文章编号：1000-5773(2011)05-0457-06

煤矿巷道瓦斯爆炸冲击波与高温气流的关系*

庞　磊[1,2]，张　奇[1]，李　伟[1]，向　聪[1]，谭汝媚[1]

（1.北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室，北京　100081；
2.北京市劳动保护科学研究所，北京　100054）

摘要：为了给瓦斯爆炸后煤尘二次爆炸的深入研究提供理论依据，应用计算流体力学方法，对煤矿巷道内瓦斯爆炸的瞬态流场进行了数值模拟，得到了冲击波与高温气流流动的时空关系，并借助实验对数值方法进行了验证。研究表明：在瓦斯爆炸后的一定时间内，近场区域和远场的部分区域极有可能引发煤尘二次爆炸。给出了可能发生煤尘二次爆炸的区域随瓦斯区长度的函数关系式，以及远场中峰值温度和峰值超压到达时间的间隔随轴向距离和瓦斯区长度的分布特性。

关键词：瓦斯爆炸；冲击波；高温气流；数值模拟

中图分类号：O382.1　　**文献标识码**：A

1　引　言

地下煤矿中瓦斯爆炸的危害主要包括冲击波、高温和有毒有害气体三方面，其中冲击波的危害性最大，作用时间最短。冲击波经过以后，携带大量有毒气体的高温气流从瓦斯区涌出，对人员和建筑结构造成进一步的危害；同时，巷道内大量煤粉被扬起并暂时悬浮于空中形成粉尘云。随之而来的高温气流为煤尘的爆炸提供了条件，极有可能引发二次爆炸，造成更大的连续性灾害。

瓦斯爆炸冲击波和高温气流都来自同一爆炸流场，说明冲击波的传播与高温气流流动之间在时间和空间上存在着某种必然联系，找到这一联系，有助于深刻理解高温气流的流动规律和揭示引发二次灾害的根源。目前，对瓦斯爆炸灾害的研究主要集中在冲击波传播及破坏效应等方面[1-4]，虽然近年来也有一些关于气体爆炸高温灾害的研究[5-6]，但大多依靠经验火球模型给出定性结论，缺乏规律性、物理本质方面的定量研究成果，对冲击波和高温气流相互关系的研究更为罕见。因此，本研究借助计算流体力学商用软件 AutoReaGas，以煤矿巷道瓦斯爆炸的非稳态流场为对象，研究瓦斯爆炸产生的冲击波和高温气流流动的特性，从而找出冲击波传播与高温气流的时空分布规律。

2　研究方法

2.1　数值方法

假设瓦斯爆炸过程为单步不可逆化学反应，采用流体的连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程及燃料质量分数的守恒方程，对瓦斯爆炸及其冲击过程的流体动力学行为进行建模[7]。采用基于湍流动能 k 及其耗散率 ε 的 k-ε 湍流模型描述气体爆炸过程中的湍流。采用有限体积的离散方法对上述守恒方程进行离散，并采用 SIMPLE 算法解决非稳态流场中压力与速度的耦合问题。

湍流燃烧时体积燃烧率 R_c 的表达式为

* **收稿日期**：2010-06-21；**修回日期**：2010-09-25
基金项目：国家自然科学基金项目(10772029,11072035)；北京理工大学研究生科技创新活动专项(3020012240901)
作者简介：庞　磊(1982—)，男，博士，主要从事爆炸安全理论研究. E-mail：panglei0525@163.com

$$R_c = C_t \rho \frac{S_t^2}{\Gamma_c} R_{min} \tag{1}$$

式中:ρ 是密度,C_t 是燃烧模型常数($C_t=70$),S_t 是湍流燃烧速度,R_{min} 是燃料、氧气、反应产物质量分数的最小值,Γ_c 是湍流耗散系数。S_t 通过文献[8]中的经验公式得到

