

高等学校试用教材

硅酸盐工业 热工过程 及 设备

上册

(第二版)

孙晋涛 孙承绪 徐佐璋 编



中国建筑工业出版社

81.5
215

敏

高等学校试用教材

硅酸盐工业热工过程及设备

上册

(第二版)

孙晋涛 孙承绪 徐佐璋 编

中国建筑工业出版社

本教材分上、下册。上册为硅酸盐各专业通用的基础理论部分；下册共有三个分册，分别介绍水泥、玻璃、陶瓷工业专用的热工设备。

本书为上册，初版于1980年，这次修订再版重写了个别章节，其它内容作了适当增删。本书讲述硅酸盐工业热工基础理论，较系统地阐明了窑炉内有关燃烧、气体流动和传热等基本规律。全书包括气体力学及其在窑炉中的应用、燃料及其燃烧、传热学三章，各章均结合硅酸盐各专业实际附有例题和习题。

本书除作高等学校水泥、玻璃、陶瓷等硅酸盐专业的通用教材外，也可供有关研究、设计和生产技术人员参考。

高等学校试用教材
硅酸盐工业热工过程及设备
上册
(第二版)
孙晋涛 孙承绪 徐佐璋 编

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
保定市科技印刷厂印刷

开本：787×1092毫米 1/16 印张：21 1/2 字数：519千字
1985年10月第二版 1985年10月第三次印刷
印数：18,001—36,600册 定价：3.10元
统一书号：15040·4789

第二版序言

本教材原由武汉建筑材料工业学院孙晋涛主编，南京化工学院沈慧贤、华东化工学院孙承绪、北京工业大学陈业勤、同济大学王朝亨、上海建筑材料工业专科学校徐佐璋等合编。自1980年7月初版以来，经过五年的教学实践，各兄弟院校、使用单位和广大读者，对本教材内容提出了许多宝贵意见和建议，谨借此机会表示衷心的感谢。

根据无机非金属材料类教材编审委员会“洛阳会议”决定：《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）须经修订后重新出版，并责成武汉建筑材料工业学院孙晋涛、华东化工学院孙承绪和上海建筑材料工业专科学校徐佐璋进行修订，其中第一、二章由孙承绪、徐佐璋负责，第三章由孙晋涛负责。

第二版与第一版相比较，主要变动有：重写第一章窑炉中的气体力学，改名为“气体力学及其在窑炉中的应用”；将第二、三章合并成一章，即“燃料及其燃烧”，并精简“燃烧设备”部分篇幅；原第四章传热学改为第三章，增加球壁导热、接触热阻、复合壁导热、有限空间对流换热、有相变时的对流换热及导热问题的数值解法等内容，从而加强了基础理论和扩大了专业面。

本教材（第二版）由华南工学院刘振群主审，参加审稿的人员有天津大学宋崑、南京化工学院胡道和、齐齐哈尔轻工业学院汤家养、景德镇陶瓷学院赖福生、国家建筑材料工业局科教司张礼本、中国建筑工业出版社程佛根。武汉建筑材料工业学院冯修吉对初稿提出了书面意见。

由于编者水平有限，书中仍可能存在不少错误和缺点，恳请广大读者批评指正。

编者

1984年6月

目 录

第二版序言

绪 论	1
第一章 气体力学及其在窑炉中的应用	3
第一节 气体力学基础	3
一、气体的物理属性	3
二、气体流动的基本原理	6
第二节 窑炉系统内的气体流动	14
一、不可压缩气体的流动	14
二、可压缩气体的流动	19
三、气体射流	33
第三节 引导气体流动的设备	51
一、烟囱	52
二、喷射器	57
习题	70
主要参考文献	75
第二章 燃料及其燃烧	76
第一节 燃料的种类和组成	76
一、燃料的种类	76
二、燃料的组成及其换算	76
第二节 燃料的热工性质及选用原则	81
一、发热量(热值)	81
二、其他热工性质	83
三、燃料的选用原则	89
第三节 燃烧计算	90
一、计算的目的与内容	90
二、空气量、烟气量及烟气组成的计算	90
三、燃烧温度的计算	102
第四节 燃烧过程的基本理论	107
一、着火温度	107
二、着火浓度范围	108
三、固态炭的燃烧	109
四、可燃气体(H_2 、CO及烃类)的燃烧	111
五、火焰传播速度	112
第五节 气体燃料的燃烧过程及燃烧设备	115
一、气体燃料的燃烧过程	115
二、气体燃料的燃烧设备	120

