

凝聚核粒子计数器的理论研究及数值模拟

张鑫, 陈龙飞, 梁志荣, 龚伟, 张迪哲

北京航空航天大学能源与动力工程学院, 北京 100191

摘要 凝聚核粒子计数器是一种纳米级颗粒物的检测装置, 本文对该仪器的冷凝段进行了理论分析及数值模拟。数值模拟采用四点有限差分隐式法和Crank-Nicolson法, 使用不等间距网格。结果显示四点有限差分隐式法模拟结果的稳定性和精确性良好, 并与前人的研究结果基本一致。在数值上对剑桥大学提出的高温凝聚核粒子计数器的可行性进行验证, 模拟结果显示, 高温下工作的凝聚核粒子计数器切割粒径为4 nm, 能够去除挥发性物质的影响。研究验证, 由于工质冷凝在颗粒表面而导致的工质损失以致过饱和度降低的影响可忽略不计。

关键词 颗粒物; 凝聚核粒子计数器; 数值模拟; 不等间距网格; 计数效率

中图分类号 TK121

文献标志码 A

doi 10.3981/j.issn.1000-7857.2015.06.012

Theoretical investigation on condensation particle counter and its numerical simulation

ZHANG Xin, CHEN Longfei, LIANG Zhirong, GONG Wei, ZHANG Dizhe

School of Energy and Power Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China

Abstract This paper reports the theory and modeling of a nanoparticle monitor, the condensation particle counter. A four-point finite difference implicit approach and Crank-Nicolson approach are utilized for the model and nonuniform grids are adopted. The simulated results have revealed that the four-point finite difference implicit approach is in good agreement with the previous studies, while the stability and precision are improved. This paper numerically validates the feasibility of high temperature condensation particle counter, which was proposed by Cambridge to replace the existing particle measurement program. The result shows that the cut-off size is 4 nm, thus eliminating the effect of volatile compounds. At last, the depletion of working medium is verified, which is caused by working fluid condensing on the particles, thus lowering saturation ratio can be safely neglected.

Keywords aerosol; condensation particle counter; numerical simulation; nonuniform grids; counting efficiency

内燃机燃烧产物中的微细颗粒物, 特别是超细颗粒物(直径 < 100 nm), 由于其对人类健康和环境的不利影响, 一直是当前的研究热点^[1-3]。大量研究表明, 汽油机或柴油机排放物中的纳米级颗粒数目的绝大部分都小于 50 nm, 定义为核态颗粒。发动机排气物中, 虽然核态颗粒(直径 < 50 nm)质量只占总颗粒物质量的 0.1%~10%, 却占总数量的 90%^[4]。因此, 欧盟提出需要对汽油机和柴油机排气颗粒物的数量进

行限制, 以此作为反映颗粒物不利影响的另一个重要指标。

凝聚核粒子计数器(condensation particle counter, CPC)通过让过饱和蒸汽冷凝在颗粒物上, 以此让微细颗粒物长大到光学可测的尺寸, 再采用弥散射方法检测颗粒物的数目。通常来说, 这类设备主要可以分为 4 种类型: 膨胀型、层流型、混合型 and 分段型。其中, 膨胀型的原型是尘度仪和测云器^[5,6]。早在 1875 年, Coulier 表明, 未经过滤的空气, 由于其中含有杂

收稿日期: 2015-01-23; 修回日期: 2015-02-03

基金项目: 国家自然科学基金项目(51306011); 北京市自然科学基金项目(3132031)

作者简介: 张鑫, 硕士研究生, 研究方向为高温凝聚核粒子计数器, 电子信箱: royking001@qq.com; 陈龙飞(通信作者), 副教授, 研究方向为燃烧和排放, 电子信箱: chenlongfei@buaa.edu.cn

引用格式: 张鑫, 陈龙飞, 梁志荣, 等. 凝聚核粒子计数器的理论研究及数值模拟[J]. 科技导报, 2015, 33(6): 73-78.

