

朱乾根 林锦瑞 寿绍文 编著

天气学原理和方法

TIANQIXUE YUANLI
HE FANGFA

气象出版社

天气学原理和方法

朱乾根 林锦瑞 寿绍文 编著

气象出版社

内 容 简 介

本书根据天气学和动力气象学原理紧密结合的原则，论述天气分析与预报的基本原理，应用国内外天气学研究成果和实践经验，重点介绍短期天气预报方法。

全书共分三篇（十四章）：第一篇（一至五章），天气学和动力气象学原理；第二篇（六至十章），我国主要天气过程（包括气象要素）及预报方法；第三篇（十一至十四章），天气分析方法（包括诊断场分析的各种物理量计算方法 and 天气图分析方法）。

本书可供高等院校气象专业师生以及天气预报工作者参考。

天气学原理和方法

朱乾根 林锦瑞 寿绍文 编著

气象出版社出版

（北京西郊白石桥路46号）

四川自贡新华印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 全国各地新华书店经售

开本：787×1092 1/16 印张：34 插页：1 字数：800,000

1981年3月第一版 1981年3月第一次印刷

印数：1—10,000

统一书号：13194.0022 科技新书目：177—38

定价：4.50元

前 言

本书是在南京气象学院历年“天气分析和预报”讲义的基础上改编而成的。该讲义曾多次应用于教学实践并经多次修改，这次在体系上和内容上又作了较大的改动。全书共分三篇十四章，第一篇，天气学原理，是作为一个预报员必须掌握的基本理论和基本概念；第二篇，中国主要天气过程，是我国广大天气工作者多年实践经验的总结，也是第一篇中的基本原理在结合我国天气实际中的应用；第三篇，天气分析方法，介绍了近年来在天气学实践中发展起来的诊断场分析的各种物理量计算方法和天气图分析方法。其中第一、三、四、七、九章由朱乾根改编（夏平曾参加了第一章第一、二节的改编工作）；第二、五、六、十章由林锦瑞改编；第八、十一、十二、十三、十四章由寿绍文改编。

本书在编写过程中曾得到我院天气教研室许多同志的大力支持，他们有的曾参加过旧讲义的部分编写工作，有的参加了本书的初审工作和抄写工作等。顾钧禧教授对全书进行了审阅，章基嘉副教授为本书写了绪言并审阅了部分章节。陶诗言教授和黄士松教授对本书出版给予关心和鼓励并提出了宝贵意见。此外，本书还参考了南京大学、北京大学、空军气象学院、大气物理研究所等同志们的天气学讲义和著作，在此一并致谢。

我们在编写中有以下几个基本原则：

1. 天气学和动力气象学原理紧密结合。自50年代以来，天气学和动力气象学的关系日益密切，已逐渐发展成天气动力学。为适应这种变化趋势，本书在保持天气学基本内容的同时，着重于天气动力学原理的分析，使天气学的方法规则，紧密结合动力气象理论来加以阐述。并增加了第一章的动力气象基本原理，这部分内容可以作为衔接天气学和动力气象学的纽带，同时也使天气学本身建立自己新的完整的体系。

2. 尽量反映近年来国内外天气学研究的新进展。近年来国内外在天气学的理论和方法以及对天气过程发展的物理机制方面都有许多新的发展和认识，我们尽可能在本书中反映这些内容，但是由于篇幅所限，只能作简略的介绍。

3. 在满足教学要求的同时，为适应广大气象台站天气工作者的需要，本书着重物理概念的详细阐述和应用方法的介绍，而不过分要求数学推导的严谨性。对于地方性的天气经验，除必须的例子和一些典型天气过程外，一概不作系统性的介绍。这样可以突出基本原理和方法，避免内容庞杂之弊。

本书可供高校气象专业学生学习和天气工作者参考之用。

本书尽管经过多次修改，但由于水平所限，缺点错误在所难免，请读者批评指正。

编者 1979年7月于南京

绪 言

从1826年第一张天气图诞生到现在已有150多年的历史。虽然气象学在最近廿多年中又有了很大发展，并出现了新的动力数值预报方法和概率统计预报方法，但以天气图为主要工具来研究天气发展规律，并制作不同时效的天气预报，仍然是目前各国大多数气象台的主要预报方法。

天气学是天气图预报方法的基础，它的发展大致经历了四个阶段：

第一阶段（1826—1920年）：这个阶段是天气学的萌芽时期，当时一些先进的资本主义国家相继开始绘制本国范围的地面天气图，并试做天气预报和天气服务。这一时期天气分析预报的业务工作只能采用简单的外推法来预报高、低气压系统的移动。

第二阶段（1920—1940年）：第一次世界大战以后，在1918—1928年期间，卑尔根学派形成，在V·皮叶克尼斯领导下，奠定了锋面天气的基础。这个阶段的标志是气团和锋面学说相继引进天气学中，少数气象台站开始有了无线电探空仪的观测资料。锋面和气团成为天气分析预报业务工作的主要对象和依据。