第六节 液体燃料的燃烧过程及燃烧设备	125
一、重油的燃烧方法与燃烧过程	125
二、重油的雾化	126
三、燃油喷嘴	129
四、乳化油燃烧	133
第七节 固体燃料的燃烧过程及燃烧设备	135
一、固体燃料的燃烧过程	135
二、层燃燃烧室	136
三、煤粉燃烧设备	146
四、旋风燃烧室	151
五、沸腾燃烧室	151
习题	153
主要参考文献	154
第三章 传热学	156
第一节 导热	156
一、导热的基本概念及定律	156
二、导热系数	158
三、导热微分方程	160
四、无内热源的稳态导热	162
五、具有内热源的稳态导热	173
第二节 对流换热	177
一、对流换热的基本概念	177
二、对流换热的基本定律——牛顿冷却定律	178
三、对流换热微分方程组	178
四、对流换热过程的相似	180
五、流体自然对流换热	184
六、流体强制流动时的对流换热	188
七、沸腾与凝结换热	194
八、关于边界层理论	198
第三节 辐射换热	201
一、热辐射的基本概念	201
二、热辐射的基本定律	203
三、物体间的辐射换热	211
四、遮热板和遮热罩的作用	220
五、通过窑墙上小孔口的辐射热损失	224
六、气体辐射	224
七、火焰辐射	235
第四节 综合传热	237
一、一种流体通过器壁将热量传给另一种流体	238
二、窑内火焰空间内的传热	241
三、换热器	246
第五节 不稳定导热	253
一、不稳定导热的基本概念	253

二、分析求解法	255
第六节 导热的数值解法	261
一、二维稳定导热的数值解法	261
二、二维稳定导热的电热网络解法	270
三、一维不稳定导热的数值解法	275
四、一维不稳定导热的图解法	279
习题	286
主要参考文献	291
阅读材料	291
一、模型试验在热工设备中的应用	291
二、电热模拟法	299
附录	
一、国际制、工程制和英制单位换算表	313
二、常用局部阻力系数及综合阻力系数	314
三、常用材料的物理参数	321
四、烟气的物理参数	324
五、干空气的物理参数 ($p=1.01 \times 10^5 \text{Pa}$)	324
六、在饱和线上水蒸气的物理参数	325
七、在饱和线上水的物理参数	326
八、某些材料在法线方向上的黑度	327
九、计算辐射角系数和核算面积的公式和图	327

绪 论

硅酸盐工业产品种类繁多，生产工艺各不相同，但它们有一个共同的特点，就是：任何一种硅酸盐产品的成品或半成品，都必须在特定的窑炉中进行煅烧。煅烧过程中，物料在窑内要发生一系列的物理、化学变化。如果窑炉的设计不合理或操作上有缺陷，必然会影响到产品的产量和质量，或增加原料和燃料的消耗，严重时还可能产生废品。因此，人们常常把窑炉形象地比作硅酸盐工厂的心脏，以喻它的重要性。

我国是创造硅酸盐窑炉（陶瓷焙烧窑）最早的国家。从西安半坡遗址的发掘中，证明远在五千年以前，我们的祖先就创造了升焰式窑烧制陶器。早在战国时代，就发明了利用山坡的自然倾斜兴建的龙窑。至明代又出现了著名的德化阶级窑，稍后创造了景德镇的蛋形窑。就是在这些窑炉内，烧制出了闻名于世的“中国瓷器”。以上历史事实，说明了我国劳动人民在和自然作斗争中，在窑炉方面所取得的巨大成就。但是，由于几千年的封建统治和一百多年的帝国主义侵略，有着悠久历史传统的陶瓷工业和其他硅酸盐工业得不到发展而处于落后状态，解放前夕，我国硅酸盐工业已濒于绝境。解放后，在中国共产党的正确领导下，古老的陶瓷工业获得了新生，其他硅酸盐工业也得到了很大的发展，大型现代化的各种硅酸盐工厂在全国各地不断兴建，工业布局也更趋合理。但是，我们应清醒地看到，我国硅酸盐工业的生产水平仍落后于国际先进水平，产量、质量、劳动生产率、原料和燃料消耗等各项技术经济指标，与国际先进水平相比还有相当大的差距。为了使我国硅酸盐工业更快地接近或达到世界先进水平，我们必须面对现实迎头赶上。

