微气象学

〔美〕D. A. 豪根 主编

科学出版社

微 气 象 学

〔美〕D. A. 豪根 主编

李兴生 洪钟祥 吕乃平 阮忠家 周明煜 译

科 学 出 版 社

1 9 8 4

内 容 简 介

本书由美国 D. A. 豪根博士主编，1973 年由美国气象学会负责出版. 全书共分八章，由美国从事大气湍流以及大气边界层研究工作的著名教授和著名科研工作者撰写的. 书中对低层大气的湍流结构、输送规律以及大气边界层物理在 70 年代初以前获得的新成果作了系统而全面的介绍，引用的实验资料也较新. 本书可供我国气象和大气物理研究工作者、大专院校的气象和大气物理专业的师生以及大气环境方面的工作人员参考.

D. A. Haugen
WORKSHOP ON MICROMETEOROLOGY
The American Meteorological Society, 1973

微 气 象 学
〔美〕D. A. 豪根 主编
李兴生 洪钟祥 吕乃平 阮忠家 周明煜 译
责任编辑 赵徐懿
科 学 出 版 社 出版
北京朝阳门内大街 137 号
中国科学院印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
*
1984 年 10 月第 一 版 开本：850×1168 1/32
1984 年 10 月第一次印刷 印张：12 7/8
印数：0001—2,850 字数：333,000

统一书号：13031・2699
本社书号：3717・13—15
定价： 2.40 元

译 者 的 话

微气象学是近代大气物理学科中的重要分支之一．它主要研究发生在边界层（1—2 公里以下）大气中湍流、扩散以及热量传输等物理过程和动力过程的细微结构．它对研究和解决大气污染、行星边界层参数化、地-气（海-气）相互作用等问题都是十分重要的．

本文集比较系统地阐述和总结了近地面层和行星边界层方面近期的主要研究结果．全书共分八章，分别由八位在该领域内有所造诣的知名专家执笔撰写，每一章都有它自己的特色和风格，既能自成体系较为全面地介绍某一领域的主要成果，各章节之间又能相互呼应和联成一体．本文集基本上反映出当代有关行星边界层动力学方面完整的概貌，因此它是一本很有价值的参考书．

序　　言

本文集在美国气象学会的历史上是有特色的，这不仅是就书的内容而言，而且也出于提供这些论文的理由，因此，本序言的主要目的是简要地说明一下本书是如何撰写成功的.

早在1970年，美国气象学会大气湍流和扩散委员会就向执行委员会建议，由学会主办召开一次微气象学讨论会. 讨论会的目的是提供近代微气象学理论和实践的相当深入的综合评论，使大家认识到必须处理好大气边界层的湍流问题. 这个想法就是向非专业人员介绍可以利用的各种不同的课题，从而有助于他们对该研究领域进一步的了解.

课题的选择在很大程度上受到全球大气研究计划（GARP）委员会最近一些报告的影响，这些报告指出了我们对行星边界层缺乏了解，并极力主张要把边界层的各种过程结合到全球数值天气预报中去. 虽然在全球尺度上建立边界层过程的模式问题在讨论会上没有直接涉及，但是，却十分慎重地强调了整个边界层，而不是所谓近地面摩擦层，通常情况下，微气象学家注意的是后者.

在5天的讨论会上所作的学术报告是带有指导性的（1972年8月14—18日），其中2天专门讨论近地面层，3天专门论述行星边界层. 每位报告者在讨论会之前就准备好一份讲稿，并将完整的文集分发给与会者. 与会者很欢迎这些论文，他们促使学会在各专业范围内散发这些论文. 的确，本讨论会及其论文能够得到如此广泛而热烈的响应，即使是乐观者也有点出乎意外. 这是令人高兴的，因为与会者代表了许多在经历、兴趣和训练方面都极其不同的人员. 因此，希望本书对于许多未能出席讨论会的人来说亦有所裨益.

