

第一章 青藏高原的气候特征

本章一方面简明扼要地介绍了青藏高原及其临近地区的各种主要气象要素场的平均状况，如平均环流、高原季风、平均气压场、平均温度场、平均湿度场、平均辐射及分布。另一方面重点讨论高原特殊的大气边界层、地气系统主要的物理过程、边界层对流活动、高原云系和降水。本章内容包含 20 世纪 90 年代以来几次大规模高原大气科学试验取得的最新成果，可为研究青藏高原大气热力学和动力学问题提供事实依据、气候背景场和下边界条件。

关键词：高原季风，超太阳常数，厚边界层，逆湿，强对流，夜雨

1.1 平均环流和高原季风

1.1.1 冬季环流

冬季的 500 hPa 等压面上，气流经过高原有明显的分支。西风气流从西侧流向高原后，北支绕过天山以后折向南下，形成强大的新疆高压脊；南支经印巴大陆、过孟加拉湾后折向北，形成宽广的孟加拉湾低压槽。因此，在高原主体的西半部上空是分支的辐散气流，东半部上空有气流汇合。在青藏高原南北两侧各存在一支西风急流，它们在东亚上空逐渐接近并趋于合并。700 hPa 等压面上的流型与 500 hPa 相近，

且在高原主体的东侧（即背风坡），其南北各有一个小涡旋，南侧为气旋式，一般称西南低涡；北侧为反气旋式，一般称兰州小高压。因此，有人认为这两个涡旋系统的成因与流体力学模型试验中的尾流涡相类似。而在近地层（850 hPa 等压面），高原以北有次天气尺度的闭合反气旋族活动，高原以南气流有明显的沿地形爬升，气旋活动占优。另外，青藏高原平均高度为 4000 m，但直到 300 hPa 的高空，高原流场仍表现为一个弱风区，这表明青藏高原对西风气流的阻挡作用可达 9000 m 以上，有人将此现象归结于大气动力学理论中的“Taylor 柱”效应（参见 5.5 节）。

从波动的观点看，冬季通过高原的平均纬向环流为越山的西风波动，波动的垂直高度可达 150 hPa，高原东西两侧各有一个波谷，波长约为 40 个经度，这种波动可能是稳定层结大气中由高原地形扰动引起的大尺度重力波。而通过高原的平均经向环流南侧为强大的 Hadley（哈得来）环流，北侧为一个很弱的 Ferrel（费雷尔）环流，这种强弱关系与海洋上空的情形正好相反。

1.1.2 夏季环流

夏季，西风带气流退至青藏高原以北，500 hPa 等压面上高原以东和以西各有半个大型反气旋环流，分别是西太平洋副热带高压西伸脊和伊朗高压东伸脊，高原主体正好位于副热带高压的断裂带中。在高原上空是西风气流和季风气流直接汇合形成的 500 hPa 切变线，其上常有次天气尺度的 500 hPa 低涡活动。高原以北低空仍是一连串的反气旋涡旋，而高原以南为印度季风槽和季风低压，在高原背风坡的川西地区西南低涡活动频繁。高原中低空气流明显

向高原辐合，在高空（200 hPa）才转为辐散流出。夏季高原上空存在一个巨大的上升气柱，其向东的一支一直上升到 200 hPa，到达 180°E 以东才下沉。虽然夏季青藏高原是一个巨大的东亚夏季风环流圈，但在高原南北两侧还存在两个较小的经向环流圈，这与高原加热有关。

因此，夏季高原大尺度垂直环流的基本特征为：高原上空平均为一较强的上升气流，到了对流层上部向四周散开，在北部随西风气流向东太平洋下沉；在南部随东风带气流向阿拉伯海、伊朗以至更西的地区下沉。与此同时，在高原南部上空东风气流中有一较强的北风分量，把从高原上升的空气带到南半球。而高原上升气流不能流向北方，在紧靠北侧的地区下沉，这可能对西北地区干旱气候的形成具有重要影响。

1.1.3 高原季风

高原季风的成因是冬、夏季高原大气具有相反的热力作用，是大气环流对高原主体及其周围地区热力差异季节性变化的响应在风场上的具体反映。冬（夏）季高原上大气是冷（热）源，因此在高原近地层为反气旋（气旋）式环流，则高原临近地区的大气环流就呈现出冬、夏季反向的盛行风。按照大气动力学的地转适应理论，高原季风是风场向高原热力作用形成的气压场适应的结果。

应该注意的是，由于高原季风不是海陆之间的直接热力环流，它只是海陆间季风直接热力环流的二级扰动（或二级环流），只能使季风天气气候产生小一级的变动，而不会改变季风气候的基本特征。

1.2 平均气压场、温度场和湿度场

夏季高原上空的大型环流的主要特征有：和四周相比，高原上是个高湿区。在对流层上部高原是个高温和高压区，虽然高温、高压中心并不在高原上，而高原低层是一个比较稳定的低压环流区。

1.2.1 平均气压场

青藏高原地面气压场的形势与平原地面气压场相似，夏季为一个热低压，冬季是一个冷高压，但地面气压的年变化正好与平原相反，表现为夏季高，冬季低。另外，青藏高原地面气压日变化的振幅比平原大。

1.2.2 平均温度场

与同纬度地区相比，青藏高原地面平均气温要低 $10\sim 14^{\circ}\text{C}$ 。特别是在夏季，藏北高原平均比同纬度的我国平原地区日平均气温低 20°C ，比西伯利亚地区也要低 $16\sim 20^{\circ}\text{C}$ 。因此，将青藏高原称为地球的“第三极”是有一定道理的。但是，与同纬度、同高度的自由大气相比，夏季高原比平原气温要高 $5\sim 7^{\circ}\text{C}$ ，成为北半球一个独立的暖中心，并且这个暖中心可伸展至 200 hPa。

高原气温的变化特点是：年较差比平原小，日较差比平原大，表现为明显的内陆山地气候特征。

1.2.3 平均湿度场

高原上的空气非常干燥，全年平均绝对湿度只有同纬度

平原的三分之一，藏北高原比中西伯利亚地区也要小一半。年平均相对湿度为 40%~50%，比同纬度平原低 20%，冬季低 50%左右，但夏季高原东部的相对湿度几乎与同纬度平原相当，干、湿季节分明。与同高度的自由大气相比，青藏高原上空夏季是高湿区，直到 300~200 hPa，比高原南侧的印巴大陆还要高；冬季高原西部是个干区，但东部仍是高湿区，与我国东部平原上空相当。

高原夏季夜间空气湿度较大，甚至趋于饱和，这也是“高原多夜雨”的原因之一。高原水汽输送分析表明，高原西南边缘可能为高原水汽来源的重要通道之一，其水平输送可影响高原局地的水汽分布及其近地层水汽垂直分布，成为影响高原局地水分循环变化的重要因素之一。

1.3 平均辐射及分布

1.3.1 太阳总辐射

由于青藏高原地区海拔高，空气稀薄、洁净，水汽和尘埃少，大气透明度高，所以太阳直接辐射比同纬度其它地区都要强，最大值位于雅鲁藏布江大峡谷一带。高原主体直接辐射约为 186 W/m^2 ，相当于四川盆地的四倍。虽然由于同样的原因，高原地区的散射辐射较小，但这比四周仅低 10%~20%，所以太阳直接辐射和散射辐射之和的太阳总辐射仍比其它地区大很多，比我国东部地区大一倍，比海洋区域也大不少，甚至比北非、阿拉伯干旱沙漠区还要大。TIPEX 的现场观测表明，若以阿里和改则代表高原西部，则 5~8 月太阳总辐射的旬平均可达 340 W/m^2 ，旬平均最大值高达 370

W/m^2 ,超过了 QXPME X 观测的 352 W/m^2 , 更高于北半球热带地区和副热带沙漠地区所测的最高值 (320 W/m^2) , 成为全球太阳总辐射最大的区域。高原夏季地面总辐射自东向西逐渐增大, 即西部最强, 中部次之, 东部最小。西部总辐射的季节变化不明显, 而中、东部干、湿季的总辐射有明显的差异。

太阳总辐射随海拔高度的增加而增大。夏季一天之中高原太阳总辐射的显著特征是容易出现特别强的值, 超过太阳常数 ($1367 \pm 7 \text{ W/m}^2$, 1981 年 WMO 推荐的太阳常数最佳值) 的观测记录在几次高原科学试验中屡有出现 (表 1.1) 如 1993 年 7 月~1999 年 3 月的中日西藏高原地面热量平衡和水分平衡的自动观测期间, 四个站共出现 310 多个超太阳常数的太阳总辐射记录。需要指出的是, 过去报道的总辐射大于太阳常数的记录一般指的是太阳总辐射的瞬时最大值, 而 AWS 记录的是 10 分钟平均的总辐射, 由此可见总辐射的瞬时极大值超过太阳常数的次数之多。高原上这种独特的太阳辐射现象是高原特殊的地理、气象条件下, 很强的太阳直接辐射和旺盛的积云对流产生较多散射辐射综合作用的结果, 其产生必须同时满足以下四个条件: (1) 太阳高度处于一年中的峰值时期, 如夏季和正午前后; (2) 云量很多 (8 成以上) 而又在天空分布适当, 即天空几乎为云遮蔽但日面位未被遮蔽, 直接太阳辐射仍能穿过云缝到达地面; (3) 大气污染小、透明度高, 对太阳辐射的削弱作用较小; (4) 云体的 (冰晶结构) 散射作用较强, 云状以高积云 (Ac) 为主。

