

雷暴形态学和动力学

E. Kessler 主编

气象出版社



雷暴形态学和动力学

E.Kessler 主编

包澄澜 党人庆 译
朱锁凤 江敦春

气象出版社

内 容 简 介

本书是一本有关中尺度气象学的科学专著。它详细地总结和介绍了作为中尺度天气系统基础单体的雷暴的基本知识、观测事实和气候规律、天气学概念模式和预报方法,着重介绍了有关雷暴的动力学研究成果及各种先进的数值模拟方法和结果。译者用较为流畅的文笔有重点地翻译了本书,使它更具备了较高的学术价值和实际应用价值。

本书适合于气象科研工作者阅读,也可供大专院校的师生、研究生、气象台站的预报员和有关部门的科研工作者阅读。

Thunderstorm Morphology and Dynamics

E. Kessler 主编

雷暴形态学和动力学

包澄澜 党人庆
朱锁凤 江敦春 译

责任编辑 陆勇

气象出版社出版
(北京西郊白石桥路46号)

北京顺义燕华印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行 全国各地新华书店经销

开本: 787×1092 1/16 印张: 13 字数: 318千字

1991年4月第一版 1991年4月第一次印刷

印数: 1—1000 定价: 9.25元

ISBN 7-5029-0517-0/P·0296

前 言

中尺度气象学是近年来国内外特别令人瞩目的大气科学中的一个热门课题。首先这是因为绝大多数灾害性天气现象是由以对流和雷暴为单体的中尺度天气系统所引起,这对人民的生命财产和经济建设造成了巨大损失(例如,美国每年因中尺度天气现象造成的损失高达上百亿美元以上),同时,随着大气科学、尤其是数值天气预报的进展,不仅对深入开展中尺度气象学研究提出了强烈要求,不解决这类突然而迅速发展的中尺度现象,就很难改善和提高数值天气预报模式及其准确率;而且也对大规模深入开展中尺度研究提供了必要的科学知识基础和现代化设备条件。因此,美国科学界在八十年代前期把中尺度气象学列为未来20—30年大气科学发展的三大前沿方向之一,中国则把中尺度灾害性天气预报列为七五计划重大科技攻关项目之一。

七十年代末期以来,国际上已陆续出版了若干册有关中尺度气象学的科学专著,而以1987年出版,由E.Kessler主编,二十多位著名中尺度气象学专家通力合作编著的“雷暴形态学和动力学”一书是其中的佼佼者。该书不仅详细地总结和介绍了作为中尺度天气系统基础单体的雷暴的基本知识、观测事实和气候规律、天气学概念模式和预报方法,更重要的是详细总结和介绍了有关雷暴的动力学研究成果,各种先进的数值模拟方法和结果。我们认为该书具有很高的学术价值和实际应用价值,愿将此书介绍给正在开始深入研究中尺度气象学的中国同行们。

我们在翻译时遵循一条原则,即结合中国实际情况,删繁就简,尽量多介绍对我们有用的内容。首先,减去六章我们认为不必要的内容;其次,对属于形态学的基本观测事实和气候规律,因国内已有专著介绍,故予以大力删节;第三,对有关天气学内容,适当加以删节;最后对有关动力学和数值模拟部份,则基本上全文译出。

本书第一—三章由包澄澜译,党人庆校;第四—七章由朱锁凤译,包澄澜校;第八—十一章由江敦春译,党人庆校;第十二章由党人庆译,包澄澜校。全书附图由石宗祥绘制。

包澄澜

1989. 9

目 录

前 言

第一章	序论.....	(1)
第一节	大气中的积云和积雨云.....	(1)
第二节	积雨云状态.....	(2)
第三节	某些雷暴理论和现象.....	(2)
第四节	现代技术和展望.....	(4)
第二章	雷暴能量学和热力学基础	(5)
第一节	引言.....	(5)
第二节	总能量及其守恒.....	(5)
第三节	静力能.....	(5)
第四节	气块过程的温度递减率.....	(6)
第五节	大气层结稳定度.....	(8)
第六节	下沉气流对能量转换的贡献.....	(12)
第七节	有夹卷作用的饱和过程中气块温度变化率.....	(13)
第八节	结论.....	(14)
第三章	天气尺度环境中的雷暴	(17)
第一节	引言.....	(17)
第二节	与大尺度环流有关的雷暴.....	(17)
第三节	孕育有组织对流系统的天气扰动.....	(19)
第四节	天气尺度动力学与雷暴发展的关系.....	(22)
第五节	雷暴预报的若干概念.....	(28)
第六节	强雷暴发展个例.....	(30)
第四章	雷暴及其中尺度环境.....	(33)
第一节	引言.....	(33)
第二节	触发有组织对流的中尺度现象.....	(33)
第三节	局地对流的中尺度现象.....	(37)
第四节	对流对中尺度的反馈.....	(42)
第五章	中纬度雷暴的形态学和分类	(45)
第一节	雷暴单体.....	(45)
第二节	稳定风暴与持续冲击式风暴间的区别和雷暴传播.....	(46)
第三节	雷暴和其附近环流的一般特征.....	(46)
第四节	影响雷暴猛烈程度的因子.....	(52)
第五节	雷暴环流的概念模式.....	(54)
第六章	热带对流	(58)
第一节	引言.....	(58)
第二节	东南亚冬季风.....	(61)
第三节	亚洲夏季风.....	(63)