设计、研制新型硅酸盐工业窑炉是发展硅酸盐工业的重要环节，而研究基础理论又是发展新型窑炉的必要条件。窑炉的先进性除了表现在操作中广泛使用电子计算技术，实现自动控制外，其本身也必须有先进的各项热工指标（如产量、单耗、热效率、炉龄等）。一般说来，对于窑炉的基本要求是：燃料在窑炉中必须充分燃烧，并能够根据工艺要求控制炉内气氛；最大限度地利用热能，尽可能提高传热速率，保证制品在窑炉内完成必要的物理、化学反应。为此，必须研究燃料燃烧学（包括燃烧静力学和燃烧动力学）、气体力学和传热学。这是指导窑炉设计和生产的三大基础理论。基础理论对窑炉实践的指导意义是十分明显的。例如，不符合气体运动规律设计的窑炉，将造成窑内温度分布极端不均，导致烟气由燃烧室中产生以后不能均匀分布于炉膛料垛中，而集中于顶部，或者通过短路直接进入烟囱，造成热量的浪费。同样，不了解燃料的燃烧机理和传热规律所设计的窑炉，是不能保证燃料热能充分利用的，窑炉的热效率低，甚至不能达到工艺要求的烧成温度。由此可见，我们必须善于把普遍规律（即上述基础理论）与窑炉的热工过程结合起来，使之成为指导生产和设计窑炉的理论，只有把生产实践经验和基础理论结合起来，才能正确地分析影响生产的各种因素，科学地总结生产经验，进而指导生产实践。

随着科学技术的进步，各种新型窑炉不断研制成功并投入生产。以水泥窑为例，五十年代以前主要是回转窑和立窑；五十年代在回转窑上附设各种类型的余热利用装置，提高

了窑的热效率；六十年代中期，各种带悬浮预热器的回转窑不断涌现；到七十年代又出现了带窑外分解炉的回转窑；进入八十年代，各国相继研究新的水泥熟料煅烧设备，如沸腾层煅烧窑等。由于新窑型的出现，使回转窑单机产量不断提高，带悬浮预热器的窑在窑直径不超过7米的情况下，单机日产量可达5000吨，而带分解炉的窑则可提高到8000~10000吨，而且热耗比一般回转窑低约36.5%。综观各类新窑型的特点，无非是增加传热面积，强化传热速率，使热能得到充分的利用；在设备结构上使之更合乎气体力学和传热学的基本原理。这充分说明基础理论对促进生产力发展的指导作用。但必须着重指出，由于在窑炉空间内一方面进行着燃料燃烧过程、气体流动和传热过程，同时在硅酸盐制品中也进行着复杂的物理化学变化，因此，总的过程是十分复杂的。这些变化过程既有内在的联系，也有相互之间的影响，它的规律至今尚未为人们所很好的掌握。再者，随着新型窑的涌现，新的理论也期待着热工工作者去探索和总结，使热工理论不断丰富，更臻完善。摆在我们面前的任务是：（1）用科学的方法总结当前生产窑炉的经验，以改进现有的窑炉设备，挖掘设备的生产潜力；（2）从事热工基础理论的研究工作，掌握客观规律，用以指导新型窑炉的设计和改进窑炉的操作方法。

《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）是一门重要的专业基础课，它研究窑炉内有关燃烧、气体流动和传热等基本规律，是深入学习和掌握各种硅酸盐工业窑炉的基础。近年来随着各类新型窑的涌现，热工理论也在不断地发展，在硅酸盐工业中所占的地位也愈来愈显得重要。但它还是一门新兴的、年轻的学科，有许多理论性问题并没有很好地解决，常需借鉴其他工业炉的理论，有待于不断充实和完善。

鉴于每种新型窑炉的问世，都要经过小型试验性窑的冷态和热态的模型试验，在此基础上再进行中间试验，最后才投入大规模生产。另外，热工理论研究亦多半先在模型窑上取得数据，然后加以推广应用。因此，模型试验研究对硅酸盐热工工作者来说，是一项十分重要的技术手段。为适应这一需要，本教材编写了有关模型试验和电热模拟方法的概念与基本原理的内容，作为《阅读材料》附在第三章后面，供学生自学参考。

《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）按66~78学时编写，共分三章，各章的学时数如下（供参考）：

- | | |
|------------|----------|
| 第一章 气体力学 | 12~16学时； |
| 第二章 燃料及其燃烧 | 18~22学时； |
| 第三章 传热学 | 36~40学时。 |

第一章 气体力学及其在窑炉中的应用

气体力学是从宏观角度研究气体平衡及其流动规律的一门科学。

硅酸盐窑炉中的气体有多种，而主要的是烟气和空气。它们起着载热体、反应剂、雾化剂等的作。纵观整个窑炉工作过程，从燃料的气化、雾化、燃烧，加热制品，余热回收直到烟气排出，自始至终都离不开气体流动。本章研究的中心问题就是气体流动。

气体流动与窑炉的操作和设计有密切关系。如气流的流动形态、速度和方向对热交换过程有影响，气流的混合对燃料燃烧过程有影响，气流的分布对炉温、炉压的控制有影响，气流的压强和流动阻力对排烟系统和装置的设计有影响等等。

