

高等学校教学用书



气象学

下册

M. C. 阿維尔基耶夫著

人民教育出版社

高等学校教学用书



气 象 学
下 册

M. C. 阿維尔基耶夫著
張杏珍 吳和慶 譯
沈 鴻 鄭 珪 上

人民教育出版社

本书系根据 1951 年苏联莫斯科大学出版社 (Издательство Московского университета) 出版的 М. С. 阿维尔基耶夫 (Аверкиев) 所著“气象学” (Метеорология) 译出。原书经苏联高等教育部审定为大学和师范学院地理系的教科书。

本书可供气象专科以上学校教学上使用, 并可供气象工作人员工作、学习上参考之用。

本书中译本暂分上、下两册出版。上册包括第一章至第十章 下册包括第十一章至第二十二章。

下册由张咨珍、吴和贵、沈鸿和邹进上等同志翻译, 并由吴和贵、沈鸿同志校阅。

气 象 学

下 册

М. С. 阿维尔基耶夫著

张咨珍 吴和贵 译
沈 鸿 邹进上

人民教育出版社出版 高等学校数学用书编辑组
(北京市书刊出版业营业登记证出字第 2 号)

京华印书局印装 新华书店发行

统一书号 13010·821 开本 787×1092 1/16 印张 9 5/8
字数 199,000 印数 0001—4,000 定价 (6) 元 0.90
1960 年 8 月第 1 刷 1960 年 8 月北京第 1 次印刷

下册目录

第十一章 大气动力学要素	161	A. 热带环流·信风	214
§ 95. 地面上和大气中的气压场	161	B. 中高纬度的大气环流	215
§ 96. 空气的热成环流	162	§ 129. 大气环流的季节变化·季风	217
§ 97. 水平气压梯度	163	第十二章 天气的简单概念	218
§ 98. 气压梯度的运动力	165	§ 130. 主要天气类型	218
§ 99. 空气质量运动时所出现的阻力	166	A. 气团内部的天气类型	219
§ 100. 无摩擦的恒定运动	169	B. 锋面天气类型	220
§ 101. 有摩擦的恒定运动	172	§ 131. 特殊天气现象: 雷暴和飑, 龙卷, 干燥风, 雪暴	220
§ 102. 大气中的摩擦	176	§ 132. 天气预报的概念	225
§ 103. 摩擦层内风速和风向随高度的变化	177	第二篇 气象仪器与观测方法	
§ 104. 自由大气中温度分布对风速和风向的影响	178	第十六章 测定大气压力的方法	230
§ 105. 气压形势图	180	§ 133. 水银气压表	230
§ 106. 气流场	182	§ 134. 水银气压表的订正	232
第十二章 近地面的风	185	§ 135. 沸点测高表	234
§ 107. 风的特征	185	§ 136. 空盒气压表	235
§ 108. 障碍物对于风的影响	188	§ 137. 气压计	237
§ 109. 风速和风向的日变化	190	第十七章 测定土壤、水和空气温度的方法	239
§ 110. 风的年变化	191	§ 138. 液体温度表概述	239
§ 111. 最大风速	192	§ 139. 温度表的订正	240
§ 112. 局地的微风和山-谷风	192	§ 140. 基准点的变化·0° 点的检定	240
A. 微风	192	§ 141. 温度表的灵敏度	241
B. 山-谷风	193	§ 142. 测定地面温度的温度表·最高与最低温度表	241
§ 113. 焚风及布拉风	194	§ 143. 深土地温表	242
第十三章 气旋活动	196	§ 144. 测定水温的温度表	244
§ 114. 锋生和锋消	196	§ 145. 测定空气温度的方法	244
§ 115. 地面上的主要锋区	197	§ 146. 温度计	246
§ 116. 锋面的平衡条件	199	§ 147. 电温度表·电阻温度表	247
§ 117. 运动锋	201	§ 148. 温差电温度表	248
§ 118. 气旋的发生和发展	204	第十八章 测定太阳辐射和有效辐射的方法	251
§ 119. 青年气旋的结构及其内部的天气·气旋的运动	205	§ 149. 相对日射表和绝对日射表	251
§ 120. 气旋族	208	§ 150. 水流绝对日射表和银盘相对日射表	251
§ 121. 中心气旋	209	§ 151. 补偿绝对日射表	253
§ 122. 气旋活动的周期性再生	209	§ 152. 相对日射表的一般理论	254
§ 123. 热成低压	210	§ 153. 米海里逊双金属相对日射表	254
§ 124. 反气旋	210	§ 154. 相对日射表和相对日射计	255
§ 125. 热带气旋	211	§ 155. 日照计	257
第十四章 一般大气环流	212	§ 156. 太阳辐射在光谱的个别区域的测量	258
§ 126. 静止和均质地球上的理想环流	212	§ 157. 太阳常数的测定	258
§ 127. 均质转动地球上大气环流的最简单的概念	213		
§ 128. 实际大气环流的一般模式	214		

