

高温燃气中单个液滴的蒸发特性

孙慧娟, 张海滨, 白博峰

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 710049, 西安)

摘要: 为分析单个液滴在高温燃气中的运动和蒸发过程, 考虑了气-液两相耦合, 建立了描述整个过程的数理模型, 并通过计算获得了液滴直径、速度和平均温度的变化规律以及燃气温度和速度的影响。计算结果显示, 较高的燃气温度和速度都能加速蒸发过程。另外发现当燃气温度沿液滴运动方向降低时, 存在一个临界液滴直径, 小于该值时, 燃气速度越高液滴蒸发时间越短, 超过该值时, 燃气速度越高液滴蒸发时间越长。在文中的计算条件下测得该临界值约为 $100\ \mu\text{m}$ 。所得结果可为雾化液滴群在高温气流中的蒸发特性研究提供依据。

关键词: 高温燃气; 液滴; 蒸发

中图分类号: TK402 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2008)07-0833-05

Evaporation Investigation of Single Droplet in High Temperature Fuel Gas

SUN Huijuan, ZHANG Haibin, BAI Bofeng

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To understand the movement and evaporation behavior of single droplet in high temperature fuel gas, a mathematical model was proposed by considering the gas-liquid two-phase coupling. The droplet diameter, velocity and average temperature during its evaporating process and the influence of the fuel gas temperature (1 530 K - 2 130 K) and velocity (30 m/s - 60 m/s) were analyzed. The numerical results show that both higher temperature and higher velocity of fuel gas can accelerate the evaporation of droplet. When the fuel gas temperature decreases continuously along the droplet movement direction, a critical droplet diameter for evaporation exists. The evaporation time shortens with the increasing gas velocity as the droplet diameter gets lower than the critical value. However, the trend is contrary to the droplet diameter beyond that value. In the present condition (the temperature of the fuel gas drops from 2 210 K to 1 090 K along 550 mm length), the critical value is $100\ \mu\text{m}$. The evaporation investigation of a single droplet provides a foundation for the research of spray evaporation in high temperature gas.

Keywords: high temperature fuel gas; droplet; evaporation

符号表

B_m	传质系数	C_D	拖曳力系数	C_p	比定压热容, J/(kg · K)
D_p	液滴直径, m	g	重力加速度, m/s ²	L	水汽化潜热, J/kg
L_w	刘易斯数	M	相对分子质量	$\dot{m}$	水蒸气质量速率, kg/s
Nu	努塞尔数	p	压力, MPa	p_{Fs}	液滴表面压力, MPa
Pr	普朗特数	Re	雷诺数	T	温度, K

u	速度, m/s	x	位移, mm	Y	蒸汽质量分数
Δt	时间步长, ms	ρ	密度, kg/m ³	μ	动力黏度, Pa·s
λ	导热系数, W/(m·K)	τ	弛豫时间, s	ω	偏心因子
上标	*	当前时刻	0	初始时刻	
下标	A	燃气	F	液体	f 混合参考
	L	液体水	p	液滴	s 液滴表面
					i 单个颗粒
					vap 蒸汽

气体环境中液滴的蒸发率依赖于以下参数:气流的压力、温度及传输特性;液滴在喷雾中的温度、速度及直径;液滴与周围气流的相对速度等。经典的液滴蒸发模型由 Spalding^[1] 提出,假设气体边界层是准稳态、液滴球对称、忽略辐射、空气和燃料蒸气视为理想气体、液滴温度空间均匀、符合 Fick 扩散定律、燃料液滴表面蒸汽/液体相平衡、1/3 法则可用于混合气相物性计算。最早用于估算液滴蒸发过程的模型是 Godsave^[2] 提出的 D^2 定律,该模型没有考虑液相传热和传质,是一个气相模型。如要恰当地描述液相行为,需要建立通过液滴、液滴内循环等的导热模型^[3-4],可以用“扩展模型”直接求解液滴内部的对流能量方程或用“有效传热率模型”来预测^[5-6]。文献^[7]指出,高温气体辐射的影响存在于较大的液滴直径和适当的温度范围内,当液滴和周围气体存在相对运动时,蒸发速率加快,蒸发时间减少,但是对流的影响并不改变稳态蒸发的温度^[8]。通常采用 Nu 来修正蒸发常数,以反映强制对流对蒸发过程的影响。