表 1.1 青藏高原太阳总辐射超太阳常数的观测记录

观测日期	观测地点	太阳总辐射 (W/m^2)
1979 年 6 月 2 日 12:00	林芝	1474.5
1979 年 6 月 13 日 12:00	狮泉河	1465.4
1979 年 7 月 2 日 12:00	那曲	1458.4
1979 年 7 月 2 日 12:00	拉萨	1522.6
1997 年 7 月 30 日 11:20	拉萨	1550.1
1997 年 6 月 27 日 12:40	日喀则	1705.0
1998 年 7 月 18 日 11:20	那曲	1678.8
1994 年 5 月 30 日 11:20	林芝	1666.3

强烈的太阳辐射造成夏季高原近地层大气中巨大的温度垂直递减率。白天，特别是午后近地面 1~2 km 高度气层内温度垂直递减率经常是超绝热的，并可持续数小时。曾观测到在厚度达 1.5 km 的气层出现 $1.39^\circ\text{C}/100\text{ m}$ 的温度垂直递减率。如此强大的温度垂直递减率必然伴随强对流活动，可形成高原上空深厚的混合层，使地面感热向中、高层输送，雨季期间也有利于凝结潜热向上输送，加热对流层上部的空气。

高原辐射的特征还有：有效辐射呈西高东低分布；中部、东部的地面辐射平衡（净辐射）在 6 月中旬有明显的突变现象，西部的突变出现在 7 月下旬；地面辐射平衡的地理分布为：中部最大，东部次之，西部最小。另外，长波逆辐射也很强。

1.3.2 地表反射率

地表反射率反映了地面对太阳辐射的发射能力，是研究下垫面热力性质的重要参数之一，它除了与地表状况（地面土壤性质、植被覆盖程度等）有关外，还间接与观测时的天气状况有关。由于高原地表植被稀少，雪盖面积大，所以地表反射率很大。年平均地表发射率为 $0.2 \sim 0.28$ ，其地理分布是西部高、东部低、中部与东部差别不大；季节分布是冬季大、夏季小。夏季，高原地面反射率为 $0.15 \sim 0.3$ ，其中高原西部和柴达木盆地较大，为 $0.2 \sim 0.3$ ，藏北那曲和藏南拉萨等地较小为 $0.15 \sim 0.25$ 。冬季地面反射率比夏季大 0.03 以上。有积雪时，地面反射率可达 0.7 以上，新雪的反射率更高达 $0.8 \sim 0.9$ 。

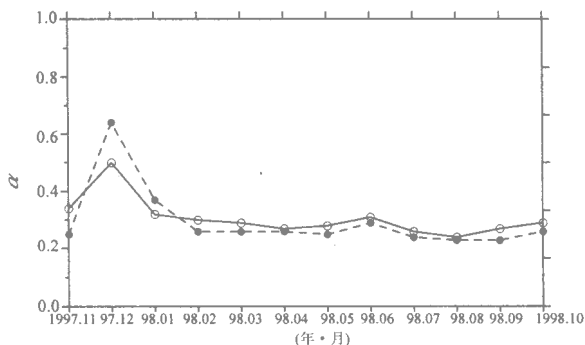


图 1.1 改则（实线）、狮泉河（虚线）地面反射率的月平均值

根据高原西部改则、狮泉河 1997 年 11 月～1998 年 10 月自动气象站（AWS）实测的辐射资料计算出两站地面反射率的年平均值为 0.3 左右，两站地面反射率的季节变化趋

势基本一致。反射率最大值出现在 1997 年 12 月，这主要是因为 1997 年冬季西藏地区发生特大雪灾，地面为积雪覆盖，反射率较大，狮泉河 12 月反射率平均值高达 0.64，改则为 0.50。最小值出现在 8 月，约为 0.23，因为此时高原西部正值雨季，土壤湿度较大，地面植被生长的缘故（图 1.1）。

地表反射率的日变化规律为：当太阳高度角较低时，地表反射率变化较大；当太阳高度角增大以后，地表反射率趋于稳定。

1.3.3 地面辐射平衡

地面辐射平衡也称地面辐射差额，表示地面接收到的太阳净辐射，即

$$R=S(1-\alpha)-E \quad (1.1)$$

式中 R 表示地面辐射平衡， S 表示太阳总辐射， α 表示地面反射率， E 表示地面有效辐射（地面放出的长波辐射与大气长波逆辐射之差）。虽然青藏高原上的太阳总辐射很大，但由于地表反射率和地面有效辐射也都很大，地面辐射平衡反而比四周小。这说明青藏高原地面热容量较小，地面热源对太阳辐射的响应比海洋和平原都要快，因此高原山谷风、高原季风等局地热力环流很明显。

高原地区地面有效辐射远大于平原地区，其地理分布为东部低、西部高。高原东部地面有效辐射的年总量为 $2484 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ ，高原西部达 $3416 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ ，超过热带沙漠的观测值（ $3348 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ ）。高原东部地面有效辐射最大值出现在冬季，夏季为小值；高原西部夏季及夏季以后的 9 月出现最大值，冬季为最小值；高原中部是冬季小，春、秋季大。

夏季高原地区，特别是雅鲁藏布河谷地面净辐射大于平原地区。而冬季由于高原地区多积雪，地表反射率较大，使地面净辐射偏小甚至出现负值。就年总量而言，由于高原大部分地区植被稀疏，冬季多积雪，地表反射率大，加之冬季高原有效辐射大，从而使高原地面净辐射的年总量偏低，成为中国大陆地面净辐射的低值区之一。

1.4 大气边界层与地气系统物理过程

1.4.1 大气边界层

由于青藏高原是一个突起的巨大陆块，高原四周的坡度又很陡（特别是北侧和南侧），高原上还存在着各种尺度的山体，因而形成复杂、多样的大气边界层，如动力边界层、热力边界层、垂直边界层和侧向边界层。一般没有必要区分动力边界层和热力边界层，因此本书的高原边界层泛指地面动力和热力扰动所能达到的垂直范围。深入了解高原边界层特征对于认识高原的动力和热力影响具有重要意义。

高原边界层的厚度按一般动力学的定义应是风向第一次与地转风重合的高度，但这里着重考虑高原的热力作用而将其定义为高原地区准定常热力性低压系统到达的高度。1979 年 QXPMEX 用准定常热力性气压系统估算出原边界层的厚度约为 $2000\sim 3000\text{ m}$ ，比平原地区边界层厚度（ $1000\sim 1600\text{ m}$ ）深厚得多，从而增大了高原的有效作用高度。1998 年 TIPEX 首次使用高分辨率探空气球（分辨率为 $50\sim 100\text{ m}$ ），探测高度达 3000 m 以上，根据当雄站的探空资料研究发现：高原边界层的厚度在 $1850\sim 2750\text{ m}$ 之间

摆动，变化幅度较大。而高原边界层厚度的时间变化规律为：夏厚、冬薄，昼厚、夜薄。边界层高度的动力学定义式为

$$H_E = \pi \left(\frac{2k}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

其中 H_E 是边界层高度， k 是湍流垂直交换系数， f 是 Coriolis 参数。显然，高原边界层高度大于平原意味着高原地区的湍流交换强度也大于平原，这种边界层特征为高原地区积云发生、发展提供了极为有利的对流条件和湍流发展环境。

高原大气边界层的显著特征还有：高原边界层低层风向、风速具有多层次变化特征（如近地层风速并不全是随高度增大）；近地层风速廓线一般满足对数规律；高原边界层中对流混合层（近中性层结、相当位温垂直梯度很弱）较深厚（约 2500 m），温度垂直分布具有较好的混合特征，但风速的垂直分布从地面到边界层顶明显增大，并没有显示出混合层的特征。对热成风方程的分析表明，高原对流边界层存在风速垂直切变的主要原因是高原上复杂的地形、地貌分布形成区域性水平温度梯度后产生的强斜压性（周明煜等，2000）高原边界层由于大气密度远小于平原地区，造成高原湍流运动的“强浮力”效应；高原深厚边界层的 Ekman 螺线摆动高度较高（在经向风 v 值为零附近摆动范围大，梯度风高度高达 2250 m。梯度风高度取第一次出现纬向风 u 值达最大、经向风 v 值相对较小的高度）以及高原边界层动力“抽吸泵”效应等（徐祥德等，2001）。

高原边界层特别是白天近地层存在明显的逆湿现象，这与沙漠地区（比湿随高度基本不变）和绿洲地区（比湿随高度递增）的地表水汽特征完全不同，但对高原逆湿形成原因

尚存不同看法。有人认为可能与下垫面长期处于干旱状态或高原特殊地形边界层的湍流输送结构、地表蒸发等有关。另有人认为高原中部西南暖湿气流与西北冷平流均较为显著，两类不同性质的平流配合可能导致高原边界层出现强稳定对流活动或强斜压状态，而低层强西南暖湿气流产生高原逆湿现象。

