

全国高等林业院校试用教材

风沙物理学

朱朝云 丁国栋 杨明远 编

沙漠治理专业
水土保持专业 用

中国林业出版社

113849

前 言

本教材是根据全国高等林业院校沙漠治理专业（四年制）教学大纲的要求编写的。

风沙物理学是沙漠治理专业的一门重要的专业基础课。自1983年内蒙古林学院沙漠治理专业开设这门课程后，我们经过七年多的教学与科研实践，对讲义（本教材的前身）的内容不断补充、修改和完善。为满足从事治沙、水土保持、环境保护科技工作者及高等院校有关专业师生的需要，特将其编辑出版。

本书由朱朝云、丁国栋、杨明远合编，铁道部第一设计院的赵性存先生担任主审。全书共分七章，其中引言由朱朝云编写；第一章由朱朝云与邬翔合编；第二、六两章由丁国栋编写，第三、四两章由杨明远编写；第五章由李玉宝与丁国栋合编；第七章由丁国栋与朱朝云合编。

在教材的编写过程中，得到了周世权教授、张奎璧副教授的热情支持和多方指导，在此，特表示衷心感谢。

限于我们的水平，书中难免有不妥与错误之处，恳请读者批评指正。

编 者

1991年3月

引 言

风沙物理学是研究风与各种沙质地表相互作用规律的科学。它研究近地表风的基本特性；研究沙物质颗粒的起跳机制、运动规律以及风沙流的形成与结构；研究土壤的风蚀现象和各种风蚀、风积地貌的特点。作为实际工作的需要，它也研究风沙运动的实验理论及研究方法。

在我国的西北、华北北部及东北西部的广大干旱、半干旱地区，气候干燥，沙源丰富，经常出现风沙活动。尤其是春季，大风和干旱同期，风沙现象最为严重。新疆戈壁地区，尽管地表覆盖着粒径2—10mm的砾石，然而由于气候极端干燥（年降水量仅有几毫米），风力强劲（最大风速可高达60m/s以上），风沙砾石流也频频出现。

风沙运动之危害，其影响地区之广阔，同洪水、干旱、暴风等自然灾害一样可怕。它可以掩埋农田、牧场；毁坏庄稼；吹走表土和种子，严重侵蚀着人类赖以生存的土地。同时，风沙运动还可以阻碍交通，掩埋铁路、公路，危及行车安全。为了治理沙害，防止沙漠化土地的扩大，必须研究和掌握风沙活动的特性和规律。

以空气动力学为理论基础、利用风洞等实验手段开始对风沙运动规律进行研究的是英国的物理学家——拜格诺（R.A.Bagnold）。1935年至1936年期间，他在北非利比亚等地的沙漠进行了长期风沙现象的野外观测，并在室内做了大量模拟实验，于1941年写成了《风沙和荒漠沙丘物理学》一书，从而奠定了风沙运动研究的基础。从1938年起，苏联也开始应用空气动力学原理，借助室内风洞等设备对风沙运动进行研究。兹纳门斯基（А.И.Знаменский）创立了沙物质的非堆积搬运理论，著有《沙地风蚀过程的实验研究》一书。1972年苏联又出版了伊万诺夫（А.П.Иванов）的《沙地风蚀的物理原理》一书。美国对风沙现象的研究则侧重于农田风蚀问题上。以著名土壤学家切皮尔（W.S.Chepil）为代表，从本世纪三、四十年代开始，对农田进行了长时期的野外观测，并利用各种不同大小和类型的风洞对风沙运动和土壤风蚀过程进行实验研究，有效地指导了风蚀的防治工作。埃及、澳大利亚、日本等也都很重视这方面的研究工作。近些年来，世界性的期刊及会刊上也大量发表有关这方面的论文，学者们从不同角度对风沙现象予以阐述，提出了许多新见解。

我国从50年代开始，铁路设计、科研单位基于对沙区铁路设计和防沙工程研制的需要，进行了一些风沙运动的研究工作。1967年中国科学院兰州沙漠研究所建成了我国第一座大型沙风洞，进行了有关风沙运动的室内模拟实验，获得大量有价值的资料，从而开创了我国风沙运动研究的新局面。1985年，内蒙古林学院又建成了我国第一座野外沙风洞，并先后投入到内蒙古准格尔煤田一期工程土地沙漠化环境影响评价和毛乌素沙地风沙运动野外实验研究的工作中。应当指出的是，对风沙运动方面的研究，不论是国内