窑炉中的气体流动过程常伴随有燃烧、传热、传质以及某些化学反应。它们对气体流动有一定的影响。本章的叙述暂不考虑这种影响，只讨论气体流动本身的规律。

第一节 气体力学基础

气体力学是流体力学的一个分支，流体力学的一些基本定理同样适用于气体力学。在流体力学中讨论液体居多，而在硅酸盐窑炉内流动的主要是热气体。它的某些性质与液体不同，甚至与常温气体亦有别。所以，在研究气体力学之初，必须先熟悉气体的性质。

一、气体的物理属性

气体的物理属性对其流动规律有很大影响。对于气体的物理性质，主要了解它的力学和热学性质。

(一) 压缩性和膨胀性

气体和液体不同，具有显著的压缩性和膨胀性。这是由于它们内部结构紧密性和分子间排斥力不同所致。压强和温度的改变对气体密度的影响很大。在温度不过低、压强不过高时，压强、温度和气体密度三者间的关系服从理想气体状态方程，即：

$$Pv = RT$$

或
$$\frac{P}{\rho} = RT \quad (1-1)$$

式中 P ——气体的绝对压强， N/m^2 ；

v ——气体的比容， m^3/kg ；

ρ ——气体的密度， kg/m^3 ；

T ——气体的绝对温度， K ；

R ——气体常数， $J/kg \cdot K$ 或 $N \cdot m/kg \cdot K$ 或 $m^2/K \cdot s^2$ 。

R 表示1千克质量的气体，在定压下加热，温度升高1度时所做的膨胀功。在标准状态^①下， $R = \frac{8314}{M} N \cdot m/kg \cdot K$ ，此处 M 为气体的分子量。对于干燥空气， $R = \frac{8314}{29} =$

① “标准状态”为1标准大气压、273K。本章中凡标志参数，其符号的角码均标以“0”。

$$286.69 \text{ N} \cdot \text{m} / \text{kg} \cdot \text{K} \left[\text{如按式 (1-1) 算, } R = \frac{Pv}{T} = \frac{101325 \times 0.773}{273} = 287.33 \text{ N} \cdot \text{m} / \text{kg} \cdot \text{K} \right]$$

当气体温度不变时, 式 (1-1) 变为:

$$\begin{aligned} Pv &= C \\ \text{或} \quad \frac{P}{\rho} &= C \end{aligned} \quad (1-2)$$

式中 C —— 常数。

式 (1-2) 表明, 等温情况下压强与体积成反比, 与密度成正比。亦即压强增加时, 体积缩小, 密度增大。由此看出, 气体具有压缩性。但气体不能无限地压缩。达到极限密度时 (此时的压强称极限压强), 密度便无法再增大了。说明式 (1-2) 在压强过高时不适用。

气体虽具有压缩性, 但在某种情况下却呈现不出来。例如, 在气流速度不大 (比音速小得多), 压强和温度的变化很小时, 气体的体积变化很小, 可近似地看作是不可压缩的。这种能够忽略其压缩性的气体称为不可压缩气体。硅酸盐窑炉内气体流速甚低, 窑内各部位间的最大压强差只占窑压的 0.02~0.5%, 窑每一段内的温度变化很小 (虽然整个系统的温差较大), 所以可看作是不可压缩气体。与上述情况相反, 如在喷射器、高速烧嘴内, 压缩性则不能忽略。密度不是常数的气体, 称为可压缩气体。一般将系统前后压强变化为原来气体压强的 20% 以上的气体叫作可压缩气体。

当气体压强不变时, 式 (1-1) 变为:

$$\begin{aligned} \frac{v}{T} &= C \\ \text{或} \quad \rho T &= C \end{aligned} \quad (1-3)$$

式 (1-3) 表明, 等压情况下, 温度与体积成正比, 与密度成反比。亦即温度升高时, 体积增大, 密度减小。由此看出气体具有膨胀性。但当温度过低时 (降到气体液化的程度), 式 (1-3) 误差明显, 不适用。

令标准状态下的气体体积为 V_0 、气体密度为 ρ_0 、气体流速为 w_0 , 则在 1 大气压下, 在工作温度为 t (以 $^{\circ}\text{C}$ 计) 时的体积 V_t 、密度 ρ_t 和流速 w_t 为:

$$V_t = V_0 \cdot \frac{273+t}{273} \quad (1-4)$$

$$\rho_t = \rho_0 \cdot \frac{273}{273+t} \quad (1-5)$$

$$w_t = w_0 \cdot \frac{273+t}{273} \quad (1-6)$$

(二) 粘性

气体内部质点或流层间因相对运动而产生内摩擦力以反抗相对运动的性质叫粘性。

内摩擦力由气体分子间的吸引力和内部分子的紊乱运动引起。这种紊乱运动会使速度不同的相邻气体层之间发生质量和动量的交换。气体分子间距大, 故分子间的吸引力较弱, 并且在温度不变时, 吸引力也不变。所以, 气体粘性主要取决于气体内部分子的紊乱运动。