日出后大气不稳定层结发展迅速，午后边界层中、下层存在较强的辐合气流和强中尺度对流活动，对流云发展旺盛，但云层很低。高原及其临近地区边界层存在明显的山谷风环流。另外，高原边界层内中尺度天气系统很多，是北半球同纬度地区气压系统出现最频繁的地区。这些系统主要有 500 hPa 横切变线、500 hPa 高原主体地区的低涡、700 hPa 切变线、高原东侧的低涡（西南涡）、柴达木盆地 700 hPa 热低压以及高原北侧的小高压和南侧的小低压等。而高原不稳定近地层中的小尺度系统有浮力垂直卷流、辐合线、上升气层、柱状尘卷风、沙暴等。

1.4.2 地气系统物理过程

高原地气系统物理过程主要包括动量输送、能量输送和物质输送三方面，具体地讲指地面动量（地面拖曳作用）、热量、水分输送，地面反射率，地面辐射平衡，土壤湿度，冰川、雪盖，冻土，地面植被，地表粗糙度，地形等因子的特征及其变化对天气、气候的影响。

青藏高原东西长约 3000 km，南北宽 1000 多 km，平均海拔在 3000 m 以上，约占对流层的 1/3。它作为巨大的障碍，使得流经高原地区的气流产生强制性的绕流或爬流，作为高原上一块隆起的台地，通过边界层辐射、感热和潜热

输送形成一个高耸入自由大气中的热源强迫和热对流动力扰源。

有关近地层湍流运动特征分析表明，占中国近 1/4 面积的高原地区水平风速脉动方差平均状况接近山地的情况，这表明高原地区为大范围的强湍流运动区，高原的地形高度和复杂特征是导致水平脉动方差增大的重要原因。

研究高原影响的根本目的是要把地气间的动量、感热和潜热通量计算得更加客观、准确，而至今高原边界层的观测和研究在青藏高原气象学的分支领域中仍较薄弱，故今后要进一步加强高原边界层及高原陆面过程的观测和研究。

1.5 对流活动、云和降水

高原上空大气的不稳定层结自然会引起强烈的对流活动，即使在雨季前高原绝大部分的午后对流云频率皆在 70% 以上，最大对流活动区位于高原的东南部、喜马拉雅山脉西部和昆仑山脉。进入雨季后，对流活动更加强烈，高原绝大部分对流云频率在 90% 以上 最小区域也有 70% 高原对流活动中以积雨云(Cb)为主。因此，夏季高原可称得上全球对流活动最旺盛的地区之一。另外，冬季高原的对流活动也很可观。在地理分布上，高原西部的对流活动并不比东部少，东、西部各有一个最大垂直运动中心，对应两个对流活动中心，只不过东部的对流活动更旺盛一些。

流体力学模拟实验还显示出一个有意义的现象，就是地面加热先使低层大气出现层结不稳定，产生低层对流，将热量输送到中层大气，中层大气增温后一方面降低了低层大气的的不稳定度、抑制低层大气的对流活动，另一方面中层大气

的增温又加大了中层大气的不稳定度，使中高层产生对流，把热量输送到高层，于是中高层的层结又趋于稳定，从而抑制中高层的对流。如此反复，地面加热又重新启动上下交替的对流活动。

夏季高原的热力作用使午后的对流活动强烈发展，这种小尺度的强对流对于维持高原及其附近地区稳定的低层低压和高层高压是必不可少的。高原边界层内这种有组织的对流与边界层内地面加热产生的大涡旋有关。杨伟愚、叶笃正、吴国雄（1990）对涡度方程的计算分析表明，高原低层的辐合和高层的辐散产生的巨大的涡度制造，不能由大尺度的垂直和水平输送（非线性平流）涡度来平衡，而只能靠高原强烈的对流作用来平衡，这与热带地区和中纬带地区的涡度平衡方式有很大区别。对流活动在夏季抵消散度制造涡度的物理机制为：高原上夏季低空平均是气旋性环流，高空平均是反气旋性环流，强烈的对流上升能把低空的气旋性涡度带到高空，以抵消那里辐散制造的反气旋性涡度；而下沉气流则把高空的反气旋性涡度带到低空，以抵消那里辐合制造的气旋性涡度。从 5 月到盛夏，由于对流活动不断加强，对流活动平衡涡度的作用也越来越重要。

高原空气小，浮力异常，因此边界层湍流特征与平原地区有较大差异。而高原复杂的地形在一定背景风场条件下有利于形成上升气流，成为对流活动的助推剂。从 TIPEX 当雄站的声雷达观测资料发现高原中部存在活跃的中小尺度对流热泡，结构呈窄长状，热泡结构上升速度很大，可达 1 m/s ，两侧为对称细长的下沉带，热对流泡的生命史为 $1.2\sim 1.5$ 小时。

根据 TIPEX 现场观测资料还发现高原与东亚季风、印

度季风关键区形成。“大三角扇型”区域水汽输送特征。进一步理论研究表明，在长江流域的旱涝年份，高原和季风区水汽特征出现异常，其时空异常变化揭示出高原与季风系统成员活动的影响关系。

TIPEX 揭示的高原边界层强对流发展和维持的机制是：首先，高原地区强烈的辐射使地表具有充足的加热作用，从而使得边界层底部维持充足的热源，奠定了边界层对流产生和发展的热力基础。其次，高原地区复杂的地形、地貌使高原边界层内的风场经常具有较强的垂直切变，加强了对流混合，为对流发展提供了强大的动力基础。同时下垫面不均一造成的地面加热不均匀，使高原边界层具有较强的斜压性，有利于对流发展。另外，特定的风场在地形作用下产生的上升气流，也有利于对流发展。由此可见，高原地区强对流活动的产生和维持是诸多有利条件综合的结果。在这些条件的共同作用下，高原边界层内可以产生一系列有组织的大涡旋式的强对流活动，这些大涡旋形成的热泡在向上发展的过程中发生合并、尺度增大，对流活动也更为猛烈，达到凝结高度后可形成对流云。成云过程中凝结潜热释放更有利于对流云进一步发展，使对流云逐渐发展成对流云团，从而产生卫星云图上显示的高原“爆米花”云系（徐祥德等，2001）。

1.5.1 云状和云量

青藏高原多积状云（如积雨云、浓积云、淡积云），而少层状云，高云以密卷云和伪卷云为主，低云以层积云为主。云系演变模式特殊，一般先见到高云，接着出现低云，并且绝大多数积雨云出现时伴随降水。此外，青藏地形云也较多，如旗云等。

云底高度经常出现高云不高、低云不低的特殊形态，积雨云和层积云的云底平均高度为 1500~2500 m，高云的云底平均高度为 3800~5800 m。

分析 TIPEX 期间那曲站的雷达观测资料，发现高原中部地区对流云呈水平尺度小、垂直高度高的柱状单体结构。并且中低层强湍流或上升运动有利于高原对流云突破上层弱逆温层的“暖盖”，形成高原地区常见的“爆米花”形状的积云单体群，积云单体整体作反气旋式旋转。当积云群体经过发展、组织，形成适当规模的云系，在一定条件下可发展成深厚成熟的东移出高原的超级对流云团，有些则在高原下游地区发展成中尺度天气系统，甚至可强烈发展而成为暴雨系统。因此，高原地区是我国东部地区可造成洪涝灾害的对流云团的重要源地之一（周明煜等，2000）。

冬季，青藏高原平均总云量约为 3 成，比我国暖湿的南方地区少，但比干冷的北方地区多。夏季，青藏高原是全国云量最多的地区之一，这可能与印度季风经常爬越高原有关，并且总云量自南向北减少。

1.5.2 降水

青藏高原既有我国降水最少的地区（西藏西北部），又有我国多雨中心之一的受印度季风影响、水气充沛的藏南雅鲁藏布江下游地区，年平均降水量总的分布趋势为从东南向西北减少。绕高原一周有一个少雨带，这与高原周围的二级热力环流的补偿下沉支位置相当。在少雨带的内侧、紧靠高原的边缘，存在一个环型多雨带，它的形成与气流向高原的爬坡抬升有关。

青藏高原的降水主要出现在夏季，降水大多集中在 5~

9 月，这段时期的降水量占全年降水量的 80%~90%，干、湿季节分明。高原西部雨季的降水量很小，云量和日照的季节变化也较小。

高原降水有明显的日变化，夜雨率相当高，有“高原多夜雨”之说。这种现象与高原特别强的太阳直接辐射和高原加热的直接热力环流的日变化有关，河谷地区还与山谷风环流有关。杨伟愚、叶笃正、吴国雄（1990）通过分析高原对流活动的日变化，发现高原清晨的对流活动是比较浅薄的，深厚对流出现在下午，日变化非常显著。而高原夜间的对流云也比较旺盛，尤其是夜间云顶辐射冷却造成云上的层结不稳定，使积雨云得以发展，从而产生夜雨。