还是国外，发展进程都比较缓慢，很多问题至今仍未得到彻底解决。特别是影响风沙运动的因素较多，且很复杂，也给研究工作带来了极大的困难。

目 录

引 言

第一章 近地面层气流	(1)
第一节 近地面层气流的动力学特性	(2)
第二节 近地面层气流的热力学性质	(8)
第三节 近地面层中风的基本特征	(13)
第四节 下垫面的粗糙度	(17)
第五节 植被和风沙运动对近地面层气流的影响	(21)
第六节 风的测量	(25)
第二章 沙物质及其基本性质	(37)
第一节 沙物质及其来源	(37)
第二节 沙物质的颗粒性质	(38)
第三节 沙物质的群体性质	(44)
第四节 颗粒的沉降	(51)
第三章 风沙流运动	(59)
第一节 沙粒起动机制	(59)
第二节 沙粒起动风速	(65)
第三节 沙粒运动的基本形式	(71)
第四节 沙粒的运动轨迹和轨迹方程	(76)
第五节 气流中颗粒的旋转特征	(82)
第六节 风沙流的固体流量	(86)
第七节 风沙流的结构特征	(92)
第四章 沙波及沙丘的形态特征和运动规律	(101)
第一节 蚀积原理	(101)
第二节 沙波	(103)
第三节 沙丘的形态特征	(109)
第四节 沙丘形成机制	(114)
第五节 沙丘移动的规律	(118)
第五章 土壤风蚀	(127)
第一节 土壤风蚀原理	(127)
第二节 土壤风蚀的一般过程	(128)
第三节 土壤风蚀的影响因子	(131)
第四节 土壤风蚀方程	(142)
第五节 土壤的风蚀沙漠化	(146)

第六节 土壤风蚀分类和制图.....	(149)
第七节 土壤风蚀地貌形态.....	(151)
第六章 风洞实验理论	(153)
第一节 风洞的构造及一般原理.....	(153)
第二节 沙风洞.....	(157)
第三节 相似理论及模型实验.....	(159)
第四节 风沙现象的相似问题.....	(168)
第五节 测量误差分析与数据处理.....	(171)
第七章 风沙运动的实验方法	(179)
第一节 风信资料的整理.....	(179)
第二节 输沙量的实验研究.....	(184)
第三节 沙丘移动的观测.....	(188)
第四节 遥感技术在风沙运动研究中的应用.....	(191)
参考文献	(197)

第一章 近地面层气流

所谓气流,就是通常我们所说的风。它的产生有两个因素:一是大气中的热量和气压分布不均匀,二是地球的转动对大气的影晌。如果在地球外层的大气层空间各点上的温度和压强到处都相等,那么空气就不会流动,也就不可能产生风。然而地面各处的性质是不可能完全相同的,因而就造成了地面受热的不均匀性。温度高的点空气受热膨胀上升,使等压面抬高,该点上空气气压高于同一高度其它点的气压,从而造成空气由该点向其它点的流动;另一方面,在那些点上,因空气的流入形成质量堆积,气体下沉,这样在地面附近又产生空气的回流,于是就形成了空气的环流。此外,空气在随地球转动的过程中,要受到一个因地球自转而带来的作用力,此力称为地转偏向力(或科氏力)。

气流的存在,使生物能够不断地进行呼吸作用,使植物能够传播花粉和种子,使人们能够得到雨雪的滋润等等。当然任何事物都是一分为二的,同样,风也有它破坏性的一面,如台风可造成巨大的经济损失,风沙尘暴可使农田及人类受害,风蚀堆积可使交通堵塞等等。因此人类在同大自然作斗争中就要想办法来预测风和控制风。

地球上所形成的大气流场,根据边界层的概念可以划分为三部分(图1-1)。受地面的摩擦影响极小、其运动可作为理想流体处理的气层叫自由大气层。在流场中直接受地面影响的气层叫大气边界层(摩擦层或行星边界层),在这层内紊流摩擦应力、气压梯度力和地转偏向力等具有相同的数量级。大气边界层内还可以分出一个贴近地面的副层,高度约由地面至50—100m,称为近地面层,在这一层内,常常把气压梯度当做不变的发动力,而地转偏向力可以不考虑,最重要的因素就是紊流摩擦应力(紊流切应力)。在这一层内实际上可以认为紊流摩擦应力不随高度的增加而变化。

可以近似地认为近地面层有如下特点:

(1) 在近地面气层中,可以认为动量、热量和水汽以及其它物理属性的铅直输送量不随高度改变。

(2) 气压随高度变化可以忽略不计。

(3) 实际温度梯度与位温度梯度可以认为是基本相等的。

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} \approx \frac{\partial T}{\partial Z} \quad r \gg r_a$$