在致力于本书工作时，如同做其它工作一样，需要许多人的共

同努力才能完成．本书的每一位读者很快就会发现每个作者为读者作出了巨大努力．我只能补充一点，就是同他们一起准备了这次讨论会是很愉快的，同时我认为，在讨论会上作讲演是一件非常令人高兴、令人激动的事．最后，我很高兴，也很荣幸地感谢美国气象学会工作组，特别是 K. Spengler 博士，E. Mazur 小姐，J. Gerhardt 和 M. Toyli 两位先生对讨论会和本书的出版所给予的关怀和努力．

D.A. 豪根

马萨诸塞州列克星敦

1972 年 12 月

目　　录

第一章　论大气湍流力学

Niels E. Busch

（丹麦罗斯基勒，丹麦原子能委员会）

1.1 引　　言

描述流体运动的方程组是非线性 Navier-Stokes 方程组，至今还没有关于该方程组的完整的数学理论．论述该方程组的存在与唯一性定理也尚待证明．一些学者因此认为 Navier-Stokes 方程组对于湍流的研究是没有用处的．我们不赞成这种观点，因为这种观点有碍于大气科学的发展．即使是我们认为最简单的大气流动问题，也因为较复杂而且其动力学研究范围较广而总是迫使我们采用经验的方法，在这种方法中，Navier-Stokes 方程作为构成一系列简化模式的第一步，最终需要判断简化了的模式在重现我们感兴趣的气流的各种特性方面的能力．

迄今为止，为了描述湍流边界层，人们所采用的方法毫无例外地都是基于相似理论．其基本思想是对所考虑的流动分成各种类型，只要通过使用一组经验公式和关系式并引进一组描述为实现某种流场所必需的条件的“外”参数，则各个流场的统计特性就可以描述和可以预言了．

为了获得满意的结果，这种方法的有效性显然与外参数的数目以及必需的经验函数的数目和复杂性有关．

1.2 运 动 方 程

描述气体和液体流动的方程组由三个动量守恒方程（Navier-

Stokes 方程)，一个质量守恒方程(连续性方程)，一个热力学能量方程(熵方程)和一个状态方程所组成．这六个方程系统描述了三个速度分量、压力、温度和密度与空间坐标和时间的依赖关系．

对上述方程组作完整的讨论已超出本文的范围[1]．对于浅薄的对流我们将使用所谓 Boussinesq 方程．这组近似方程可使流体力学学生避开一些与完整方程组相联系的困难，并且还可能研究大气科学中有意义的某些典型流动的数学特征．

虽然我们并不推导 Boussinesq 方程，但对推导方程所需要的基本假设应予阐述．其假定如下：

1）流体中的动力粘滞性 $\mu=\rho\nu$ 是常数．

2）流体中的分子热传导率 k_T 是常数．

3）比率 $|\rho'/\rho_0|\ll 1$，其中 ρ_0 是参考状态的密度，$\rho'=\rho-\rho_0$．

4）比率 $|T'/T_0|\ll 1$，其中 T_0 是参考状态的温度[通常选择使得

$$\frac{\partial T_0}{\partial x_3}=-\frac{g}{c_p}=-\gamma_d$$

(干绝热直减率)]，$T'=T-T_0$．

5）比率 $|p/P_0|\ll 1$，其中 P_0 是参考状态的静压力，它符合静力条件

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_3}=-g\rho_0,$$

和 $p=P-P_0$．

6）粘性切应力所产生的热量在热力学能量方程中可以忽略．

7）运动的垂直尺度与高度尺度

$$\left|\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_0}{\partial x_3}\right|^{-1}$$

相比是小量．亦即，我们假设的是浅薄对流．

要推导一组相容的近似方程不是一件容易的事． Dutton 和

1）例如参看 Landau 和 Lifschitz (1959, pp. 1, 47, 183).