第四节	西非的夏季风	(67)
第五节	东风波	(68)
第六节	对流层高层涡旋	(71)
第七节	热带飚线簇	(72)
第八节	热带非飚线云簇	(73)
第七章	阵风锋	(76)
第一节	引言	(76)
第二节	观测事实	(76)
第三节	雷暴的计算机模拟	(77)
第四节	阵风锋的由来	(78)
第五节	结论	(81)
第八章	龙卷动力学	(82)
第一节	引言	(82)
第二节	定义	(82)
第三节	形态、生命期和破坏型式	(82)
第四节	龙卷与母体风暴的关系	(83)
第五节	龙卷的统计特征	(87)
第六节	龙卷气候学	(88)
第七节	龙卷预报	(88)
第八节	龙卷的探测	(90)
第九节	龙卷参数的测量	(91)
第十节	旋转气流的某些基本特性	(92)
第十一节	旋转的起源	(94)
第十二节	龙卷产生——理论与观测	(98)
第十三节	气流区域的描述	(101)
第十四节	理论模拟	(102)
第十五节	实验模拟	(108)
第十六节	数值模拟	(111)
第九章	冰雹和雹暴特性	(113)
第一节	引言	(113)
第二节	冰雹特性	(113)
第三节	落雹型式的特性	(116)
第四节	落雹和雷暴特征	(118)
第五节	雹暴和它的环境	(121)
第十章	冰雹特性与生长	(125)
第一节	冰雹及其演变	(125)
第二节	冰雹行为及其生长	(129)
第十一章	风暴云与降水以及气流之间在模式中的关系	(133)
第一节	引言	(133)
第二节	在上升气流中的云和降水的密度	(133)
第三节	数学处理	(136)
第四节	展望	(149)
第十二章	对流的数值模拟	(150)

第一节	引言.....	(150)
第二节	雷暴的理论模式.....	(154)
第三节	雷暴的数值模拟.....	(164)
第四节	雷暴对于大尺度环境的响应.....	(182)

第一章 序 论

第一节 大气中的积云和积雨云

大气对于阳光几乎是透明的，后者的绝大部分只被地球表面所吸收。然而，在陆地温度范围内，被吸收的能量主要以不可见的红外辐射往空间发散，而低层大气中，水汽妨碍了红外辐射，使之成为几乎是不透明的状态。因而，能量外逸就要求大气温度随高度迅速减小。饱和水汽也是随温度迅速减小的，因而在某个适当的高度上即对流顶（低纬约 10 km，高纬约 16 km），水汽含量已极少以致不再起什么作用。由此往上进入平流层低层，大气更为稀薄，并近乎等温。其下是较湿的对流层，能量既可以辐射形式，也可以对流形式往上传输。

对流活动将对流层区分为上升运动和下沉运动区，将导致多种天气的发生。在上升运动区，当空气上升到离地面 1 km 以上时，水汽将凝结而形成云和雨。下沉运动区，水滴很快蒸发，因而主要是晴到少云天气，对流活动和云的形式主要有三类。

（一）小尺度对流

小尺度对流又称为积云对流，常形成小的云堆。其水平尺度在 1—2 公里以下，云堆间距约几公里。通常都不足以产生阵雨。这种晴天积云是空气因接触暖地面或暖水面加热而产生的。它们为数众多，覆盖广大区域，尤其是在有较冷空气流入的热带洋面上，以及阳光照耀下的陆地上空。积云一般为时很短，而且尺度很小，只有少数积云可发展增大。在崎岖地形上由于它的地面性质，反照率小和地形较高，使得空气的上升运动增强，因而在使小的云块聚集增高而变成很大的云块，在这类高大云块中，上升速度达几个 m/s。温度要比周围晴空区气温高十分之几摄氏度，这与地面加热率导致的进入低层大气的热通量数值相对应。

（二）积雨云对流

随着阵雨的出现，凝结水份的增多以及凝结或凝华潜热的释放，积云塔的浮力，增长活力和大小都得到了明显的增强，而逐渐生长为积雨云或雷雨云。对流厚度增大，往往是从几公里突然增大到整个对流层的厚度。在低纬度，分散的或多少有些组织化的积雨云系统（包括热带气旋）就表明对流已伸展到高层对流层。高纬度则对流仅是偶而非经常能伸展到对流顶。