地形对高原降水的影响也很明显，降水量在一定高度范围内随海拔高度的增加而增大，到达所谓最大降水高度后，又随海拔高度的增加而减少；迎风坡的降水量明显比背风坡多，特别在夏季受西南季风影响的喜马拉雅山的南、北麓。

1.5.3 特殊天气现象

在青藏高原地区，由于存在特别强的地面湍流加热和地面动量输送，造成大气层结出现不稳定的几率增多，使青藏高原成为北半球同纬度地带雷暴、冰雹和大风的高发区。夏季由于高原低涡、切变线、低槽等系统的活动，高原上多对流性云和阵性降水天气，有时可达暴雨程度。由于高原气柱的不稳定性，使高原地区成为对流云、雷暴和冰雹的高发区。但因水汽条件差，高原对流云具有云底高度高、云块个体小、垂直伸展高等特点，它对维持夏季高原上空南亚高压环流具有十分重要的作用。冬半年高原上多干冷风，有时出现暴风雪灾害性天气。高原地区因各种不同尺度的山脉、河

谷及盆地相互交错，还形成了诸如珠穆朗玛北坡特有的一些中小尺度天气系统、冰川风、山谷风等局地环流以及珠穆朗玛峰顶的旗云等有特色的地形云。

第二章 青藏高原主要的天气系统

本章将介绍青藏高原及附近几类主要的天气系统，重点分析高原热力和动力作用的影响，总结出的高原天气系统的天气事实将作为高原大气动力学研究对象以及动力学研究结果的验证依据。

夏半年高原位于副热带高压带中，100 hPa 高空盛行强大而稳定的南亚高压，它是比北美落基山上空的高压更为强大的全球大气活动中心之一。夏季高原中部 500 hPa 层常有低涡和东西向的切变线，则高原上空常呈现“上高下低”的气压场配置。受高原主体和四周局地山系的地形强迫作用，低层的西风气流在高原西侧出现分支，从南北两侧绕流，在高原东侧汇合，结果在南（北）侧形成常定的正（负）涡度带，从而有利于产生高原北侧的南疆和河西高压，高原东侧的西南低涡。另外，在特定流场背景下因高原地形绕流的影响，还易产生高原东侧的偏南风低空急流和河西走廊的西北风低空急流。

关键词：暖涡，螺旋云带，涡眼，感热，潜热，热力适应

2.1 500 hPa 低涡

2.1.1 高原低涡的天气、气候特征

在青藏高原动力和热力作用影响下，高原上空常有低压

生成。这类低压水平尺度较小（400~500 km），属于次天气尺度或中间尺度系统，由于其气压场不如流场清楚，所以习惯称之为低涡。发生于高原主体的低涡，主要活动于 500 hPa 等压面上，因此又称为青藏高原 500 hPa 低涡。高原低涡是高原地区特有的天气系统，集中出现在高原 30~35°N 纬带内，主要产生于高原西半部，尤其是 87°E 以西，消失于高原东半部的下坡处，高原中部是过渡带，在此地带低涡生消的几率相当。

青藏高原 500 hPa 低涡可分为三类：有锋区配合的斜压涡，有冷中心或冷槽配合的冷涡，位于暖脊或暖中心附近的暖涡。前两类与处于不同发展阶段的温带气旋类似，统称为冷涡，而暖涡是青藏高原独特的产物。高原低涡多数是暖性结构（约占 2/3），多出现在盛夏；是高原天气系统研究的重点。

多数高原低涡的初始胚胎都在高原西部生成，东移到改则以东发展，多消失于高原中、东部地形下坡处。低涡对高原有很强的依赖性，常在高原中西部生成后沿切变线东移发展，到高原东缘又减弱消失，只有少数能移出高原主体，这与一般低压在下坡方生成和加强完全不同，可见它是特定季节和环流背景下，高原地区受高原下垫面热力、动力影响形成的独特产物。一般而言，高原低涡一旦离开高原，也就失去了赖以生存和发展的基础，所以真正能东移出高原的高原低涡是很少的，但应重视东移的高原低涡对西南低涡及高原外围强对流性降水的触发作用。

高原低涡平均水平尺度一般为 400~500 km，发展到最强盛时可达 600~800 km。其垂直伸展高度一般在 400 hPa 以下，最强盛时可达 400 hPa 以上。高原低涡生命史在 36

小时以上的称为发展的低涡过程，反之称为不发展的低涡过程，两者约各占一半，其中 6、7 月发展的低涡过程居多，5、8 月不发展的低涡过程居多。

高原低涡主要移动方向是向东北或东移动，并且东移中是不断加快的，平均移速为每天 4~5 个经度。高原低涡是青藏高原雨季中一个重要的降水系统。当低涡处于高原主体上空时，一般降水量不大，随着低涡东移，降水量逐渐增加。由于冷暖季节高原的热力状况和低涡形成的原因不同，卫星云图上低涡云系的结构和特征有一定差异。盛夏时低涡的螺旋结构十分明显，并且螺旋云带主要从南面向低涡中心卷入，高空的卷云也是向西南方向流出的，说明这时低涡受西南季风和高空东风气流的影响。从结构上对比，高原低涡的云型与海洋上热带气旋十分类似，表明青藏高原在某些热力性质上与热带海洋有相近之处，只是由于不像海洋上有充分的水汽供应，因而高原低涡不能像热带气旋那样强烈发展，生命史也较短。

2.1.2 高原低涡的温度场和流场结构

高原低涡在初生时对流层整层都是暖性的，低层暖心偏于低涡的西侧，400 hPa 以上暖心位置与低涡中心大体一致。低涡发展成熟后近地层变成冷性的，暖心只存在于 450~250 hPa 之间，呈现上暖、下冷结构，这可能与低涡发展引起的降水和垂直运动有关。低涡生成前期及后期具有斜压不稳定特征，低涡成熟期表现为相当正压结构。

初生高原低涡涡区 200 hPa 以下均为上升气流，最大上升速度出现在 400 hPa，成熟涡的涡心在近地层出现下沉气流。因此低涡流场的垂直结构可概括为：涡心四周在近地层

为上升，在高层转为下沉，即在近地层为向涡心的逆时针旋转的辐合气流，300 hPa 以上转为顺时针的辐散气流，这种三维气流结构与热带低压类似；而涡心近地层为下沉，上层为相对于四周弱的上升。这也与从卫星云图上看到的许多低涡有涡眼（空心）结构的事实相吻合。

高原低涡较浅薄，在 400 hPa 以下为正涡度、辐合区，涡度在 500 hPa 最强（约为 $0.8 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ），散度在 250 hPa 最强（约为 $-0.9 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ）；在 400 hPa 以上为负涡度、辐散区，在 200 hPa 最强（约为 $-1.5 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ），散度在 500 hPa 最强（约为 $0.7 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ）。涡区内整层为上升气流，上升运动在 400 hPa 附近达最大（约为 $-7.4 \times 10^{-4} \text{hPa} \cdot \text{s}^{-1}$ ）。涡区内各层均为热源，热源强度在地面最强，其中绝大部分来自积云对流及湍流感热输送，这有利于近地层暖涡的生成和东移。

2.1.3 高原低涡发生、发展的条件

与温带气旋不同，地面感热加热对高原低涡生成、发展具有重要的作用，特别对高原西部低涡更为明显。随着低涡东移，潜热加热的作用逐步占据主要地位。数值试验表明，非绝热过程对低涡的贡献占绝大部分，动力作用占一小部分；非绝热贡献中又以积云对流及湍流引起的地面热通量为主，潜热为辅；地面热通量中地面感热占绝大部分，地面蒸发占很小部分。所以，高原地面感热对高原低涡的生成起主要作用，高原动力作用（如爬流）对低涡频发也有相当贡献。

高原动力作用对高原低涡形成的贡献人们的意见比较一致，但对于高原热力作用对高原低涡的贡献看法尚有分歧，多数人认为热力作用对低涡的形成很重要，但也有人认为热力作

用不利于低涡生成，可见此问题有必要进一步研究（参见 7.5、7.6 节）。另外，高原地形高度对高原低涡的生成也影响很大，数值试验表明：当地形高度降低一半时，高原低涡将不复存在而成为印度季风槽北伸的一部分。高原下垫面的特性（如超干绝热和不稳定层结现象）使高原低涡性质及发生、发展规律更类似于热带低压而与温带气旋的差异更大一些。低涡多发生在强感热区、风速垂直切变小的正压不稳定的初始扰动上。此外，高原次级地形的动力作用（如喜马拉雅山的背风面）也对低涡多发有重要贡献。在一定的引导条件下（如对流层上层的冷槽及与之相伴的高空西风急流南移或高原东侧西南季风侵入引发的对流系统），低涡的性质和结构将发生变化（如变为冷涡或斜压涡），可使低涡移出高原，并多能引发我国东部地区一次大范围暴雨、雷暴等灾害性天气过程。

2.2 西南低涡

2.2.1 西南低涡的天气、气候特征

西南低涡是出现于我国青藏高原东南侧川西地区 700~850 hPa 等压面上一种 α 中尺度（水平尺度为 500 km）的气旋系统，平均以 700 hPa 等压面最清楚，它是青藏高原大地形和川西中尺度地形共同影响的产物。西南低涡不仅是西南地区重要的降水系统，而且在一定条件下东移发展常给西南、华东和华北等地带来暴雨、大暴雨，我国历史上许多罕见的特大洪涝灾害都与西南低涡有关。