单位面积上的内摩擦力 τ (N/m^2) 可用牛顿内摩擦定律的数学表达式表示:

$$\tau = \mu \frac{dw}{dy} \quad (1-7)$$

式中 $\frac{dw}{dy}$ ——速度梯度，即与气流相垂直的方向上单位距离 dy 的速度变化率， $1/s$ ，

μ ——与流体性质有关的比例系数， $N \cdot s/m^2$ 。

由于 μ 反映了粘性的动力学特性，所以称 μ 为动力粘度或简称粘度。粘度是衡量气体粘性大小的物理量。其单位还可由泊 (P) 表示。1泊 = $10^{-1} N \cdot s/m^2$ 。

在工程计算中常采用 μ 与 ρ 的比值—— ν 表示：

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-8)$$

ν 的单位为 m^2/s ，也用斯托克[简称斯(St)]表示。1斯 = $10^{-4} m^2/s$ 。由于 ν 的因次中没有力的因次，只具运动学要素，故 ν 称为运动粘度。 ν 比 μ 更能反映气体抵抗流动的特征。

气体与液体不同，温度升高时由于分子的紊乱运动加剧，故粘性增加， μ 值变大。粘度与温度的关系如下：

$$\mu_t = \mu_0 \left(\frac{273 + C}{T + C} \right) \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \quad (1-9)$$

式中 μ_t, μ_0 ——温度分别为 $t^\circ C$ 、 $0^\circ C$ 时的气体粘度， $N \cdot s/m^2$ ，

C ——与气体性质有关的常数。

某些气体的 μ_0 与 C 值列于表1-1。

某些气体的 μ_0 与 C 值 表 1-1

气 体 种 类	$\mu_0 (N \cdot s/m^2)$	C
空气(0~300°C)	1.72×10^{-6}	122
烟 气	1.51×10^{-6}	173
发生炉煤气	1.48×10^{-6}	150

低压下混合气体(如燃烧后的烟气)的粘度 μ_m 由气体分子动量传递原理推导得：

$$\mu_m = \frac{\sum_{i=1}^n \mu_i y_i M_i^{1/2}}{\sum_{i=1}^n y_i M_i^{1/2}} \quad (1-10)$$

式中 μ_i ——混合气体中 i 组分气体的粘度，

y_i ——混合气体中 i 组分气体的摩尔分率，

M_i ——混合气体中 i 组分气体的分子量。

上式也可写成：

$$\mu_m = \frac{\sum_{i=1}^n \mu_i a_i M_i^{1/2}}{\sum_{i=1}^n a_i M_i^{1/2}} \quad (1-11)$$

式中 a_i ——混合气体中 i 组分气体的体积百分数。

在推导中假设气体分子有效直径相同，故式(1-10)和式(1-11)表达的只是近似值。

高压时，气体分子缔合力显著，式(1-10)、(1-11)不能应用。

实验证明，只要压强不是特别高，则它对 μ 的影响很小，而对 ν 的影响较大。因为 ν 和 ρ 有关，所以，对可压缩气体来说， ν 与压强密切相关。在考虑气体的压缩性时，更多

的是应用 μ 而不用 ν 。

(三) 浮力

液体在空气中受到的浮力影响常常忽略不计，但浮力对热烟气流动却起着显著的作用。这一点可从下面的例子看出。

在 $\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3$ 的大气中有两个同样大小的流体柱（高 10 m 、截面积 1 m^2 ），一个是 $\rho_{H_2O} = 1000 \text{ kg/m}^3$ 的水，一个是 $\rho = 0.6 \text{ kg/m}^3$ 的热烟气。流体柱受到的浮力 $= V \rho_a = 10 \times 1 \times 1.2 \times 9.8 = 117.6 \text{ N}$ ；水柱重 $= 10 \times 1 \times 1000 \times 9.8 = 98000 \text{ N}$ ；烟气柱重 $= 10 \times 1 \times 0.6 \times 9.8 = 58.8 \text{ N}$ 。从上面计算结果看出，水柱重比水柱所受的浮力大 850 倍，所以，浮力影响可以略去，水柱只受重力作用，总是由高处向低处流动。而热烟气所受的浮力却比烟气柱重大 1 倍，所以热烟气在没有外界机械能加入的情况下，会靠净浮力的作用自行向上流动。