§ 158. 绝对天空辐射表.....	259	第二十一章 测定降水和积雪的方法	280
§ 159. 相对天空辐射表(一般理论).....	260	§ 174. 雨量器和自记雨量计.....	280
§ 160. 锡尼舍夫斯基天空辐射表·阿拉哥-代维-卡 里琴天空辐射表.....	261	§ 175. 降水形状及其规定的符号.....	282
§ 161. 辐射温度计.....	263	A. 雪的种类.....	282
§ 162. 反射辐射的观测·反射率表.....	263	B. 冰的降水.....	282
§ 163. 绝对地面辐射表.....	264	B. 液态降水.....	282
§ 164. 沙文诺夫相对地面辐射表.....	265	G. 混合的降水.....	282
§ 165. 地面有效辐射的测定.....	266	§ 176. 积雪的厚度和密度的测定.....	283
§ 166. 留捷尔施坦恩和斯克沃尔佐夫辐射平衡表.....	266	第二十二章 测定风的方法	285
第十九章 测定蒸发和空气湿度的方法	267	§ 177. 维尔德测风器.....	285
§ 167. 蒸发器.....	267	§ 178. 用测风器观测·特殊现象的记载.....	286
§ 168. 测定空气湿度的实验型式的仪器.....	270	§ 179. 转杯式和桨翼式风速表.....	287
§ 169. 测定空气湿度的干湿表法.....	271	§ 180. 电传风速表和风速计.....	288
§ 170. 毛发湿度表和毛发湿度计.....	273	§ 181. 空气动力风速表.....	290
第二十章 云、雾、能见度和含尘量的观测	276	§ 182. 热力学风速表.....	291
§ 171. 云量的估计·雾和云内各种现象的纪录.....	276	§ 183. 观测自由大气中风的测云器法.....	291
§ 172. 能见度.....	277	§ 184. 测风气球法.....	293
§ 173. 大气中微尘量和凝结核的观测.....	279	主要参考文献	298
		附录 基本云状图	299

第十一章 大气动力学要素

§ 95. 地面上和大气中的气压场

地面上大气压力分布的不均匀,是大气中产生气流(风)的唯一原因。

等压面,即所有各点上气压都相等($p=\text{常数}$)的面,能使我们清晰地了解大气中(三度空间)气压总的分布情况。假定在海平面上大气压力到处都相等,而且在各个高度上气温也相等,那末各等压面都呈水平并且相互平行,它们就与海平面和大气中其他的等高面一致。因此在这种条件下将不会有任何促使产生气流的原因。

然而,由于热力情况的不同和其他的原因,等压面绝不是这样分布的;它们通常是倾斜的,与地面交成不同的角度,并且其形状也是极其多种多样的。

应当注意到,图上表示地面气压分布的等压线,并不是旁的什么线,正是各等压面与海平面相交而成的线。

显然,地面上一定形式的等压线相当于各种不同形状的等压面。图 87 表示等压线的主要形式。

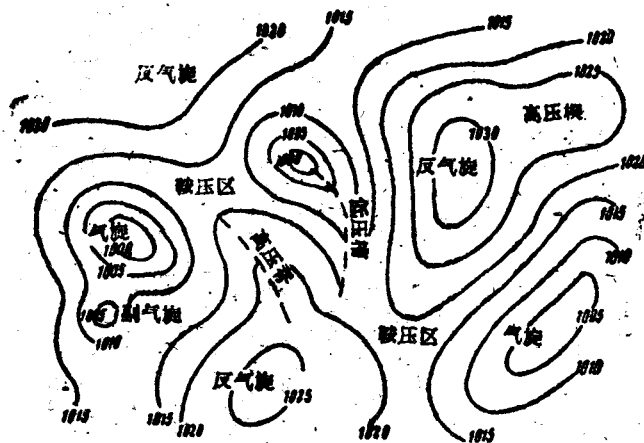


图 87. 等压线的主要型式。

从图中可以看到以下几种等压线型式:

1. 直线等压线是近似于直线的一些等压线,彼此间大概平行。
2. 高压(反气旋)或高压区,各条等压线围绕着一中心呈封闭系统,中心气压最高。随着从高压中心向外圈移动,气压逐渐减小。
3. 高压脊,这类气压分布的特征是等压线不封闭,通常是伸长成舌状并且一线包围一线。沿着中间线即沿着所谓高压脊轴的气压最高。气压从脊轴向两边减小。
4. 低压区(气旋)或气压低的区域,等压线呈封闭系统,中心气压最低。气压从中心向四周增大。