第三阶段（1940—1960年）：第二次世界大战以后，世界高空观测网大大加密，作为天气学理论基础的动力气象学有了非常迅速的发展。这个阶段的明显特征是，在日常业务工作中开始大量分析和应用高空天气图。天气分析从二维扩充到三维。40年代初期芝加哥学派形成，在罗斯贝的领导下根据分析高空天气图的实践，提出了长波理论。与此同时，基培尔于1940年发表了关于气压和温度局地变化计算方法的论文，揭开了近代动力数值预报的序幕。在这个时期，由电子计算制作气压形势预报图开始在预报业务中应用。但是预报员做天气预报的依据，除开采用第一、第二两阶段中行之有效的办法外，还普遍采用从动力气象学推论到的预报方程，并将这些方程进行定性的应用。

第四阶段（1960年到现在）：由于电子计算机和气象卫星资料越来越广泛的应用，使天气分析预报业务有了很大变革。动力数值预报得到蓬勃地发展，同时，概率论和统计学的许多新成就在天气分析预报中得到前所未有的应用，并形成了天气预报的另一分支——概率统计预报方法。天气图的分析也开始走向自动化。目前世界上一些先进的预报业务中心，从天气图的填图、分析和形势预报已完全走向自动化。

从以上简短的回顾可以看到，天气学在它自身发展的过程中已从对天气现象或过程描述逐渐深入到研究天气过程发生发展的物理本质的阶段。从六十年代以后，天气学已强调对天气现象或过程进行诊断分析，即从动力学方程对某种天气过程进行定量的计算，得出其物理图象。因此，天气学和动力气象学的结合愈来愈密切了。这种结合正在形成一门天气动力学这门气象学中的新学科。另一方面，由于天气预报问题的复杂性，需要从概率论的观点，通过对大量观测资料的统计分析来揭露天气发展的客观因果关系。这就是为什么概率统计方法近廿年来在天气预报中的应用达到如此广泛的程度。总之，天气预报的三种基本方法，即天气学方法、动力学方法和统计学方法不是彼此孤立的，而是存在互相结合，互相渗透的趋势。但是在这一过程中天气学是作为气象学的一个主要分支不断吸取动力学

和统计学的新的理论成就来发展和壮大自己的。

50年代中期苏联出版的短期预报指导和美国出版的S.佩特森的“天气分析与预报”以及60年代末苏联出版的A.C.兹维列夫的“天气学”都是天气学在近三十年的发展过程中具有代表性的著作，它们基本上是按照天气学在不同发展阶段中的新要求、新特点而编写的。

南京气象学院从1960年建院以来正好是天气学蓬勃发展的新阶段，因此，在天气学教学过程中如何适应这个阶段的要求，反映它的特点，始终是教学实践中的一个重要问题。譬如，对动力气象学和天气学在教学过程中如何结合的问题，就曾做过多种形式的试验，目前认为把动力气象学中有关天气分析的基本理论直接同天气学的基本内容结合起来形成统一的体系，写成统一的教材，作为一门课程进行讲授可能更为合理一些。当然动力气象学作为气象学的一个理论学科还有其它方面的丰富内容，因此仍有独立开设的必要。何况，这种改革的结果至少可以避免过去天气学和动力气象学在教学过程中某些内容的不必要重复，某些内容又相互脱节的弊病，从而加强了天气学教学中的理论联系实际，同时也使动力气象学本身可以按照近代气象学理论研究的新成就形成自己的新体系，使它避免内容过于庞杂的弊端。这本“天气学原理和方法”就是根据上述见解写成的。

目 录

绪 言	(I)
-----------	-------

第一篇 天气学原理

第一章 气压场和风场.....	(1)
第一节 作用于大气的力.....	(1)
第二节 基本方程组.....	(10)
第三节 尺度分析和方程组的简化.....	(17)
第四节 “P” 坐标系.....	(22)
第五节 地转风和梯度风.....	(26)
第六节 地转风随高度的变化——热成风.....	(35)
第七节 地转偏差.....	(39)
第二章 气团与锋.....	(48)
第一节 气团.....	(48)
第二节 锋的概念与锋面坡度.....	(50)
第三节 锋面附近气象要素场的特征.....	(54)
第四节 锋面分析.....	(63)
第五节 锋生与锋消.....	(70)
第三章 气旋与反气旋	(77)
第一节 气旋、反气旋的特征和分类.....	(77)
第二节 涡度与涡度方程.....	(78)
第三节 位势倾向方程与 ω 方程	(87)
第四节 温带气旋与反气旋.....	(91)
第五节 东亚气旋与反气旋.....	(102)
第四章 形势预报原理和方法.....	(111)
第一节 外推法.....	(111)
第二节 运动学方法.....	(113)
第三节 高空形势预报.....	(119)
第四节 地面形势预报.....	(124)
第五节 地形和摩擦对系统的影响.....	(128)
第六节 锋的移动预报.....	(134)
第七节 经验预报法.....	(138)
第八节 卫星云图在形势预报中的应用.....	(142)
第九节 形势预报的一般程序.....	(143)
第五章 大气环流.....	(145)
第一节 大气平均流场特征与季节转换.....	(145)
第二节 控制大气环流的基本因子与大气环流的基本模型.....	(149)

第三节	极地环流概况	(156)
第四节	热带环流概况	(157)
第五节	急流	(161)
第六节	东亚环流基本特征	(163)