二、气体流动的基本原理

通常，都是运用物理学中的质量守恒原理、能量守恒原理和动量原理来分析气体流动。这种分析方法是对所考察的对象进行总的衡算，不涉及复杂的数学问题，无须了解过程的实际机理。它可以简便而迅速地得到有关参数的变化规律，所得的结果有时也相当精确，并可给出可能的函数形式或结果的数量级，能够给实验工作以启示，也足以满足解决工程问题的需要。但是用这种方法不能了解流场的详细结构。

由于实际情况比较复杂，为便于研究问题，一般假定研究对象是无粘性气体，并常限于一维流动，使情况得到简化。

(一) 质量守恒原理

由于气体充满它所在的空间，并连续不断地流动，故气体流量必然遵守质量守恒原理。在气体力学中，质量守恒原理称为连续性原理。反映这个原理的数学关系叫做连续性方程式。

在气体流场内取一单元六面体 dV ，其边长为 dx 、 dy 、 dz （见图 1-1）。

将六面体中 a 点的气体流速按座标轴方向分解成 w_x 、 w_y 、 w_z 。先讨论 x 轴方向的流量。在 x 轴方向 a 、 b 、 c 、 d 四点的气体流速和密度分别为：

$$w_{ax} = w_x$$

$$w_{xb} = w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} dy$$

$$w_{xc} = w_x + \frac{\partial w_x}{\partial z} dz$$

$$w_{xc} = w_{xb} + \frac{\partial w_{xb}}{\partial z} dz = w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} dy$$

$$+ \frac{\partial \left(w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} dy \right)}{\partial z} dz$$

$$\rho_a = \rho$$

$$\rho_b = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy$$

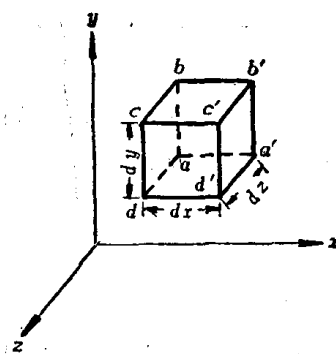


图 1-1 推导连续性方程式的单元六面体

$$\rho_a = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz$$

$$\rho_b = \rho + \frac{\partial \rho_b}{\partial z} dz = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy \right)}{\partial z} dz$$

a' 、 b' 、 c' 、 d' 四点的气体流速和密度分别为:

$$w_{aa'} = w_a + \frac{\partial w_a}{\partial x} dx$$

$$w_{ab'} = w_{aa'} + \frac{\partial w_{aa'}}{\partial y} dy = w_a + \frac{\partial w_a}{\partial x} dx + \frac{\partial \left(w_a + \frac{\partial w_a}{\partial x} dx \right)}{\partial y} dy$$

$$w_{ac'} = w_{aa'} + \frac{\partial w_{aa'}}{\partial z} dz$$

$$w_{ad'} = w_{ab'} + \frac{\partial w_{ab'}}{\partial z} dz$$

$$\rho_{a'} = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx$$

$$\rho_{b'} = \rho_{a'} + \frac{\partial \rho_{a'}}{\partial y} dy$$

$$\rho_{c'} = \rho_{a'} + \frac{\partial \rho_{a'}}{\partial z} dz$$

$$\rho_{d'} = \rho_{b'} + \frac{\partial \rho_{b'}}{\partial z} dz$$

在 $d\tau$ 时间内自六面体左边一面($abcd$)流入六面体的气体量为:

$$Q_1 = \frac{1}{4} (\rho_a w_{aa} + \rho_b w_{bb} + \rho_c w_{cc} + \rho_d w_{dd}) dy dz d\tau$$

在同一时间内由六面体右边一面($a'b'c'd'$)流出六面体的气体量为:

$$Q_2 = \frac{1}{4} (\rho_{a'} w_{a'a'} + \rho_{b'} w_{b'b'} + \rho_{c'} w_{c'c'} + \rho_{d'} w_{d'd'}) dy dz d\tau$$

$d\tau$ 时间内在 x 轴方向六面体内气体量的变化应为 $Q_x = Q_2 - Q_1$ 。将前式 w_a 和 ρ 分别代入整理后略去高阶微量可得:

$$\begin{aligned} Q_x &= \left(\rho \cdot \frac{\partial w_a}{\partial x} + w_a \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) dx dy dz d\tau = \frac{\partial (\rho w_a)}{\partial x} dx dy dz d\tau \\ &= \frac{\partial (\rho w_a)}{\partial x} dV d\tau \end{aligned}$$