$$S_t = 1.8 u_t^{0.412} L_t^{0.196} S_l^{0.784} \nu^{-0.196} \tag{2}$$

式中:u_t 是湍流强度,L_t 是湍流特征长度尺寸,S_l 是层流燃烧速度,ν 是流体的动力粘性。

2.2 网格独立性验证

AutoReaGas 采用 8 节点结构网格对空间离散,采用子网格技术描述小尺度实体对流场的作用。为了考察网格尺寸对爆炸流场的影响,选择断面尺寸为 2.45 m×2.45 m、总长 500 m 的独头直巷道作为研究对象。结合巷道支护原材料及使用特点,采用简化断面尺寸为 0.1 m×0.1 m、间距为 1 m 的矿用工字钢作为支护。在巷道封闭端设置长 100 m 的静止甲烷-空气预混气体。根据文献[9],当甲烷浓度略高于其当量浓度(9.5%)时,甲烷-空气混合物能够获得最大的爆炸参数。因此,数值模拟中设置甲烷浓度为 10.1%。在巷道封闭端附近设置弱点火源。

针对上述物理模型,划分两套不同尺寸的网格(M_1 和 M_2),并考察爆炸流场的超压、温度及火焰到达时间,网格参数见表 1。表 2 给出了两套网格的峰值超压对比。在距离点火源最近的一小段区域(小于 10 m),二者峰值超压的相对误差较大。在其它区域(大于 10 m),二者峰值超压的相对误差较小。表 3中给出的两套网格峰值温度的相对误差均小于 2%。表 4 给出了两套网格的火焰到达时间。显然,二者火焰到达时间的差异不随轴向距离的增大而改变,基本稳定在 0.054 s 左右。上述分析说明,这两种网格尺寸对超压、温度和燃烧速度的影响很小,均可应用于本文研究。为了节约计算资源,采用与 M_2 较接近的网格尺寸来研究瓦斯爆炸冲击波与高温气流的关系。

表 1 两套不同的网格参数

Table 1 Parameters of two different grids

Mesh No.	Mesh size in radial direction/(m)	Mesh size in axial direction/(m)	Number of mesh	Number of node
M_1	0.490	0.500	25 000	36 036
M_2	0.082	0.050	9 000 000	9 610 961

表 2 峰值超压比较

Table 2 Discrepancy of peak overpressure

Axial distance /(m)	p_{M_1} /(MPa)	p_{M_2} /(MPa)	Absolute discrepancy /(MPa)	Relative discrepancy /(%)
5	0.561	0.642	0.081	12.6
10	0.653	0.797	0.144	6.2
30	1.018	1.018	0.000	0.0
50	1.048	1.050	0.002	0.2
100	1.127	1.126	0.001	0.1
150	0.302	0.292	0.010	3.5
200	0.220	0.215	0.005	1.9
300	0.122	0.120	0.002	2.1
400	0.079	0.074	0.005	5.2

表 3 峰值温度比较

Table 3 Discrepancy of peak temperature

Axial distance /(m)	T_{M_1} /(K)	T_{M_2} /(K)	Absolute discrepancy /(K)	Relative discrepancy /(%)
5	2 191	2 193	2	0.1
10	2 168	2 175	7	0.3
30	1 953	1 945	8	0.4
50	1 943	1 950	7	0.4
100	1 890	1 883	7	0.4
150	1 792	1 798	6	0.3
200	1 631	1 627	4	0.2
300	1 256	1 260	4	0.3
400	906	896	10	1.1

表 4 火焰到达时间

Table 4 Flame arrival time

Axial distance/(m)	$t_{M\text{-}1}$/(s)	$t_{M\text{-}2}$/(s)	Absolute discrepancy/(s)
5	0.299	0.353	0.054
10	0.306	0.360	0.054
30	0.332	0.387	0.055
50	0.358	0.413	0.055
100	0.420	0.475	0.055
150	0.523	0.576	0.053
200	0.635	0.689	0.054
250	0.827	0.882	0.055

