基本相同,火球阵面参量满足立方根相似律。

3.4 计算结果分析

从上述结果可以看出,在火球增长的辐射扩展和过渡阶段,辐射输运起着重要作用,火球阵面和火球阵面以内参量不满足立方根相似律;在冲击波扩张阶段以后,火球增长的主要原因是冲击波扩张,火

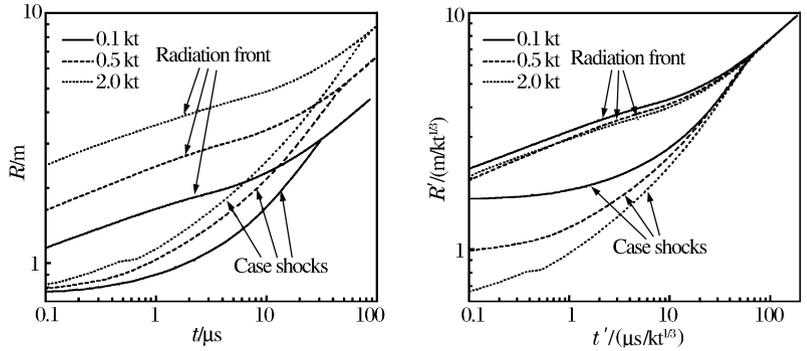


图 2 不同当量的火球阵面
Fig. 2 Fireball fronts for different yields

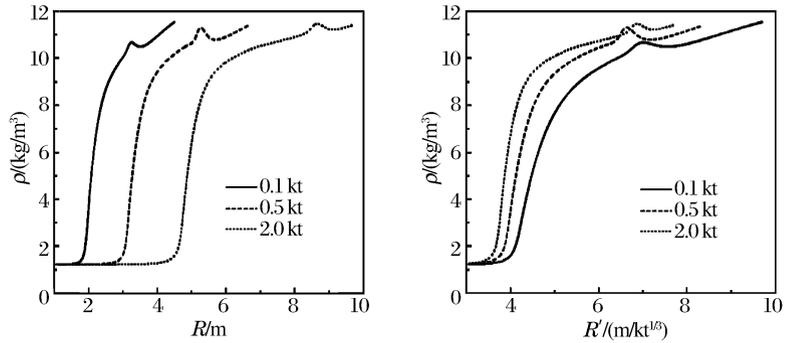


图 3 不同当量的火球阵面密度
Fig. 3 Density at fireball fronts for different yields

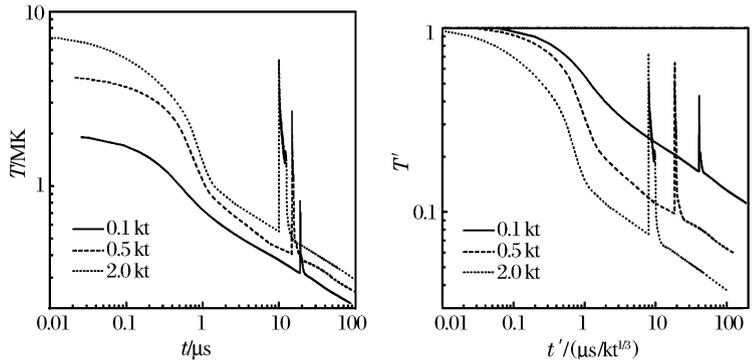


图 4 不同当量的火球中心温度和归一化火球中心温度
Fig. 4 Temperature and scaled temperature at fireball center for different yields

