

# 动力气象学引论

[美] J. R. 霍尔顿 著

科学出版社

# 动力气象学引论

〔美〕J. R. 霍尔顿 著

中国人民解放军空军气象学院训练部 译

科学出版社

1980

## 内 容 简 介

本书简明地叙述了大气动力学基本原理，着重介绍近代动力气象学中所研究的一些主要问题，包括中纬度天气尺度斜压系统的诊断分析、斜压波不稳定理论、数值预报、大气环流、热带运动系统动力学等内容。本书侧重于物理原理的分析，并以准地转理论将大气大尺度运动的主要问题贯串起来加以统一地阐述。

本书是一九七二年美国华盛顿大学霍尔顿(J. R. Holton)编著的，是世界气象组织推荐的一本动力气象学参考书，可供气象教学及从事气象工作的专业人员参考。

James R. Holton

## AN INTRODUCTION TO DYNAMIC METEOROLOGY

Academic Press, Inc. 1972

### 动力气象学引论

[美] J. R. 霍尔顿 著

中国人民解放军空军气象学院训练部 译

\*

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

\*

1980年11月第一版 开本：787×1092 1/32

1980年11月第一次印刷 印张：10 1/2

印数：精1—1,400 插页：精3平2

平1—1,660 字数：240,000

统一书号：13031·1368

本社书号：1893·13—15

定 价： 精装本 2.15 元  
平装本 1.65 元

## 序

最近十年来,这门在四十年代、五十年代取得迅速发展的动力气象学,已经走向巩固。现在不仅对整个大气环流,而且对中纬度风暴的发展,都有了相当完整的理论。所以,在目前已能够依教科书格式把这些内容组织起来,编写进去。

在本书中,动力气象学作为一门紧密联系的学科是用一个统贯全体的中心理论——准地转体系而编写成的。诊断分析、数值预报、斜压波理论和能量转换原理以及大气环流理论等,都用准地转理论推演。

全书着重阐明物理原理,而不强调数学的完密。这是设想读者已经掌握了经典物理学的基本理论,并具有初等微积分的完整知识。有的地方用到矢量分析,但大多数不过是些基本的矢量运算。因此,只要读者稍有矢量运算的能力,就不至于太感困难。

本教科书中颇大一部分内容,是以华盛顿大学主修大气学科的四年级生的两季度课程为蓝本的。也适用于尚未具备气象基础的一年级研究生。

本教科书可以分为两大主要部分。一至六章为第一部分,主要是通过若干理想的大气气流类型的讨论,介绍那些对理解大气运动至关重要的流体力学基本原理。据经验,对于四年级学生,这六章的全部内容,差不多约讲三十次就可以顺利地讲授完毕。七至十一章为第二部分,包括现代动力气象学的核心内容,在其中强调准地转理论的中心统贯作用,这几章有些内容比四年级水平课程一般包括的要多。但已努力对

材料作了安排，务使那些偏于高深内容的部分，能够从基本教程中省略去。另外，对于较深一些的研究生水平的课程内容，可以通过阅读原著补充这里所写的材料。

除了这两主要部分之外，在最后还列有相对独立的一章。最后的这一章，是试图对于热带动力气象学的当前情况作一述评。这一章肯定会有些推测性的内容，但因热带气象学太重要了，一本动力气象学教科书中，不能完全略去它的内容。

每章后面，大多附有带说明的推荐文献的简要目录，以供欲作进一步阅读的读者参考。所列文献，多限于本人认为特别有用的书和评述性论文。并不打算罗列出各种原始文献目录。参考目录中的书，注有作者姓名和书名，论文则注明作者姓名和发表日期。在全书之末，还附有一份参考文献总目录。

# 目 录

|                     |    |
|---------------------|----|
| 第一章 绪言              | 1  |
| 1.1 尺度分析            | 1  |
| 1.2 基本作用力           | 3  |
| 1.3 非牛顿参考系和“视示”力    | 9  |
| 1.4 全微分             | 16 |
| 1.5 大气热力学           | 18 |
| 习题                  | 19 |
| 推荐文献                | 20 |
| 第二章 动量方程            | 21 |
| 2.1 转动系统中矢量的全微分     | 21 |
| 2.2 转动坐标系中动量方程的矢量形式 | 22 |
| 2.3 球坐标系中的分量方程      | 23 |
| 2.4 运动方程的尺度分析       | 28 |
| 习题                  | 33 |
| 推荐文献                | 33 |
| 第三章 水平运动方程的初步应用     | 34 |
| 3.1 地转风             | 34 |
| 3.2 平衡的曲线流动         | 38 |
| 3.3 轨迹和流线           | 45 |
| 3.4 地转风的垂直切变: 热成风   | 48 |
| 习题                  | 52 |
| 推荐文献                | 53 |
| 第四章 连续方程            | 54 |
| 4.1 笛卡尔坐标系中的公式推导    | 54 |