5. 低压槽, 是等压线不封闭, 通常呈舌状伸展。沿着中间线的槽轴, 气压最低。由槽轴向两边气压逐渐增大。

6. 鞍压区。这种气压分布出现在彼此呈十字相交的两个高压和两个低压之间的区域里。

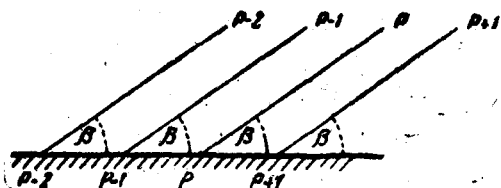


图 88. 相当于直线等压线的等压面。

图 88, 89 和 90 是大气的垂直剖面图, 在这些图上可看到直线等压线, 高压区和低压区等压面的情况。



图 89. 在高压区上空的等压面。



图 90. 在低压区上空的等压面。

在空间成平行平面状态的等压面, 与地面交成某一角度 β , 与地面上的直线等压线相符 (图 88)。

高压的特征是等压面呈曲线系统, 等压面变成向上隆起 (图 89)。

反之, 在低压内, 等压面成为向地面凸出 (图 90)。

§ 96. 空气的热成环流

地面上气压分布的不均匀性是由于热成原因和动力原因的总合作用引起的。

我们举例来研究大气中的气压场在局地增热和冷却影响下是怎样变化的。假设, 起初

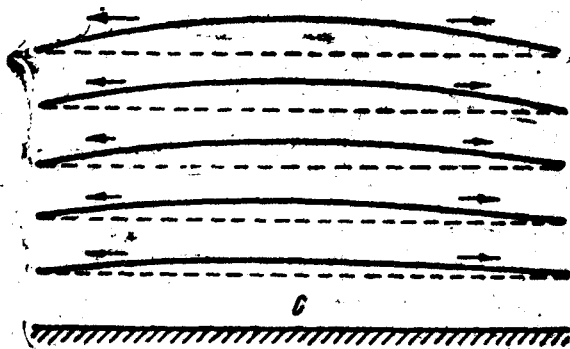


图 91. 当地方性空气增热时各等压面的变形。

在相当大的空间里, 沿着地面和大气中各个高度上, 温度和气压是一样的。在这种情况下, 各等压面和地面平行, 并且与各等高面一致 (图 91 上点线)。

现在假定, 在所考虑区域的中部部分, 由于某种原因, 例如强烈日射, 空气发生了局部增热。我们已经知道, 在暖空气内气压随高度的减小要比在冷空气中慢得多, 而单位气压高度差增大 (参阅 § 19)。两个等压面之间的距离也

增大。因此, 在增热区的上空所有等压面就抬升。现在它们都向上弯曲。等压面最大的弯曲

是发生在大气的高层,其实只有地面附近的等压面仍旧不变形(图 91 实线)。

由于在增热区上空,大气中上层各高度上等压线这样的变形,气压就升高了。因此,就造成大气上层气压分布的不均匀,空气就从气压高的地方开始向低的方向运动,产生了如图上用箭头所表示的气流,空气从中心区域流向周围。由于空气流出,使得地面气压发生变化:中心区域气压降低,边缘气压升高。

按照这个原因,低层大气内的等压面就向下弯曲(图 92);低层大气内的气流就改变了自己的方向,从边缘流向中心。低层各等压面的曲度随高度减小;而在某一平均高度上,等压面几乎完全成平面,没有变形;所有分布在它上面的各等压面向上弯曲(只是不大陡峭),这里气流仍旧是从中心指向边缘。

在边缘区域大气中的下沉运动补偿了上层从边缘流到中心的空气,反之,在中心区域盛行着暖空气的上升运动。

结果在日增热区域和较冷边缘之间形成了一封闭的空气环流;此环流的组成就是:在中部地域是上升气流,在上层空气从中心流向边缘;在该区域的边缘是下沉气流,在大气的高层空气从边缘流向中心。

可确信有相同的论证:在某一区域内局部的冷却引起了与上述方向相反的空气闭合环流,即在冷地区的中部是下沉气流,低层空气从中心流向边缘;在边缘地区是上升气流,在上层空气从边缘流向中心。这种环流的模式及各等压面的情况表示在图 93 上。

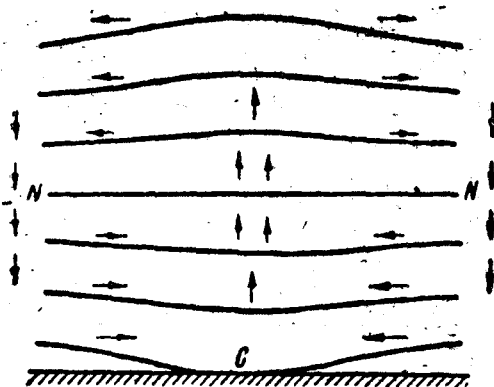


图 92. 在暖地区上的稳定环流。

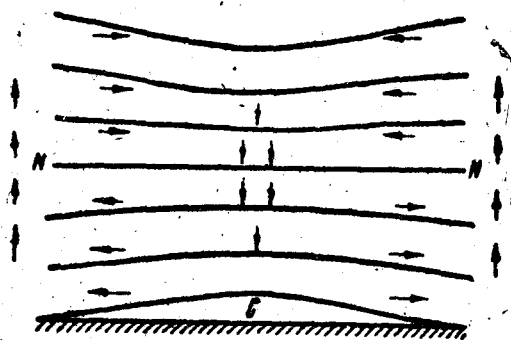


图 93. 在寒冷地区上的稳定环流。

大气中还有许多热成的环流,这就是海陆风,山风和谷风,这些将在下面 § 112 里讨论。

§ 97. 水平气压梯度

沿着同一条等压线,气压是常定的。反之,沿垂直于等压线的方向,发生极其迅速的气压变化。

水平气压梯度是在这个方向气压变化快慢的量度。

沿等压线法线方向在单位距离内气压的降低称为水平气压梯度。

如果用 n 表示沿等压线法线算之单位长度, 那末在该点的水平气压梯度 γ 以导数形式表示如下:

$$\gamma = -\frac{dp}{dn}$$

梯度是一个向量。把它规定为指向气压减低的一面(图 94)。因此在梯度的表示式中, 在导数的前面放一个负号。

在 CGS 制中, 气压梯度是用 $\frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}$: 厘米也就是 $\frac{\text{达因}}{\text{厘米}^3}$ 来表示。