这里 r 、 r_a 分别为气温的实际梯度和气温

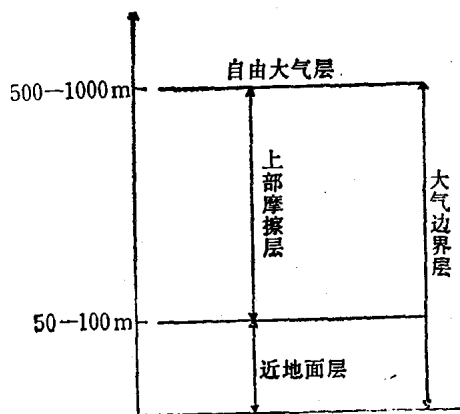


图1-1 大气边界层示意图

干绝热递减率。对于海拔较低的平原地区，可以认为气温与位温大致相等（即 $T \approx \theta$ ）。

（4）气象要素的铅直梯度远远大于水平梯度。

（5）气象要素具有明显的日变化，等等。

知道以上这些特点，对于我们了解近地面层紊流运动以及气象要素的变化规律都具有很大的帮助。

风是形成风沙运动的动力，靠近地表面的风在运动过程中由于连续不断地受地表组成物质和地表障碍物的作用，从而形成了与高空大气流动不同的特性，如具有较大的风速铅直梯度、明显的紊流性质等。这些特性使研究风沙运动变得困难，但是随着本世纪紊流理论和热平衡理论的提出和完善，对风的研究已进入了一个新阶段。

第一节 近地面层气流的动力学特性

空气团的运动不外乎有两种原因：一是空气团受力的作用，二是空气团之间存在着温度差异。要了解空气的运动就要首先掌握空气的动力学性质和热力学性质。流体力学中所研究的各种流动，都是在等温环境下流体由于受到外力或流体间存在压力差，才开始运动的。这种只有力的存在而使流体开始运动的类型，称为流体的动力运动。自然界大规模的天气变化过程都是由于空气团的动力运动造成的。如冬季的寒流、夏季的台风及春季的沙暴等等，对人类的生活环境有直接的影响。

一、近地面层气流的紊动性

流体在等温环境中运动的状态有两种：层流运动和紊流运动。层流运动就是流体质点沿着直线，平滑而互不混淆，且层次分明的运动类型；紊流运动就是流体质点无规则的、相互掺混的运动类型。判定流体运动状态的准则是雷诺数的大小。

雷诺数的定义式为：

$$R_e = \frac{PVL}{\mu} \quad (1-1)$$

式中： P 为流体密度； V 为平均流速； L 为物体或对比空间的线性尺度； μ 为流体的运动力粘性系数。

雷诺数的物理意义就是流体在运动过程中流体所受到的惯性力与粘性力之比。雷诺数愈小，表示粘性的稳定作用大于惯性的破坏作用，流体流动属于层流范围，此时，流体质点运动的轨迹只是在主流方向上；雷诺数愈大，则进入紊流范围，流体质点除了沿主流方向运动外，在其它方向上也有运动，整个流体质点的运动看上去是杂乱无章的，并且可能出现漩涡。

对于空气来说，临界雷诺数（气流由层流变为紊流时的雷诺数）是1400，当地面与对流层上限之间距离 L 取 10^4 km，运动粘滞系数 ν 取地表处值 $0.14 \text{ cm}^2/\text{s}$ ，可以得出空气运动的相对速度超过 0.2 m/s 时，空气的流动状态就成紊流了。而不管看来它是怎样平稳地吹过，许多科学家在实验中证实了低空大气的运动状态总是紊流性质的。炊烟的

运动, 冬天雪花的飞舞, 污染气体和农药的扩散, 植物花粉和种子的传播以及我们最关心的风沙运动, 无一不是空气紊流的结果。我们可以假设大气中不存在紊流, 那么就不可能有大气上升运动, 地面的热量也就不可能向大气传播, 人类也将缺乏新鲜空气的补充而无法生存下去。事实上紊流是大气运动的主要形式。

紊流运动是有别于层流的特殊流动。它运动的特点是无规则性。如在低层大气中, 当流动状态为紊流时, 空气质点不再是按照其主流方向上的速度大小分层流动, 而是在横向和纵向以及其他方向上不断地进行毫无规律的运动, 形成许许多多大小不同的涡, 每个质点也不是以恒定的速度和固定的方向流动, 而是不断地改变着运动的方向和速度。通过这种漩涡运动进行能的传递和交换。

从上面看出, 紊流运动十分复杂。虽然本世纪初乱流理论的建立为研究紊流打下了一定的基础, 但由于紊流的随机性及复杂性, 许多重要的问题至今尚未解决, 这就给研究风沙运动中风的因素带来一定的困难。

在近几十年风沙运动的研究过程中, 发现了许多处理紊流运动的方法。人们发现, 紊流对沙子的搬运和沉积作用非常大。大多数科学家认为在估算搬运物质的质量时, 应将紊流因素同风速一并考虑进去。我们相信随着风沙运动研究的进一步深入, 将会知道紊流在各种物理过程究竟起什么样的作用。