2.3 数值方法的实验验证

为了考察数值方法的有效性,对文献[10]中的实验进行了数值模拟。该实验选择某断面为 2.743 m×1.830 m、总长 396 m 的独头巷道为研究对象。在距巷道封闭端 4.56 m 的巷道内、充满甲烷浓度为 8.6%的静止甲烷-空气预混气体。在从封闭端开始15.2 m长的一段距离内,每隔 1.5 m 用截面为0.1 m×0.1 m 的方形木柱做成环状支护。从封闭端处开始沿巷道轴向,每隔 15.24 m 设置一个压力传感器。用电子点火器在距封闭端 0.15 m 处点火。建立与上述实验一致的物理模型,并利用本研究数值方法对该实验进行数值模拟。计算网格的尺寸约为0.46 m×0.46 m×0.45 m,网格数和节点数分别为 21 120 和 30 835。图 1 对比了数值模拟与实验的峰值超压随巷道轴向距离的衰减,其中 L 是距点火源的轴向距离。显然,二者峰值超压的衰减趋势和数值均吻合较好,说明本研究的数值方法具有较好的有效性和真实性。

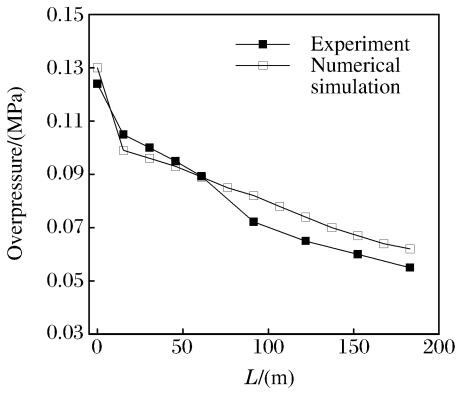


图 1 数值模拟和实验的峰值超压随巷道轴向距离的衰减

Fig. 1 Peak overpressure vs. axial distance obtained from numerical simulation and experiment

3 结果与讨论

选择断面尺寸为 2.45 m×2.45 m、总长 1 000 m 的独头直巷道作为研究对象,采用断面积为 0.01 m^2(0.1 m×0.1 m)、间距为 1 m 的矿用工字钢作为支护。在巷道封闭端附近设置弱点火源,并设定甲烷浓度为 10.1%。在巷道封闭端分别设置长 25、50、75、100、150 和 200 m 的静止甲烷-空气预混气体。网格尺寸为 0.49 m×0.49 m×0.50 m,网格数和节点数分别为 50 000 和 72 036。

爆炸冲击波经过某位置后,必然扬起附近区域的煤尘并形成粉尘云。由于高温热流滞后于空气冲击波,此时的煤尘虽然暂时悬浮于空中,但其温度并未满足点火温度。一段时间后,高温气流流经此处,随着温度的上升,悬浮于空中的粉尘云则有可能被点燃。因此,研究不同位置的峰值温度与冲击波峰值超压的到达时间以及二者时间间隔的分布规律,有助于深入研究该区域产生煤尘二次爆炸的可能性。

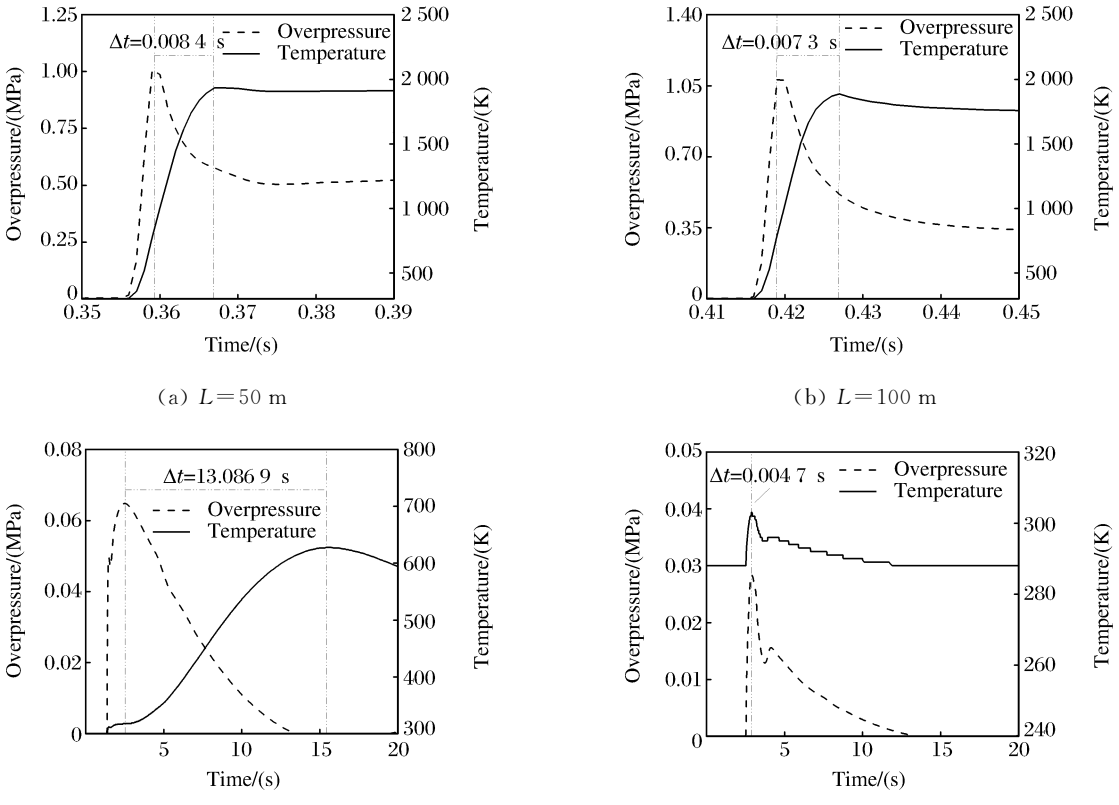
图 2 分别给出了瓦斯区长度为 100 m、轴向距离为 50、100、500、900 m 处的温度和超压随时间的变化过程。图 2 中 Δt 为峰值温度和冲击波峰值超压到达时间的间隔。显然,随着轴向距离的增加,Δt 从最初的毫秒级上升至几秒甚至十几秒,最后又衰减为毫秒级。