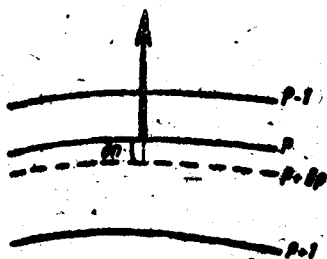


图 94. 水平气压梯度。

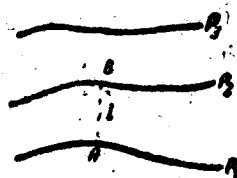


图 95. 计算平均气压梯度。

在实用气象学中, 用毫巴作为气压的单位, 用一经度的长度——111.2 公里作为长度单位。因而, 在实用单位中气压梯度用 $\frac{\text{毫巴}}{111.2 \text{ 公里}}$ 来表示。我们用 G 来代表这个量。

显然, 梯度数值在 CGS 物理单位中和实用单位中彼此是成比例的:

$$\gamma = aG. \quad (1)$$

比例系数 a 很容易算出来:

$$1 \frac{\text{毫巴}}{111.2 \text{ 公里}} = \frac{1000 \frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}}{11,100,000 \text{ 厘米}} = \frac{1}{11,100} \frac{\text{达因}}{\text{厘米}^3} = 0.9 \cdot 10^{-4} \frac{\text{达因}}{\text{厘米}^3},$$

因此,

$$a = 0.9 \cdot 10^{-4}.$$

为了在等压线图求得平均气压梯度, 应把两相邻等压线之间的气压差除以它们之间法线上的距离 l , 这距离是用经度作单位的(图 95):

$$G = \frac{p_1 - p_2}{l}. \quad (2)$$

显然, 这样我们就求得 AB 线上的气压梯度平均值。

梯度值与相邻等压线之间的距离成反比, 这正象从公式(2)得到的结论那样。

因而, 在气压场内等压线分布得最密的部分, 气压梯度是最大。而在等压线彼此相距较远的地方, 气压梯度为最小。

水平气压梯度与等压面的倾角有很密切的关联。图 96, 是垂直于等压线的大气垂直剖面图, 用 AB 和 CD 线表示两个等压面的位置, 每隔 1 毫巴画一条, 并与地平倾斜成 β 角。从 C 点画垂直线 CE 与其相邻的等压面 AB 相交。从图可看出:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{CE}{AC}.$$

CE 絕不是別的,而是“单位气压高度差” h ,而 AC 是“单位气压水平距离差”,等于水平气压梯度的倒数,亦即 $\frac{1}{G}$ 。

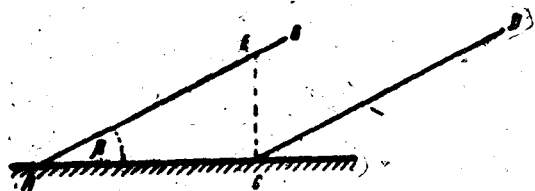


图 96. 等压面的倾角。

因此,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{h}{\frac{1}{G}}, \quad (3)$$

所以

$$G = \frac{\operatorname{tg} \beta}{h}. \quad (4)$$

这样,水平气压梯度与等压面倾角的正切成比例。

从公式(3),就可以确定等压面倾角值的概量。我們知道,单位气压高度差 h 約等于 8 米/毫巴。

所观测到最大的水平气压梯度为 15—20 毫巴/111 公里,而平均值約为 1—2 毫巴/111 公里。当水平梯度等于 1 毫巴/111 公里时,单位气压水平距离差即 $\frac{1}{G} = 111 \text{ 公里} = 111,000 \text{ 米}$ 。

把这些数值代入公式(3),則得:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{8}{111,000} \approx 0.00007,$$

由此,

$$\beta = 3''.$$

这样,等压面对于水平面倾角是非常小的——概量为几秒。

§ 98. 气压梯度的运动力

水平气压梯度也就是直接使空气块运动的力。

我們理想的在大气中某一高度上取一正方块空气,边长为 1 厘米,它的两个侧面平行于等压綫(图 97)。

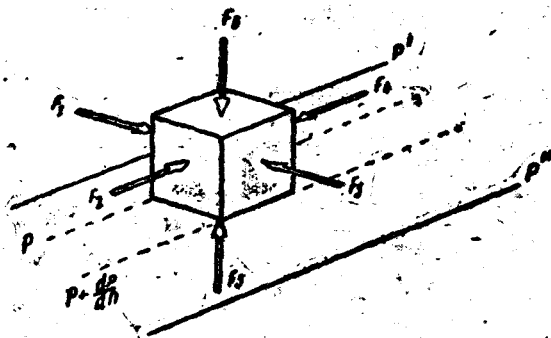


图 97. 作用在单位空气块上的压力。

于等压綫(图 97)。

压力 F_1, F_2, F_3, F_4, F_5 和 F_6 作用在立方体的面上。

显而易见, F_2 和 F_4 彼此相等,相互抵消,因为立方体的这两个面安放得和等压綫垂直,因而作用在它們上的压力是一样的。

F_5 和 F_6 两个垂直力的合力是向上的(因为 $F_5 > F_6$),它被等于 F_5 和 F_6 两

力之差为空气体积重量 ρg 所抵消。余下的是 F_1 和 F_3 两个力,它們彼此是不等的。它們

的合力等于这两力之差,就是使所讨论的空气块运动的力。

划两条等压线(即图上的点线)通过 F_1 和 F_3 所作用的立方体的两侧面。假设,这两条等压线中之一的气压等于 p , 那末在邻近一条等压线上,离开第一条等压线距离为立方体边长,即 1 厘米,气压就等于 $p + \frac{dp}{dn}$ 。