二、近地面层中气流紊流参量的时均化

空气在作紊流运动时, 空气质点除了沿主流方向表现为脉动运动外, 由于紊流性的影响, 在横向和纵向也表现为不规则的紊流运动。为了更准确地描绘出各个方向的风速脉动变化, 使用当今最先进的测速装置——热线风速仪对空间流场中某点的三个方向的瞬时风速进行了连续测量, 图 1—2 就是在某段时间内三个方向瞬时风速变化的连续记录。

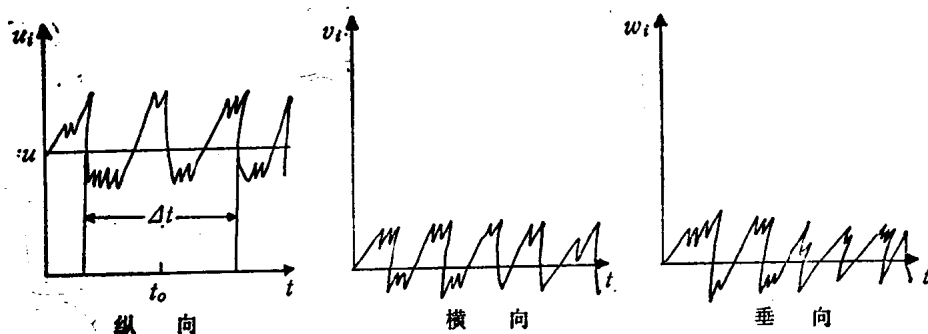


图 1—2 纵向、横向和垂向瞬时速度的热线响应记录

从上图可看出: 三个方向的瞬时风速分量都遵循统计规律。也就是说, 它们的波动规律是在某一水平线上下波动的。用数学式子表示:

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u_i dt \\
 v &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} v_i dt \\
 w &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} w_i dt
 \end{aligned}
 \quad (1-2)$$

式中: u_i, v_i, w_i 为空间某点 (x, y, z) 上的瞬时速度分量; u, v, w 为在时间间隔 Δt 内速度分量的平均值, 即时均速度分量。

设 u', v', w' 为某时刻瞬时脉动速度在 x, y, z 轴上的三个分量, 则有: $u_i = u + u', v_i = v + v', w_i = w + w'$ 即在某一点某时刻的瞬时速度应等于某段时间内的平均速度 (时均速度) 与该时刻的脉动速度之和。

在定常的均匀流动 (包括定常的紊流) 中, 由于 μ 为常数,

$$\begin{aligned}
 \text{所以 } \bar{u}' &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} (u_i - u) dt \\
 &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u_i - \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u = \bar{u} - u = 0
 \end{aligned}
 \quad (1-3)$$

$$\begin{aligned}
 \text{同理} \quad \bar{v}' &= 0 \quad \bar{w}' = 0 \\
 \text{这样就有} \quad \bar{u}' &= \bar{v}' = \bar{w}' = 0
 \end{aligned}
 \quad (1-4)$$

就是说, 当取样周期取值合适时, 在某段间隔内脉动速度的波动值之正和与负和绝对值相等。

相类似的, 在空气的紊流流动中, 气流的压力也处于脉动状态, 瞬时压力也可表示为时均压力与脉动压力之和

$$P_i = P + P' \quad (1-5)$$

所以, 对空气的紊流现象可以这样理解: 当空气作紊流运动时, 空间某点的风速和风压不是固定的, 而是随时间在某一定值附近作无规律的变化。这种无规律的变化发生在各个方向。

空气在作紊流流动时, 瞬时速度和瞬时压力都是随时在变化的, 因此, 如果应用紊流的瞬时速度和瞬时压力去研究紊流运动, 问题将极其繁复, 而且从工程应用的角度看, 一般情况下也没有这种必要。通常情况下, 都是用流动参数的时间均值去描述和研究空气的紊流运动。

在计算平均风速时, 取样周期 T 的值的选取很重要。例如, 在同一测点上, 1—2 分钟的平均风速与 5 分钟的平均风速不一样, 同样上述两个值更不同于 10 分钟的平均风速。一般计算平均风速时, T 值的选取标准是能够代表当时的流动的。

三、紊流特性

在描述近地面层气流的运动时, 大气紊动的水平极为重要。卡林克斯曾证明: 在江

河中流速脉动是按正态误差规律分布的, 即

$$f(u') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sqrt{\overline{u'^2}}} e^{-\frac{u'^2}{2\overline{u'^2}}} \quad (1-6)$$

式中: $f(u')$ 为频率函数; $(\overline{u'^2})^{\frac{1}{2}}$ 为 u' 的均方差; u' 为对于时均值的脉动。对不同地面上风速脉动的研究表明, 在相对稳定的大气条件下, 在地面以上某一距离内是正态分布, 但当天气不稳定时, 紧靠地面略呈偏态分布。