有学者对单个液滴蒸发模型、液滴蒸发时间和液滴轨迹计算等进行了研究,但没有给出单个液滴蒸发运动全过程的描述。本文研究了液滴能量、动量、质量等的变化,给出了控制方程,并计算了液滴在高温来流燃气中的运动及蒸发过程,获得了燃气条件对液滴蒸发的影响规律。

1 计算方法

1.1 蒸发模型

液滴加热过程分为预加热和稳态加热 2 个阶段。预加热阶段是液滴从初始温度加热到最终稳定温度的过程,此时蒸发常数是变化的;稳态加热阶段指液滴表面温度稳定后的阶段,此时蒸发常数不再变化。假设:①液滴球对称;②流体和蒸汽物性均匀;③忽略辐射;④液滴本身没有温度梯度^[9]。对单个液滴列出质量守恒、能量守恒和组分守恒方程,可得水蒸气的质量速率

$$\dot{m} = \frac{\pi D_p \lambda_f}{C_{p,f}} Nu \ln(B_m + 1) \quad (1)$$

$$B_m = \frac{Y_{Fs} - Y_{F\infty}}{1 - Y_{Fs}} \quad (2)$$

$$Y_{Fs} = \left[1 + \left(\frac{p}{p_{Fs}} - 1 \right) \frac{M_A}{M_F} \right]^{-1} \quad (3)$$

无穷远处的蒸汽质量分数 $Y_{F\infty}$ 可以视为 0。液滴表面的蒸汽分压由 Clausius-Clapeyron 方程估算

$$p_{Fs} = \exp \left(a - \frac{b}{T_s - 46.13} \right) \quad (4)$$

式中: a 、 b 是和燃气有关的常数。

根据 1/3 定律,参考温度 $T_r = T_s + (T_\infty - T_s)/3$,同理定义 $Y_{Fr} = Y_{Fs} + (Y_{F\infty} - Y_{Fs})/3$,对于二元体系, $Y_{Ar} = 1 - Y_{Fr}$,则参考物性

$$\mu_f = Y_{Ar} \mu_A T_r + Y_{Fr} \mu_F T_r \quad (5)$$

$$C_{p,f} = Y_{Ar} C_{p,A} T_r + Y_{Fr} C_{p,F} T_r \quad (6)$$

$$\lambda_f = Y_{Ar} \lambda_A T_r + Y_{Fr} \lambda_F T_r \quad (7)$$

$$\rho_f = \left(\frac{Y_{Ar}}{\rho_A} + \frac{Y_{Fr}}{\rho_{vap}} \right)^{-1} \quad (8)$$

液滴速度和燃气速度的差异将导致强制对流,其影响一般通过修正的 Nu 来考虑

$$Nu = 2 + (Nu_0 - 2)/F_T \quad (9)$$

$$F(B) = (1 + B)^{0.7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (10)$$

式(10)表达了传热和传质 2 个过程,在假设 $L\omega = 1$ 的情况下, B 可以用 B_m 的值表示, F 亦可以表示 F_T 的值。

$$Nu_0 = 2 + 0.552 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (11)$$

$$Re_p = \frac{\rho_f |u_p - u_f| D_p}{\mu_f} \quad (12)$$

$$Pr = \frac{C_{p,f} \mu_f}{\lambda_f} \quad (13)$$

综合可得液滴直径的变化

$$\frac{dD_p}{dt} = \frac{2\lambda_f}{C_{p,f} \rho_L D_p} Nu \ln(B_m + 1) \quad (14)$$

$$D_p^2 = D_0^2 - \frac{4\lambda_f}{C_{p,f} \rho_L} Nu \ln(B_m + 1) \Delta t \quad (15)$$