质颗粒,其发生凝聚需要更小的膨胀率^[7]。层流型凝聚核粒子计数器通常由3部分构成:饱和段、冷凝段和光学粒子计数器(optical particle counter, OPC),它能让气溶胶连续流过^[8]。取决于刘易斯数(Lewis number, Le , 热扩散率与质量扩散率的比值)的不同,层流型又可以分为加热式($Le < 1$)和冷却式($Le > 1$)^[9]。在加热式中,水通常作为颗粒物长大的工质,而在冷却式使用的工质通常是正丁醇^[10-12]。CPC中通常会采用鞘气结构,以减少质量扩散损失,同时提高仪器的响应时间^[13]。TSI公司的3020,是第一款商用CPC,由Agarwal和Sem于1980年发明^[14]。此后,为了在理论上计算凝聚核粒子计数器的计数效率,McMurry和Stolzenburg对3020进行了修改:1) 改造采样口,降低采样损失;2) 采用鞘气结构,将气溶胶流限制在冷凝段过饱和度最高的中心部分,从而提高了计数效率。改装后,对3 nm颗粒的计数效率接近50%^[15]。混合型和分段型拥有较大的流率和较高的激活效率,在湍动混合条件下,没有扩散率的限制^[16,17]。本文主要注重研究层流冷却型CPC。

为了满足欧六法规精确测量颗粒物数目的要求,在测量过程中需防止挥发性物质和半挥发性物质冷凝成核,生成颗粒物。由于半挥发性物质冷凝成核具有很大的不确定性,若不去除半挥发性物质和挥发性物质的影响,颗粒物的测量结果将不具有重复性。传统的颗粒物测量系统(particle measurement program, PMP)中有个挥发性物质移除设备(volatilized particle remover, VPR),主要由高温稀释段、蒸发管(evaporation tube, ET)和二级冷却稀释段构成。Biswas在2009年表示,对于这种二元系统,硫酸或者水容易在蒸发管的下游冷凝,从而与固体颗粒一起计数^[18]。研究发现,PMP下游绝大部分23 nm以下的颗粒物都由半挥发性物质冷凝生成^[19]。因此传统的颗粒物测量系统确定了截止粒径,只测量23 nm以上的颗粒物。本文拟开发一种新的颗粒物检测方式,让仪器在高达350℃的高温下工作,远高于半挥发性物质的冷凝温度,从而提供一种只测量固态颗粒物的思路^[19]。另一方面,由于省去了VPR,从而简化了颗粒物检测系统。

在CPC的冷凝段,其流型及热传递和质量传递过程可以与经典的格雷兹问题相类比,因此作如下假设:充分发展的速度型、稳定的温度场;不可压缩牛顿流体;对称的圆管内流动,且轴向导热可忽略;黏性耗散可忽略^[20]。格雷兹问题最初的求解方法是依靠特征值,需要尽可能多地求得特征值^[21],且边界条件固定。当边界条件改变时,需要重新计算特征值,给求解带来不便^[22,23]。Ahn等^[24,25]采用了半隐式(semi-implicit method for pressure-linked equations, SIMPLE)求解传热方程和传质方程。早在1980年,Patanker就详细介绍了该算法,该算法需预估初始压力,然后进行多次迭代,具有良好的稳定性^[26]。2013年,Rongchai等^[27]按显示算法进行计算,无需大量的矩阵运算,截断误差更小并且对于边界条件的给定更具有灵活性。本文主要比较两种不同的计算流体力学方法:

Crank-Nicolson(C-N)法和四点有限差分隐式法,以求更高的计算效率、更小的截断误差,且数值上更加稳定。

1 CPC及冷凝段建模

1.1 层流型CPC

CPC主要由饱和段、冷凝段和光学单元构成。其中,饱和段和冷凝段如图1所示。饱和段中放置有机工质,气体先通过饱和段,在其运动过程中夹带有机工质,从而使空气处于饱和状态。同时,为了提高空气夹带有机工质的效果,饱和段中通常会添加能浸润工质的多孔质材料,通过加大气流与有机工质的接触面积,以及利用毛细作用提高浸润效果。与商用CPC不同,为了更好地建立物理模型,并且与之后的实验结果进行匹配,本文所建立的模型中,将气体分为两部分,其中洁净的空气通过饱和段,而少量的含尘气流经一根细管直接进入冷凝段。由于饱和段的温度比冷凝段的温度高,因而工质在冷凝段中处于过饱和状态,从而蒸汽会冷凝在颗粒表面,使得颗粒增长。