描述大气风紊流特性, 通常用下面四个量, 它们是: 1. 紊流强度、2. 紊动量、3. 紊动尺度、4. 紊动因素。

1. 紊流强度 在一定高度上的紊流强度是该处的紊流脉动速度的均方根值与平均速度之比, 用符号 ϵ 表示。

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \frac{1}{3} (u'^2 + v'^2 + w'^2) dt}{u^2 + v^2 + w^2}} \times 100\% \quad (1-7)$$

根据紊流强度 ϵ 值的大小来判断大气中紊流的强弱。一般在几千米的高空中, 无风时 ϵ 值约为 0.03%。随着接近地表, ϵ 值也随之增大。紊流度随地面高度变化, 如图 1-3 所示。

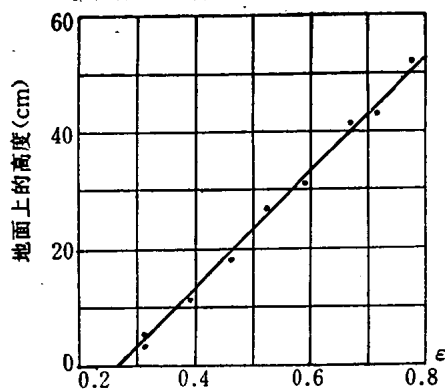


图 1-3 紊流强度随高度的变化

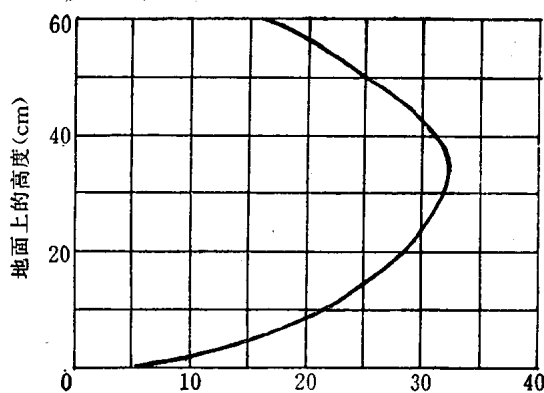


图 1-4 紊动量随高度的变化

在风洞中, 紊流基本上是各向同性, 即 $\overline{u'^2} \approx \overline{v'^2} \approx \overline{w'^2}$ 于是紊流强度可以表示为

$$\epsilon = \frac{1}{u} \sqrt{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} u'^2 dt} \times 100\% \quad (1-8)$$

2. 紊动量 一定高度上的紊动量是该处的脉动速度与剪切流速之比, 用符号 σ_h 表示。

$$\sigma_h = \sqrt{\frac{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \frac{1}{3} (u'^2 + v'^2 + w'^2) dt}{u_*}} \quad (1-9)$$

式中: $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ ——剪切流速 (或称摩阻流速);

τ ——床面切应力;

ρ ——空气密度。

紊动量 σ_h 直接随地表面的粗糙程度而增加, 但不是成比例地增加, 图 1—4 表示紊动量随距地面高度的分布情况。

3. 紊动尺度 紊动尺度就是形成紊流的涡体的平均尺寸。这个尺度可以表示为

$$l_\sigma = \int_0^\infty R(\xi) d\xi \quad (1-10)$$

式中:

$$R(\xi) = \frac{\overline{u'(x) \cdot u'(x+\xi)}}{u'^2}$$

$u'(x)$ 和 $u'(x+\xi)$ 是纵向紊流脉动各自在 x 和 $(x+\xi)$ 位置的同时瞬时值, 它们上面的符号 “—” 表示许多同时瞬时测量值乘积的时均值。

函数 $R(\xi)$ 是一个相关系数, 当 $\xi = 0$ 时, 由于该点的 $u'(x) = u'(x+\xi)$, 它的值等于 1, 相关系数最大; 对于大的 ξ 值, $u'(x+\xi)$ 和 $u'(x)$ 不存在相关关系。这就是说, 这里的一对流速瞬时值, 出现相同符号和出现相反符号的几率是相等的, 认为这时的相关系数减少为零。紊流研究表明这的确是存在的情况, 从而使得尺度 l_σ 的表达式具有有限值。

4. 紊动因素 风力搬运沙物质颗粒的许多问题, 取决于紊流中的最大脉动压强。切皮尔 (W.S. chepil) 等人在 1959 年利用 $P + 3\sqrt{\overline{P'^2}}$ 作为最大压强的表达式, 并定义紊动因素为

$$\delta_\rho = (P + 3\sqrt{\overline{P'^2}}) / P \quad (1-11)$$

式中: δ_ρ ——紊动因素;

P ——时均压强;