|            |                       |            |
|------------|-----------------------|------------|
| 4.2        | 等压面坐标系的连续方程           | 56         |
| 4.3        | 垂直运动                  | 58         |
| 4.4        | $\omega$ 和 $w$ 之间的关系式 | 59         |
| 4.5        | 水平散度的计量               | 59         |
|            | 习题                    | 60         |
| <b>第五章</b> | <b>环流与涡度</b>          | <b>62</b>  |
| 5.1        | 环流定理                  | 62         |
| 5.2        | 涡度                    | 66         |
| 5.3        | 位涡                    | 70         |
| 5.4        | 涡度方程                  | 74         |
| 5.5        | 涡度方程的尺度分析             | 78         |
|            | 习题                    | 81         |
|            | 推荐文献                  | 82         |
| <b>第六章</b> | <b>行星边界层</b>          | <b>83</b>  |
| 6.1        | 混合长度理论                | 83         |
| 6.2        | 埃克曼层方程                | 86         |
| 6.3        | 二级环流与旋转减弱             | 91         |
|            | 习题                    | 96         |
|            | 推荐文献                  | 96         |
| <b>第七章</b> | <b>中纬度天气尺度运动的诊断分析</b> | <b>98</b>  |
| 7.1        | 中纬度天气系统的观测结构          | 98         |
| 7.2        | 等压面坐标系中的基本方程          | 105        |
| 7.3        | 诊断方程                  | 106        |
| 7.4        | 发展的斜压系统的理想模式          | 120        |
|            | 习题                    | 122        |
|            | 推荐文献                  | 124        |
| <b>第八章</b> | <b>数值预报</b>           | <b>125</b> |
| 8.1        | 历史背景                  | 125        |
| 8.2        | 声波和重力波的过滤             | 127        |

|      |               |     |
|------|---------------|-----|
| 8.3  | 过滤预报方程        | 131 |
| 8.4  | 单参数模式         | 134 |
| 8.5  | 两参数斜压模式       | 139 |
| 8.6  | 正压涡度方程的数值解法   | 147 |
| 8.7  | 原始方程模式        | 157 |
|      | 习题            | 167 |
|      | 推荐文献          | 168 |
| 第九章  | 大气振荡: 线性小扰动理论 | 170 |
| 9.1  | 小扰动法          | 170 |
| 9.2  | 波的特性          | 171 |
| 9.3  | 声波            | 174 |
| 9.4  | 重力波: 垂直稳定度    | 176 |
| 9.5  | 罗斯贝波          | 189 |
|      | 习题            | 191 |
|      | 推荐文献          | 193 |
| 第十章  | 中纬度天气系统的起源和运动 | 195 |
| 10.1 | 流体动力不稳定性      | 195 |
| 10.2 | 斜压不稳定性: 气旋生成  | 197 |
| 10.3 | 斜压波的能量学       | 204 |
| 10.4 | 锋和锋生          | 213 |
|      | 习题            | 221 |
|      | 推荐文献          | 222 |
| 第十一章 | 大气环流          | 223 |
| 11.1 | 问题的本质         | 223 |
| 11.2 | 能量循环: 一个准地转模式 | 225 |
| 11.3 | 动量收支          | 235 |
| 11.4 | 纬向对称环流动力学     | 241 |
| 11.5 | 大气环流的实验室模拟    | 247 |
| 11.6 | 数值模拟          | 256 |
| 11.7 | 平流层大气环流       | 269 |



|                        |     |
|------------------------|-----|
| 习题                     | 275 |
| 推荐文献                   | 275 |
| 第十二章 热带运动系统            | 277 |
| 12.1 热带运动的尺度分析         | 278 |
| 12.2 积云对流              | 283 |
| 12.3 赤道地区大尺度运动的观测结构    | 294 |
| 12.4 赤道扰动的起源           | 307 |
| 12.5 热带气旋              | 313 |
| 习题                     | 317 |
| 推荐文献                   | 317 |
| 附录 A 引用的常数             | 318 |
| 附录 B 符号表               | 319 |
| 附录 C 矢量分解成无旋部分与无辐散部分之和 | 323 |
| 附录 D 相当位温              | 324 |
| 参考文献                   | 326 |