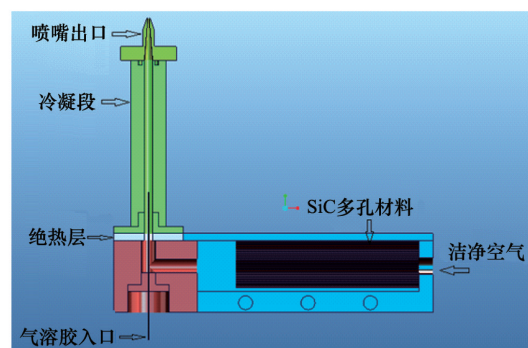


图1 CPC饱和段及冷凝段模型
Fig. 1 Saturator and condenser of CPC

CPC的光电单元,又称为光学粒子计数器OPC。目前中国的OPC技术已较为成熟,它利用弥散射方法来测量颗粒物的浓度。

1.2 CPC的计数效率

HT-CPC(高温凝聚核粒子计数器)用来测量纳米级固态颗粒物,计数效率是仪器性能最重要的参数之一。HT-CPC对于特定粒径的计数效率 $\eta_{cpc}(D_p)$ 指的是入口进入的颗粒中被激活长大并最终能成功计数的颗粒所占的比例,可分解成3项^[23]:

$$\eta_{cpc}(D_p) = \eta_{sam}(D_p) \cdot \eta_{act}(D_p) \cdot \eta_{det}(D_p) \quad (1)$$

式中,采样效率 $\eta_{sam}(D_p)$ 为毛细管出口颗粒物浓度与被抽取运输流的颗粒物浓度之比;激活效率 $\eta_{act}(D_p)$ 为在冷凝段被成功激活的颗粒物占毛细管出口颗粒物的比例;检测效率 $\eta_{det}(D_p)$ 指被成功激活并长大到光学可检测尺寸的颗粒中,最终实现计数的颗粒物所占的比例。经过分析,采样损失主要取决于采样系统,在本文中,采样效率默认为1,即

$\eta_{\text{sum}}(D_p) = 1$ 。根据成核理论,所有被成功激活的颗粒,最终会在冷凝段中迅速长大到可检测的尺寸,检测效率也可视为1。因此,计数效率可近似为激活效率。

1.3 冷凝段模型

激活效率 $\eta_{\text{act}}(D_p)$ 为按通量平均被激活颗粒物浓度占入口颗粒物浓度的比例,对不同的颗粒直径 D_p 分别进行求解:

$$\eta_{\text{act}}(D_p) = \frac{\int_0^R N_{D,a}(r) 2\pi r \cdot u_r \cdot dr}{\int_0^R N_{D,in}(r) 2\pi r \cdot u_r \cdot dr} \quad (2)$$

式中, u_r 是冷凝段中径向位置 r 处流体的速度, $N_{D,a}(r)$ 和 $N_{D,in}(r)$ 分别为径向位置 r 处被激活的颗粒数数目和入口颗粒物数目。

颗粒物的激活基于开尔文理论。开尔文理论考虑表面张力对曲面分压力平衡的影响,它引入了“平衡直径”和“开尔文直径”的概念,“平衡直径”指颗粒物恰好能既不蒸发也不增长的直径,“开尔文直径”为颗粒物尺寸的当量直径,它与饱和度有关。当微粒的“开尔文直径”大于“平衡直径”时,颗粒物被激活,平衡直径的计算公式^[28]为

$$D_k = \frac{4\gamma M}{\rho RT \cdot \ln S} \quad (3)$$

式中, γ 为表面张力; M 为相对分子质量; ρ 为工作流体的密度; R 为通用气体常数; T 为液滴的绝对温度; S 为饱和度,且 $S = \frac{p_v}{p_{\text{sat}}(T)}$, p_v 为工质的分压力, $p_{\text{sat}}(T)$ 为温度 T 下的饱和蒸汽压力。

在计算计数效率之前,首先需要计算特定尺寸颗粒的平衡直径及相应浓度。由于平衡直径是 S 和 T 的函数,需先通过饱和蒸汽压力 $p_{\text{sat}}(T)$ 和蒸汽分压力 p_v 来计算饱和度 S ,所有的未知参数,如 p_v 、 T 、 S 、 $N(D_p)$,可根据其在冷凝段中的位置求得。

1.4 模型假设和边界条件

冷凝段中流型的求解,与经典格雷兹问题相似。其中, T 和 p_v 分布的求解过程设定的边界条件如表1所示。表中, $N(D_p)$ 指依赖于颗粒物尺寸的标准化浓度。冷凝段入口处,气溶胶流和鞘流的 $N(D_p)$ 分别为1和0。

表1 冷凝段的边界条件

Table 1 Boundary condition of condenser

位置	温度/°C	压力/Pa	颗粒物浓度 $N(D_p)$
气溶胶入口 (T_{sat} , 取饱和段温度)	320	0	1
鞘气入口 (T_{sat} , 取饱和段温度) (T_{sat} 对应的饱和蒸汽压力)	320	$p_{\text{sat}}(T_{\text{sat}})$	0
冷凝壁面 (T_{con} , 取冷凝段温度) (T_{con} 对应的饱和蒸汽压力)	240	$p_{\text{sat}}(T_{\text{con}})$	0