$\sqrt{\overline{P'^2}}$ ——脉动压强的均方根值。

在接近地表最高沙粒的表面, 紊动因素约为 2.7, 随着高度的增加, 紊动因素逐渐减小。

四、紊流的掺混作用

为了形象的说明紊动的掺混作用, 下面先举一个水流紊流掺混现象的例子。

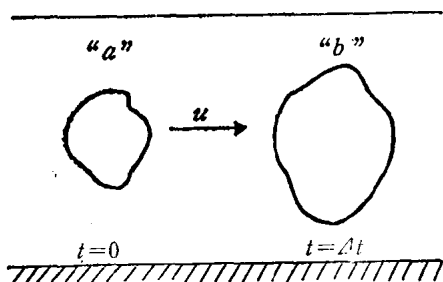


图 1—5 水流的掺混现象

在图 1—5 所示的稳定均匀的紊流中, 迅速地注入少量颜料, 很快可以看到, 当颜料被水流以时均速度 u 挟带下移时便掺混开来。当 $t = 0$ 即注入颜料时, 染色水体占据相对较小的体积, 如图中的 “a” 点。经过 Δt 时间, 染色水体向下游运行一段距离, 到达 “b” 点, 这时染色水体所占据的体积增大了, 并且形状也变化了。

这种尺寸上的增大和形状上的改变就是由于存在紊流脉动分量的结果。

染色的传递是一个阐明掺混作用的明显例子。实际上,任何由流体所挟带的其他物质都可以在流体中同染色的过程一样进行掺混。地面上空的大气运动,通常就具有明显的紊流运动性质及由此表现出的掺混作用。大气中,热量和水分的来源主要集中在下垫面,而动量则主要集中在高层空间,通过垂直方向的紊流输送过程,下垫面上的热量和水分可以输送到大气上层,作为大气中的一部分能量和物质来源;同时,高层的动量也可以输送到低层,以补偿近地面空气层和粗糙下垫面相互摩擦所造成的动量损失。

五、紊流切应力

在实际气体的层流运动中,切向应力表现为由内摩擦引起的摩擦切向应力,可用牛顿的内摩擦公式 $\tau_u = \mu \frac{du}{dz}$ 表示,通常也称为粘性切应力。它是由于不同流层的各层空气之间分子动量交换的结果。在实际气体的紊流流动中,除去因流层之间相对滑移而引起的摩擦切向应力 τ_u 之外,还由于空气微团作复杂的无规则的运动,在流层之间必然要引起动量交换,从而增加能量的损失,出现紊流附加切向应力或脉动切向应力 τ_t 。所以,紊流中的切向应力 τ 可表示为

$$\tau = \tau_u + \tau_t = (\mu + \mu_t) \frac{du}{dz} \quad (1-12)$$

紊流附加切向应力 $\tau_t = \mu_t \frac{du}{dz}$ 可按普朗特 (L. Prandtl) 混合长理论推求如下: 图

1—6 表示在某一瞬间,位于 $z + \Delta z$ 处的一块空气微团具有 $-w'$ 的垂向脉动速度,这个脉动速度使该气体微团穿过 AB 平面窜到下面来,越过 AB 平面单位面积所传递的质量为 $\rho w'$, 这块微团所具有的 x 方向的瞬时速度为 $u_i = u + u'$, 于是单位时间内 AB 平面单位面积上在 x 方向动量的平均变化为 $\rho \overline{(u + u')w'}$, 由动量定理可知,动量的变化等于作用在该气体微团上的外力,这个力就是作用在 AB 平面单位面积上的紊流附加切应力。

即 $\tau_t = \rho \overline{(u + u')w'}$, 将括号展开,第二项时均值 $\overline{u'w'} = 0$, 故

$$\tau_t = \rho \overline{u'u'w'} \quad (1-13)$$

现在再来看 $\overline{u'u'w'}$ 的符号。假定在图 1—6 中 $u(z)$ 代表一种只有 x 方向流速的运动,即 $v=0$, $w=0$, 且 $du/dz > 0$ 。气体微团从下面较慢层以 $+w'$ 窜到上层的话,到了上层就变成具有 $-u'$ 的脉动量,结果 $u'w'$ 不为零,其符号为负。同理,微团从上面快速层以 $-w'$ 窜到下层去的话,到了下层就变成了具有 $+u'$ 的脉动量了,结果 $u'w'$ 也不为零,且符号为负。故在上述表达式前加“—”号,即

$$\tau_t = -\rho \overline{u'u'w'} \quad (1-14)$$

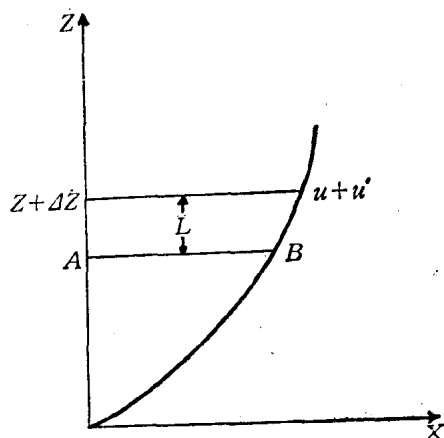


图 1—6 混合长与脉动速度

普朗特研究脉动速度 u' 、 w' 与时均速度 u 的关系, 得到

$$\tau_t = -\overline{\rho u' w'} = \rho L^2 \frac{du}{dz} \left| \frac{du}{dz} \right| \quad (1-15)$$