（三）大尺度对流、显示为气旋和反气旋

地球的几何学保证了到达地表面单位面积上的太阳能，高纬度平均来说要少于低纬度。另一方面，向空间散逸的辐射主要决定于温度，而在高层大气水汽含量很少，因而温度与纬度无关。相应地散逸也是到处几乎相等的，在低纬比收入少，而在高纬则比收入多。因而要使各纬度维持相同的平均温度，就意味着要有平均的热量输送从低纬流向高纬。这部份地是由向极地的暖洋流，而主要是由对流层中热力对流向极地输送来完成。在这类大尺度对流中，低纬近地面空气增暖（由于积云对流），气流流向极地侧并到达高纬度的高空，在其途中造成了深厚但呈水平分层的云层（和降雨）。回流的冷空气缓慢下沉并流向低纬度，在其上部主要是无云区，而在其下部则可促进积云对流并恢复原有的暖湿特征。

与主要冷锋和气旋相结合，空气上升并到达高纬度，造成了宽几百 km 长几千 km 的广阔的云带，这在一个半球上同一时刻可出现好几个上升往往与水平加速度相伴而在中纬度造狭

窄的急流。空气的下沉比上升的路径要长几倍，可以伸展到一个半球的很大一部份，中纬度西风带中，成对的气旋反气旋可出现好几对。急流区的高速度在下沉过程中逐渐减弱。

第二节 积雨云状态

很自然可以将积雨云按其所在大气的主要气象状态加以分类。最多的一种为热带对流型，热带的陆地，尤其是离海洋不太远的山区(那里空气是潮湿的)，阳光在每天下午都可造成强对流和雷雨云。这种云数量很多，散布很广但并不特别强烈，云的上部空气上升速度不会大大超过 10m/s 。在其成熟阶段，云顶可伸展到对流顶附近，其上层可扩展成砧状，它们常常造成较强的雷阵雨，使暖地面变冷变湿。从而使对流终止，所以单个云体生命史很短，一般不超过1小时。冰晶的砧较为持久，而邻近地点有云块继续新生，结果砧状残留物可以逐步积累而占有很大的空间，直到夜间才缓慢地蒸发消散。在热带海洋的最暖部位，类似过程可在白天和黑夜发生发展。

中纬度的积雨云较小较弱，通常并不能超过中层对流层。在中纬度内陆，阳光使地面升温达到海洋上的量级，因而积雨云在白天生成，但在夜晚消失，这类积雨云在温带热量平衡中不起根本性作用，该地区实际上是由气旋和反气旋控制的。

由于海洋热惯性很大，全年都维持有这类中高纬间的大尺度对流(盛夏热带和极地的太阳辐射能基本上是相近的)。但是由于夏季中纬度阳光很强，低纬积雨云可向极地扩展而越过大陆。于是积雨云的位置和强度不仅决定于地形，而且甚至更为强烈地取决于相对于大尺度(气旋式)对流的位置。显然两类有利因子的结合将导致偶而有异常强烈的雷暴生长，这些局地强风暴伴随着巨大的冰雹，飚线甚至龙卷，其强度甚至在热带也很难达到的。这类风暴盛行于某些特定地区如高地的下风侧，最著名的就是美国中西部，它们对空中运输，谷物和建筑物都造成严重灾害。

第三节 某些雷暴理论和现象

早期已经确认，气团雷暴(强度中等、为期较短)与局地强风暴之间存在着显著的差异。后者是以猛烈程度，持久性(可持续好几小时甚至一整夜)，影响范围广(从源地出发达几百公里之遥)，以及锋区和高空强风相结合等特征而著称的，这种强风下强风暴的持久性一直是一个难题，因为高空强风必然会妨碍强风暴上升运动往上发展到很高的高度(先是目视，后是雷达观测证实)。因为需要确认雷暴赖以发展，特别是变成强风暴的条件，提出了若干简单的理论以便将下午出现风暴的可能性与早晨测得的高空条件相联系起来。

(一) 对流的气块理论

这一重要理论的根据是假定至少在雷雨云内部空气上升是绝热的，上升是由地面日射加热所引起，上升过程中凝结的水汽不断掉落。这些假定显然无助于积云生长的预报，因为云内部观测到的温度明显地低于空气从云底绝热上升水汽凝结所应达到的温度，还有，通常不考虑 0°C 以下温度时云中水汽冻结时释放的凝华潜热。但是，这种假定是可能作出的最简单的假定，它的优点在于任何高度上云中空气温度仅仅决定于空气一旦上升后所处的状态。另外，偶而在巨大雷雨云下部获得的可靠的观测资料表明，为了推断云中空气的浮力(即云内外的温度差)，这种假定并非是不现实的，只要这个浮力足够的大(至少达几个摄氏度)。由于云中水汽量和水汽变化的复杂性或许估计的过高了。

按照这一简单的对流气块理论，空气在其浮力作用由下经向上加速运动，在所谓的平衡

层达最大速度，该处云中温度开始下降以变成与云外温度相等，在高大的雷雨云中，这个平衡层通常在对流顶附近。再往上，云中空气比周围冷，并在负浮力作用下减速，而在某一更高的高度上达到静止，该处往往就是最高的雷雨云云顶。