1.2 轨迹模型

在携带稀薄粒子的气流中,若湍流强度低于

20%,粒子与流体的密度比大于200,粒子的特征尺度小于Kolmogorov尺度,则粒子可假设为球体。在这种条件下,除了拖曳力项和重力项,其他力均可忽略(包括Basset力、虚拟质量力、Magnus力、Saffman力和浮升力),则粒子动量方程简化如下^[10]

$$\frac{\partial u_{p,i}}{\partial t} = \frac{1}{\tau_p}(u_{f,i} - u_{p,i}) + g_i \quad (16)$$

忽略重力影响,上式可简化为

$$\frac{\partial u_p}{\partial t} = \frac{1}{\tau_p}(u_f - u_p) \quad (17)$$

$$\tau_p = \frac{24\rho_L D_p^2}{18\mu_f C_D Re_p} \quad (18)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.687}) \quad Re_p < 1\,000 \quad (19)$$

积分可得液滴速度和路径

$$u_p^* = u_f + (u_p^0 - u_f)\exp(-\Delta t/\tau_p) \quad (20)$$

$$x_p^* = x_p^0 + \frac{\Delta t}{2}(u_p^* + u_p^0) \quad (21)$$

1.3 液滴平均温度

假定液滴不存在温度梯度但随时间变化,液滴周围的气体特性参数不变,液滴表面达到气-液平衡。表面温度采用下式计算^[11]

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6}{D_p^2} \frac{\lambda}{\rho_L C_L} \left[(T_\infty - T_p)Nu - \frac{L}{C_{p,f}} \frac{\dot{m}C_{p,f}}{\pi D_p \lambda_f} \right] \quad (22)$$

积分得

$$T_p = T_\infty - \frac{L}{C_{p,f}} \ln(B_m + 1) + \text{const} \exp\left(-\frac{6\lambda_f Nu}{D_p^2 \alpha_L C_L} \Delta t\right) \quad (23)$$

汽化潜热 $L = RT_c[7.08(1 - T_{sr})^{0.354} + 10.95\omega(1 - T_{sr})^{0.456}]$, 对比温度 $T_{sr} = T_p/T_c$, 其中 T_c 为水的临界温度。

2 计算结果与分析

2.1 物理模型与计算条件

物理模型基于大空间内高温燃气中的单个液滴(水)蒸发过程,具体参数见表1和表2。

2.2 燃气温度不变时的蒸发规律

图1是单个液滴蒸发过程的参数变化情况。液滴在高温燃气中被加热到稳定温度后保持定值。在燃气速度的影响下,液滴速度不断增大,直到和来流速度一致。在液滴起始蒸发阶段,由于液滴的速度远小于来流燃气的速度,故存在强制对流的影响,蒸发常数较大,当液滴的速度接近来流燃气的速度时,蒸发常数会略低。液滴直径越小,则液滴直径减小的速率越大。

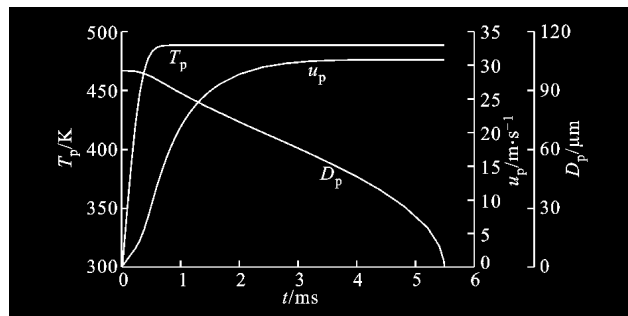


图1 初始直径100 μm单个液滴蒸发过程的参数变化

2.2.1 燃气温度的影响 图2是在来流速度30.82 m/s、液滴初始直径100 μm条件下,燃气温度对液滴平均温度的影响。燃气温度越高,液滴最终达到的稳定平均温度也越高,越接近于沸点温度,并且达到稳定温度所需的时间越短,即温度弛豫时间随燃气温度增高而减少。有些模型直接假设液滴初始温度等于该压力下的沸点温度,不考虑预加热阶段,但是我们认为,是否要考虑液滴的预加热阶段,要看预加热时间在整个蒸发过程中所占的比例,如比例较大则不能忽略。本文从液滴的初始温度开始计算,考虑了预加热阶段。燃气温度越高,液滴速度增加越快,则达到和燃气速度一致时所需的时间越短,即速度弛豫时间随来流温度增高而减少。同时,燃气温度越高,则液滴直径减小得越快。