第二篇 中国主要天气过程

第六章	寒潮天气过程	(168)
第一节	概述	(168)
第二节	长波原理及其应用	(170)
第三节	阻塞高压与切断低压	(179)
第四节	寒潮天气过程特点	(186)
第五节	寒潮的预报	(207)
第七章	大型降水天气过程	(213)
第一节	降水的成因	(213)
第二节	降水的天气尺度系统	(233)
第三节	暴雨分析	(245)
第四节	我国大型降水的天气过程	(266)
第五节	降水预报	(272)
第八章	对流性天气过程	(281)
第一节	雷暴云的结构及雷暴天气的成因	(281)
第二节	中小尺度天气系统	(289)
第三节	对流性天气预报的物理基础	(293)
第四节	对流性天气的预报方法	(309)
第九章	低纬度天气过程	(328)
第一节	低纬度环流的基本特征	(328)
第二节	副热带高压	(334)
第三节	热带天气系统及其预报	(346)
第四节	台风	(358)
第十章	气象要素的预报	(395)
第一节	风的预报	(395)
第二节	气温的预报	(401)
第三节	雾的预报	(410)
第四节	云和雨淞的预报	(414)

第三篇 天气分析方法

第十一章	天气图分析	(421)
第一节	天气图底图	(421)
第二节	地面天气图分析	(424)
第三节	等压面图分析	(431)

第四节	温压场的综合分析	(436)
第五节	天气分析原则	(438)
第十二章	辅助天气图分析	(441)
第一节	剖面图分析	(441)
第二节	单站高空风图分析	(444)
第三节	温度-对数压力图分析	(446)
第四节	等熵面分析	(454)
第五节	能量分析	(458)
第十三章	高原、低纬及中小尺度天气分析	(464)
第一节	高原地区的天气分析	(464)
第二节	低纬热带地区的天气分析	(470)
第三节	中小尺度天气分析	(477)
第十四章	常用物理量的计算	(485)
第一节	风的分解及地转风的计算	(485)
第二节	平流的计算	(486)
第三节	涡度和散度的计算	(487)
第四节	垂直速度的计算	(490)
第五节	水汽通量、水汽通量散度及降水量的计算	(499)
附 表		
附表 1	常用数据	(506)
附表 2	单位换算	(508)
附表 3	等压面地转风速查算表	(511)
附表 4	等高面地转风速查算表	(512)
附表 5	u, v分量查算表	(513)
附表 6	兰勃脱投影和极射赤面投影的放大率 m 及 $\frac{m^2}{f}$ 随纬度变化表	(516)
附表 7	地转参数和罗斯贝参数随纬度变化表	(517)
附表 8	沙瓦特指数 ($SI = T_{500} - T_s$) T_s 参数查算表	(518)
附表 9	标准等压面上的位温 (θ) 查算表	(519)
附表10	$P = 850$ 毫巴, θ_s 查算表	(522)
附表11	$P = 700$ 毫巴, θ_s 查算表	(524)
附表12	$P = 500$ 毫巴, θ_s 查算表	(526)
附表13	$\frac{L}{C_p} q$ 查算表	(528)
附表14	$\frac{L}{C_p} q = 1555 \frac{e}{p}$ 查算表	(530)
附表15	标准等压面上露点换算比湿表	(531)
附表16	各标准等压面之间的厚度表	(532)
附表17	凝结函数F值查算表	(533)
参考文献		(534)

第一篇 天气学原理

第一章 气压场和风场

天气变化是大气运动造成的，而大气运动又受一定的物理规律所支配。这些物理规律包括有牛顿运动定律、热力学定律、质量守恒原理等等。为了讨论大气运动，首先讨论影响大气运动的几种力，然后依据物理定律导出控制大气运动的基本方程组，并在此基础上，再讨论大气的一些特殊运动——地转风、热成风、梯度风、地转偏差等。本章不仅是天气学的基础，也是动力分析、数值预报等理论气象的基础。

第一节 作用于大气的力

大气的运动状态是由受力情况所决定的。作用于大气的力可以分为两类，一类是真正作用于大气的力，包括气压梯度力、地心引力、摩擦力等，我们称做基本力，或牛顿力。另一类是站在随地球一起旋转的非惯性坐标系中观察大气运动时所表现的力，包括惯性离心力和地转偏向力等，我们称做惯性力。

一、气压梯度力

在大气中取一个微小的六面体，其体积为 $\delta v = \delta x \delta y \delta z$ (图 1.1)。由于气压在空间分布是不均匀的，因此，作用于此六面体六面上的压力通常也是不等的。设空气压强为 p ，通过B面，外部空气作用在六面体内部空气的压力为 $p \delta y \delta z$ ，作用在A面上的压力应为 $-(p + \frac{\partial p}{\partial x} \delta x) \delta y \delta z$ (取负号是因为其方向与X方向

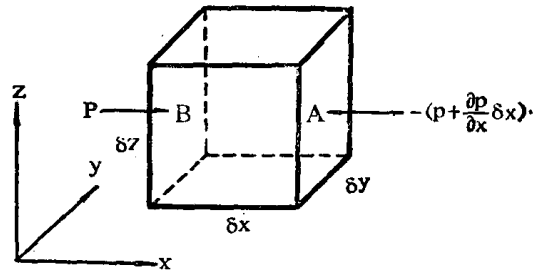


图1.1 气压梯度力

相反)。于是在X方向外部空气作用于此六面体的净压力即为此二力之和

$$p \delta y \delta z - (p + \frac{\partial p}{\partial x} \delta x) \delta y \delta z = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \delta y \delta z.$$