显然, F_1 和 F_3 分别为:

$$F_1 = p; \quad F_3 = p + \frac{dp}{dn};$$

它们的合力为:

$$F = F_1 - F_3 = p - \left(p + \frac{dp}{dn}\right) = -\frac{dp}{dn} = \gamma,$$

也就是等于气压梯度,而其方向是指向气压减小方面。这个力作用在单位体积(1厘米³)上。此力除以 1 厘米³ 质量,即 ρ , 就得到作用在单位质量(1 克)上的力 Γ :

$$\Gamma = \frac{\gamma}{\rho}. \quad (5)$$

考虑到(1)式,则得:

$$\Gamma = \frac{a}{\rho} \cdot G = \eta \cdot G, \quad (5')$$

式中

$$\eta = \frac{a}{\rho} = \frac{0.9 \cdot 10^{-4}}{0.001293} = 0.07.$$

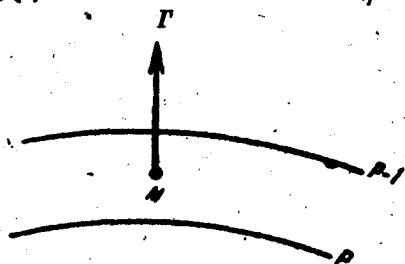


图 98. 气压梯度力。

Γ 叫作气压梯度的运动力。它是垂直于等压线,指向气压减低的一面(图 98)。

气压梯度的运动力是引起空气块运动的基本的力。

应该指出,运动力的量纲

$$[\Gamma] = \frac{\text{达因}}{\text{克}} = \frac{\text{厘米}}{\text{秒}^2},$$

等于加速度的量纲,因为作用在单位质量上的力在数值上就等于它所引起的加速度。

§ 99. 空气质量运动时所出现的诸力

空气开始运动时,立刻就产生几个新的力,这些力作用在空气块上,并影响它的运动性质(反作用力)。这些反作用力是:地球自转偏向力(A)、离心力(F)和摩擦力(R)。

1. 我们首先考虑地球自转偏向力的起源。科里奥利(1838 年)已经指出:在与总是旋转的物体相联的坐标系中,任何运动都受着附加的加速度,所谓地转加速度。

类似的地转加速度也发生在相对于与地面相联的坐标的任何的空气运动时地面绕地轴转动。

这个加速度就是由某一附加的(虚构的)力 A 所引起的, A 叫作地球自转偏向力(或科

里奥利力)。

在北半球, 地球自转偏向力 A 总是垂直于空气块的运动方向——向右方偏(相对于空气块的运动方向), 而在南半球则向左偏(图 99)。

偏向力 A 的数值决定于纬度, 空气块的运动速度和地球自转角速度, 用下列公式表示:

$$A = 2\omega \cdot v \cdot \sin \varphi, \quad (6)$$

式中 ω 是地球自转角速度, 以弧度计; 它等于:

$$\omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 60 \cdot 60} = 7.29 \cdot 10^{-5} \text{ 秒}^{-1},$$

v 是空气的运动速度; 以米/秒计;

φ 是纬度。

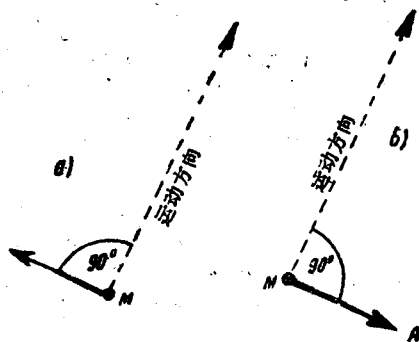


图 99. 地球自转偏向力 A :

a) 在南半球; b) 在北半球。

根据下面的讨论可以求得这个公式的基本结论。我们注意关于点极地、赤道及任何中间纬度上水平面的空气质点的运动。

在北极, 水平面是围绕与地轴一致的垂直轴 OP 旋转, 它的角速度为 ω , 并且是反钟向即就是自右向左转动(图 100)。

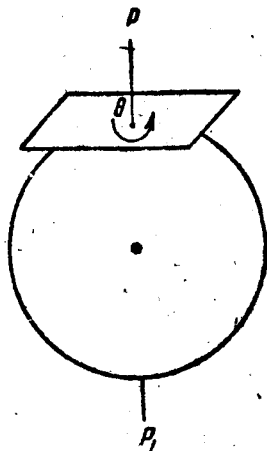


图 100. 北极地平面的转动。

假定, 空气质点等速地, 并平行于地面从 O 点沿 OB 方向以 $v = OB$ 的速度运动着(图 101)。



图 101. 极地上的地转加速度。

经过 1 秒钟以后, 这个空气质点, 在空间经过 OB 路径到达 B 点。而在这个时间内, 地平面来得及旋转一个角度 ω , 水平面的某一点 β 到达 B 点, 而原先 β 点位于 B 点的右方弧长 $B\beta$ 上, 弧长用 $OB = v$ 来表示。显而易见, 弧度 $B\beta = \omega \cdot v$ 。因为角度 ω 很小, 弧度可看作垂直于向量 OB 的直线段。这样, 空气质点对于旋转水平面的运动呈现两个分力: 1) 在空间速度为 v (向量 OB) 的等速运动, 2) 由旋转加速度所引起的向右边成直角的切力, 在图上用向量 $B\beta = \omega \cdot v$ 表示。