在气团雷暴情况下，空气上升时云内外温差最大值不超过几摄氏度，云顶很难达到平衡层。因此，云内空气并非绝热上升，而是像积云一样，与周围空气发生混合，而减弱了它的浮力。但是，强风暴的云顶则更为接近气块理论所预期的最大值或甚至稍许超过些。可以推论，至少一部份空气是绝热上升的，并达到了上述状态。然而必须承认，没有直接观测可证明这一类，而且实验表明，一定容积的流体上浮时，其内部所达最大速度并不与最大浮力区相结合。因此，雷暴观测必须小心地加以解释。此外，简单的气块理论仍有重要的参考价值。在数值模拟解中，可容许出现扩散而导致对绝热运动的偏差，但还没有相应的合适的扩散理论

积雨云对流理论的主要要求是大气状态的诊断探测将明确表示低层日射增暖或其它过程是否会导致积雨云的发展，如果是这样，它们的气流又达什么强度。必须承认，简单的气块理论只能限于说明出现积雨云的必要条件（而非充分条件）是对流层厚度内探测到条件性不稳定。亦即气温递减率将超过饱和空气绝热上升（即饱和绝热）的递减率。这时，相对于云体对流而言，大气是不稳定的，而云中空气至少在其达到理论上的平衡层之前将获得浮力而加速上升。虽然条件不稳定状态往往出现在雷暴时或以前，但更普遍的则出现的有云形成而并不生长到超过较小积云的尺度之时。显然，这时还缺乏某种组织化机制，因而单个云体仍然较小，但已与周围发生相当程度的混合，以致即使在云中，也远远不能达到理论所设想的绝热上升。似乎条件不稳定状态并非积雨云对流发展的条件，而是前一天或邻近区域先有积雨云发生的产物，在预报实践中，探测只是用来证明条件不稳定的存在，而用另一些经验的而非特殊的条件来作出预报结论。

上述情况主要适用于中等强度气团雷暴的形势，在其它形势下，不稳定受到压抑，积云对流可连续几天被限制于很薄一层。这样，大量的潜能（主要以水汽量来代表）被储存于一薄层内，最后由于中或大尺度过程的触发而突然爆发为积雨云对流。这经常发生于某些特定区域而形成锋区上的局地强风暴。探测表明最低层是湿层，其上盖有干暖层，再往上大气又是条件性不稳定了。如果一个中或大尺度系统使气层抬升，干暖空气和湿层（在云形成后稍慢些）都冷却，并释放出凝结潜热。干空气变得更冷些，最后整层对流层变成有利于云往上生长成为积雨云，其初始状态可算为一种对流性不稳定。经验表明，这一状态在锋区形势（产生最强烈雷暴）下是很典型的。已经有大量研究要确定这类形成过程的中或大尺度系统，但成功率很有限。目前仍在争论是否有什么重要的，与地形产生的环流无关的，可以启动强风暴的中尺度系统，但它的有效性还很难加以确认，因为这些系统的强度和位置强烈地决定于诸如气流方向和层结，地面湿度，季节和一天中的时间等多种因素。

（二）下沉气流

在对流不稳定条件下的中低层干空气将因雨滴或雹粒的蒸发而冷却，常常足以使之加速下沉而到达地面。这就有可能使强对流组织化，不仅能抬升暖空气，而且会影响一个深厚气层更完整更有效的翻转。这表现为冷飚线低湿球温度的空气从强风暴的下面往外展开来。而这种空气必然是从云底以上的高度上下沉而来的，云中水份从上升气流转输到下沉气流，只有当前者斜倚在后者之上才能明显地产生，这从云底的形状（在飚线附近呈一拱形）及其后倾的低界面常可获得可以看得见的证据。

冷飚线的另一个重要作用是抬升其前方的气层，因而造成了所需的某种中尺度系统以释放对流不稳定能量。强风暴一旦形成，就提供了自我维持的机制，并从其源地往外移动。某种试验性理论认为，下沉和上升组成一对稳定持久的偶（超级单体），它比正常的脉冲式对流更为有效。但必须确认由于粒子较大，下沉气流中的水滴实际上不可能完全蒸发，或者不如上升气流中的凝结一样有效。在此条件下，雨滴可用以维持这气流偶，但风速切变必将対气流间的水份输送起重要作用。

云底以下的气层是上升气流的源。但它是非饱和的，也可因蒸发而冷却，尽管不如其上千气层中那么有效。然而，它也有助于下沉运动，而且就在飚锋的风向转变线之后就达到地面。然后它又可被强迫抬升进入上升气流之中，再次变成正浮力，饱和而形成云。这个过程可能很重要，因为这初始的铅直风切变比水平切变大二倍，它可能集中于一个强烈加速的上升气流之下而进入猛烈旋转的龙卷柱之中。龙卷的确产生于风向转变线附近新生的云下部。