同理，在y方向和z方向作用于此六面体的净压力为

$$-\frac{\partial p}{\partial y} \delta x \delta y \delta z \quad \text{和} \quad -\frac{\partial p}{\partial z} \delta x \delta y \delta z.$$

而作用于此六面体上的总净压力，则为三者的向量和

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} \right) \delta x \delta y \delta z = -\nabla p \delta x \delta y \delta z.$$

设此六面体中空气密度为 ρ ，则六面体的质量为 $\rho \delta x \delta y \delta z$ ，因此，作用于单位质量空气块上的净压力为

$$\vec{G} = -\nabla p \delta x \delta y \delta z / \rho \delta x \delta y \delta z = -\frac{1}{\rho} \nabla p. \tag{1.1}$$

这里, $-\nabla p$ 为气压梯度, 它是由气压分布不均匀造成的。因此, 作用在单位质量空气上的净压力, 就叫做气压梯度力。它的方向是由高压指向低压, 它的大小与气压梯度成正比, 与空气密度成反比。在大气中, 气压梯度力的垂直分量 $G_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$ 比其水平分量 $G_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ 或 $G_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$ 要大得多。例如在海平面附近, 只需升高 8 位势米左右, 气压就会减小 1 毫巴, 而在水平面上则往往要相距 100 公里左右, 气压才相差 1 毫巴。由于重力 g 与 G_z 始终处于平衡 (这就是静力平衡) 状态, 所以在垂直方向上一般不会造成强大的上升气流; 而水平气压梯度力虽小, 但在一定条件下却能造成较大的空气水平运动。

二、地心引力

牛顿万有引力定律说明, 宇宙间任何两个物体之间都具有引力, 其大小与两物体的质量乘积成正比, 与两物体之间的距离平方成反比。如图 1.2 所示, 有两个物体, 它们的质量分别为 M 和 m , 其距离为 $r \equiv |\vec{r}|$ (r 的方向由 M 指向 m), 那么 M 对 m 的引力, 为

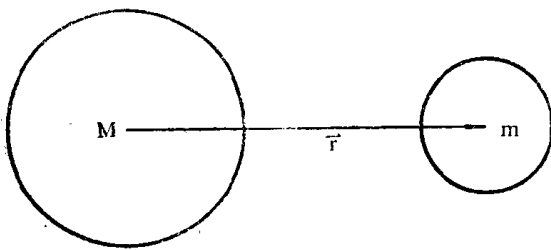


图 1.2 地心引力

那么 M 对 m 的引力, 为

$$\vec{F}_g = -\frac{GMm}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right)$$

式中 G 为引力常数。假定 M 为地球的质量, m 为空气质块的质量, 那么地球对单位质量空气的引力 (称地心引力) 为

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

设地球平均半径为 a (即中心至海平面的距离), z 为海拔高度, 则上式可写成

$$\begin{aligned} \vec{g}^* &= -\frac{GM}{(a+z)^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) = -\frac{GM}{a^2} \cdot \frac{1}{(1+z/a)^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \\ &= \frac{\vec{g}_0^*}{(1+z/a)^2} \end{aligned} \quad (1.2)$$

这里 $\vec{g}_0^* = -\frac{GM}{a^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right)$, 是海平面上的地心引力。在气象学应用范围内, z 值一般仅为数十公里, 而地球半径 a 竟达六千多公里, 故 $g^* \approx g_0^*$, 可作为常数处理。地心引力是始终作用于大气的实在的力。

三、惯性离心力

为了观测地球上的大气现象, 显然, 选取随地球一起转动的坐标系是方便的。根据牛顿第一运动定律, 在固定于空间的坐标系 (或称绝对坐标系或惯性坐标系) 中, 不受外力作用的物体, 将保持静止或作直线等速运动。但随地球一起转动的坐标系中的观察者所观察到的静止物体, 由于它实际上随地球一起转动, 所以在绝对坐标系中的观测者就观测到它在作匀角速运动, 即有向心加速度。按牛顿定律, 必有力作用于它, 这就和转动坐标系的观测相矛盾。因此转动坐标系本身是一个不能运用牛顿运动定律的坐标系, 称非惯性坐标系 (或称相对坐标系)。为了在这种非惯性坐标系中也能运用牛顿运动定律, 需要引入

一些假想的力，叫做惯性力。对于一个匀角速转动的非惯性坐标系而言，惯性力有两个：惯性离心力和地转偏向力。还要指出，地球除自转外，还有其他运动，如绕太阳公转等等，但因其影响很小，可以忽略不计。下面主要讲惯性离心力。为了叙述方便，我们先举一个简单的例子，然后再看看惯性离心力对大气运动的影响。

我们用一根绳子牵着一个具有单位质量的球，并使其以均匀的角速度 Ω 作旋转运动，球距转动中心的距离为 R 。设在 δt 时间内，旋转角度 $\delta\theta$ （图1.3）。如果我们站在不随球一起转动的固定坐标中观察，则会看到球在作匀速圆周运动，其速度大小是不变的，但其方向不断地变化，因而其速度向量是变化的，在 δt 时间内其变化量为 $\delta\vec{V}$ ，由图可见