这个切力好象是空气质点在偏向力作用下 1 秒钟后经过的路径。但是, 在第一秒钟所经过的路径等于加速度的一半; 因此科里奥利力(在极地)等于:

$$A = 2\omega \cdot v.$$

在赤道上(图 102), 地平面在地球昼夜运动时是围绕与地平面平行的地轴 OP 而旋转。因此, 旋转轴 OP 就与地平面一致。这里地平面围绕垂直轴不发生任何转动。因此当空气质点运动时, 就不会偏在水平面的任一方向。

所以, 在赤道上 $A = 0$ 。

在某一中间纬度 φ 上。地平面也围绕平行于地轴的 OP 轴转动 (图 103), 而这个轴与地平面倾斜成的角度等于纬度 φ 。

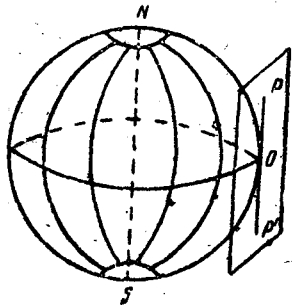


图 102. 在赤道上的水平面。

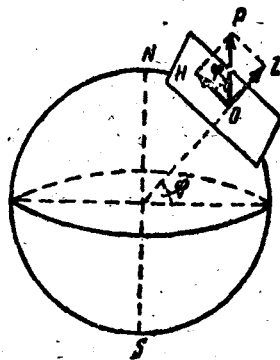


图 103. 在某一中间纬度上水平面的旋转。

从力学,大家知道,围绕着一个轴的转动,可以用下面方法把它分成围绕另外二个轴的二个转动:把等于旋转角速度 ω 的向量放在旋转轴 OP 上。按照平行四边形的规则把它分成垂直于地平面方向的分量及和地平面一致的分量,然后求出围绕这两个新轴转动的分角速度。

从图上可看到,围绕水平轴 OH 的转动角速度等于 $\omega \cdot \cos \varphi$, 而围绕垂直轴 OZ 的角速度等于 $\omega \cdot \sin \varphi$ 。可是从空气在极地和赤道上运动的讨论,我们已经知道,围绕水平轴的转动,对空气质点的水平运动的方向不会有任何影响。而围绕垂直轴的转动就会使得地转加速度(偏向力)出现。它等于转动角速度和空气质量运动线速度乘积的两倍。

考虑到,在纬度 φ 上绕垂直轴转动的地平面转动角速度等于 $\omega \cdot \sin \varphi$; 就可求出在纬度 φ 上偏向力的数值为:

$$A = 2\omega \cdot v \cdot \sin \varphi.$$

当 $v = 6 \frac{\text{米}}{\text{秒}}$ 和 $v = 20 \frac{\text{米}}{\text{秒}}$ 时,不同纬度上偏向力数值列举于表 59 内。

表 59. 不同纬度上地球自转偏向力的数值 (厘米/秒⁻²)

φ	0°	10°	30°	50°	90°
6 米/秒	0.0	0.015	0.05	0.07	0.09
20 米/秒	0.0	0.050	0.15	0.22	0.29

从上表可看出,科里奥利力的概量和气压梯度力的概量一样。

2. 现在我们来讨论离心力的成因。当空气块循着曲线路径运动时,总是要产生离心力 F 。从力学,大家已经知道,离心力等于:

$$F = \frac{v^2}{r}, \quad (7)$$

式中 v 是空气质点的线速度;

r 是质点轨迹的曲率半径 (图 104)。

然而,在气流中,空气质点的轨迹的曲率是相当小的,概量为 $\frac{1}{100} - \frac{1}{1000}$ 公里⁻¹。在这种场合下,离心力是非常小的,它的数值为科里奥利力的 10—100 分之一。

3. 最后,还有摩擦力作用在运动着的空气质点上,阻挠空气质点的前进运动。摩擦力

一方面是由粗糙地表对空气运动起阻挠作用所引起的,另一方面是由空气本身的粘性(内摩擦)所引起的。

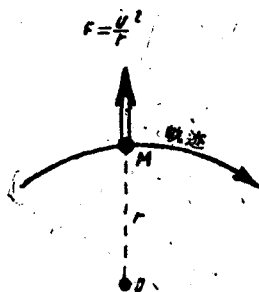


图 104. 离心力。

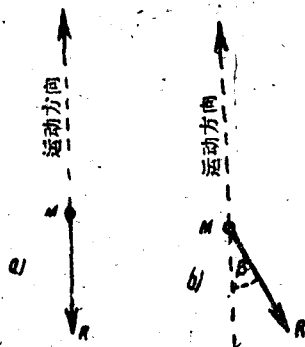


图 105. 摩擦力。

以前,把摩擦力的方向当作和运动方向正相反(图 105, a), 并与运动速度成比例

$$R = k \cdot v,$$

式中 k 是摩擦系数,把它当作和固体运动时所产生的摩擦系数一样。

现时,人们弄清楚了,象下文将指出的那样,在气流中摩擦力的方向是从运动方向向一面偏离,偏离角 β 约为 35° (图 105, b)。

§ 100. 无摩擦的常定运动

在空间里,每一点速度的大小和方向不随时间而变化的运动,叫作常定运动 (установившееся или стационарное движение)。从这一点过渡到另一点,一般说来,不论速度的大小和方向可以变化,但在每一该点的速度在常定运动时,却是固定不变的。因此,在该点 $\frac{dv}{dt} = 0$, 也就是说没有加速度。要达到这个条件,就需要作用在该点运动空气质点上的所有合力等于零。