（三）气流结构，微物理概念

有关强风暴中巨大雹块的几乎所有理论都很难说明在空气进入强烈加速的上升气流中的短短时间内能完成雹块的增长。空气进入云底的相对速度约为 10m/s ，在高层可达到与雹块下落速度（ 40m/s 以上）的上升速度值，而在上部砧状云中，气流迅速离开风暴。总共化费的时间仅约20分钟。根据云滴—冰晶生长的微物理理论，这段时间仅仅足够用以产生毫米尺度的雹胚。因而，实际上所有的降水都将被吹离，很少雨滴还能用以产生下沉气流，也不可再继续增大。更可能的是雹胚在有较小上升气流的积状云中生长，并形成于主要风暴云的侧面。而在中层进入强上升气流，这或是因为有该方向的风，或是风暴移行过程中强上升气流往旁边转移。

气流结构（相对配置，交界面的确定和形状）尚未被精确地阐明，这二支气流在几个方面对风暴有重要意义：它保持一个连续形式的能立，在动量和热量再分配上的效率，将凝结水转化为可达到地面的降水的效率。这种降水效率变化很大，在干旱地区几乎为零，强风暴中要小于较弱小的风暴和阵雨。关于雷暴的一般特征与微物理概念的关系还有待深入研究。

第四节 现代技术和展望

现代技术包括飞机探测（主要在云外）和双多普勒雷达（用以测定含有降水区域的气流图形），可以提供雷暴结构更详尽，更高质量的资料。多普勒雷达在风暴接近到适当距离时可提供分辨率很高的极为丰富的资料，能洞悉三维气流以及与龙卷直接有关的旋转产生的情况。

利用这些丰富资料并确认风暴的时间演变过程和三维空间结构，这种分析结果可提供最经济最有意义的途径，以便用数值模式作模拟并阐明风暴的结构。由于动力学的复杂性，模式必须对空间尺度 1km 以下的过程作简单的参数化处理，包括云滴的形成、冻结、聚合、破碎和融化等。至于相应的电荷产生与分离过程只能暂缓讨论。

总之，近年来在观测技术和理论模式上都有重大进展。这些进展揭示了雷暴作为一种现象，要求同时在各种尺度上加以注意和研究，这包括了有关云滴的显微镜尺度，表达摩擦和混合的米级尺度，云滴—空气轨迹的千米级尺度，云的形成和再生的中尺度，最后是作为雷暴活动和传播背景的天气尺度。现代有效的观测和计算技术使研究工作得以继续进行下去。

第二章 雷暴能量学和热力学基础

第一节 引言

雷暴积雨云是积云家簇的最后生长阶段。最初阶段暖空气铅直上升对流产生晴天积云，这种铅直气流将使大气质量和能量重新分布以达到更稳定的密度层结。

大多数积云活动是与辐射加热日变化密切有关的。地球大气的内界面吸收太阳辐射能并转化为其它能量形式。其中一部份转化为感热，使地面低层大气温度在白天明显上升。另一部份用于使液态水转化为水汽，由于1g水相变为水汽，大约吸收2,500J或600cal¹⁾热，这种蒸发能量也称为潜热能，当水汽转化为液态云滴时，潜热再次转化为感热，这种能量转化过程对于对流云的发展起了极重要的作用。

近地面层加热增湿的气块比周围空气密度小，开始作为浮力泡上升从而导致能量转化过程：高度升高即位能增大，空气流动意味着动能，这些能量形式来源于其它能量的转化以及环境对气块所作的功。

第二节 总能量及其守恒

单位质量空气的总能量 E_T 表现为比焓（或定压条件下的热能）、位能、潜热能和动能之和：

$$E_T = c_p T + gz + Lq + \frac{V^2}{2} \quad (2.1)$$

其中， c_p 是空气的定压比热， T 为绝对温度， g 即重力加速度， z 为气块在某一参考位面（例如海平面）之上的高度， L 是潜热， q 为比湿，或单位质量湿空气中的水汽质量， V 是空气的速度标量。

气块移到不同高度时，气压、速度和水汽都会变化，但当不存在摩擦力与周围的质量交换以及其它外来影响时，沿气块轨迹的空气总能量不变。在许多情况下取 $q=q_s$ 作为凝结与蒸发过程中的饱和条件。

第三节 静力能

总能量公式(2.1)中的前三项($c_p T + qz + Lq$)，不同作者有不同的命名：静力能 E_s ，湿静力能，总热量和 Σ 函数。动能 $\frac{V^2}{2}$ 在风速 $<30\text{m/s}$ 时将不超过 0.5Jg^{-1} ，而另三项之和在对流层中达 $300-400\text{Jg}^{-1}$ 量级，因此，在总能量中可以略去动能，其误差仅千分之几。事实上，气温、高度和湿度测定误差远大于忽略动能所造成的误差。因此，近似地可取：

$$E_T \cong E_s = c_p T + gz + Lq \quad (2.2)$$

或取微分形式：

$$\frac{dE_T}{dt} \cong \frac{dE_s}{dt} = \frac{d}{dt} (c_p T + gz + Lq) = 0 \quad (2.2a)$$

1) 1cal=4.1868J

沿气块轨迹积分, 得:

$$E_s = (c_p T + gz + Lq) = \text{常数} \quad (2.2b)$$

动能能在总能量中可忽略不计, 但从能量变化来看, 云中和周围空气的动能在对流过程中起了极重要的作用。云中动能分布将影响降水生长率, 降水的沉降, 涡旋运动的产生等等。周围空气的动能及其变化将影响对流云的形式, 移向移速, 雷暴下沉气流及相伴的地面风形成, 强度和移动方向等。