基于边界层理论,入口段长度的经验公式^[29]为

$$L_{\text{em}} = 0.06 \cdot Re \cdot D \quad (4)$$

在本研究中,雷诺数 $Re=17.46$,远小于2300,从而判定流动处于层流状态。入口段长度根据式(4)计算为0.0052 m,远小于冷凝段长度0.1 m。因此,可认为冷凝段中的流型是充分发展的层流。

在冷凝段,按照二维圆柱体进行建模。冷凝段的长度为0.1 m,内径为0.005 m。冷凝段中的气流流动及蒸汽冷凝属于宏观流动传热问题,满足傅里叶导热定律、费克定律、能量守恒定律、质量守恒定律。其中,能量平衡方程为

$$-2\pi r \cdot dz \cdot \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \cdot r \right) \cdot dr + 2\pi r \cdot dr \cdot \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \cdot dz + u_r \cdot 2\pi r dr \cdot \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial z} dz = 0 \quad (5)$$

格雷兹问题指求解具有恒壁温边界条件的管内流动的传热问题。根据经典格雷兹问题理论,贝克莱数 Pe 在解决传热问题中与雷诺数 Re 在流体力学中的重要作用相当。贝克莱数 Pe 是雷诺数 Re 与普朗特数 Pr 的乘积,它的物理意义可表达为

$$Pe = Re \cdot \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\text{由对流传产生的能量输运速率}}{\text{由导热产生的能量输运速率}} \quad (6)$$

式中, ν 为运动黏度。

由于本模型中的贝克莱数 Pe 远大于1,因而,轴向导热项 $2\pi r \cdot dr \cdot \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \cdot dz$ 可忽略不计。模型忽略颗粒之间的相互作用,因而激活只在满足过饱和度的条件下才能发生。

对于管内的充分发展层流,其速度分布可以假设为

$$u_r = 2U \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (7)$$

式中, U 为冷凝段中的平均速度。

式(5)最终可简化为

$$2U \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (8)$$

式中, α 为热扩散率, $\alpha = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$, ρ 为空气密度, λ 为导热系数, c_p 为空气比热容, u_r 可根据泊肃叶定律计算得到。

同理,根据费克定律和能量守恒定律,可用相似的方法推导出 HT-CPC 的蒸汽分压力和颗粒物浓度分布,只需要将式(8)中的 T 、 α 分别替代成 p_v 、 D 以及 $N(D_p)$ 、 $D(D_p)$ 。 D_v 、 $D(D_p)$ 分别为蒸汽扩散率和颗粒物扩散率。 α 取 25°C 条件下的值,并认为是常数。由径向温度差产生的径向导热可忽略,类似地,径向的工质扩散和颗粒物扩散同样可忽略。因此计算工质蒸汽分压力和颗粒物浓度分布的差分方程可分别简写为

$$u_r \frac{\partial p_v}{\partial z} = D_v \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p_v}{\partial r} \right) \quad (9)$$

$$u_r \frac{\partial N(D_p)}{\partial z} = D(D_p) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial N(D_p)}{\partial r} \right) \quad (10)$$

本研究采用五环聚苯醚作为 HT-CPC 的测试工质,该工

质的参数可以查阅文献[19]。

2 算法优化

2.1 四点有限差分隐式方法与之前算法比较

经典格雷兹问题可以通过分析求解得到精确解^[30]。Stolzenburg 曾使用该方法获得冷凝段的流动结构,但导致冷凝段入口处温度和蒸汽压力波动^[22,23]。1990年,Ahn 等^[26]采用半隐式方法(SIMPLE)求解传热方程和传质方程,该方法需设一个预估值,再经过迭代求得精确解。

剑桥大学 Rongchai 等^[27]使用显式方法求解模型,能简化矩阵运算,从而消除温度和压力的震荡,并且与半隐式方法一样具有很高的精度。但是该显式算法的收敛与时间步长的大小及 z 向和 r 向模型网格尺寸有关,为了获得更高的精度, z 方向的网格密度需要和 r 方向的网格密度同步增加。在本研究模型中,采用四点有限差分隐式方法(四点隐式法),该方法的收敛与步长大小无关,且满足无条件数值稳定。此外,本研究使用 C-N 法对模型进行求解,但它求解得到的近壁面的值会发生震荡,因而不适合在此模型中采用。表 2 列出了 Stolzenberg 的模型、SIMPLE 法、显式法、C-N 法、四点隐式法 5 种方法的对比结果。