在瓦斯区内(爆炸近场),高温火焰锋面的传播速度不会超过冲击波的传播速度,然而,巷道内支护等障碍物的湍流作用激发了强烈的化学反应,使二者的传播速度相差较小,因此在瓦斯区内的 Δt 为毫秒级,如图 2(a)、图 2(b)所示。同时,该区域内的峰值温度较高,均达到 1 500 K 以上,且温度衰减相对缓慢,需较长时间才能衰减至常温,为近场中煤尘在短时间内的二次爆炸提供了条件。

远场中没有了化学反应,热量伴随着气流向巷道出口方向流出,而冲击波传播较快,所以在远场中 Δt 较大,最大可达 14 s。冲击波经过远场中某点时,该位置的气流先接收到一个小扰动,使得温度、速度等参数产生突越,该突越虽不是微小量,但是一个不大的有限量。因此,冲击波刚刚经过时的温度变化不大,仅表现为一个小的上升沿。一段时间以后,热量随气流涌出,进而表现为一个较高的温度峰值,如图 2(c)所示。虽然轴向距离 500 m 处的峰值温度仅为 630 K,但这个温度已超过煤尘的最低点火温度。因此,在远场的部分区域,瓦斯爆炸以后的几秒至十几秒内,仍有可能发生煤尘二次爆炸。

在远场的更远区域,冲击波到达以后,在毫秒级的时间内很快激发起温度的一个突越,即第一个温度上升沿,但由于高温气流可能无法到达如此远的位置,或者高温气流到达该位置时已经损失掉了足够多的能量,以至于在以后的时间内不会有更明显的温度突越出现。所以,该上升沿即为该点的峰值温度,如图 2(d)所示,轴向距离 900 m 处的 Δt 已经衰减为毫秒级,而温度曲线只表现出一个较小的上升沿。对于这样的区域,可认为高温气流不会诱发煤尘的爆炸。

图 3 给出了瓦斯区长度不同时,Δt 随巷道轴向距离的变化,其中 L_m 为瓦斯区长度。需要指出的是,当瓦斯区长度为 150 和 200 m 时,Δt 在巷道出口附近的值仍然很大,说明在巷道出口附近,仍具有较强烈的高温气流流过,整个巷道都有发生煤尘二次爆炸的可能性。对于这两种情况,可能发生煤尘二次爆炸的区域已经超过了计算域,所以不对这两种情况进行分析。



(a) $L=50$ m (b) $L=100$ m

(c) $L=500$ m $L=900$ m

图 2 各轴向位置的温度和超压随时间的变化

Fig. 2 Change of temperature and overpressure with time at different axial locations