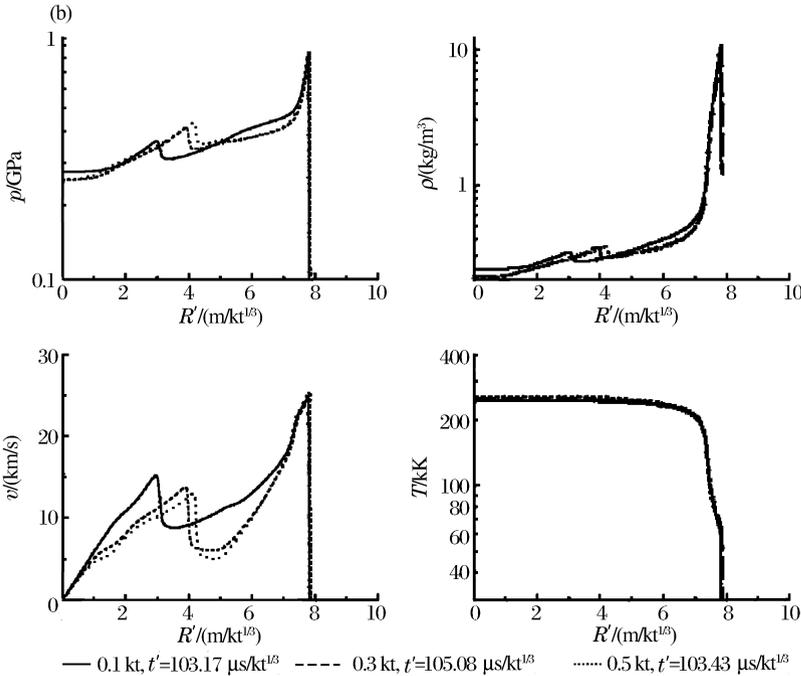
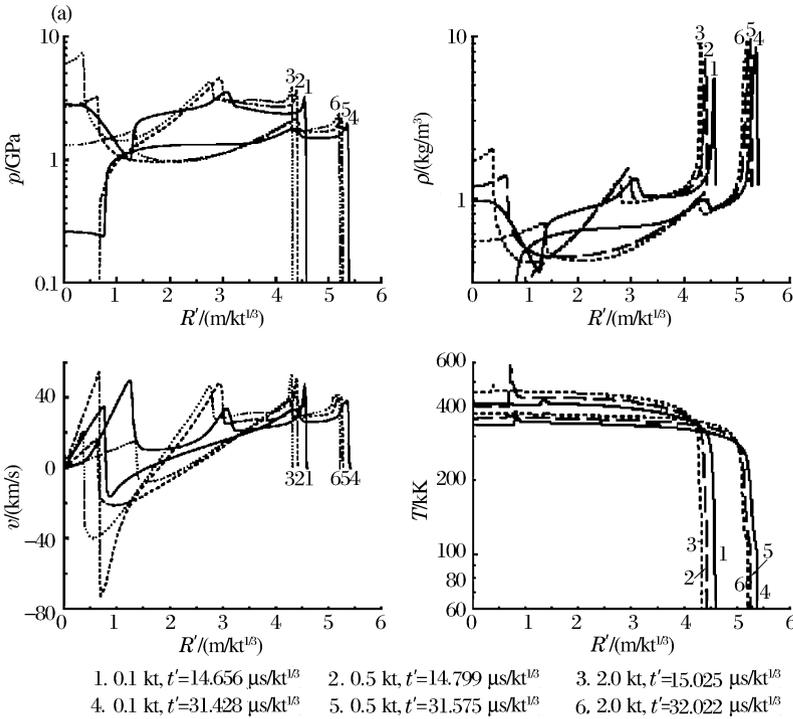


图 5 不同比例时间、不同当量的物理参量

球阵面以内参量不满足立方根相似律,但火球阵面参量基本满足立方根相似律。这种结果的原因是由辐射运输的重要参量——辐射自由程(吸收系数的倒数)决定的。当量大,火球半径大,但自由程仅依赖于温度密度,是绝对线度。自由程与火球半径之比随当量增大而减小。因此当量越大,越难以向外辐射,使得在辐射运输有重要影响的阶段(辐射扩展和过渡阶段),火球的物理参量不满足立方根相似律。当辐射运输的影响下降时(冲击波扩张阶段),火球阵面主要依靠冲击波扩张来传播,自由程对阵面的影响降低,因此火球阵面参量满足相似律。