2.2.2 燃气速度的影响 以燃气温度为2 210 K、液滴初始直径为100 μm为例,图3给出了不同燃气速度下的蒸发过程:随燃气速度增大,速度弛豫时

表1 来流燃气的物性参数

T_∞/K	p/MPa	$u_f/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$\rho_A/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$\mu_A/\mu\text{Pa} \cdot \text{m}$	$\lambda_A/\text{W} \cdot (\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$	$C_{p,A}/\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$
2 210	2.5	30.82	3.14	32	0.325	2 060

表2 液滴的初始条件

T_s^0/K	$D_p^0/\mu\text{m}$	$u_p^0/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	x_p^0/mm	$C_L/\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})^{-1}$	$\rho_L/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
293.15	100	0	0	4 180	1 000

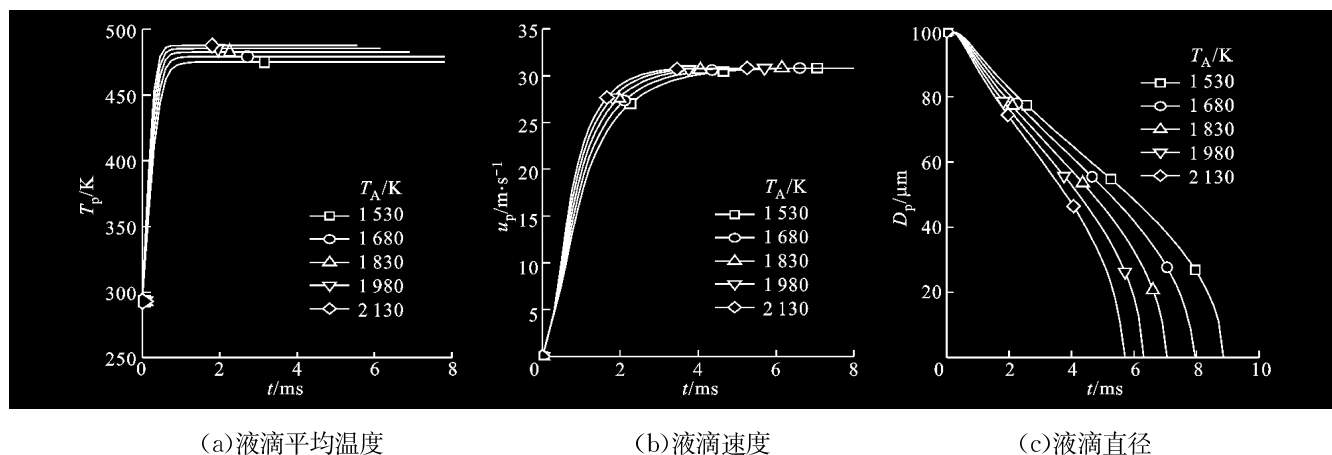


图2 不同燃气温度下的液滴蒸发过程

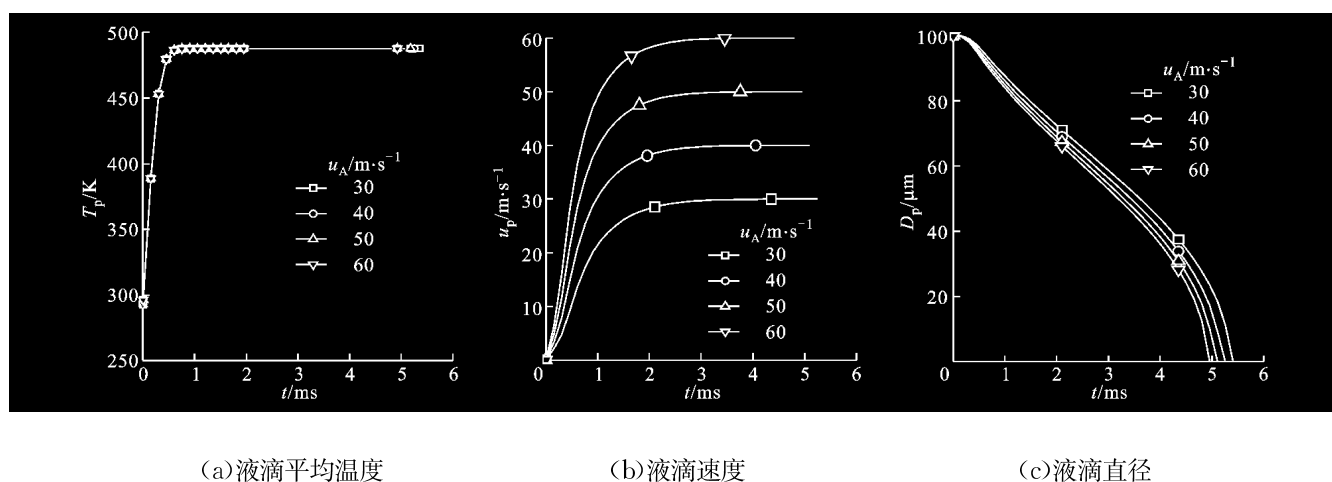


图3 不同燃气速度下的液滴蒸发过程

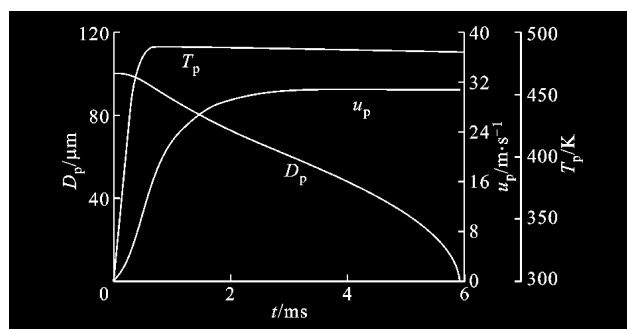
间稍有减少,液滴直径变化加快,蒸发时间缩短。这是因为燃气速度影响 Re , 进而影响 Nu , 燃气速度高则增强了燃气与液滴间的强制对流强度。另外,燃气速度对液滴的稳定平均温度和温度弛豫时间几乎没有影响,这是由于在不同的燃气条件下液滴的环境温度是相同的,并不改变传热条件,与前述“对流的影响并不改变稳态蒸发的温度”是一致的。

2.3 燃气温度变化时的蒸发规律

图4显示了在550 mm长的管道内燃气温度由2210 K连续变化到1090 K得到的液滴温度、速度和直径随时间的变化规律。图4与图1的燃气速度和初始液滴直径相同,可以看出图4的液滴速度变化稍落后于图1,图4的液滴平均温度随燃气温度的降低一直下降,蒸发时间为5.91 ms,比图1的蒸发时间(5.5 ms)长。

图5显示了不同直径的初始液滴在不同燃气速度下的蒸发时间。当液滴直径小于某个值时,燃气速度越高则蒸发时间越短,而超过这个值时,燃气速度越高则蒸发时间越长。在本文的计算条件下,该临界

直径约为 $100 \mu m$ 。我们认为,温度和对流共同作用于蒸发过程,当燃气速度较高时,对流作用强,有利于蒸发,但此时颗粒运动加快,在相同的时间内运动的距离长,其周围的温度变低,又不利于蒸发,这两种因素的综合作用导致了存在这一转折点。