根据上文分析,瓦斯爆炸的近场区域和部分远场区域均有可能引发煤尘的二次爆炸。结合图 3,除近场以外,可认为 Δt 大于毫秒级时的区域均可能发生煤尘爆炸。随着瓦斯区长度 L_m 的增加,可能发生煤尘二次爆炸的区域 L_{sec} 也越来越大,但二者并非线性关系,而是呈现近似指数关系。为了给煤矿巷道的安全评价及事故预防提供依据,针对不同的 L_{sec} 和 L_m 进行指数拟合,可得到如下关系式

$$L_{sec} = 32.662 L_m^{0.6995} \tag{3}$$

拟合曲线如图 4 所示,该拟合的相关指数约为 0.986,拟合的最大误差仅为 4.4%。

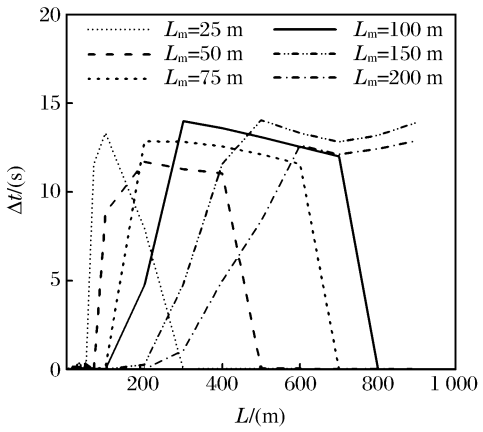


图 3　Δt 随巷道轴向距离的变化

Fig. 3　Change of Δt with axial distance

根据图 3,当瓦斯区长度为 25、50、75 和 100 m 时,Δt 的最大值分别为 13.3,11.7、12.9 和 14.0 s,说明 Δt 并不随瓦斯区长度的增加而无限增大,而是趋向于一个相对稳定的值(14 s 左右)。根据前文,近场中 Δt 为毫秒级,远场中 Δt 是近场中的千倍以上。为了研究远场中 Δt 随轴向距离 L 和瓦斯区长度 L_m 的分布规律,针对远场中不同的 Δt 和 L_m、L 进行指数拟合,可得到下式

$$\Delta t = [0.0806 + 1.84487 \times 10^8 (L_m/L)^{30.3123}]^{-1} \qquad L_m < L < L_{sec} \tag{4}$$

拟合曲线如图 5 所示,拟合相关指数约为 0.941。在瓦斯区长度已知的前提下,依据(3)式可以估算出巷道内可能发生煤尘二次爆炸的区域范围,再根据(4)式即可获得远场中 Δt 的分布规律。

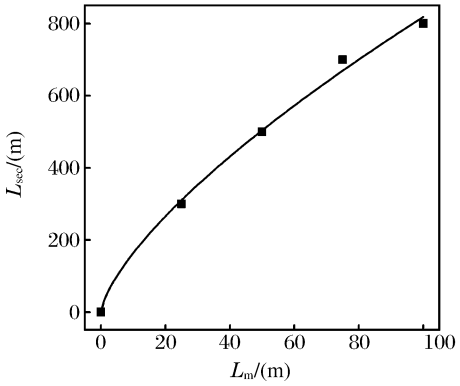


图 4　可能发生煤尘二次爆炸区域随瓦斯区长度的分布

Fig. 4　Region of possible secondary explosion versus methane-air mixture length

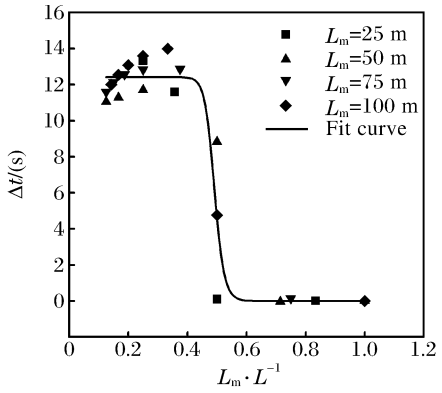


图 5　远场中峰值温度和峰值超压到达时间间隔的分布

Fig. 5　Arrival time interval of peak temperature and peak overpressure in far field