用同样的方法可以得到在 y 轴和 z 轴方向 $d\tau$ 时间内六面体内气体量的变化为:

$$Q_y = \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} dV d\tau$$

$$Q_z = \frac{\partial (\rho w_z)}{\partial z} dV d\tau$$

整个六面体在 $d\tau$ 时间内气体量的变化为:

$$\left[\frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau$$

上式没有考虑气体密度随时间的变化。如果气体密度随时间而变,则会影响气体的质量。设在 τ 时刻的气体密度为 ρ , $\tau+d\tau$ 时刻的气体密度为 $\rho + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} d\tau$,则在 $d\tau$ 时间内由于密度变化而使六面体内气体量的变化为:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} dV d\tau$$

因此, $d\tau$ 时间内六面体内气体量的总变化为:

$$\left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} dV d\tau$$

根据质量守恒原理,六面体中气体的质量是不变的,即:

$$\left\{ \left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right\} dV d\tau = 0$$

因为 dV 和 $d\tau$ 不会等于零,所以:

$$\left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0 \quad (1-12)$$

式(1-12)即为气体的连续性方程式。

对于稳定流动, $\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0$,式(1-12)变为:

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} = 0$$

或
$$\text{div}(\rho w) = 0 \quad (1-13)$$

对于不可压缩气体, ρ 为常数。则式(1-12)可写成:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0$$

或
$$\text{div} w = 0 \quad (1-14)$$

在流管内的气流,其连续性方程式要简单些。通过流管某一截面(垂直于管轴)的气体量 $Q_1 = w_1 F_1 \rho_1$,通过流管另一截面(垂直于管轴)的气体量 $Q_2 = w_2 F_2 \rho_2$ 。式中 F_1 、 F_2 分别为相应截面的截面积。

对于稳定流动, $Q_1 = Q_2$,故:

$$w_1 F_1 \rho_1 = w_2 F_2 \rho_2 \quad (1-15)$$

对于不可压缩气体:

$$w_1 F_1 = w_2 F_2 = \text{常数} \quad (1-16)$$

(二) 能量守恒原理

物质可以具有多种形式的能量,如机械能、内能、电能、核能等。不同形式的能量可以互相转换。但能量不能产生,也不能消灭,这就是能量的转变和守恒原理,是自然界的普遍规律。

在气体流动系统里,气体的能量主要表现为机械能和内能。如果系统中没有加热或冷却,气体没有粘性,就不会因内摩擦而发热,使部分机械能转化为热能。内能是指物质内部的总能量,包括物质内部分子运动的能量、分子间的位能、分子内的能量、原子核内的能量等。内能是物质的属性。物质在一定的状态下,其内能是一定的。温度和比容改变,状态改变,内能也随之改变。对于不可压缩气体,其密度或比容不变,系统的内能就保持

不变。这样，进行能量衡算时，内能可以不考虑，只要进行机械能的衡算。能量衡算式叫做伯努利方程式。

不可压缩气体微小流束作稳定流动时的伯努利方程微分形式为：

$$gdZ + \frac{dP}{\rho} + \frac{1}{2}d(w^2) = 0 \quad (1-17)$$

式(1-17)表示单位质量气体的能量守恒，将其积分后得：

$$gZ + \frac{P}{\rho} + \frac{w^2}{2} = \text{常数}$$

或

$$Z + \frac{P}{\rho g} + \frac{w^2}{2g} = \text{常数} \quad (1-18)$$

式中 Z ——单位质量气体具有的势能，称为位头， m ，

$\frac{P}{\rho g}$ ——单位质量气体在压强 P 作用下具有的压力能，称为压头或静压头， m ，

$\frac{w^2}{2g}$ ——气体流动时单位质量气体具有的动能，称为速度头或动头， m 。

式(1-18)为无粘性的不可压缩气体作稳定流动时的伯努利方程。

硅酸盐窑炉经常遇到的是冷热气体共存情况(窑内热烟气、窑外冷空气)。这种情况下的伯努利方程式推导如下。

先用式(1-18)推导出窑炉内热气体流动时的伯努利方程式。

由于窑炉内热气体有粘性，故流动时会产生能量损失 Σh_{10} 。

如图1-2所示，管内热烟气从截面1-1流至截面2-2，平均密度为 ρ 。外界空气假定是静止的，平均密度为 ρ_a 。列出截面1-1与2-2间管内热气体的伯努利方程式：

$$Z_1 + \frac{P_1}{\rho g} + \frac{w_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\rho g} + \frac{w_2^2}{2g} + \Sigma h_{1(1-2)}$$

或

$$Z_1 \rho g + P_1 + \frac{w_1^2}{2} \rho = Z_2 \rho g + P_2 + \frac{w_2^2}{2} \rho + \Sigma h_{1(1-2)} \quad (a)$$