表 2 模型求解方法对比

Table 2 Comparison between different methods

求解方法	程序复杂程度	是否需要预估压力	震荡性	稳定性
Stolzenberg 模型	复杂	否	近壁面	好
SIMPLE 法	复杂	是	不震荡	好
显式方法	简单	否	不震荡	差
C-N 法	一般	否	近壁面	好
四点隐式法	一般	否	不震荡	好

2.2 四点有限差分隐式方法

四点有限差分隐式方法是用一个联立方程组求解多个未知数。其内部结点的方程基于图 2 建立。

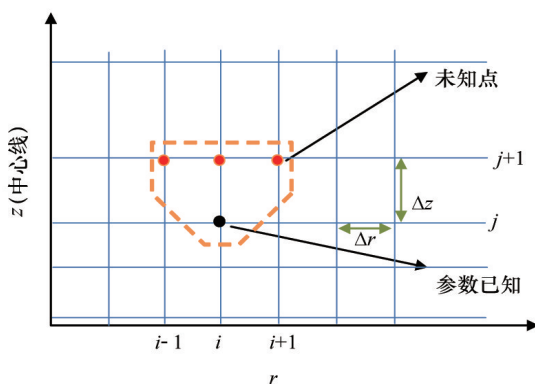


图 2 四点有限差分隐式方法

Fig. 2 Four point finite difference implicit approach

对于模型内部的点,可以将偏微分方程式(11)离散,成为式(12)的差分方程形式:

$$u \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] \quad (11)$$

$$u_{i,j} \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta z} = \alpha \frac{1}{r_{i,j}} \frac{\left(\frac{r_{i,j} + r_{i+1,j}}{2} \right) \frac{T_{i+1,j+1} - T_{i,j+1}}{\Delta r} - \left(\frac{r_{i,j} + r_{i-1,j}}{2} \right) \frac{T_{i,j+1} - T_{i-1,j+1}}{\Delta r}}{\Delta r} \quad (12)$$

式中,有 3 个位置变量: $T_{i+1,j+1}$ 、 $T_{i,j+1}$ 和 $T_{i-1,j+1}$,再加上边界条件:1) 关于中心线对称, $\frac{\partial T}{\partial r} = 0, r = 0$; 2) 恒定壁温;从而产生了一系列等式,对这些等式进行三对角矩阵运算可求得 i 层未知变量 $T_{i,j+1}$ 的值。

2.3 使用不等间距网格以提高计算效率

在本研究模型中,由图 2 可以看出,采用了不等间距网格进行模拟。在入口段使用密集网格,而出口处采用稀疏网格。入口处,流体参数变化剧烈,从而使用密网格能获得更精确的解。本研究模型中采用的坐标变换为

$$z = e^\eta - 1 \quad (13)$$

式中, z 是真实的坐标, η 是经过坐标变换后用于数值计算的坐标。

在 Rongchai 的模型中,在径向取 17 个节点,而轴向分成 30000 份时,其精确性已基本能满足要求^[27]。但在本研究模型中,由于轴向的步长不需受径向步长的限制,所以径向分为 18 步,但是轴向分成 10000 步,从而减小计算量,但造成的温度和饱和度变化不到 0.1%,同时稳定性也能保证。当采用四点有限差分隐式方法用主流笔记本电脑计算计数效率时,一般需要几十分钟。

3 结果及讨论

3.1 计数效率

基于 Matlab 利用四点有限差分隐式方法求解冷凝段 T 、 p_v 、 $N(D_p)$ 、 S 和 D_k 的空间分布。 $N(D_p)$ 为依赖直径的标准化的颗粒物浓度,本研究中给出颗粒物直径 $D_p = 7$ nm 的模拟结果。 $N(D_p)$ 的分布可通过式(10)计算求得。

图 3 给出了饱和度 S 的分布,以及对应的平衡直径 D_k 的分布。只要颗粒物的等效开尔文直径大于平衡直径,工质凝聚速度就大于蒸发速度,从而颗粒物被激活,并迅速长大。因而在颗粒物运动过程中,只要其能通过开尔文直径大于平衡直径的点,颗粒物便能实现增长。从图中可以看出,在中心区域饱和度较大,颗粒物易于增长,因而采用鞘气结构能将颗粒物都限制在中心区域,从而提高激活效率。