现在首先讨论没有摩擦作用时常定运动的特点。这样的条件在大气中是充分存在的;在 600—1,000 米以上的大气中就有这种情况。在离地面这样的高度上,摩擦对运动空气的影响几乎表现不出来。摩擦力是这样的微小,以致可略而不计。

可看到,在气压形势的基本形式中常定运动是怎样的重要。

1. 直线和平行等压线

我们讨论具有直线的,平行的和等距离等压线的均匀气压场。在这种情况下,在各点上的气压梯度运动力无论是大小和方向都是一样的。显而易见,这时常定运动速度的大小和方向到处都相同;换句话说,这就是常定直线等速运动。

在这种条件下,作用在运动空气质量 M 上的只有二个力: 气压梯度力 $\Gamma = \eta G$ 和偏向力 $A = 2\omega v \sin \varphi$ 。根据条件,摩擦力略而不计。因为是直线运动,也没有离心力。

在常定运动时,这些力的合力必须等于零。为此, A 和 Γ 两力必是大小相等方向相反

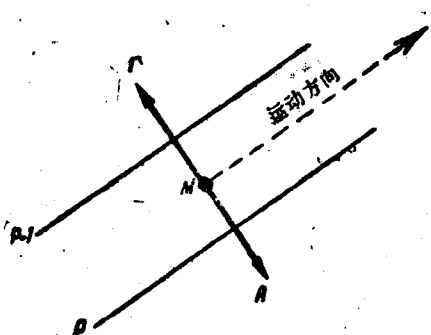


图 106. 无摩擦作用时在平行等压线区域中的常定运动。

(图 106)。因为空气运动是垂直于偏向力，则在这种场合，它是垂直于气压梯度力，也就是说它必定沿着等压线的方向，且在气压梯度的右边（北半球）。因此，没有摩擦时，空气的常定运动沿等压线发生。这种沿等压线的运动叫作梯度风。在直线等压线条件下，梯度风也称地转风。

地转风的速度可以从 Γ 和 A 两力组成的等式来求得：

$$\Gamma = A$$

$$\text{或} \quad \eta G = 2\omega v \sin \varphi, \quad (8)$$

因此，

$$v = \frac{\eta}{2\omega \sin \varphi} \cdot G, \quad (9)$$

因为

$$\eta = \frac{a}{\rho}$$

(根据公式 5'), 所以

$$v = \frac{a}{2\rho\omega \sin \varphi} \cdot G \quad (10)$$

或

$$v = \frac{\gamma}{2\rho\omega \sin \varphi}, \quad (10')$$

式中 γ 是梯度，以物理单位 $\left(\frac{\text{达因}}{\text{厘米}^2}\right)$ 计。

把我們已知的 a , ρ 和 ω 代入公式 (10) 中，則得

$$v \left(\frac{\text{厘米}}{\text{秒}} \right) = \frac{480}{\sin \varphi} \cdot G$$

或

$$v \left(\frac{\text{米}}{\text{秒}} \right) = \frac{4.8}{\sin \varphi} \cdot G. \quad (11)$$

从公式 (11) 可以得出结论：地转风速与气压梯度成正比而且比例系数则由緯度来定，是与緯度的正弦成反比。

例如

$$\varphi = 30^\circ$$

$$60^\circ$$

$$90^\circ$$

$$\frac{v}{G} = 9.5$$

$$5.5$$

$$4.8$$

我們已經看到，对中緯度來說，地转风速(米/秒)在数量上約比气压梯度 G 大六倍：

$$v \approx 6 \cdot G.$$

例如，气压梯度为 3 毫巴/度，地转风速約等于 18 米/秒。

这样的风大致应该发生在 600—1000 米高度以上，那里摩擦可略而不計；在地面测风仪高度附近(約 10 米)，由于摩擦，速度約小 $\frac{1}{2}$ ：

$$v \approx 3 \cdot G.$$

同时地面风的风向已经不与等压线一致,这点将在下面会详细说明。

2. 圆形等压线·高压区

在曲线等压线时,在没有摩擦作用的条件下,恒定运动也是沿着等压线进行的,但这种条件下运动是成曲线的,因为已有垂直于轨迹的离心力 F 参与其中。

在圆形等压线的高气压区内,作用于运动空气质点各力相互平衡时的分布情况表示在图 107 上。速度向量,象在直线运动里一样,是偏在气压梯度的右边(北半球)。因此,在北半球,高气压区域内,恒定运动应该是沿着等压线顺时针方向进行。这种在高气压区域内天然的顺时针运动,称为反气旋运动。因而,整个高气压区域也称反气旋。

应该指出,在南半球,反气旋内的空气运动在相反的方向,也就是反时针的方向来进行。

反气旋内地带风速可以从恒定条件,即从三个作用力平衡的条件来求得。三个力的平衡条件是:

$$\Gamma + F = A,$$

由此,

$$F - A + \Gamma = 0.$$

把这三个力的已知关系式代入上式,便得:

$$\frac{v^2}{r} - 2\omega v \sin \varphi + \eta G = 0.$$

我们得了关于 v 的二次方程式后。解此式,便得:

$$v = \omega r \sin \varphi \left(1 \pm \sqrt{\omega^2 r^2 \sin^2 \varphi - \eta G r} \right). \quad (12)$$