# 第一章 绪 言

大气运动不论在空间和时间上, 都具有很宽的尺度谱. 它的范围从个别分子的随机运动到整个大气的平均纬向环流. 动力气象学所研究的大气运动, 或者是直接与天气现象相关联的, 或者是大气环流的重要因子. 对于这些运动, 都把大气当作为连续介质或流体. 动力气象学的主要目的是把流体动力学和热力学的定律应用于大气以求理解和预报天气和气候. 流体动力学的基本定律描述的是除了分子尺度以外的所有尺度的大气运动, 所以很自然, 表示这些定律的方程组找不到通解. 为了使方程组得到有用的结论, 必须突出所关心的运动, 以此来作简化和列出方程式. 一种系统的简化方法叫做尺度分析法.

## 1.1 尺度分析

把大气视为连续介质的主要优点在于, 那些描述大气状态的物理量, 如气压、密度、温度和速度等, 于是就成为空间和时间的连续函数. 在空间和时间上连续变化的量称为场变量或简称为场. 气压、密度和温度是标量场, 而速度是矢量场. 场变量都是连续函数, 是可微的. 这样, 控制大气运动的一些定律便可用场变量及其导数的微分方程来表达. 为了确定这些方程中的某些项同其它项相比, 是否小到在近似分析中可以忽略不计, 那就不仅需要估计场本身的大小, 而且还需要估计场变量各种导数的大小.

对某一特定类型的运动，尺度分析是估计控制方程中各项量级的一种方便方法。在尺度分析中，要规定以下诸量的典型的期望值：(1) 各场变量的量级；(2) 场变量变动幅度；(3) 这些变动发生时的特征长度、厚度以及时间尺度。然后，用这些典型值来比较控制方程中各项的大小。例如，一个典型的中纬度天气尺度的地面气旋，其中心气压可能比平均地面气压低 20 毫巴，而水平尺度可能为 2000 千米。用  $\delta p$  表示水平气压变动的幅度，用  $L$  表示水平尺度，用  $\sim$  表示量级相同，则水平气压梯度的量级就可依

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}\right) \sim \frac{\delta p}{L}$$

估计。把  $\delta p = 20$  毫巴和  $L = 2000$  千米代入上式，便得尺度估计值  $\delta p/L = 10^{-5}$  毫巴米<sup>-1</sup>。

另外有一些运动系统，例如龙卷，飚线和飓风等，其气压变动量级相同，但其水平尺度却往往有很大的差异，因此，对

表 1.1 大气运动系统的典型尺度

| 运 动 类 型   | 水 平 尺 度 (厘 米) |
|-----------|---------------|
| 分子平均自由程   | $10^{-5}$     |
| 微 湍 流 涡 旋 | 1—10          |
| 小 涡 旋     | $10—10^2$     |
| 尘 暴       | $10^2—10^3$   |
| 阵 风       | $10^3—10^4$   |
| 龙 卷       | $10^4$        |
| 雷 雨 云     | $10^5$        |
| 锋, 飚 线    | $10^6—10^7$   |
| 飓 风       | $10^7$        |
| 气 旋       | $10^8$        |
| 行 星 波     | $10^9$        |
| 大 气 潮 汐   | $10^9$        |
| 平 均 纬 向 风 | $10^9$        |

于具有气象意义的气压系统来说，水平气压梯度可能相差到好几个量级。这种情况也适用于其它场变量的导数项。所以，控制方程中的主要项基本上取决于运动的水平尺度。特别是，对于水平尺度为几千米或更小些的运动来说，凡包含有地球自转的项都可忽略不计，而对较大尺度的运动来说，这些项却变得非常重要了。

因为大气运动的特性与水平尺度有密切关系，所以用尺度对运动系统分类是一种方便的方法。表 1.1 是对谱域在  $10^{-5}$  厘米到  $10^9$  厘米间按尺度分成各种运动类型的例子。在以后诸章中，将广泛运用尺度分析理论来建立各种大气运动类型的理论模式。