图4 初始直径 $100 \mu m$ 单个液滴的蒸发过程

3 结 论

本文建立了单个液滴在高温燃气中的蒸发、运动过程数理模型,获得了不同燃气温度和速度下液

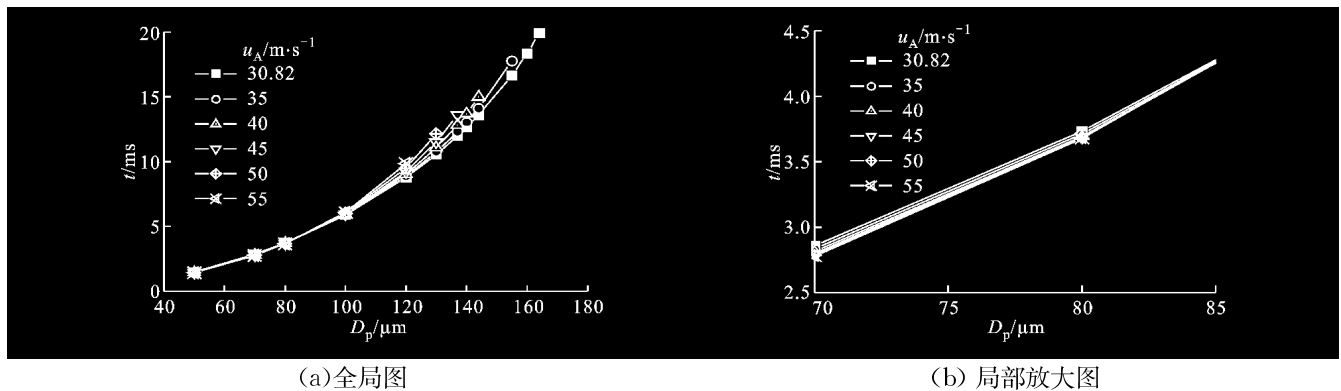


图5 不同燃气速度下液滴蒸发时间与其直径的关系

滴变化过程的规律. 燃气温度越高, 则液滴最终达到的稳定平均温度越高, 温度弛豫时间和液滴速度弛豫时间越短; 燃气速度越高, 则液滴速度弛豫时间缩短, 液滴直径变化加快, 但是燃气速度对液滴的稳定平均温度和温度弛豫时间没有影响. 当燃气温度沿液滴运动方向降低时, 燃气温度和强制对流的作用导致当液滴直径小于某个临界值时, 蒸发时间随燃气速度提高而变短, 超过这个临界值时, 则蒸发时间随燃气速度提高而变长.

参考文献:

- [1] SPALDING D B. The combustion of liquid fuels [C] // Proceedings of the Fourth International Symposium on Combustion. Pittsburgh, PA, USA: The Combustion Institute, 1953: 847-864.
- [2] GODSAVE G A E. Studies of the combustion of drops in a fuel spray: the burning of single drops of fuel [C] // Proceedings of the Fourth International Symposium on Combustion. Pittsburgh, PA, USA: The Combustion Institute, 1953: 818-830.
- [3] VARNAVAS C V, ASSANIS D N. A high temperature and high pressure evaporation model for the KIVA-3 code, SAE Paper 960629 [R]. Warrendale, PA, USA: Society of Automotive Engineers, Inc., 1996.
- [4] HOHMANN S, KLINGSPORN M, RENZ U. An improved model to describe spray evaporation under diesel-like conditions, SAE Paper 960630 [R]. Warrendale, PA, USA: Society of Automotive Engineers, Inc., 1996.
- [5] ABRAMZON B, SAZHIN S. Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption [J]. Fuel, 2006, 85(1): 32-46.
- [6] WU J S, LIN Y J, SHEEN H J. Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets [J]. Int J Heat Mass Transfer, 2001, 44(24): 4593-4603.
- [7] TSENG C C, VISKANTA R. Enhancement of water droplet evaporation by radiation absorption [J]. Fire Safety Journal, 2006, 41(3): 236-247.
- [8] LEFEBVRE A H. Atomization and sprays [M]. New York, USA: Hemisphere Pub. Co., 1989: 309-362.
- [9] BARATA J M M, MATOS H M M, SILVA A R R. Numerical simulation of an array of evaporating droplets through a crossflow [C] // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 2005: 1-17.
- [10] SHIROLKAR J S, COIMBRA C F M, MCQUAY M Q. Fundamental aspects of modeling turbulent particle dispersion in dilute flows [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 1996, 22(4): 363-399.
- [11] BERLEMONT A, GRANCHER M S, GOUESBET G. Heat and mass transfer coupling between vaporizing droplets and turbulence using a Lagrangian approach [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1995, 38(16): 3023-3024.

(编辑 葛赵青 荆树蓉)