每年平均有 120 个西南低涡发生，平均每月 7~12 次，

月际差异不大。以 3~6 月次数最多。西南低涡的源地在四川盆地附近，集中在以下两个地区，九龙、巴塘一带为主源地，称为九龙涡，四川盆地的称为盆地涡。移动性低涡占 60% 左右，但移出源地的西南涡只占总数的 30%。西南涡的移动平均每日约 5 个纬度。

西南涡是影响我国东部重要的天气系统之一，其降水具有明显的中尺度特点，它在源地附近以阴雨天气为主，东移发展时雨区扩大、雨量增大，如与其它天气系统配合，可造成大风、冰雹、雷暴等灾害性、危险性天气。夏季由于西南季风与西太平洋副高西部偏南风气流合并后北上，在高原东侧边缘常盛行西南气流，这时高原 500 hPa 等压面上常有小槽、低涡、切变线等中尺度系统东移触发西南低涡生成、发展，它维持较长时间，并多向东北方向移动。由于夏季水汽充沛，大气层结不稳定性较强，给沿途带来大雨或暴雨天气。

2.2.2 西南低涡的结构

西南涡初生时是一个浅薄的暖性低压，位于源地时在低层（850~700 hPa）强度最强。根据西南涡和 500 hPa 锋区的相对位置又可将其分为暖涡和冷涡两类。涡区一般为热源，冬季主要来自感热，夏季主要来自潜热，春、秋季感热和潜热的贡献相当。西南涡的低层为辐合流场、高层为辐散流场，整层为上升气流，最大上升速度在 500 hPa。

西南涡初生时是一种动力性暖性低压；当其发展成熟特别是西南季风侵入而产生暴雨时，它非常类似于热带气旋；当遇有冷空气从涡后侵入时，它又常诱生锋面气旋。因此，西南涡的性质和结构介于热带气旋和温带气旋之间。只有当扰动有效位能向扰动动能转化时，才能生成较强的西南低涡。

并发展东移，否则只能形成切变线或弱的西南低涡，并且很快在源地减弱、消失。

西南低涡与高原低涡生成机理的不同之处在于：低涡生成前或生成时前者的扰动动能辐合远大于后者；夏季西南低涡的生成、发展以潜热的作用为主，高原低涡的生成以地面感热为主。

2.2.3 西南低涡的形成

2.2.3.1 大地形的动力作用

高原地形影响而产生的南北两支西风气流在高原东侧形成一条辐合线（或切变线），加之受高原上东移的低值系统（低涡、低槽、切变线）影响而形成西南低涡。

根据位涡守恒原理，在山脉的背风面，气柱伸长将使相对涡度增大，有利于低压形成。因此，爬流的作用有利于西南低涡的生成。但西风气流在流经近似椭圆体的青藏高原时，绕流的分量大于爬流。绕流在高原背风面产生汇合，而低层的水平辐合有利于气旋性涡度的增大。如果考虑南北两支西风气流的汇合区与西南涡的源地相一致，要求西风风速要小，则对应春末夏初的环流形势，这可部分解释前述的西南低涡高频发期。数值试验表明，当把高原地形降低到一定程度时，西风气流主要爬越高原东行，西风分支绕流辐合现象消失，则西南低涡也不再出现。

2.2.3.2 侧向摩擦的作用

西风气流在高原南侧由于侧向摩擦作用产生气旋性涡度，在一定条件下可转变为曲率涡度，从而有利于西南低涡的形成。

2.2.3.3 中尺度地形的作用

西南季风气流被青藏高原东南角中尺度山区（云贵高原）阻挡，较高层空气越山后下沉增温，同时气柱在背风坡伸长，气旋性涡度增加，从而有利于在四川地区形成西南低涡。

2.2.3.4 地形形状的作用

地形形状可使垂直速度在水平方向分布不均匀，从而通过扭转项使水平涡度向垂直涡度转换。分析表明四川盆地的地形形状有利于气旋性涡度的增加。

2.2.3.5 非绝热加热的作用

不论冬夏，非绝热加热对扰动动能的增长都有贡献，冬季主要是感热的作用，夏季主要是潜热的作用。但有人认为动力强迫对西南低涡形成的作用比热力强迫大得多。

2.2.4 西南低涡的发展和移动

冷空气从低涡后部侵入，可使涡旋性质改变，通过系统性垂直运动，促使斜压不稳定能量释放，引起西南低涡发展。积云对流加热和潜热加热对西南低涡的发展有重要作用，特别是在夏半年。地面感热对低涡的发展也有作用，但明显小于潜热的作用。高层有强辐散也有利于低涡发展。因此，其发展机制既与斜压不稳定有关，又与第二类条件不稳定（CISK）有关。

有利于西南低涡移动的条件与其发展条件相近，具体形式为：低涡上空有强烈的辐散，有充分的水汽供应，低涡前进的方向低层有辐合、强上升运动和潜热释放，低涡南侧有强西南气流。

2.3 500 hPa 切变线

2.3.1 高原切变线的天气、气候特征

青藏高原 500 hPa 切变线是高原地区主要的降水系统之一，多出现在 5~9 月，常呈现准定常状态，其作为发生在高原地区 500 hPa 等压面上的流场切变，实际上处于高原的边界层中。按形态高原切变线可分为横切变线和竖切变线两类，其中横切变线出现次数较多；按性质又可分为冷性、暖性和冷转暖性切变线三类。切变线走向大体与地形走向平行，竖切变线的高频带与高原多雨带相对应。

2.3.2 高原切变线的结构特征

在平均流场上，横切变线反映得较清楚。切变线以北是负涡度区，正涡度中心位于切变线以南，涡度零线与切变线平行、偏于切变线以北一个纬度，因此切变线上只有弱的正涡度，而主要的上升运动位于切变线以南。

切变线两侧温度梯度很弱，而露点梯度却很大，切变线位于高温区，但并不与暖中心重合，因此，它是一个温度场分布较均匀而湿度梯度明显的系统。高原横切变线在垂直方向上是一个浅薄系统，其伸展高度一般在 400 hPa 以下。多数高原横切变线是西风带短波槽顺转演变而来，其形成初期具有明显的斜压性。

2.3.3 高原对切变线的作用

2.3.3.1 高原的动力作用

西风槽顺转是高原横切变线产生的主要形式，而西风槽的顺转与西风基流中存在着较大的经向水平风速切变有关，因此高原的动力作用是制约高原横切变线形成的主要因子。

2.3.3.2 高原的热力作用

3 月以后，高原成为热源，高原切变线出现的频次也增多，说明两者之间存在着联系。数值试验指出，高原切变线的形成与高原热力作用关系很大。高原加热场对切变线形成的贡献主要表现为：高原加热引起的经向热力环流对切变线形成的贡献；高原强大的地面湍流加热可使进入高原的冷锋锋消而蜕变为切变线。

2.3.3.3 西南季风的作用

高原雨季中，热带西南季风作为构成高原切变线的一方，对高原切变线特别是东风气流中的横切变线的形成和维持具有重要贡献。

从上面的分析可以看出高原横切变线是高原特殊地形的产物，通常稳定少动很少移出高原主体。只有在合适的环流背景下，才能南移过 30°N ，从而影响高原东南侧的四川和云贵地区，其中 6~8 月以大到暴雨居多，5~9 月以中到小雨为主。虽然绝大多数高原横切变线厚度浅薄，一般局限于 400 hPa 以下，但它却是高原最重要的降水系统之一，这与高原影响下的切变线的动力结构有关。因为切变线上空对流层整层都是上升气流，配合高原地区的不稳定层结和西南气流输送水汽，从而产生降水。高原竖切变线对高原影响的时间短，常能东移出高原，引导冷空气南下、形成冷锋云带并

与西风槽结合，对我国东部地区的天气有明显影响，特别在西南地区常引发一次大到暴雨过程。

高原切变线附近主要是对流云系，这种云系及伴随的降水具有明显的日变化，傍晚开始云带突然加强，出现直径由几十千米到二三百千米大小不等的椭圆型或称为“爆米花”型的积雨云团。高原切变线云系和降水的日变化可能与高原加热场的日变化引起的局地热力环流的日变化有关。

2.4 南亚高压（青藏高原）

2.4.1 南亚高压的气候特征

南亚高压是夏季活动于南亚地区对流层上层的副热带行星尺度环流系统，其东西宽达 180 个经度而南北跨度不足 30 个纬度，是北半球最大的大气活动中心。它的活动制约着北半球大范围天气、气候的变化。由于青藏高原对南亚高压的形成和活动具有重要影响，其中心常以青藏高原为中心做东西和南北振荡，我国不少学者称之为青藏高原高压。作为夏季亚洲季风行星尺度系统的一个成员，也有人称之为亚非季风高压。