Fichtl (1969) 对浅薄对流推导了一组在理想气体和液体中与深厚对流一样的方程式．他们同时列出了使这些方程成立的一组充分条件．推导是建立在对整个方程组中包含热力学变量各项的线性化基础上的．湍流运动的特点是它的各种运动形式之间存在机械的和对流的强相互作用．因为保留了相互作用项，导出的方程看来对湍流运动是适用的． 因此，Boussinesq 方程看来是从非粘性不可压缩流体理论，发展到粘性不可压缩流体理论，再发展到粘性可压缩流体理论前进过程中自然的一步． 在 Boussinesq 近似中，流体作为不可压缩的来处理，但是密度与温度有关，密度的变化仅在与重力加速度相乘时才是有意义的．

于是我们讨论的边界层流的方程组是：

动量方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{gT'}{T_0}\delta_{3i}$$
$$+\nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j\partial x_j}-2\Omega\varepsilon_{ijk}\eta_j u_k \tag{2.1}$$

连续方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0 \tag{2.2}$$

热力学能量方程

$$\frac{\partial T'}{\partial t}+u_j\frac{\partial T'}{\partial x_j}=k_T\frac{\partial^2 T'}{\partial x_j\partial x_j}-\frac{1}{c_p\rho_0}\frac{\partial R_j}{\partial x_j} \tag{2.3}$$

状态方程

$$\frac{\rho'}{\rho_0}=-\frac{T'}{T_0}. \tag{2.4}$$

(2.1) 式右边最后一项为科里奥利加速度，它是叉积 $2\Omega(\boldsymbol{\eta}\times\boldsymbol{u})$，其中 $\boldsymbol{\eta}$ 是平行于地球自转轴的单位矢量，Ω 是旋转角频率．

(2.3) 式的最后一项是辐射热量输送的散度引起的温度变化率．目前，有关这个量的资料还很少．在微气象学的应用中，通常假设地面以上 1—2 米这个量可忽略不计，虽然这假设在许多情况

下是有问题的．然而，我们在下面讨论中将继续略去辐射通量项，并指出这种省略是一种主要误差来源，并且是与实验结果不相符的可能原因．

大气的参考状态选为：

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_3} = -g\rho_0, \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial T_0}{\partial x_3} = -\gamma_d. \tag{2.6}$$

此外，我们需要理想气体的状态方程满足

$$P_0 = R\rho_0 T_0. \tag{2.7}$$

为了完整地确定参考状态，我们必须选择一个参考高度 $x_3 = h_0$ 和在该高度上三个变量 P_0，T_0 和 ρ_0 中的两个．积分(2.5)和(2.6)式得到：

$$\left.\begin{aligned} T_0 &= T_0(h_0)\left[1 - \frac{\gamma_d}{T_0(h_0)}(x_3 - h_0)\right] \\ P_0 &= P_0(h_0)\left[1 - \frac{\gamma_d}{T_0(h_0)}(x_3 - h_0)\right]^{c_p/R} \\ \rho_0 &= \rho_0(h_0)\left[1 - \frac{\gamma_d}{T_0(h_0)}(x_3 - h_0)\right]^{(c_p - R)/R} \end{aligned}\right\}. \tag{2.8}$$

必须指出，如通常含义一样，参考状态压力 P_0，密度 ρ_0 和温度 T_0 随高度的变化不是常数，但是在 1 公里高度范围内它们的变化不大，而且几乎是线性的，可以说，忽略这些变化其误差在 10% 以内．

如果我们要求参考状态是定常的和不运动的，那么从运动方程得到：

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_1} = \frac{\partial P_0}{\partial x_2} = 0, \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial^2 T_0}{\partial x_1^2} = \frac{\partial^2 T_0}{\partial x_2^2} = 0. \tag{2.10}$$

方程(2.8)和(2.9)意味着 $P_0(h_0)$，$T_0(h_0)$ 和 $\rho_0(h_0)$ 不是 x_1 和 x_2 的函数，因此说明参考状态是水平均匀的．h_0，$P_0(h_0)$ 和

$T_0(h_0)$ 的正确选择依赖于所讨论的问题,但是对扰动量 p, T', ρ' 小于相应的 P_0, T_0, ρ_0 的要求表明,对流场中某些给定高度上 P 和 T 的空间-时间平均要有合乎逻辑的选择.