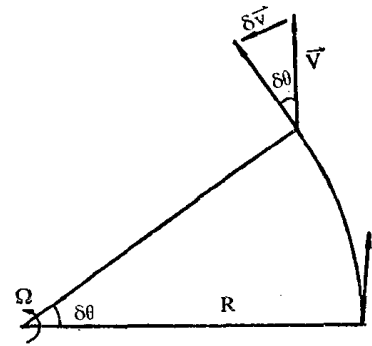


图1.3 惯性离心力

$$|\delta\vec{V}| = \delta\theta |\vec{V}|.$$

上式两边同除以 δt ，并使 $\delta t \rightarrow 0$ ，则 $\delta\vec{V}$ 的方向指向旋转中心，因而得

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = |\vec{V}| \frac{d\theta}{dt} \left(-\frac{\vec{R}}{R} \right).$$

又因 $\frac{d\theta}{dt} = \Omega$ ， $|\vec{V}| = \Omega R$ 故上式可写为

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\Omega^2 \vec{R}.$$

这就是在固定坐标系中所观察到的球的加速度，称为向心加速度。按照牛顿第二定律，产生向心加速度必定是有一个力作用于其上。这个力就是绳子对球的牵引力，称之为向心力。

现在，如果我们站在随球一起转动的坐标系中来观察，则发现球是静止的。但是绳子对球的牵引力是真实存在的。这就是说球受了向心力的作用，但不作加速运动，这是违背牛顿第二定律的。为了解释这种现象，我们在这转动坐标系中引进一个力，其大小与向心力相等而方向相反。由于这个力与向心力平衡，因而球静止。这个力就叫做惯性离心力。

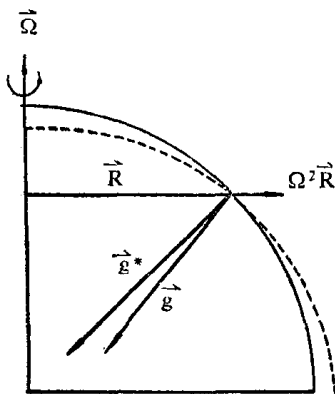


图1.4 地心引力和重力的关系

用数学式可以表示成： $\Omega^2 \vec{R}$

由上可见，惯性离心力不是真实存在的，而只是由于我们站在非惯性坐标系内观察运动，并企图运用牛顿第二定律来解释它的结果。

地球围绕地轴自西向东转，一天旋转一周，其角速度 $\Omega = 2\pi/24 \text{小时} = 7.29 \times 10^{-5} \text{秒}^{-1}$ 。

因此，当我们站在地球上观察时（实际是位于相对坐标系中），地表上每一静止的物体都受到一惯性离心力： $\vec{C} = \Omega^2 \vec{R}$ （图1.4）。这里 R 是地面上某点到地轴的垂直距离，其方向是由地轴指向球外。

四、重力和重力位势

由于地球的自转，静止于地球上的物体，除受地心引力外还受惯性离心力的作用。因此，物体所受之重力实际是地心引力与惯性离心力之和

$$\vec{g} = \vec{g}^* + \vec{C},$$

或

$$\vec{g} = \vec{g}^* + \Omega^2 \vec{R}. \quad (1.3)$$

如图1.4所示，由于惯性离心力与地心引力不在同一直线上，因此，其合力——重力除在极地和赤道外并不指向地心。如果地球是一个正球体，则重力就有一个平行于地面并指向赤道的分量。但由于地球并不是正球体而近似椭球体（地球的赤道半径比极地半径约大21公里，见图中虚线）。结果就调整得正好在平行于地面的赤道方向上没有重力分量，也就是说重力在任何地方都垂直于水平面。由上图还可以看出，在以地心为圆心的同一圆周上，重力 g 是随纬度增加的，赤道最小，极地最大。

因此，若选取与圆周相切的方向为“水平”坐标轴的方向，则在此方向上必有重力分量，这样在数学处理上会带来很大不便。为此，我们引入重力位势和位势米的概念，以代替几何高度和几何米的概念。

“位势”或“重力位势”是单位质量的物体，从海平面克服重力上升到高度 Z 所作的功。因为重力加速度 g 是高度和纬度的函数，所以此功需用如下的积分表示：

$$\Phi = \int_0^Z g dz. \quad (1.4)$$

位势的因次为〔米²·秒⁻²〕。在米-吨-秒制中的单位为千焦耳/吨，在米-千克-秒制中的单位为焦耳/千克。从(1.4)式可以看出，位势正好表征了空气质点位于 Z 高度上的位能。

设 g 为常数（约等于9.8米/秒²），则从(1.4)式得

$$\Phi = 9.8Z.$$

上式表明，某一点位势在数值上相当于该点距海平面高度数值（以米为单位）的9.8倍。例如A点海拔高度为1米，则此点的位势为9.8焦耳/千克（或9.8千焦耳/吨）。为了使以米为单位的高度和以功表示的位势高度在数值上一致，我们把9.8焦耳/千克定为一个单位，称作位势米。以 H 表示，则

$$H = \frac{\Phi}{9.8} = \frac{1}{9.8} \int_0^Z g dz. \quad (1.5)$$

显然，由于1位势米等于9.8千焦耳/千克的位能， g 又近似于9.8米/秒²，所以位势米 H 与几何米 Z 在数值上是非常相近的，但它们的物理性质是完全不同的。此外，因为实际上重力加速度 g 随纬度和高度的不同而略有变化，在赤道 $g = 9.78$ 米/秒²，在极地 $g = 9.83$ 米/秒²，所以某地几何米与位势米的数值也不完全一致。对于几何高度相同而所在纬度不同的两个质点来说，它们具有不同的位能，即位于不同的位势高度上。但对位于同一位势高度上而所在纬度不同的两个质点来说，它们具有相同的位能，因此在同一位势高度上质点移动不需要克服重力而做功。这样在建立运动方程时，只需在垂直方向上考虑重力加速度。所以，在气象上含有高度的公式中常常改用位势高度。事实上，等位势面即为水平面。