没有梯度($G=0$)时,应该 $v=0$ 。为了满足这个条件,在根号之前应该取负号。

为了公式(12)有实解(而不是虚解),在根号里面的式子应该是正的。因此:

$$\omega^2 r^2 \sin^2 \varphi - \eta G r \geq 0,$$

由此,

$$G \leq \frac{\omega^2 r \sin^2 \varphi}{\eta}.$$

这就意味着:在反气旋内,气压梯度数值不能超过某一极限,这个极限值为:

$$G_{\text{极限}} = \frac{\omega^2 r \sin^2 \varphi}{\eta}. \quad (13)$$

在反气旋内,最大极限风速相当于极限梯度,把 $G_{\text{极限}}$ 值代入(12)式,则求得:

$$v_{\text{最大}} = \omega r \sin \varphi. \quad (14)$$

反气旋内梯度和风速超过一定极限不可能性的理论结论,是和观测事实符合的。照例,反气旋总是有小的气压梯度及微弱的风的特点。

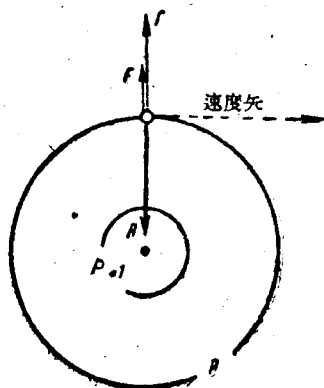


图 107. 高压区域内无摩擦的恒定运动。

3. 圆形等压线·低压区

围绕低压区的圆形等压线里,平衡条件下各作用力的位置如图 108 所示。在这种场合下,沿着等压线的稳定运动必定是反时针方向进行(北半球)。

这种运动称气旋式运动。而低压区本身具有空气环流逆时针的空气环流特点,称

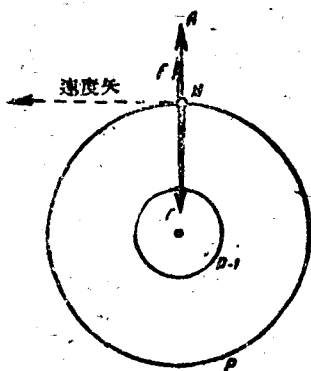


图 108. 低压区内无摩擦的
常定运动。

气旋。

显然,在南半球,气旋式运动方向刚是相反的,也就是说,运动是顺时针方向进行的。

气旋内,常定运动时,各平衡力之间的关系式为:

$$F + A = \Gamma,$$

由此,

$$F + A - \Gamma = 0.$$

把各力的数值代入上式,则得:

$$\frac{v^2}{r} + 2\omega v \sin \varphi - \eta G = 0,$$

由此,

$$v = -\omega r \sin \varphi \pm \sqrt{\omega^2 r^2 \sin^2 \varphi + \eta G r}. \quad (15)$$

根号前应取正号,以便保证没有梯度时就没有风的必要条件:

$$v = 0, \quad \text{当 } G = 0.$$

当 G 为任何值时,根号内的式子总是正的。因此,在气旋内,对于气压梯度的数值来说,没有理论的极限。当然,这并不意味着:在实际条件下,梯度可以无止境的增大。对梯度和风速的极限值是有许多物理因素来确定的。所有关于气旋内有较大梯度可能性的理论结论毕竟是和观测事实相符合的。气旋内的梯度,一般说来,比反气旋内大得多,而风力有时达到颶风级(12 级)。

在高气压和低气压区域内沿着弯曲(尤其是沿着圆圈)等压线吹的梯度风,又称旋转风。

§ 101. 有摩擦的常定运动

上面已经讲到过,研究 500 米高度以上自由大气中的气流时,摩擦影响可以略而不计。

然而,地面附近,摩擦力起着极其重要的作用。

我们还是讨论这三种气压形势的形式:直线和平行等压线,高压区和低压区。

为了简便起见,我们先考虑与空气运动方向相反的摩擦力。

1. 直线等压线

在直线和等距离等压线下,气压场中任何一点的气压梯度是不变的;常定运动应该是直线的和等速的。但有摩擦作用时,它就不是沿着等压线方向了,而是与它交成某一角度。

在图 109 上,用点线表示运动的方向,设运动方向与气压梯度方向之间形成角度 α 。在每点上,作用于运动空气质量的力有三:气压梯度力 Γ ;偏向力 A , 与运动方向成直角并在它的右边;及摩擦力 R , 与运动方向相反。这些力的分布如图 109, a 所示。

按照平行四边形法则,把气压梯度力 Γ 分解成两个力: Γ_1 和 Γ_2 , 分别作用在运动的方向及与运动方向垂直的方向(图 109, b)。显然,这两个力等于:

$$\Gamma_1 = \Gamma \cos \alpha = \eta G \cos \alpha,$$

$$\Gamma_2 = \Gamma \sin \alpha = \eta G \sin \alpha.$$

在常定运动下,这些力的合力必须等于零,为此,方向相反的力彼此相等,也就是说要使得

$$\Gamma_2 = A, \quad \Gamma_1 = R.$$