式中, 两项分开写的目的是使 τ_t 随 $\frac{du}{dz}$ 而改变符号。而 $L^2 \left| \frac{du}{dz} \right|$ 称为紊流动量交换系数, 其意义是当速度梯度为1时, 单位时间内, 单位质量空气中所含的动量因素流作用而沿垂直方向转移的数量。其中的 L 称为混合长度, 它是空气微团在横向掺混运动中自由行程的平均值。它很类似于气体分子运动时, 在同其他分子碰撞之前所要经过一段所谓的平均自由行程。

观测研究表明, 实际气体处于紊流运动状态时, 紊流附加切应力远远大于粘性切应力, 即 $\tau_t \gg \tau_w$, 故紊流切应力可认为只由紊流附加切应力所决定。其大小是

$$\tau = \rho L^2 \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (1-16)$$

第二节 近地面层气流的热力学性质

空气的流动还存在一种由热力条件所引起的对流, 称为热力对流。近地面层的气流的紊流运动, 总是在动力和热力的共同作用下发生和发展起来的。

一、空气的密度

空气的密度表示空气在空间分布的密集程度, 它是以单位体积空气的质量来表示的。标准空气(1个大气压温度是20℃时)的密度为 1.205 kg/m^3 。

空气的密度在大气中随着高度是有变化的。下面介绍空气密度的变化规律。

由流体静力学方程知, 静止大气时

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (1-17)$$

这里的 p 为气压; z 为铅直高度; ρ 为空气的密度; g 为重力加速度。又从气体状态方程得

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (1-18)$$

式中, R 为气体常数, 其值为 $2.876 \times 10^2 (\text{m}^2/\text{s}^2)$; T 为绝对温度(°K)。由(1-17)和(1-18)可推得

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{R} \right) \quad (1-19)$$

若以空气的平均温度 T_m 代替可变温度 T , 上式可简化为

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{g}{RT_m}$$

将上式积分可得

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{gz}{RT_m}} \quad (1-20)$$

其中 ρ_0 为地表面的空气密度。

由(1-20)式可知,在常温下空气的密度随高度按负指数规律变化着。

在近地面层中,由于存在温度梯度 $\frac{dT}{dz}$,尤其是当 $\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{R} \approx -3.4 \times 10^2 \text{ } ^\circ\text{C/m}$

时, $\frac{d\rho}{dz} = 0$,这时空气密度的变化就直接与温度梯度有关。

二、空气的温度及其变化

温度是空气的重要的热力学性质之一,也是影响气流运动的主要因素之一。在近地面层中,温度随高度变化很大,并且还随着地球运动有日变化、年变化。它的变化范围大致为 $-100-50^\circ\text{C}$ 。

将温度表示成高出地面的高度的函数,称为温度廓线。温度随高度的变化,在一般情况下是随高度而递减。但也有例外,在近地面层中温度由地面向上而增加称之为逆温,这种反常情况多发生在日落之后,特别是晴朗的夜晚。

如果空气团的状态变化发生时没有热量的支出或收入,则这种状态变化(即温度、气压及密度的变化)称作绝热变化。在绝热变化时,空气的温度只与气压和气体比热有关。下面我们推导一下三者之间的关系。

能量守恒定理以热力学形式表示时,也就是说,若以极小的热量 dQ 注入空气中,那么其中一部分热量用来增加分子的内能 $C_v T$,另一部分用来对外部的压力做功,即

$$dQ = C_v dT + A P d\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (1-21)$$

式中, C 为空气的定容比热, A 为功热当量。

由气体状态方程:

$$\frac{P}{\rho} = RT$$

得

$$P d\left(\frac{1}{\rho}\right) = R dT - \frac{dP}{\rho} \quad (1-22)$$

将上式代入 dQ ,则

$$\begin{aligned} dQ &= (C_v + AR) dT - A \frac{dP}{\rho} \\ &= (C_v + AR) dT - \frac{ART}{\rho} \cdot dP \end{aligned}$$