在有高度的公式中，采用位势高度后重力的变化可以与位势高度的变化结合起来，因此，在数学处理上，含有位势高度的那些式子就更简单一些。

五、地转偏向力

当空气块与自转的地球作相对运动时，对站在地球表面的观察者看来，空气块除了受惯性离心力作用外，还受到另一种惯性力的作用，这种惯性力称为地转偏向力（或偏向力、或科里奥利力、或科氏力）。在大尺度的大气运动中，地转偏向力是一个很重要的力。

关于地转偏向力的性质，可先从简单的情形谈起。

设有一个以匀角速度 Ω 转动的光滑圆盘（图1.5a）。有一观察者居于圆盘中心O点，并随盘一起转动。C、B、D是固定在圆盘上的三点。初始时刻 t_0 时，它们分别处于空间 C_1 、 B_1 、 D_1 的位置上。但经过 Δt 时间以后（图1.5b），C点转到 B_1 的位置上，而B点转到 D_1 的位置上。现设想 t_0 时刻，从O点以初速 \vec{V} 向 \vec{OB} 方向发射一质点p。此时OB正指向圆盘外一点 B' （ B' 是固定于空间而不随圆盘转动的）。

射出后，设再无任何牛顿力作用于质点p上。经 Δt 时间后，质点p到达 B_1 点（即圆盘上C点）。这个现象在固定坐标系 B' 点的观察者看来，是由于质点p未受外力作用而作等速直线运动所致。但在随盘转动的O点的观

察者看来，质点p本来是向B点发射的，若不受外力的影响，经过 Δt 时间后质点p本应移到B点，但现在质点却循虚线所示的路径移到了C点的位置上（虚线是质点在盘上留下的轨迹），即质点没有作直线运动，而作曲线运动。因此就认为，按照牛顿运动定律，质点必然受到一个与速度 \vec{V} 垂直并指向其右方的力 \vec{A} 的作用，这力产生了加速度 a ， a 使质点作曲线运动，以致使质点p在 Δt 时间内由B点偏离到C点的位置上。由此可见，转动坐标上的观察者所观察到的这个力，是假想的，事实上并无任何物体作用于p来产生这个力。只是为了要以牛顿定律来解释所观察到的现象而引进了这样一个假想的力——偏向力。计算由偏向力所引起的相对加速度 a 可根据

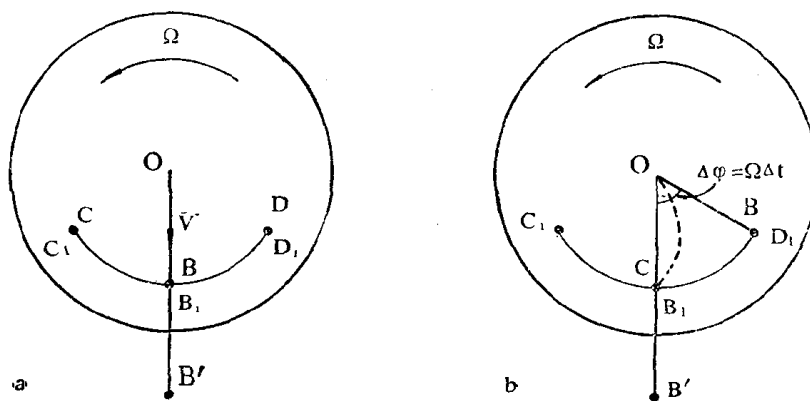


图1.5 转动圆盘上的偏向力
a $t=t_0$ 时情形，b $t=t_0 + \Delta t$ 时情形

所以

$$S = \frac{1}{2}at^2,$$

$$CB = OB\Delta\phi = V\Delta t \Omega\Delta t = \frac{1}{2}a\Delta t^2,$$

所以

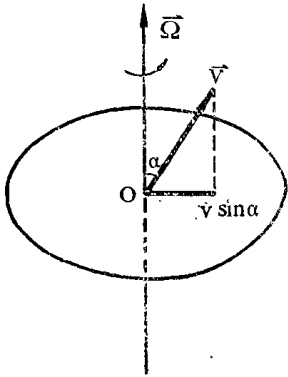
$$a = 2V\Omega.$$

对于单位质量来说，偏向力

$$A = a = 2V\Omega.$$

这就是圆盘情况下偏向力的表达式。A的大小等于圆盘角速度与质点相对速度乘积的两倍。A的方向垂直于转动轴，也垂直于相对速度 \vec{V} ，并在 \vec{V} 的右侧。

下面再假设一个质点O沿转动轴垂直向上抛射（如图1.6），在随盘转动的观察者看来，质点运动方向始终与转动轴平行，其方向并无偏转，作等速直线运动。因此，与转动轴平行的相对速度，是不能引起偏向力的。