2.4.2 南亚高压的平均结构

夏季，南亚高压位于青藏高原上空，400 hPa 以下是一个暖性低压，上层暖高压和下层暖低压的中心轴线基本上是垂直的。高原上空整个对流层都为位势不稳定。对流层的中下部是从四周流向高原的辐合气流，200 hPa 以上为从高原向外的辐散气流，整个高原几乎全为上升气流。

2.4.3 南亚高压的形成和维持

夏季南亚高压是一个热力性高压，青藏高原的非绝热加热（地面的感热加热和季风雨的潜热加热）对其形成和维持有决定性作用。朱抱真等（1984）在分析了十多年的资料后认为，南亚高压的形成多源于副热带西风带动力不稳定长波脊发展所形成的副热带动力性高压单体，当它们移动到高原上空时，强大的高原热力作用使其变性，从动力性高压转变为高空的热力性高压，而中、低空形成热低压。

夏季高原加热引起的旺盛的对流活动以及相伴随的三维气流结构是维持南亚高压涡度、水分和温度平衡的机制。高空辐散、低空辐合的散度场是维持南亚高压涡度平衡的主要因素。低空辐合带来较大的水汽流入加上地面蒸发量，与高空辐散较少的水汽流出及降水量之和相平衡，从而维持夏季青藏高原的高湿气柱。而高原地区的感热、潜热之和与气柱通过长波辐射及大型涡旋交换向外输出的热量平衡。虽然对南亚高压的成因有高原加热作用和西风带长波调整等不同看法，但夏季青藏高原热力作用是南亚高压在青藏高原上空形成和维持的根本原因。

根据数值模拟的结果，吴国雄等（1997）提出“感热气泵”的概念，认为春夏季高原表面感热输送造成了低层气流向高原地区的辐合，形成夏季高原上空强烈的上升运动，由此造成的降水凝结潜热加剧了上升运动及高空的辐散，从而维持着高原上空的高压。进一步，吴国雄等（2001）提出青藏高原的“热力适应”的理论，认为高原上空非绝热加热的垂直分布不均匀是形成近地层浅薄热低压和中高层深厚的青藏高原高压的重要因素。而李伟平等（2001）的数值试验结果表

明，高原表面感热输送显著加强了高原近地层气柱中正涡度的制造和气旋性环流，同时增强了高原上空气柱中负涡度的制造和反气旋性环流。而高原表面摩擦拖曳虽然使得低层辐合略有增加，但施加给整层气柱以反气旋性涡度。因此，高原表面的感热输送和表面摩擦拖曳对夏季青藏高原高压都有增强的作用。

2.4.4 南亚高压的振荡

南亚高压强度、位置的年际变化表现为准三年周期振荡。夏季，南亚高压中心存在一种东西向的位移，称为南亚高压的东西振荡。高原热源不仅对南亚高压的形成有贡献，而且对其东西振荡也有重要作用，当然动力强迫过程如大尺度环流调整也有重要贡献。

南亚高压的东西振荡导致我国各地晴雨天气也随之变化，因此南亚高压与中国天气、气候的分布有密切关系。另外，它还与日本、印度等地的天气以及台风活动、高原低涡、高原切变线、西太平洋副高活动也有联系。

关于南亚高压准周期振荡的物理机制，陶诗言、朱福康（1964）首先提出了南亚高压围绕高原东西振荡及其与长波调整的关系。朱抱真等（1984）利用一个准地转两层模式，从强迫扰动和自由扰动相互作用对基本气流影响出发，认为这种振荡机制可能是大地形和热源所形成的静止性超长波和瞬变性斜压移动波非线性相互作用的结果。

第三章 青藏高原大气动力学基础

在这一章里，我们将用较大篇幅讨论用动力学方法研究青藏高原大气所涉及的一些基本问题，这些问题构成了用动力学观点和方法研究青藏高原大气运动的理论基础。首先是诸如坐标系和方程组的选取、方程组的简化、动力学下边界条件的处理等；然后介绍一些国内外比较新的、可用于高原大气研究的诊断方法和动力学分析方法；最后，简单评述一下与动力学研究密切相关的数值模式方法在青藏高原地区应用的基本情况、遇到的主要困难。

关键词：垂直坐标，湿位涡，倾斜涡度发展，大圆理论，非线性波动分析，地形处理

3.1 坐标系和基本方程组

3.1.1 局地直角坐标系

对于中低纬度、水平尺度不超过地球半径的大气运动，可采用局地直角坐标系（也称 z 坐标系）来研究。这种坐标系中大气方程组和边界条件的数学形式的复杂程度比较适中，不受特别的气象条件限制，但方程组显含大气密度 ρ 且该量又不能直接测量，必须对其进行一定的假设。如果大气运动是中小尺度强对流天气系统，此时经常采用的静力平衡近似不再成立，则宜用 z 坐标系。该坐标系中大气方程组

式为

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (3.10)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} \quad (3.11)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\rho} g \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \quad (3.14)$$

$$\rho' = -\rho \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \quad (3.15)$$

以上方程组已线性化，式中各速度分量（虽然没有扰动量标志“'”）应理解为扰动速度。连续方程（3.13）式为不可压缩形式，对深厚（层）运动若考虑密度层结，则连续方程应采用

$$\frac{d\rho'}{dt} - \frac{N^2}{g} w = 0 \quad (3.16)$$

3.1.2 气压坐标系

在大气满足静力平衡的条件下，可采用以气压为垂直坐标的所谓气压坐标系（也称 p 坐标系或等压面坐标系）。该坐标系适用于等压面分析，可直接利用等压面上的观测资料；方程组不显含密度（其影响隐含在等压面位势变化中），从而减少了一个因变量；连续方程形式简单；已滤除了垂直

声波。但上述优点是以复杂的下边界条件为代价换取的，即 p 坐标系不能严格给出下边界条件，很难考虑地形的影响。

忽略摩擦作用的 p 坐标系方程组为

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + F_x \quad (3.17)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + F_y \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} - S_p \omega = \frac{\mathcal{Q}}{c_p} \quad (3.21)$$

其中

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad (3.22)$$

式中

$$S_p = -T \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = \frac{RT}{pg} (\gamma_d - \gamma) \quad (3.23)$$

称为静力稳定度参数，它与其它形式的稳定度参数 σ_s 、 c_α^2 和 N^2 等的关系为

$$\sigma_s = \frac{R}{p} S_p = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = \frac{c_\alpha^2}{p^2} = \frac{R^2 T}{gp^2} (\gamma_d - \gamma) \quad (3.24)$$

$$c_a^2 = \frac{R^2 T}{g} (\gamma_d - \gamma) = \frac{R^2 T^2}{g^2} N^2 \quad (3.25)$$

$$N^2 = g \frac{\partial \ln \theta}{\partial z} = \frac{g}{T} (\gamma_d - \gamma) \quad (3.26)$$

如果垂直坐标取为气压与地面气压之比, 即 $\sigma = p/p_s$, 则称为 σ 坐标系, 可看作是 p 坐标系的变形。虽然此坐标系的边界条件非常简单, 下边界处 $\sigma=1$, 上边界处 $\sigma=0$, 似乎适用于研究复杂地形问题, 但由于其问题本身的复杂性转移至方程组, 所以在进行动力学研究时很少采用这种坐标系, 而多用于数值模式。

3.1.3 对数压力坐标系

为综合 z 坐标系和 p 坐标系的优点, 我们可设计一种称为对数压力坐标系的坐标系, 其垂直坐标取为

$$z^* = -H \ln \frac{p}{p_0} \quad (3.27)$$

式中 p_0 为标准参考气压, 一般取为 1000 hPa。 H 为均质大气高度, $H=RT_0/g$ 。 T_0 是全球大气平均温度。在 $T=T_0$ 的等温大气中, $z^*=z$; 在非等温大气中, $z^* \approx z$ 。在对数压力坐标系中, 除密度不直接在运动方程和连续方程出现外, 静力稳定度参数在对流层随高度几乎不变。在这种坐标系中, 大气运动的原始方程组为

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + F_x \quad (3.28)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} + F_y \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (3.36)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3.37)$$

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{\mathcal{Q}}{c_p T} \quad (3.38)$$

式中 v_r 为径向速度, v_θ 为切向速度, 个别微商为

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad (3.39)$$

3.1.5 球坐标系

对于规模很大 (水平尺度超过地球半径) 的大气运动, 必须考虑地球曲率对大气运动的影响, 则需采用球坐标系, 相应的方程组为

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \operatorname{tg} \varphi}{r} + \frac{uw}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \cos \varphi \partial r} + f_v - \tilde{f}_w + F_\lambda \quad (3.40)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \operatorname{tg} \varphi}{r} + \frac{vw}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \varphi} - f_u + F_\varphi \quad (3.41)$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{u^2 + v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - g + \tilde{f}_u + F_r \quad (3.42)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left[\frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial (v \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial (wr^2)}{r^2 \partial r} \right] = 0 \quad (3.43)$$

$$c_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} = \mathcal{E} \quad (3.44)$$

其中

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{r \cos \varphi \partial \lambda} + v \frac{\partial}{r \partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial r} \quad (3.45)$$