第四节 气块过程的温度递减率

对流单元的上升主要决定于气块密度比周围小。空气密度取决于温度、气压和水汽。上升气块的气压与周围空气几乎相等, 气块与周围空气的密度差正比于气块温、湿度比周围高出多少。水汽比空气轻, 在同样气压与温度时、湿空气密度比干空气密度小, 这种较小的密度差可造成重要的铅直加速度, 气块与周围空气的温度差及其随高度变化决定于二个因子: 一是环境温度随高度的变化, 这可以由温度廓线来表示, 二是气块温度随高度和气压而变化, 气块温度随高度变化 (与环境温度随高度分布不同) 受能量守恒定律, 即公式4.2b所制约。

(一) 未饱和绝热过程递减率

如果气块从一开始就保持未饱和状态, 湿空气的水汽, 即比湿 q 为常数, 公式4.2b可改写为:

$$(c_p T + gz) = \text{常数} \quad (2.3)$$

比焓和位能之和保持为常数。(2.3)式对 z 取微分, 得

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_d \cong \frac{-g}{c_p} \quad (2.4)$$

大气中比湿值通常小于 $2.5 \times 10^{-2} \text{g/kg}$ 。定压条件下湿空气的比热 c_p , 与干空气的比热 c_{pd} 和比湿 q 关系如下:

$$c_{p_s} = c_{p_d} (1 + 0.81q) \quad (2.5)$$

因此

$$c_{p_s} \cong c_{p_d} = 1.00 \text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (2.6)$$

精确率达98%以上, 因此水汽对比热的影响可忽略不计, c_p 就可当作干空气的比热。同样, 水汽对湿空气质量的影响, 以及干湿空气的气体常数差异都可忽略不计。

取 $g = 9.8 \times 10^2 \text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$, $c_p = 1.00 \text{Jg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 则未饱和绝热过程 (上升下沉时) 的温度变化是 $-9.8 \text{K} \cdot \text{km}^{-1}$, 而与初始温度和高度无关。未饱和绝热过程温度递减率 (或干绝热递减率) 为:

$$\Gamma_d = -\left(\frac{dT}{dz}\right)_d = g/c_p$$

(二) 位置温度

将比焓与位能之和除以 c_p , 得一新的量 θ_G 即位势温度:

$$\theta_G = T + \frac{g}{c_p} Z \quad (2.7)$$

它的物理意义是初始温度 T , 高度上的气块在未饱和绝热下沉到 $z=0$ 处所应有的温度, 它对

未饱和绝热上升和下沉是保守的，在T-z图上，未饱和绝热曲线也就是等Q_G线如图2.1所示。

尽管上述定义在概念上是可以接受的，但气压常用作气象坐标，所以气象学上广泛使用另一个更严格的保守量即位温 θ ：

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{R/c_p}$$

其中R为干空气的气体常数。它的物理意义是未饱和绝热过程时气块被带到1000hPa处的温度。

(三) 饱和绝热过程的递减率

上升空气先是未饱和冷却，直至达到饱和条件的位面时，该位面称为抬升凝结高度(LCL)。进一步冷却就出现过饱和，多余的水汽马上凝结为液态云滴，凝结潜热作为感热而释放给空气。这样，饱和上升空气的冷却率就比未饱和绝热率慢，并与凝结率成正比。

在饱和条件下 $q = q_s$ ，从公式(2.2b)对Z取微分，得：

$$c_p \left(\frac{dT}{dz} \right)_s + g + \frac{d}{dz} (Lq_s) = 0 \quad (2.8)$$

因为 $\frac{d}{dz} (Lq_s) = \frac{d}{dT} (Lq_s) \cdot \left(\frac{dT}{dz} \right)_s$ ，(2.8)式变为：

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_s = \frac{-\frac{g}{c_p}}{\left[1 + \frac{1}{c_p} \frac{d(Lq_s)}{dT} \right]} = \frac{(dT/dz)_d}{\left[1 + \frac{1}{c_p} \frac{d(Lq_s)}{dT} \right]} \quad (2.9)$$

虽然L随温度增高而略有减少， q_s 则随温度指数增加，而有 $\frac{1}{c_p} \frac{d(Lq_s)}{dT}$ 项永远为正。在很高温度

气压比湿值时(近地面层)该项之值约为2，在大气高层很低温度，该项值小到可以略去。因而，大气中的饱和绝热递减率就从干绝热率的大约三分之一，即 $3K(km)^{-1}$ 变到 $9.8K(km)^{-1}$ 的高限。热带晴天积云云底的典型条件下，其值约 $5K km^{-1}$ 。即干绝热率的一半。在LCL上开始凝结时，上升气块的递减率就有显著减少，这种减少则与该位面上的水汽量密切相关。