在一般情况下，设物体的速度 \vec{V} 与转动轴的交角为 α ，因为只有垂直于转动轴的速度分量才会引起偏向力，所以

$$A = 2\Omega V \sin\alpha,$$

其方向仍在由 $\vec{\Omega}$ 、 \vec{V} 两向量所构成的平面的法线上，并在分量 $V \sin\alpha$ 的右侧。

写成向量形式，则为：

$$\vec{A} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V}. \quad (1.6)$$

这是地转偏向力的一般表达式。

下面我们讨论把它应用到实际地球上的情况。设O'为固定于地球表面的一点，在O'点放一圆盘，圆盘平面与纬圈平面重合（图1.7）并固定在地球上，随地球一起转动。从图1.8a可以看出：从圆盘中心O'至圆盘固定点B的方向 $\vec{O'B}$ 始终对准地轴。此运动可以分解为两种运动：一是圆盘在纬圈平面内绕地轴的平动（圆盘本身不转动），其中心O'点绕地轴的角速度是 $\vec{\Omega}$ （见图1.8b）；二是圆盘绕自己的轴O'旋转（见图1.8c），其角速度

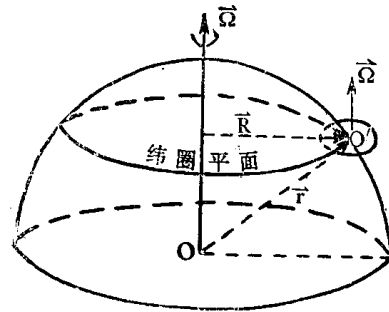


图1.7 圆盘平面与纬圈平面重合

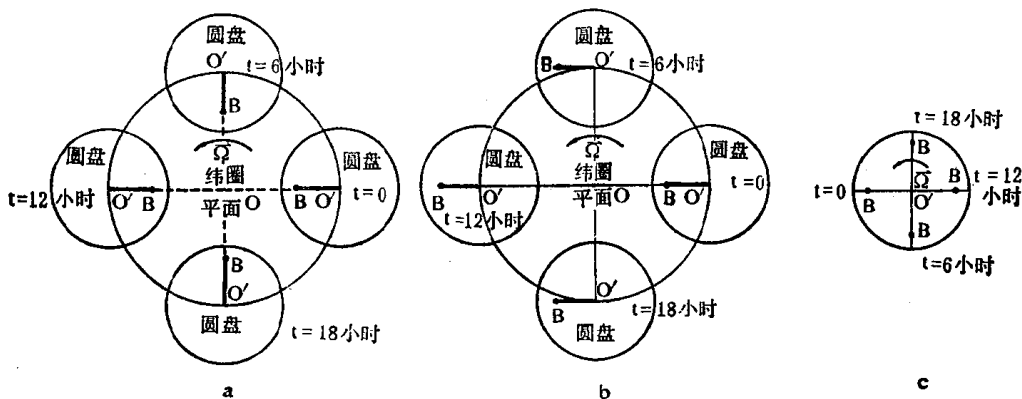


图1.8 固定于纬圈平面内的圆盘的运动分解

亦为 $\vec{\Omega}$ ，这是因为当O'点绕地轴旋转一圈时，B点亦绕O'点旋转一圈。因此由于圆盘绕地轴的平动运动，使置于O'点的质点P受到一个惯性离心力为 $\Omega^2 R$ ；由于圆盘绕O'轴的转

动运动，再加上置于 O' 点的质点 P 相对于圆盘有运动，就会产生偏向力， $\vec{A} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V}$ 。

下面我们再看标准坐标系中地转偏向力的各分量。标准坐标系是一种相对坐标系，它的原点取在地球表面上，随地球一起转动， X 轴取原点所在纬圈的切线方向指向东； Y 轴取原点所在的经圈的切线方向指向北； Z 轴取为指向当地天顶的方向。为直观起见，也分三种情形来讨论（北半球）。

1. 当吹西风时，风向与地轴垂直，在圆盘之内（图1.9），故偏向力的方向为在纬圈平面上由地轴指向外面的 \vec{R} 方向，大小为 $A = 2\Omega u$ ，它在 Y 、 Z 方向的分量分别为

$$\left. \begin{aligned} A_y &= -2\Omega u \sin\phi \\ A_z &= 2\Omega u \cos\phi \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

2. 当吹南风时，风速向量与地轴交角即是纬度 ϕ （见图1.10）。所以只有与 Ω 轴垂直的分量 $V \sin\phi$ 才对偏向力有贡献，此时偏向力与 X 轴平行。而地转偏向力的大小为：

$$A'_x = 2\Omega V \sin\phi. \quad (1.8)$$

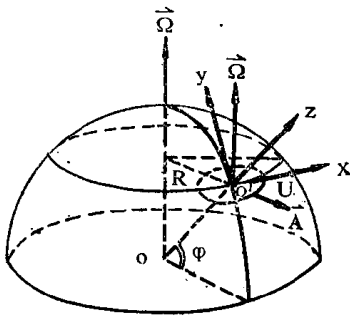


图1.9 西风时的地转偏向力

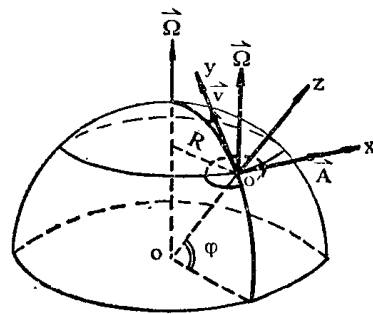


图1.10 南风时的地转偏向力

3. 当只具有垂直速度时（图1.11）， w 垂直于 Ω 轴的分量为 $w \cos\phi$ ，偏向力的方向指向 X 轴的反方向，其大小为：

$$A''_x = -2\Omega w \cos\phi. \quad (1.9)$$

综上所述，地转偏向力在 X 、 Y 、 Z 三个方向的分量可以写为

$$\left. \begin{aligned} A_x &= 2\Omega (v \sin\phi - w \cos\phi) \\ A_y &= -2\Omega u \sin\phi \\ A_z &= 2\Omega u \cos\phi \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