在本研究模型中计数效率可视为激活效率。为了进一步确定该系统的性能,对直径 1~100 nm 范围的颗粒进行了计算,结果如图 4 所示。由图 4 可知,系统的截止粒径约 4 nm,

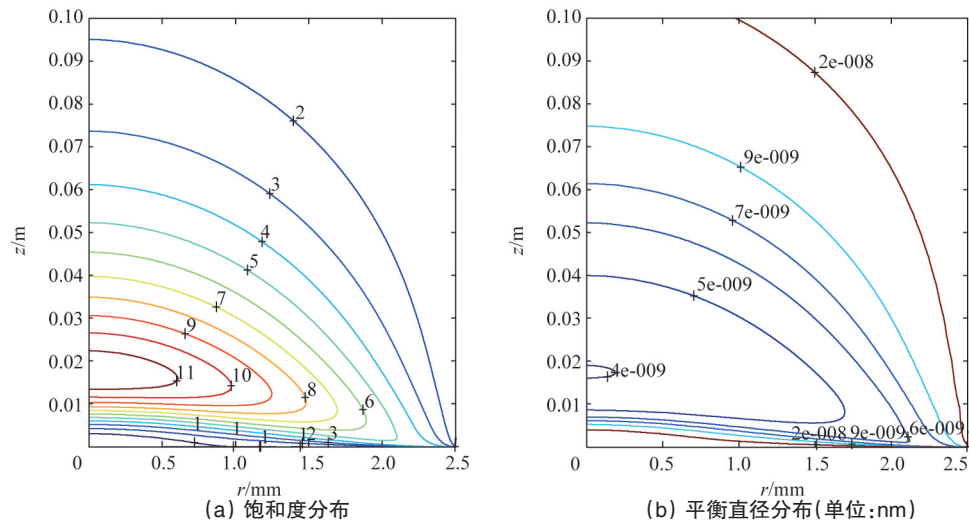


图3 冷凝段中的饱和度分布和平衡直径分布

Fig. 3 Saturation ratio profile and equilibrium Kelvin diameter profile in the condenser

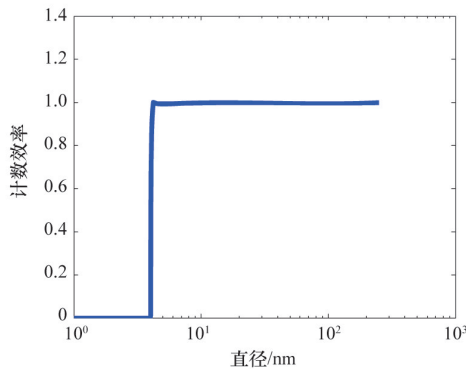


图4 不同颗粒物尺寸的计数效率

Fig. 4 Counting efficiency for particles of diameters ranging from 1 to 100 nm

截止粒径指计数效率为50%的点。这个值要比颗粒物检测系统PMP所定义的 d_{50} 点,即23 nm,要小得多,且大于4 nm的颗粒计数效率均接近于1。根据理论预测,HT-CPC能够达到PMP系统的测量要求。

3.2 工质损失

式(7)、式(9)及式(10)是基于冷凝段中工质是连续的假设建立,但实际工质会随着颗粒物的径向流动而冷凝到颗粒的表面,从而造成冷凝段下游工质的损失。为了计算该损失对激活过程的影响,在不同的轴向位置计算了该损失的速率,并作了如下假设:1) 进入冷凝段的颗粒直径均为7 nm; 2) 损失率低于5%。

根据连续性方程、转变过程和自由分子理论,Fuchs和Sutugin提出了颗粒增长的等式,且液滴表面满足热平衡方程(式(15))和质量平衡方程(式(14))^[31]。

$$d_p \frac{dd_p}{dt} = \frac{4D_{vg} v_m}{k} \left(\frac{p_\infty}{T_\infty} - \frac{p_d}{T_d} \right) f(Kn_v) \quad (14)$$

$$T_d - T_\infty = \frac{\Delta H D_{vg} m_v}{k k_g} \left(\frac{p_\infty}{T_\infty} - \frac{p_d}{T_d} \right) f(Kn_g) \quad (15)$$