再列出外界空气的伯努利方程式：

$$Z_1 \rho_a g + P_{a1} = Z_2 \rho_a g + P_{a2} \quad (b)$$

式(a)减式(b)得：

$$\begin{aligned} Z_1 g(\rho - \rho_a) + (P_1 - P_{a1}) + \frac{w_1^2}{2} \rho &= Z_2 g(\rho - \rho_a) + (P_2 - P_{a2}) \\ &+ \frac{w_2^2}{2} \rho + \Sigma h_{1(1-2)} \end{aligned} \quad (c)$$

式(c)中， $Zg(\rho - \rho_a)$ 是每立方米烟气具有的位能与其周围同高度空气的位能之差，叫做烟气的相对位能。由于它是烟气位能与空气位能相比后的剩余值，所以也称剩余几何压头，通常就称为几何压头，用 h_{ge} 表示。几何压头可以计算，但无法直接测量。因为硅酸盐窑炉中都是 $\rho < \rho_a$ 的情况，所以外界冷空气对窑内热烟气产生的净浮力是向上的。这

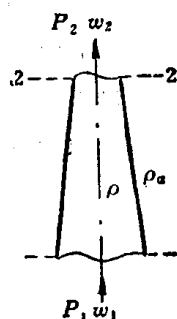


图 1-2 冷热气体共存时的伯努利方程式推导图

个情况正和液体相反。因而基准面一般都取在窑炉系统的上方（如图1-2中的2—2截面）。在基准面以上的 Z 为正值；在基准面以下的 Z 为负值。故 $Zg(\rho-\rho_a)$ 应表示为 $-Zg(\rho-\rho_a)$ 或 $Zg(\rho_a-\rho)$ 。式（c）即可写成：

$$Z_1g(\rho_a-\rho)+(P_1-P_{a_1})+\frac{w_1^2}{2}\rho=Z_2g(\rho_a-\rho)+(P_2-P_{a_2})+\frac{w_2^2}{2}\rho+\Sigma h_{l(1-2)} \quad (1-19)$$

式（1-19）即为冷、热气体共存时的伯努利方程式。此式在不可压缩气体于渐变截面的管道内作一维稳定流动时适用。所以，硅酸盐窑炉应用此式是近似的。

式（1-19）也可写成：

$$h_{00_1}+h_{s_1}+h_{k_1}=h_{00_2}+h_{s_2}+h_{k_2}+\Sigma h_{l(1-2)} \quad (1-20)$$

上式中 $h_s=P-P_a$ ，是烟气具有的压力能与空气具有的压力能相比后的剩余值，叫做剩余静压头，常称静压头，单位是 N/m^2 或 Pa 。静压头可以测量（测出的是表压），但不能直接计算。 h_k 为动压头，单位是 N/m^2 或 Pa ，表示气体流动时具有的动能。它可以通过测得的流速来算出，需注意流速要有代表性。 $\Sigma h_{l(1-2)}$ 为压头损失，表示单位体积气体由截面1—1流至截面2—2时损失的总能量。

压头损失主要有摩擦阻力损失与局部阻力损失两类。它们的形成原因及计算式都和流体力学中讲的相同。

摩擦阻力损失 h_f 和局部阻力损失 h_l 的计算一般采用下列公式：

$$h_f=\lambda \cdot \frac{l}{d_e} \cdot \frac{w^2}{2} \cdot \rho \quad (1-21)$$

$$h_l=\xi \cdot \frac{w^2}{2} \cdot \rho \quad (1-22)$$

式中 λ ——摩擦阻力系数；
 ξ ——局部阻力系数；
 w ——管道截面上的平均速度， m/s ；
 ρ ——气体密度， kg/m^3 ；
 l ——管道长度， m ；
 d_e ——管道内截面的当量直径， m 。

层流时，摩擦阻力系数的计算式是：

$$\lambda=\frac{64}{Re} \quad (1-23)$$

湍流时，摩擦阻力系数决定于 Re 和管壁粗糙度，其一般计算式为：

$$\lambda=\frac{A}{Re^n} \quad (1-24)$$

A 与 n 值 表 1-2

	A	n
砖砌管道	0.175	0.12
光滑金属管道	0.320	0.25
粗糙金属管道	0.129	0.12

上式中 A 与 n 值列于表1-2。

窑炉烟道内计算摩擦阻力时，一般采用 $\lambda=0.05$ 。

局部阻力系数值主要与局部障碍的性质（如碰撞、转向、涡流、增速）以及障碍物的形状、尺寸等因素有关。常见的局部阻力系数值列于附录二。