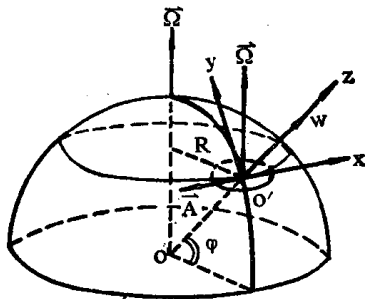


图1.11 上升运动时的地转偏向力

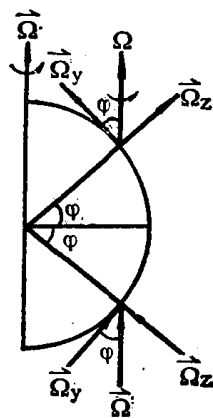


图1.12 南北半球上 $\vec{\Omega}$ 的分解

从图1.12上部可见, 在北半球 $\vec{\Omega}$ 在X、Y、Z的分量为

$$\begin{aligned}\Omega_x &= 0; \\ \Omega_y &= \Omega \cos\phi, \text{ 绕 } y \text{ 轴旋转;} \\ \Omega_z &= \Omega \sin\phi, \text{ 绕 } z \text{ 轴旋转.}\end{aligned}$$

所以(1.10)式也可写成

$$\left. \begin{aligned}A_x &= 2\Omega_z v - 2\Omega_y w \\ A_y &= -2\Omega_z u \\ A_z &= 2\Omega_y u\end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

(1.10)或(1.11)式也可由(1.6)式直接展开为

$$\begin{aligned}\vec{A} &= -2\vec{\Omega} \times \vec{V} = -2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \Omega \cos\phi & \Omega \sin\phi \\ u & v & w \end{vmatrix} \\ &= \vec{i} (2\Omega v \sin\phi - 2\Omega w \cos\phi) + \vec{j} (-2\Omega u \sin\phi) + \vec{k} \\ &\quad (2\Omega u \cos\phi), \end{aligned} \quad (1.12)$$

其结果相同。

归纳起来, 地转偏向力有以下特点:

1. 地转偏向力 \vec{A} 垂直于 $\vec{\Omega}$, 所以垂直于地轴, 即 \vec{A} 在纬圈平面内。
2. 地转偏向力 \vec{A} 垂直于 \vec{V} , 即只能改变物体的运动方向, 但不能改变运动的速度大小, 故称地转偏向力。地转偏向力不是真实的力, 而是一种惯性力。
3. 即使是水平运动, 仍有z方向的偏向力 A_z 。如果运动是水平的(即 $w=0$), 在北半球地转偏向力的水平分量使运动向右偏。在南半球因为 $\Omega_z = -\Omega \sin\phi$ (图1.12下部), 故其水平地转偏向力与北半球相反, 地转偏向力使运动向左偏。比较图1.13 a 和 b, 其中 \vec{A} 和 \vec{V}_h (水平速度)所在平面为水平面, Ω_z 在北半球向上, 在南半球向下, 故 \vec{A} 的方向相反, 北半球在 \vec{V}_h 的右侧, 南半球在 \vec{V}_h 的左侧。
4. 地转偏向力的大小与相对速度 V 成比例, 当相对速度 $V=0$ 时, 地转偏向力消失。

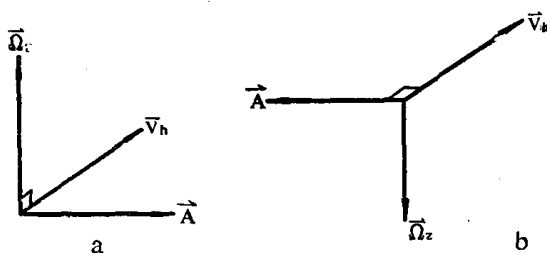


图1.13 水平地转偏向力与水平风速的关系

a. 北半球右偏 b. 南半球左偏

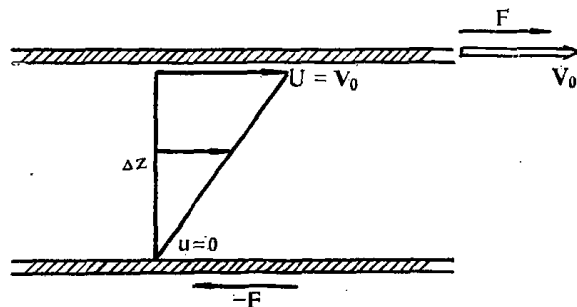


图1.14 切应力

六、摩擦力或粘性力

全面地讨论粘性力较为复杂, 但可简单地用分子粘性力来阐明其物理概念。

设两平板间有流体(图1.14), 如上板以匀速 \vec{V}_0 移动, 下板不动, 则由于粘性, 与