式中, d_p 为液滴的直径, t 为时间, v_m 为冷凝蒸汽的分子体积, k 是玻尔兹曼常数。 T_d 和 T_∞ 分别为液滴表面和远离液滴处的绝对温度, p_d 和 p_∞ 分别为液滴表面和远离液滴处的蒸汽压力。 ΔH 为蒸汽的蒸发焓, m_v 为凝结蒸汽的质量, k_g 为空气的导热系数, D_{vg} 为蒸汽在空气中的扩散系数。图5为颗粒物沿着中心线增长的计算结果,图中, x 是冷凝段中心线上各点与冷凝段入口的距离, L 是冷凝段总长度。

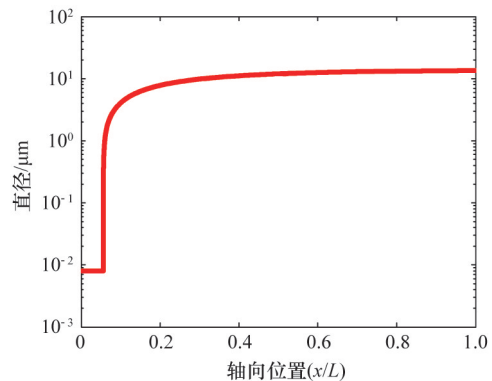


图5 中心线处颗粒沿径向增长

Fig. 5 Particle growth along axial direction at the center line

从图5可以看出,颗粒被激活后会迅速长大成远大于原始尺寸的液滴,因此可以将冷凝到颗粒表面的蒸汽量近似按液滴的最终尺寸来计算。当总的流量为0.3 L/min,最大允许损失率为5%时,最大的颗粒物浓度为

$$N_p = \frac{0.015/60}{N(D_p) \cdot \frac{1}{6} \pi D_p^3} \quad (16)$$

式中, N_p 为假设工质损失为5%时,允许的最大颗粒物浓度。表3列出了径向不同位置的颗粒尺寸增长情况,及满足假设所允许的最大颗粒物浓度。求得允许的最大颗粒物浓度(10^{11} mL⁻¹量级)远高于经过10:1稀释后的发动机尾气的颗粒物浓度。从而可以得出结论,由于蒸汽冷凝到颗粒物表面

而产生的工质损失,进而导致的激活效率的降低可忽略不计。因此,可认为冷凝段中的工质的连续性假设是合理的。

表3 直径为7 nm的颗粒沿径向尺寸增长情况及保证蒸汽损耗影响可以忽略的最大颗粒物浓度

Table 3 Particle ($D_p = 7 \text{ nm}$) growth and accepted particle concentration along axial direction

轴向位置/m	标准化浓度	颗粒长大后的尺寸/ μm	允许的颗粒物浓度/ mL^{-1}
0	1.000	0.007	—
0.03	0.975	9.848	5.13×10^{11}
0.07	0.852	12.91	2.60×10^{11}
0.10	0.731	13.53	2.64×10^{11}

4 结论

1) 通过比较 Stolzenberg 的模型、显示算法、C-N 算法以及四点有限差分隐式算法,并对冷凝段进行建模,最终采用的四点有限差分隐式算法能避免入口处或者壁面处温度和压力的波动。并且通过不等间距网格,能使用较少的网格数,达到精度接近其他算法的解,从而提高了计算效率。模拟结果对 CPC 的结构设计提供了参考。

2) 计算结果显示,HT-CPC 能消除由于挥发性物质自发成核产生的影响。

3) 讨论了由于工质冷凝导致的工质损失很少,因而其对激活效率的影响也可忽略不计。

后期将对冷凝过程机理展开深入研究,并采用实验方法进行验证。

参考文献 (References)

[1] Kittelson D B. Engines and nanoparticles: A review[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1998, 29(5): 575-588.

[2] Hofmann W. Modelling inhaled particle deposition in the human lung—A review[J]. *Journal of Aerosol Science*, 2011, 42(10): 693-724.

[3] Ristovski Z D, Miljevic B, Surawski N C, et al. Respiratory health effects of diesel particulate matter[J]. *Respirology*, 2012, 17(2): 201-212.

[4] European Commission. Public consultation on the future Euro VI emission limits for heavy duty vehicles[EB/OL]. (2007-09-03) [2015-01-23]. http://ec.europa.eu/enterprise/newsroom/inf_getdocument.cfm?doc_id=4378.

[5] Aitken J. On dust, fogs, and clouds[J]. *Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, 1883, 30(1): 337-368.

[6] Espy J P. The philosophy of storms[M]. New York: Little, Brown and Company, 1841.

[7] Coulier M. Note sur une nouvelle propriete de l'air[J]. *Journal de Pharmacie et de Chimie*, 1875, 22(4): 165-172.