3.2 尺度分析和方程组简化

大气运动的尺度不同，其基本特征就会不一样，因此描写不同尺度运动的方程组也应不同。对大气运动可根据尺度（规模）进行分析，寻求控制大气运动各种因子的特征尺度之间的关系，分析运动的基本性质，并给出相应的简化方程组的作法称为尺度分析法。依据水平尺度可以很方便地对大气运动进行分类（表 3.1）。

表 3.1 大气运动尺度及分类

水平尺度(km)					
10000	2000	200	20	1	
行星尺度	天气尺度 (大尺度)	中间尺度 (次天气尺度)	中尺度	小尺度	微尺度
超长波	长波	锋面	飑线	积雨云	尘卷
副热带	温带气旋	高原低涡	背风波	龙卷	热旋风
反气旋	温带反气旋	西南低涡	低空急流		边界层
度		热带气旋类低涡 (TCLV)	雷暴		涡动
			晴空湍流 (CAT)		
低 热带辐合	云团	热带气旋类低涡	积云对流 群	积云对 流单体	边界层 涡动
纬 带					
度 东风波	热带气旋				
100	10	5	1	0.1	

3.2.1 z 坐标系大气运动的简化方程组

z 坐标系中, 大尺度运动的一级简化方程组, 也称非平衡方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_v \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f_u \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3.48)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3.49)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + (\gamma_d - \gamma) w = 0 \quad (3.50)$$

3.2.2 p 坐标系大气运动的简化方程组

p (又称等压面或气压) 坐标系中, 忽略摩擦的大气运动方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f_v \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - f_u \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma_s \omega = -Q \quad (3.54)$$

其中 $\sigma_s = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = \frac{R^2 T (\gamma_d - \gamma)}{g p^2}$ 是层结稳定度参数。

$Q = \frac{R \mathcal{Q}}{c_p p}$, $\mathcal{Q}$ 是单位质量空气的非绝热加热率。

3.3 动力学诊断分析方法及进展

3.3.1 Q 矢量

在诊断分析垂直运动场时，常用到准地转 ω 方程。但在实际应用中存在两个难题：（1）需要用到多层资料；（2） ω 方程中两项强迫项往往是相互抵消的，即所谓“大量小差”问题，不易计算准确。根据大气运动的流场和温度场要维持热成风平衡的特点，可定义一个矢量

$$\vec{Q} = Q_x \vec{i} + Q_y \vec{j} \quad (3.55)$$

式中

$$Q_x = -f_0 \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial \ln p} \cdot \nabla \mathbf{v}_g = -R \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial x} \cdot \nabla T \quad (3.56)$$

$$Q_y = -f_0 \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial \ln p} \cdot \nabla u_g = -R \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial y} \cdot \nabla T \quad (3.57)$$

故 Q 矢量完全可由位势场和温度场确定，并只与平流过程有关，它对热成风平衡起破坏作用。用 Q 矢量可推出另一种形式更为简单的准地转 ω 方程

$$(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma_s} \frac{\partial^2}{\partial p^2})\omega = -\frac{1}{p\sigma_s} \nabla \cdot \vec{Q} \quad (3.58)$$

其中 $\sigma_s = RS_p/p$ 。由 3.58 式可知 ω 与 Q 矢量的散度成正比，因此 Q 矢量辐散区有下沉运动， Q 矢量辐合区有上升运动。

利用 3.58 式计算 ω 的优点有：（1）强迫项只有一项，有利于提高计算准确度；（2）只要有一层位势和温度场资料，就可计算 Q 矢量的散度，从而诊断 ω 场。

3.3.2 E-P 通量和无加速原理

对于大气长波系统，可引入一个矢量 $\vec{F}$ ，它在 y 、 p 方向上的分量分别为

$$F_y = -\overline{u'v'}, \quad F_p = \frac{f}{\sigma} \overline{v' \frac{\partial \phi'}{\partial p}} \quad (3.59)$$

一般称此矢量为 Eliassen-Palm 通量，简称 E-P 通量。则对准地转、准定常的绝热无摩擦波动，在基本气流不随时间变化时，波动 E-P 通量的散度为零（无辐合辐散），即

$$\nabla \cdot \vec{F} = 0 \quad (3.60)$$

此式称为 Eliassen-Palm 定理。而对于非定常并受外界非绝热加热和摩擦强迫的波动，有广义 Eliassen-Palm 定理

$$\nabla \cdot \vec{F} = \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}\right)^{-1} \left(\overline{qs^*} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \overline{q^2}\right) \quad (3.61)$$

其中 s^* 表示非绝热加热和摩擦的作用， q 为准地转位势涡度，

表示为

$$q = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{f}{\sigma_s} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \quad (3.62)$$

进一步，可定义所谓波作用量或波作用密度 A ，表示为

$$A = \frac{q^2 / 2}{\partial q / \partial y} \quad (3.63)$$

在不考虑外界强迫时，(3.62)式化为

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{F} = 0 \quad (3.64)$$

此式称为波作用量守恒方程。当基本气流具有切变但不随时间变化时，定常波动的 E-P 通量的散度等于零。反之，如果 E-P 通量如有辐合或辐散，则基本气流将随时间变化。在准地转近似下，描述平均基本气流变化的运动方程、连续方程和绝热方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} - f \overline{v^*} - \overline{D} = \nabla \cdot \vec{F} \quad (3.65)$$

$$f \frac{\partial U}{\partial p} - R \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} = 0 \quad (3.66)$$

$$\frac{\partial \overline{v^*}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\omega^*}}{\partial p} = 0 \quad (3.67)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{\omega^*} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial p} - \overline{Q} = 0 \quad (3.68)$$

其中 $\bar{D}$ 和 $\bar{Q}$ 分别表示摩擦和非绝热加热的作用, $\bar{v}$ 和 $\bar{\omega}^*$ 称为余差平均径向环流, 它们的表达式分别为

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial}{\partial p}(\bar{v}\theta / \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}) \quad (3.69)$$

$$\bar{\omega}^* = \bar{\omega} - \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}\theta / \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}) \quad (3.70)$$

(3.65)~(3.68) 式通常称为变换后的 Euler 平均方程组, 从中可见, E-P 通量散度是引起平均环流变化的外源强迫。如果 $D=Q=0$, 且 $\nabla \cdot \vec{F}=0$, 则有 $v^* = \omega^* = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial t} = 0$ 。这表明: 若大气运动不受非绝热加热和摩擦作用的影响, 当 E-P 通量散度等于零时, 基本气流无加速度, 这条结论称为 Charney-Drazin 无加速原理。如果 E-P 通量矢是辐散的, 西风气流则要加速; 如果 E-P 通量矢是辐合的, 西风气流则要减速。因此, 可以利用 E-P 通量的散度来了解平均流场的变化。

3.3.3 动能平衡方程

强烈的天气系统往往伴随着局地风速的急剧变化, 因此了解动能的来源和消耗机制对研究天气系统的发生、发展十分重要。有限区域水平动能的平衡方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial t} = & -\frac{1}{Ag} \iint_A \int_p \bar{V} \cdot \nabla \phi \, dp dA - \frac{1}{Ag} \iint_A \int_p \nabla \cdot k \bar{V} \, dp dA - \\ & \frac{1}{Ag} \iint_A \int_p \frac{\partial k \omega}{\partial p} \, dp dA + R \end{aligned} \quad (3.71)$$

式中 $K = \frac{1}{Ag} \iint_A \int_p k dp dA$, 代表区域的平均动能, A 为有

限计算区域的面积, k 为单位质量空气的水平动能。上式左侧表示区域平均动能的变化, 右侧第一项为动能制造项, 正值表示空气质点穿越等高线从高位势区向低位势区运动时, 位势梯度力作正功, 动能增加; 反之, 该项为负值时, 消耗动能。第二项为动能的水平通量散度项, 第三项为动能的垂直通量散度项。第四项为余差项, 包含摩擦耗散、次网格尺度效应以及计算误差等因素。

3.3.4 湿位涡方程和位势散度方程

位势涡度 (简称位涡) 是描述大气动力和热力性质的综合物理量, 为研究位涡变化与暴雨发展的关系, 通常对包含水汽凝结潜热作用的 (湿) 位涡进行诊断分析。定义这里的

(湿) 位涡为湿静力稳定度 $\Gamma = \frac{\partial \theta_{se}}{\partial P}$ 和等压面绝对涡度

$\zeta_a = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f$ 的乘积, 对于绝热、无摩擦的大气运动,

它是一个守恒量。根据涡度方程和略去凝结和蒸发的热力学方程, 可得 p 坐标系的 (湿) 位涡方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\Gamma \zeta_a})}{\partial t} = & -\nabla \cdot (\overline{\vec{V} \Gamma \zeta_a}) - \frac{\partial(\overline{\omega \Gamma \zeta_a})}{\partial p} + \\ & -\overline{\zeta_a} \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} \cdot \nabla \theta_{se} - \overline{\Gamma} \left(\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial x} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} - \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right) - \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(M_c \bar{\zeta}_a)}{\partial p} - \frac{\zeta_a}{c_p} \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \bar{H}_R \right] + \bar{\Gamma} \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) - \bar{\Gamma} \left(\frac{\partial M_c}{\partial x} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} - \frac{\partial M_c}{\partial y} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right) \quad (3.72)$$