在许多微气象学的应用中,比较方便的选择则是取下边界的压力和气温的时间平均值[地表值 $\bar{P}(0)$ 和 $\bar{T}(0)$],在这种情况下我们可写出:

$$T' = T - T_0 = T - \bar{T}(0) + \gamma_d x_3, \tag{2.11}$$

式中 $\gamma_d = g/c_p \approx 0.98 \times 10^{-4}\mathrm{K}\cdot$厘米$^{-1}$ 是干绝热直减率. 然而实验确定的 $\bar{T}(0)$ 依赖于所考虑的流场形式. 根据在 1.3 节中叙述的关于以粗糙度 z_0 为特征的均匀粗糙陆面上的定常、水平均匀湍流的概念,应取从平均温度廓线向下外推到 $x_3 = z_0$ 上的温度作为 $\bar{T}(0)$.

如果将温度为 T 和压力为 P 的气块等熵地移到标准压力 [即 $P_0(h_0)$] 时的温度定义为它的位温,则对于理想气体从热力学第一定律可得位温 θ 为:

$$\theta = T\left[\frac{P}{P_0(h_0)}\right]^{-R/c_p}. \tag{2.12}$$

把(2.12)式以一级近似展成量 $T'/[T_0(h_0)]$ 和 $\gamma_d(x_3 - h_0)/[T_0(h_0)]$, 再应用(2.8)式,我们得到:

$$\theta \approx T + \gamma_d(x_3 - h_0), \tag{2.13}$$

这里我们同样假设 $P/[P_0(h_0)]$ 与 1 相比是很小的,故可忽略. 联立 (2.13) 式与 (2.8) 式,可得:

$$T' = T - T_0 = T - T_0(h_0) + \gamma_d(x_3 - h_0) \approx \theta - T_0(h_0), \tag{2.14}$$

从而

$$\frac{\partial\theta}{\partial x_3} \approx \frac{\partial T}{\partial x_3} + \gamma_d = \frac{\partial T'}{\partial x_3}, \tag{2.15}$$

由此导出通常的静力稳定度判据: 若 $\partial T/\partial x_3 < -\gamma_d$, 热力层结是不稳定的; $\partial T/\partial x_3 = -\gamma_d$, 是中性的; $\partial T/\partial x_3 > -\gamma_d$, 是稳定的.

绝热的和静力的稳定度这个概念在多大程度上适合于大气湍流运动是不明确的. 然而下面的分析将表明,浮力产生湍流动能的速率正比于垂直感热通量. 因此如果我们假定湍流热通量是指向平均位温降低的方向——这假设并非总是成立的——那么象平均位温梯度从符号为负的(静力不稳定)改变为正的(静力稳定)一样,湍流能量的浮力生成将转变为浮力耗散.

1.3 平均流方程

显然大气热力层结的类型和程度对于湍流是极为重要的, 因为通过浮力作用湍流将获得或损失能量. 因此,热力层结是决定湍流过程特征的因子之一.

为了研究平均流的基本特性,我们引入雷诺约定

$$\left.\begin{array}{l} u_i = \bar{u}_i + u_i', \ \bar{u}_i' = 0 \\ T' = \bar{T}' + \theta', \bar{\theta}' = 0 \\ p = \bar{p} + p', \quad \bar{p}' = 0 \end{array}\right\}, \tag{3.1}$$

上式等价于把流场分解为平均流和脉动这两部分, 脉动量的平均值等于零. 上横线表示系综平均. 下面我们将主要讨论统计上定常的流场. 对于定常流场,系综平均不随时间改变. 因此上横线同样可解释为时间平均. 事实上,为了证明系综平均和时间平均的等同性,需要引用各态历经假设,而最方便的做法是假设存在平均量的积分尺度.

把(3.1)式代入(2.1)—(2.3)式,并进行平均,则得平均运动方程

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} + \frac{g\bar{T}'}{T_0} \delta_{i3} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j \bar{u}_k, \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial \bar{T}'}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}'}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{H_j}{c_p \rho_0}, \tag{3.4}$$