[8] Rosen J M, Pinnick R G, Hall R. Recent measurements of condensation nuclei in the stratosphere[C]//Proceedings 3rd Conference Climatic Impact Assessment Program. Washington D C: Department of Transportation, 1974: 280-287.

[9] Hering S V, Stolzenburg M R. A method for particle size amplification by water condensation in a laminar, thermally diffusive flow[J]. *Aerosol Science and Technology*, 2005, 39(5): 428-436.

[10] Kousaka Y, Niida T, Okuyama K, et al. Development of a mixing type

condensation nucleus counter[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1982, 13(3): 231-240.

[11] Iida K, Stolzenburg M R, McMurry P H. Effect of working fluid on sub-2 nm particle detection with a laminar flow ultrafine condensation particle counter[J]. *Aerosol Science and Technology*, 2009, 43(1): 81-96.

[12] Bricard J, Delattre P, Madelaine G, et al. Detection of ultra-fine particles by means of a continuous flux condensation nuclei counter[M]. New York: Academic Press Inc., 1976: 566-580.

[13] Wilson J C, Hyun J H, Blackshear E D. The function and response of an improved stratospheric condensation nucleus counter[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1983, 88(C11): 6781-6785.

[14] Agarwal J K, Sem G J. Continuous flow, single-particle-counting condensation nucleus counter[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1980, 11(4): 343-357.

[15] Cadle R D, Langer G. Stratospheric Aitken particles near the tropopause [J]. *Geophysical Research Letters*, 1975, 2(8): 329-332.

[16] Hoppel W A, Twomey S, Wojciechowski T A. A segmented thermal diffusion chamber for continuous measurements of CN[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1979, 10(4): 369-373.

[17] Biswas S, Verma V, Schauer J J, et al. Chemical speciation of PM emissions from heavy-duty diesel vehicles equipped with diesel particulate filter (DPF) and selective catalytic reduction (SCR) retrofits[J]. *Atmospheric Environment*, 2009, 43(11): 1917-1925.

[18] Zheng Z, Johnson K C, Liu Z, et al. Investigation of solid particle number measurement: Existence and nature of sub-23 nm particles under PMP methodology[J]. *Journal of Aerosol Science*, 2011, 42(12): 883-897.

[19] Collings N, Rongchai K, Symonds J P R. A condensation particle counter insensitive to volatile particles[J]. *Journal of Aerosol Science*, 2014, 73: 27-38.

[20] Subramanian S R. The Graetz problem[EB/OL]. (2012-04-01) [2015-01-23]. <http://www.ewp.rpi.edu/hartford/~ernesto/S2012/EP/MaterialsforStudents/Onarheim/Subramanian-Graetz%20Problem.pdf>.

[21] Barron R F, Wang X, Warrington R O, et al. Evaluation of the eigenvalues for the Graetz problem in slip-flow[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 1996, 23(4): 563-574.

[22] Stolzenburg M R. An ultrafine aerosol size distribution measuring system [D]. Twin Cities: University of Minnesota, 1988.

[23] Stolzenburg M R, McMurry P H. An ultrafine aerosol condensation nucleus counter[J]. *Aerosol Science and Technology*, 1991, 14(1): 48-65.

[24] Ahn K H, Liu B Y H. Particle activation and droplet growth processes in condensation nucleus counter—I. Theoretical background[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1990, 21(2): 249-261.

[25] Ahn K H, Liu B Y H. Particle activation and droplet growth processes in condensation nucleus counter—II. Experimental study[J]. *Journal of Aerosol Science*, 1990, 21(2): 263-275.

[26] Patankar S. Numerical heat transfer and fluid flow[M]. Boca Raton: CRC Press, 1980.

[27] Kanchit Rongchai. The high temperature condensation particle counter (HT-CPC)—A new instrument for the measurement of solid particulate matter[D]. Cambridge: University of Cambridge, 2013.

[28] Hinds W C. Aerosol technology: Properties, behavior, and measurement of airborne particles[M]. New York: Wiley Interscience, 1982.

[29] White F M, Corfield I. Viscous fluid flow[M]. New York: McGraw-Hill, 1991.

[30] Rohsenow W M, Hartnett J P, Cho Y I. Handbook of heat transfer[M]. New York: McGraw-Hill, 1997.

[31] Fuchs N A, Sutugin A G. Highly dispersed aerosols[M]. Ann Arbor, Michigan: Ann Arbor Science Publishers, 1970.

(编辑 陈华姣)