由于 $C_p - C_v = AR$ (其中 C_p 为气体的定压比热)、那么上式可写成

$$dQ = C_p dT - (C_p - C_v) T \frac{dP}{\rho} \quad (1-23)$$

对于绝热变化来讲, $dQ = 0$ 。令 $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ (空气的比值为1.41)那么上式

$$\gamma \frac{dT}{T} - (\gamma - 1) \frac{dP}{P} = 0$$

或

$$T = C \cdot P^{(\gamma-1)/\gamma} \approx C \cdot P^{0.288} \quad (1-24)$$

其中 C 为常数。

如果一块空气团在绝热变化时, 其温度变化与气压之间的关系可由 (1-24) 式决定。

这里来介绍一下干绝热递减率。在静止大气中, 空气密度 ρ 、气压 P 和温度 T 都是高度 Z 的函数。令一空气团作铅直上升运动, 并且空气团在调整其气压与四周空气气压平衡时, 气团温度是绝热变化的。这里, 以 T' 代表气团的温度, T 为四周大气的温度。由 (1-24) 式微分形式得

$$\begin{aligned} \frac{dT'}{dZ} &= \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T}{P} \frac{dP}{dZ} \\ &= -\frac{\gamma-1}{\gamma} g P \frac{T'}{R \rho T} \\ &= -\frac{g}{R} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{T'}{T} \end{aligned} \quad (1-25)$$

当气团温度绝热变化时, 气团自身温度与四周环境温度差别很小, 那么上式可变为

$$\frac{dT}{dZ} = -\frac{g}{R} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) = -\frac{gA}{C_p} \quad (1-26)$$

这个温度随高度递减之值, 称作干绝热递减率, 以 Γ 表示。

$$\begin{aligned} \Gamma = \frac{dT}{dZ} &= -\frac{gA}{C_p} \doteq -9.86 \times 10^{-3} (\text{℃/m}) \\ &\doteq -1 (\text{℃})/100(\text{m}) \end{aligned}$$

将 (1-26) 式积分, 得绝热变化时的温度廓线。

$$T(z) = T_0 - \frac{gA}{C_p} Z \quad (1-27)$$

它说明, 在此种温度分布的大气中, 一空气团从一高度移到另一高度, 在绝热变化的条件下, 其温度与环境温度始终保持相同, 同时也保持相同的密度。

在研究空气运动时, 气团的铅直运动是非常重要的。如果温度按绝热规律变化, 那么规定一种不受气压影响的温度在实际应用中是很方便的, 这种温度称作位温。当气团以绝热过程由原气压被带到一个标准气压时, 该气团应有的温度就叫位温。若以 P_0 代表标准气压, T 代表气团实际的绝对温度, 那么位温 θ 可表示为

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \approx T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.288} \quad (1-28)$$

在实际应用时, 标准气压 P_0 一般地面气压。

位温的梯度可用绝对温度的梯度与绝热递减率来表示, 将 (1-24) 式先取对数, 然后微分

$$\begin{aligned}\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dZ} &= \frac{1}{T} \frac{dT}{dZ} - \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{1}{P} \frac{dP}{dZ} \\ &= \frac{1}{T} \frac{dT}{dZ} - \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{g}{RT}\end{aligned}$$

所以
$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dZ} + \Gamma \right)$$

由位温的定义可知, 在地面上, 位温 θ 与实际温度 T 相等, 因此位温近似可以表示为

$$\theta = T + \Gamma Z \quad (1-29)$$

三、大气稳定度

在流体力学中, 判断空气流态的物理判据是雷诺数, 但其条件是空气温度均一, 也就是没有温度梯度的存在。此处的空气运动都是由于力的存在而引起的, 这种流动, 称为动力紊流或强迫对流。在大气中, 紊流运动由于空气温度分布的差异及下垫面热力性质的影响, 导致了在动力因素作用下的空气运动有所改变, 这种由空气热力性质而引起的空气运动, 称为热力对流。大气运动总是在动力和热力因素共同作用下发生、发展起来的。为了判定大气的稳定情况, 就需引入一个象雷诺数一样的物理判据。

这个物理判据是由理查逊 (Richardson) 提出的, 所以称作理查逊判据。其原理是, 在大气运动接近层流时, 如果由平均运动取得的能量供给率超过重力使空气沿铅直方向运动的作功率, 那么紊流的动能增加, 反之则减小。

在推导理查逊判据之前, 先定义两个系数。即动量扩散系数 K_m 和紊流扩散系数 K_h , 表示为

$$\left. \begin{aligned} K_m &= - \frac{\overline{u'w'}}{\frac{\partial u}{\partial z}} \\ K_h &= - \frac{\overline{w'\theta'}}{\frac{\partial \theta}{\partial z}} \end{aligned} \right\} \quad (1-30)$$

下面进行理查逊判据的推导。

一块空气团, 在高度 $(Z-L)$ 处温度为 $T(Z-L) = T - Z \frac{\partial T}{\partial Z}$, 从此处开始运动, 中间与其他空气团无混和作用, 移至一个新的高度 Z , 此时其温度为 $T - L \left(\frac{\partial T}{\partial Z} + \Gamma \right)$, 它超出四周空气的密度差值为 $\rho \cdot \frac{L}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} + \Gamma \right)$ 。由于此块空气团比四周空气要重, 那