4　结　论

对煤矿巷道瓦斯爆炸的瞬态流场进行了数值模拟,着重分析了冲击波超压与高温气流的时空关系。研究结果表明,在瓦斯爆炸后的一定时间内,近场区域和远场的部分区域极有可能发生煤尘二次爆炸。瓦斯区长度越大,可能发生煤尘二次爆炸的区域也越大。通过指数拟合得到了可能发生煤尘二次爆炸的区域随瓦斯区长度的函数关系,以及远场中峰值温度和峰值超压到达时间的间隔随轴向距离和瓦斯区长度的分布规律,可为进一步研究煤尘二次爆炸提供理论依据。

References:

[1] Akinori H, Akiko M. Numerical Analysis of Gas Explosion inside Two Rooms Connected by Ducts [J]. J Loss Prevent Process Indus, 2007, 20(4-6): 455-461.

[2] Silvestrini M, Genova B, Parisi G, et al. Flame Acceleration and DDT Run-up Distance for Smooth and Obstacles Filled Tubes [J]. J Loss Prevent Process Indus, 2008, 21(5): 555-562.

[3] Burluka A A, Griffiths J F, Liu K, et al. Experimental Studies of the Role of Chemical Kinetics in Turbulent Flames [J]. Combustion, Explosion, Shock Waves, 2009, 45(4): 383-391.

[4] Pang L, Zhang Q. Influence of Vapor Cloud Shape on Temperature Field of Unconfined Vapor Cloud Explosion [J]. Chinese J Chem Eng, 2010, 18(1): 164-169.

[5] Baker W E, Cox P A, Westine P S, et al. Explosion Hazards and Evaluation [M]. New York: Elsevier Scientific Publishing Company, 1983: 556-560.

[6] Yu D M. The Study of Evaluation of Major Hazards and Accident Severity of Fire and Explosion [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 1997: 75-76. (in Chinese)
宇德明. 重大危险源的评价及火灾爆炸事故严重度的若干研究 [D]. 北京: 北京理工大学, 1997: 75-76.

[7] Salzano E, Marra F S, Russo G, et al. Numerical Simulation of Turbulent Gas Flames in Tubes [J]. Journal of Hazardous Materials, 2002, 95(3): 233-247.

[8] Bray K N C. Studies of the Turbulent Burning Velocity [J]. Proc Roy Soc London, 1990, 431(1882): 315-335.

[9] Kindracki J, Kobiera A, Rarata G, et al. Influence of Ignition Position and Obstacles on Explosion Development in Methane-Air Mixture in Closed Vessels [J]. J Loss Prevent Process Indus, 2007, 20(4-6): 551-561.

[10] Xu J D, Zhou X Q, Wu B. Study on the Size Effect in the Propagation of Gas Explosion in Mine Pit [J]. China Safety Science Journal, 2001, 11(6): 36-40. (in Chinese)
徐景德, 周心权, 吴 兵. 矿井瓦斯爆炸传播的尺度效应研究 [J]. 中国安全科学学报, 2001, 11(6): 36-40.

Relationship between Shock Wave and High-Temperature Flow Produced by Gas Explosion in Coal Mine Roadways

PANG Lei[1,2], ZHANG Qi[1], LI Wei[1], XIANG Cong[1], TAN Ru-Mei[1]

(1. *State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*;
2. *Beijing Municipal Institute of Labour Protection, Beijing* 100054, *China*)

Abstract: In order to provide theoretical basis for in-depth studies of coal dust explosion after gas explosion in coal mines, the unsteady flow field of gas explosion in roadways was numerically simulated by computational fluid dynamics method. The spatiotemporal relationship between shock wave and high-temperature flow was acquired, and the numerical method was verified by virtue of experiment. The study indicated that the near field and part of the far field are prone to secondary explosion of coal dust in certain period after the gas explosion. The functional relation of region of the possible secondary explosion with methane-air mixture length, and the distribution characteristic of arrival time interval of peak temperature and peak overpressure in far field with axial distance and methane-air mixture length were also proposed.

Key words: gas explosion; shock wave; high-temperature flow; numerical simulation