如图2.1所示，当气块在LCL以上继续上升时属于饱和绝热过程，下沉时也循同一曲线，直到全部液态水滴蒸发完以后才变成未饱和绝热过程。当雨滴下落时有感热和水份质量进入气块，应属非绝热过程，但数量太小，可以略去。

饱和绝热过程时，温度、高度和水汽都变化，但静力能为常数，在未饱和绝热过程时，静力能也是常数，同时有 $\frac{d}{dt} (Lq) = 0$ 。因此，静力能对于饱和或未饱和绝热过程都是保守的，可以当作任一特定气块的极好的示踪物。

(四) 相当位温

将静力能除以 c_p ，得到一个量 θ_{GE} ，称为相当位势温度：

$$\theta_{GE} = \frac{E_s}{c_p} = T + \frac{g}{c_p} Z + \frac{Lq}{c_p} \quad (2.10)$$

它与广泛应用的假相当位温 θ_{se} 有二点不同： θ_{GE} 给予气块的潜热是在等压过程中释放的，而 θ_{se} 是在饱和绝热膨胀到零气压过程中释放的。 θ_{GE} 是未饱和绝热压缩到海平面，而 θ_{se} 是到1000hPa位面。

θ_{GE} 可看作是初始状态 T, z 和 q 的气块将其潜热(Lq)转化为感热,并未饱和绝热下沉到 $z=0$ 处所应有的温度。因为 $c_p=1.00\text{Jg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, θ_{GE} 值(K)就等于静力能值(Jg^{-1}), 它在饱和绝热过程中也是保守的。 T - z 图上饱和绝热曲线也就是等 θ_{GE} 线(见图2.1)。

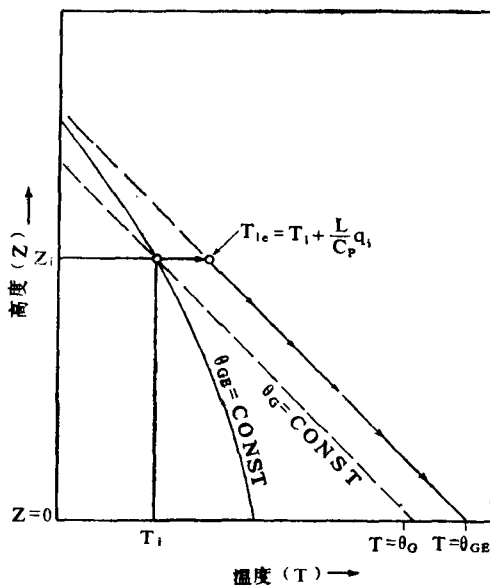


图2.1 相当位温 Q_{GE} 的确定 (对任意初始状态下 T_1, z_1, q_1 的气块 $Q_{GE}=Q_0+(L/c_p)q_1$)

第五节 大气层结稳定度

(一) 流体静力平衡和流体静力方程

作用于单位质量空气力(静力平衡时)的铅直分量有二个:一是重力,一是气压随高度减小产生的力——这相当于铅直小层中空气的重量,得:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial z} = -g \quad (2.11)$$

将该式乘以 ρ ,就得流体静力方程。对方程由任意高度 z 到大气顶($z=\infty$ 和 $p=0$ 处)积分,得出流体静力气压定义式:

$$p_h = g \int_z^\infty \rho dz \quad (2.11a)$$

任一位面的气压就是该位面以上单位横截面气柱中空气总重量(重力加速度 g 随高度变化可略去),实际气压 p_r 与流体静力气压的差是铅直加速度和对流的一个必要条件,但即使在铅直加速度很大时这种差值也十分的小,在非粘性流体不处于流体静力平衡时的铅直运动方程可写为:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.12)$$

在1km厚气层中,如气块速度从0加速到 5m/s^{-1} ,这时 $\frac{dw}{dt} \sim 10^{-2}\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$,重力加速度量级为 $10\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$,即使是这样大的铅直加速度,气压梯度力与流体静力气压值(g)之差也不过0.1%,这表示实际气压与流体静力气压之差小于1hPa。

(二) 非流体静力气压在对流中的作用

研究对流时应用流体静力近似必须很小心。小的气压差值已足以引起铅直加速度和铅直运动，总气压 p_T 是流体静力气压 p_h 和某些非流体静力分量 π 之和：

$$p_T = p_h + \pi \quad (2.13)$$

对 z 取偏微分并除以 $-\rho$ ，得：

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_T}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \pi}{\partial z} \quad (2.13a)$$

以此代入铅直运动方程：

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \pi}{\partial z} - g \quad (2.14)$$

据定义 $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_h}{\partial z} = g$ ，故有：

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \pi}{\partial z} \quad (2.15)$$

非粘性流体中的铅直加速度完全是由非流体静力气压的铅直梯度引起的。(2.15)式与(2.12)式在任何概念上都是等价的。

(三) 非夹卷气块的铅直加速度

设气块密度为 ρ ，周围环境空气密度为 ρ_e 且处于流体静力平衡状态，则非粘性流体的铅直运动方程为：

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.16)$$

环境场的铅直运动方程也就是流体静力方程：

$$\frac{dw}{dt} = 0 = -\frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial z} - g \quad (2.17)$$