## 1.2 基本作用力

牛顿第二运动定律指出，相对于空间中的固定坐标系，一物体的动量变化率等于所有作用力之和。对于气象上研究的大气运动来说，主要关心的是气压梯度力、地球引力以及摩擦力。本节就是要讨论这些基本力。照一般情况，若运动是相对于随地球一起转动的坐标系，则在作用力中只要包括某些视示力，即离心力和科里奥力，牛顿第二定律同样能够适用。这些视示力的性质将在 1.3 节中讨论。

### 1.2.1 气压梯度力

考虑一空气的微体积元， $\delta V = \delta x \delta y \delta z$ ，其中心在  $x_0, y_0, z_0$  点，如图 1.1 所示。由于分子的随机运动，周围空气分子连续地输送动量给这体积元的界面。单位时间、单位面积上输送的动量即是周围空气作用于体积元的壁面的气压。如果以  $p_0$  代表体积元中心处的气压，则图 1.1 中壁面 A 上的气压，

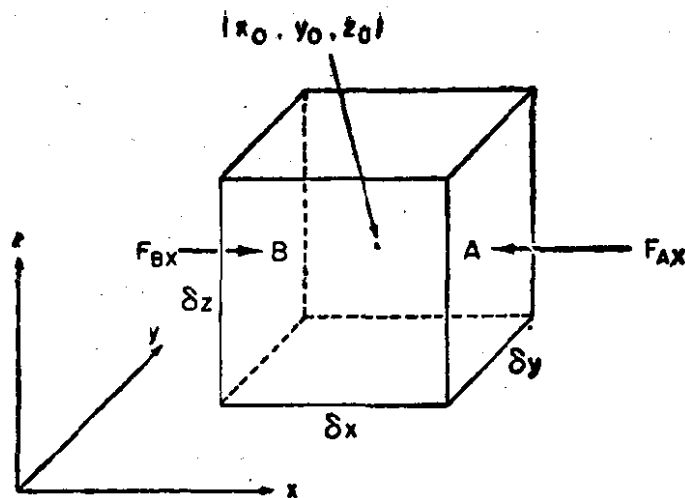


图 1.1 作用在流体元之上的气压梯度力的  $x$  分量

可用泰勒级数展开式表为

$$p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2} + \text{高阶项}$$

略去上式中的高阶项, 则作用体积元  $A$  面上的压力为

$$F_{Ax} = - \left( p_0 + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) \delta y \delta z$$

其中  $\delta y \delta z$  为  $A$  的面积. 同理, 作用于体积元  $B$  面上的压力为

$$F_{Bx} = \left( p_0 - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) \delta y \delta z$$

因此, 作用于体积元上的压力的净余  $x$  分量为

$$F_x = F_{Ax} + F_{Bx} = - \frac{\partial p}{\partial x} \delta x \delta y \delta z$$

空气的微体积元的质量  $m$  是密度  $\rho$  乘体积:  $m = \rho \delta x \delta y \delta z$ . 因而, 作用于单位空气质量上的气压梯度力的  $x$  分量为

$$\frac{F_x}{m} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

同样, 不难求得, 作用于单位空气质量上的气压梯度力的  $y$  分量和  $z$  分量分别为

$$\frac{F_y}{m} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{和} \quad \frac{F_z}{m} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

所以总气压梯度力为

$$\frac{\mathbf{F}}{m} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (1.1)$$

特别要注意的是这个力与气压场的梯度成比例，而不是与气压本身成比例。

### 1.2.2 地球引力

牛顿万有引力定律指出，宇宙间任何两个质量元量都彼此吸引，其引力大小与它们的质量成正比，而与它们之间的距离平方成反比。因而，如果两个质量元量分别是  $M$  和  $m$ ，相距为  $r \equiv |\mathbf{r}|$ （矢量  $\mathbf{r}$  从  $M$  指向  $m$ ，如图 1.2 所示），那么，质量  $M$  作用在质量  $m$  的引力为

$$\mathbf{F}_g = -\frac{GMm}{r^2} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right). \quad (1.2)$$