4 结 论

(1) 计算结果反映了不同当量强爆炸早期火球发展过程中火球阵面、冲击波的形成发展过程。

(2) 对计算的低威力强爆炸,随爆炸当量增加,火球阵面、冲击波扩张速度加快,火球扩张过渡阶段开始结束位置及持续范围增加,火球中心温度下降变慢;在火球增长的辐射扩展和过渡阶段,火球阵面参量和火球阵面以内参量不满足立方根相似律;在火球增长的冲击波扩张阶段以后,火球阵面以内参量不满足立方根相似律,但火球阵面参量基本满足立方根相似律。

(3) 数值计算模型和相关参数与真实情况之间的差别,使得计算结果更多地是定性反映强爆炸的早期火球现象。

参考文献:

[1] 乔登江. 核爆炸物理概论[M]. 北京:国防工业出版社,2003:169-262.
 [2] 郝保田. 地下核爆炸及其应用[M]. 北京:国防工业出版社,2002:12-17;125-128.

- [3] Glasstone S. The Effects of Nuclear Weapons[M]. 3rd ed. Washington: DOE, 1977:276-323.
- [4] Brode H L. Fireball phenomenology[R]. Washington: The RAND Corporation, 1964:1-46.
- [5] Brode H L, Landshoff R K M, Hillendahl R W. Thermal radiation phenomena - Volume V : Radiation hydrodynamics of high temperature air[R]. Sunnyvale California: Lockheed Missiles and Space Company, AD672837, 1967:1-81.
- [6] 陈健华,王心正,谢龙生,等.均匀大气中的强爆炸一维辐射流体力学数值解[J].爆炸与冲击,1981,1(2):37-49.
CHEN Jian-hua, WANG Xin-zheng, XIE Long-sheng, et al. An one-dimensional radiation hydrodynamic numerical solution for a strong explosion in uniform atmosphere[J]. Explosion and Shock Waves, 1981,1(2):37-49.
- [7] 陈健华,隋卫星.火球辐射流体力学计算 I、II、III[R].西安:西北核技术研究所,1973.
- [8] 王心正,隋卫星.高空核爆炸火球的二维辐射流体力学计算[J].计算物理,1987,4(2):159-168.
WANG Xin-zheng, SUI Wei-xing. Two-dimension radiation hydrodynamics calculation of the high-altitude fireball [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 1987,4(2):159-168.
- [9] Mihalas D, Mihalas B W. Foundations of radiation hydrodynamics[M]. New York: Oxford University Press, 1984:309-494.
- [10] Pomraning G C. The Equations of radiation hydrodynamics[R]. Los Alamos, New Mexico: LANL, LA-UR-822625,1982:76-139.
- [11] Stone J M, Mihalas D, Norman M L. ZEUS-2D III : The radiation hydrodynamics algorithm and tests[J]. The Astrophysical Journal Supplement Series, 1992,80:819-845.
- [12] Mihalas D. On the solution of the time-dependent inertial-frame equation of radiative transfer in moving media to $O(v/c)$ [J]. Journal of Computational Physics, 1982,46:97-137.

Numerical simulation on early fireball phenomenology of strong explosions for different yields

TIAN Zhou, QIAO Deng-jiang, GUO Yong-hui*

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, Shaanxi, China)

Abstract: The equations for one-dimensional radiation hydrodynamics in spherical symmetry were applied to the early fireball phenomenology of strong explosions with different yields. Evolutions of radiation fronts and case shocks for these early fireballs were investigated numerically and analyzed by using the scaling theory. With the increase of explosion yield, the extension velocities of radiation front and case shocks increase, the beginning and ending position and sustaining area of transition of radiation front increase, and the central temperature decrease of fireballs slows. The parameters for the fireball fronts can follow the cube-root scaling of the yield after the shock transition of the fireball fronts.

Key words: mechanics of explosion; fireball; radiation hydrodynamics; strong explosion

* Corresponding author: GUO Yong-hui

E-mail address: gyh661012@163.com

Telephone: 86-29-84765225