如果气块在各层的气压都调整到环境气压：

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial p_e}{\partial z} = -g\rho_e$$

以此式代入(4.16)式，得浮力方程：

$$\frac{dw}{dt} = g \left(\frac{\rho_e}{\rho} - 1 \right) = g \left(\frac{\rho_e - \rho}{\rho} \right) \quad (2.18)$$

如环境流体密度更大，气块将往上加速，且正比于密度层，反之将向下，因：

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dw}{dz} \frac{dz}{dt} = w \frac{dw}{dz} = \frac{d\left(\frac{w^2}{2}\right)}{dz}$$

则其关系可以用气块动能变化项来表示，利用状态方程 $\rho = p/R_d T_v$ 和 $\rho_e = p/R_d T_{ve}$ (T_v 是虚温，即实际湿空气在同一气压具有干空气密度时所应达到的温度)，(4.18)式可变为：

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d\left(\frac{w^2}{2}\right)}{dz} = g \left(\frac{T_v - T_{ve}}{T_{ve}} \right) = gB \quad (2.19)$$

其中B为浮力因子:

$$B = \left(\frac{T_v - T_{ve}}{T_{ve}} \right) = \left(\frac{\rho_e - \rho}{\rho} \right)$$

当然, 如气块所含水汽与环境相等时, 感热可用来代替虚温。

即使气块与环境温度相同, 水汽差仍可使虚温差达1K量级, 它所造成的气块铅直加速度大约为 3cm s^{-2} , 这样维持1km厚度气层, 就会产生 $8\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的铅直运动。

(2.19) 式对高度积分 (从 z_1 高度 $w=w_1$ 到任意上限 z_2 高度, $w=w_2$), 得:

$$\frac{w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + g \int_{z_1}^{z_2} B(z) dz \quad (2.20)$$

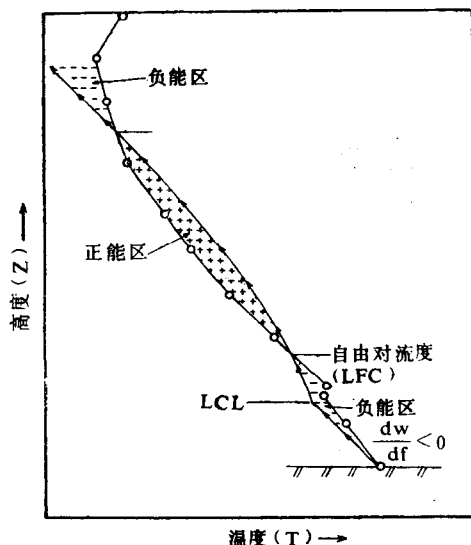


图2.2 地面未饱和空气上升时的正负能量值

(2.20) 式最后一项与 $T-z$ 图上 z_1 和 z_2 高度间气块与环境虚温曲线所围面积成正比。如果气块比环境暖(稀)、该面积就是正能量区, 则环境对气块做功以增加其动能。如果气块比环境冷(密), 对应为负能量区。

图 2.2 示出地面一未饱和气块上升经过低层负能量区到中上层正负能量区的过程。

(四) 气块法分析气层稳定度

当气块作一微小的铅直位移后, 如果由于与周围的密度差而返回原来位面, 就称为稳定状态。反之如果被加速而继续其铅直位移, 就称为不稳定。

从图 2.3 可见当未饱和环境空气的递减率 γ_e 小于干绝热递减率就代表稳定条件, 当 $\gamma_e > 9.8\text{K km}^{-1}$ (即超绝热递减率时), 就是不稳定。因此未饱和气层的稳定度指标可表达如下:

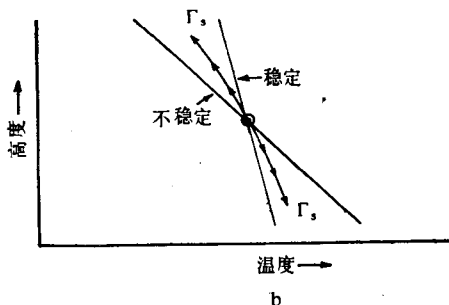
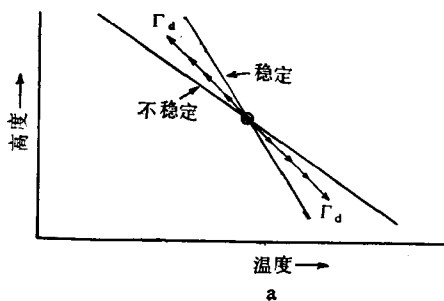


图2.3 饱和 (a) 与未饱和 (b) 气块的绝热位移

$$\text{稳定 } \gamma_e < \Gamma_d \text{ 或 } \left(\frac{\partial \theta_g}{\partial z} \right)_e > 0$$

$$\text{中性 } \gamma_e = \Gamma_d \text{ 或 } \left(\frac{\partial \theta_g}{\partial z} \right)_e = 0$$