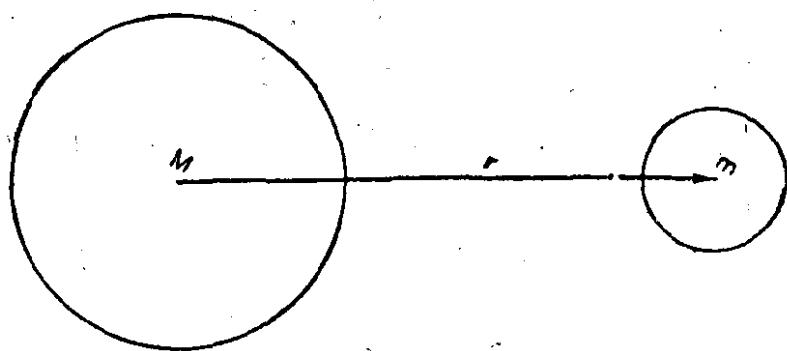


图 1.2 两个球形质量，其中心距离为  $r$

式中  $G$  为一通用常数，称为引力常数。(1.2) 式表示的引力定律，实际上只适用于假想的“质点”，因为对有限大小的物体，在不同部位  $\mathbf{r}$  是不同的。然而，对于质量分布是球对称的物体来说，如果  $|\mathbf{r}|$  表示两球中心之间的距离，则(1.2)式是适用的。因而，如果地球的质量为  $M$ ，而大气元量的质量为  $m$ ，则地球作用于单位大气质量的引力是

$$\frac{\mathbf{F}_g}{m} \equiv \mathbf{g}^* = -\frac{GM}{r^2} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \quad (1.3)$$

在动力气象学中，习惯用海拔高度作为垂直坐标。如果以  $a$  代表地球平均半径，而  $z$  代表海拔高度并略去地球形状的非球形微差，则  $r = a + z$ 。所以，(1.3)式可以改写为

$$g^* = \frac{g_0^*}{(1+z/a)^2} \quad (1.4)$$

式中  $g_0^* = -(GM/a^2)(\mathbf{r}/r)$  为平均海平面上的地球引力值。在气象应用中， $z \ll a$ ，因此在容许的误差范围内，可令  $g^* = g_0^*$ ，并把地球引力简单地看作常数。

### 1.2.3 摩擦力或粘滞力

全面地讨论粘滞力虽颇复杂，但可以很简单阐明它的基本物理概念。考虑相距为  $l$  的两块水平平板，中间充满一层不可压缩的流体，如图 1.3 所示。下板是固定的，而上板沿  $x$  方向以速率  $u_0$  移动。我们知道，使上板保持匀速运动所需的切向力是与板的面积、运动速度成正比，而与两板之间的距离成反比的。因而  $F = \mu A u_0 / l$ ，此处的  $\mu$  为一比例常数，称为动力粘滞系数。

这个力必须正好等于上板作用在紧靠其下的流体层的

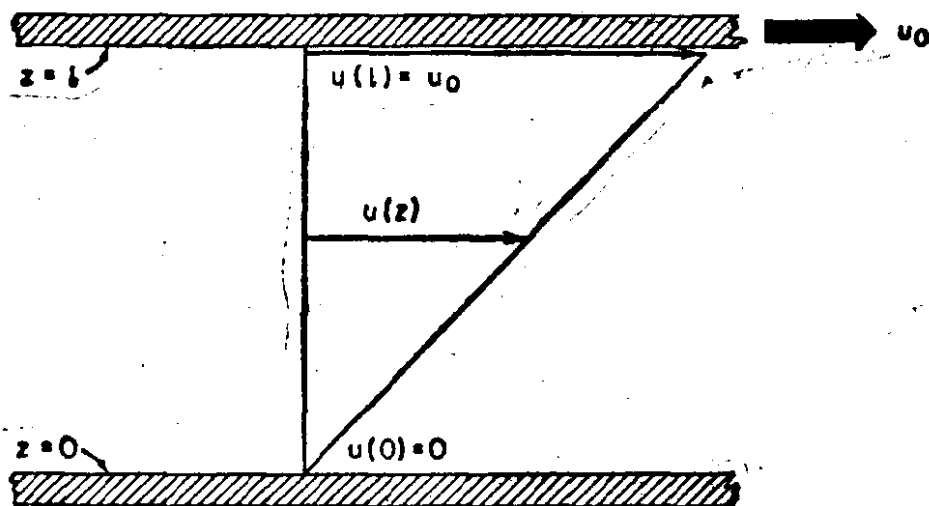


图 1.3 一维恒定粘滞性切变流动

力。对于匀速运动状态，每一水平流体层必须对其下的流体作用同等的力。所以，在此特例中，当流体层厚度趋于零时取极限，则本特例中的单位面积的粘滞力，或切应力可以写成

$$\tau_{zx} = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$$

式中下标表示， $\tau_{zx}$  是切应力在  $x$  方向上的分量，由速度的  $x$  分量的垂直切变造成。

根据分子论观点，这个切应力是由于分子的随机运动使动量有向下的净余输送造成的。因为沿  $x$  方向的平均动量随高度增加，所以在任意瞬间，穿过某一水平面向下的分子比向上的分子携带着更多的动量。这样，就有  $x$  动量的向下净余输送。单位时间内单位面积上这种向下的动量输送，就是切应力。

以上所举的例子是简单的二维常定运动，由于作用于每个流体元上界面的切应力恰好等于作用于流体元下界面的力，而方向相反，所以就没有作用于流体元的净粘滞力。对于更一般的不可压缩流体中的非常定二维切变流动的情况，我们仍考虑一个中心在  $(x_0, y_0, z_0)$  处，各边边长分别为  $\delta x$ ， $\delta y$ ， $\delta z$  的流体微体积元(如图 1.4 表示)来计算其净粘滞力。如果

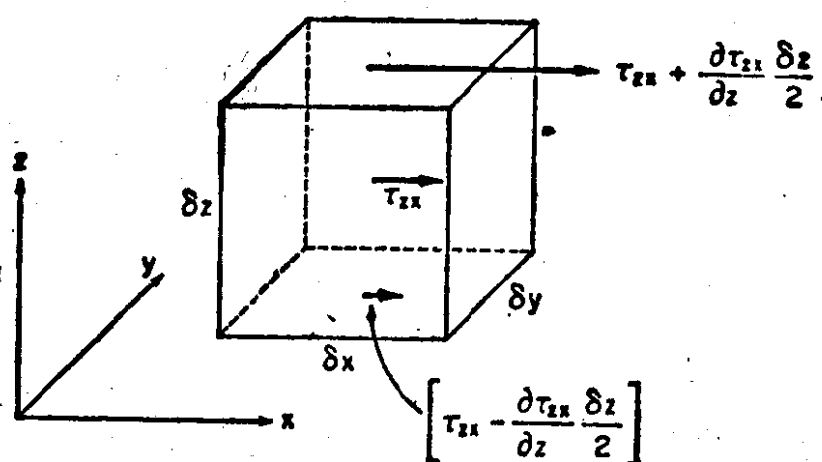


图 1.4 作用在流体元上的垂直切应力的  $x$  分量



作用于体积元中心的切应力的  $x$  分量为  $\tau_{zx}$ , 则作用于上界面的应力可以近似地写作

$$\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2}$$

而作用于下界面的应力为

$$\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2}$$

于是, 作用于体积元的净粘滞力的  $x$  方向分量为

$$\left( \tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2} \right) \delta y \delta x - \left( \tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \frac{\delta z}{2} \right) \delta y \delta x$$

所以, 由于沿  $x$  轴方向的运动分量的垂直切变而引起的单位质量粘滞力为

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (1.5)$$

如果  $\mu$  为常数, 则(1.5)式的右边可以简化为  $\nu \partial^2 u / \partial z^2$ , 此处  $\nu = \mu / \rho$  为运动学粘滞系数。近地面几厘米的薄层内, 垂直切变很大, 因此需要考虑分子粘性作用, 除此薄层以外, 在100公里以下的大气层内,  $\nu$  都很小, 因而分子粘性作用可以忽略不计。离开这几厘米厚的地面分子边界层, 动量主要是通过湍流运动来输送的。

在湍流流体如大气中, 常把小尺度湍流涡旋看作是一些分离的流体“涡泡”, 它们在大尺度流场中随机运动, 并且也象分子在分子粘滞性中一样在垂直方向上输送动量。因此, 可以类比分子在分子粘滞性中的平均自由路程, 对湍流涡旋定义一个混合长度。进一步类比, 小尺度湍流运动的耗散效应则可定义一个涡动粘滞系数来表示。因而, 如果用涡动粘滞系数代替分子粘滞系数, 则对于湍流流动, 简单的公式(1.5)也能适用。这种近似地处理方法将在第七章中进一步讨论。