式中 $\bar{(\quad)}$ 为网格尺度的水平空间平均, $\bar{\Gamma}$ 为平均的湿静力稳定度, 单位为 $1/\text{hPa}$, $\bar{H}_R$ 为平均的单位质量空气的辐射加热率, 单位为 $1/\text{d}$, M_c 表示积云质量通量, 单位为 $1/\text{s}$ 。(3.72) 式的左端为 (湿) 位涡的局地变化项, 其值取决于右端 8 项的综合结果, 依次为位涡通量的水平散度、位涡通量的垂直散度、风垂直切变及假相当位温梯度的影响、网格尺度运动的扭转效应、次网格尺度积云质量通量引起的位涡垂直输送、辐射的垂直差异效应、摩擦效应、风垂直切变及积云质量通量侧向差异的影响。显然, 较强的负 (湿) 位涡值与暴雨相联系。

同样, 可定义位势散度

$$\Gamma D = -\frac{\partial \theta_{se}}{\partial p} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3.73)$$

因此, 当低层辐合同时层结不稳定即出现正的位势散度时, 有利于降水发生。根据涡度方程和非绝热的热力学方程, 可得 p 坐标系的位势散度方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Gamma D)}{\partial t} = & -\vec{V} \cdot \nabla(\Gamma D) - \omega \frac{\partial(\Gamma D)}{\partial p} + \\ & \Gamma [2J(u, v) - \beta u - \nabla^2 \phi + f_\zeta + \nabla \cdot \vec{F}_D] + \\ & (D \nabla \theta_{se} - \Gamma \nabla \omega) \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} - D \frac{\partial Q_T}{\partial p} \end{aligned} \quad (3.74)$$

其中 F_D 为摩擦力, Q_T 为除凝结加热以外的非绝热项。

3.3.5 全型垂直涡度方程和倾斜涡度发展

垂直涡度的急剧发展常伴有剧烈的灾害天气。经典的(垂直)涡度方程具有明显的平面特征和动力学特征。大量天气实践表明:稳定度的变化、斜压性的改变以及与风的垂直切变相关的高、低空急流的发展,常与涡度发展相联系。但这些热力学项并不直接出现在经典的涡度方程中,从而使其应用受到限制。Ertel 从干空气的大气方程组得到 Ertel 位涡守恒方程,吴国雄等引入水汽方程导出饱和湿空气的位涡方程。位涡方程的显著特征是三维空间性,并包含热力因子的影响。进一步考虑摩擦耗散和非绝热加热的作用,吴国雄等

又得到全型的垂直涡度倾向方程 ($\theta_z \neq 0$)

$$\begin{aligned} \frac{d\zeta_z}{dt} + \beta v + (f + \zeta_z) \nabla \cdot \vec{V} = & -\frac{1}{\alpha \theta_z^2} [(P_E - \xi_s \theta_s) \frac{d\theta_z}{dt} + \\ & \xi_z \theta_s \frac{d\theta_s}{dt} + \theta_z \theta_s \frac{d\xi_s}{dt}] + \frac{1}{\theta_z} \nabla \theta \cdot \vec{F}_\zeta + \frac{1}{\theta_z} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla Q \end{aligned} \quad (3.75)$$

式中 $\vec{\zeta}_a = \nabla \times \vec{V} + 2\vec{\Omega}$ 为绝对涡度矢, α 为比容, $P_E = \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta$ 为 Ertel 位涡, $\xi_a = \alpha \xi_s$ 称为比绝对涡度。上式左端第 2、3 项表示动力因子对垂直涡度发展的贡献,右端是热力因子(静力稳定度 $\frac{d\theta_z}{dt}$ 的变化,大气斜压性的改变 $\frac{d\theta_s}{dt}$, 风垂直切变的发展 $\frac{d\xi_s}{dt}$ 、摩擦耗散 $\vec{F}_\zeta$ 和非绝热加热 Q 对垂直涡度发展的贡献。当等熵面呈水平分布时, $\theta_s = 0$, 则在绝热、无

摩擦的情况下有

$$\frac{d}{dt}[\alpha(f + \zeta_z)\theta_z] \equiv 0 \quad (3.76)$$

这就是 Rossby 位涡（或称为等熵位涡）守恒方程，可见它是全型垂直涡度方程的特例。当 θ 面出现倾斜时，水平涡度的适当分布可诱发垂直涡度的强烈发展，则这类以 θ 面倾斜为前提的垂直涡度发展定义为倾斜涡度发展（Slantwise Vorticity Development，简称 SVD）。数值模拟表明：当 θ 面非常陡立时，SVD 发展可以十分急剧，比水平散度项引起的涡度发展大一个量级以上。因此，SVD 是强烈天气发展的一种重要机制。

忽略垂直运动的水平变化，在绝热、无摩擦条件下， p 坐标系中湿空气的涡度守恒，即

$$MPV = -g(\zeta + f)\frac{\partial\theta_e}{\partial p} + g\frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial\theta_e}{\partial x} - g\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial\theta_e}{\partial y} = \text{const.} \quad (3.77)$$

式中 θ_e 是相当位温。若将 MPV 分解为正压项和斜压项，则分别有

$$MPV1 = -g(\zeta + f)\frac{\partial\theta_e}{\partial p} \quad (3.78)$$

$$MPV2 = g\frac{\partial v}{\partial p}\frac{\partial\theta_e}{\partial x} - g\frac{\partial u}{\partial p}\frac{\partial\theta_e}{\partial y} \quad (3.79)$$

垂直涡度增长的充分条件为： $MPV2 / \frac{\partial\theta_e}{\partial p} > 0$ 。因此，

在对流不稳定大气中， $\frac{\partial\theta_e}{\partial p} > 0$ ，只有 $MPV2 > 0$ ，垂直涡度才

能得到较大增长；在对流稳定大气中， $\frac{\partial\theta_e}{\partial p} < 0$ ，只有

$MPV2 < 0$ ，垂直涡度才能得到较大增长。也就是说垂直涡度的发展可在对流不稳定大气中发生，也可以在对流稳定大气中发生， θ_e 面的陡立是倾斜涡度发展的重要条件。

更加全面地分析可知，在诱发 SVD 的过程中，风垂直切变、稳定度和斜压性的影响不是孤立的，三者可结合成一个天气指示意义明显的综合热力参数 $C_r = \frac{\xi_s \theta_s}{\theta_z}$ 加以考虑。

沿倾斜等熵面下滑的气块，当综合热力参数 C_r 减小时，其垂直涡度将发展。

3.3.6 条件对称不稳定的分析计算

对流稳定度的分析计算，对于强对流天气预报很重要，它是对流发展的必要条件，但不是充分条件。有时大气对于垂直位移是对流稳定的，对于水平位移是惯性稳定的，但对于倾斜位移仍可能是产生不稳定，由此导致倾斜对流的发生发展。研究这种倾斜对流发生发展的理论称为对称不稳定理论。对称不稳定是除 Kelvin-Helmholtz 不稳定（简称不稳定）之外的另一类与基本气流状态有关的惯性重力波的不稳定，因此对称不稳定是中尺度大气运动发展的一种强迫机制。对称不稳定的判据分以下几类。

在静力平衡条件下，为

式中 θ_s 为 θ_s 数， θ_z 为绝对涡

度。由于通常 $\eta > f$ ，所以 (3.80) 式可简化为

$$R_i < 1 \quad (3.81)$$

如果此时大气层结是稳定的，对称不稳定判据也可写成

$$q < 0 \quad (3.82)$$

式中 $q = (f + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}$ 是基本气流的位涡。

在绝热、无摩擦的非静力平衡大气中，干空气的对称不稳定判据为

$$q = N^2 F^2 - S^4 < 0 \quad (3.83)$$

式中 $F^2 = f(f + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x})$, $S^2 = f \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}$, $N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ 。对于

潮湿大气，初始对称稳定的大气由于潜热释放而变为对称不稳定的现象称为条件对称不稳定 (CSI)。处于饱和大气中的二维气流的条件性对称不稳定判据为

$$q_w = N_w^2 F^2 - S_w^2 S^2 < 0 \quad (3.84)$$

式中 $S_w^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}_w}{\partial x}$, $N_w^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}_w}{\partial z}$ 。对于绝热、无摩擦的大气，

位涡是守恒的，所以对称不稳定不太可能产生；当有非绝热或其它作用时才可能产生对称不稳定，此时三维大气运动中湿球位温 θ_w 的变化仅决定于潜热之外的非绝热加热。Benetts 和 Hoskins 从整层抬升达到饱和、通过饱和环境中的微小位

移来分析、评估大气的不稳定性，这种分析计算 CSI 的方法称为二元法，由此得到条件对称不稳定判据为等压面上的湿位涡小于零，这里的湿位涡 MPV 定义与 3.3.5 节类似，可表示为

$$MPV = -\vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta_e \quad (3.85)$$

上式展开，并假定为地转气流，再略去垂直运动和相对 y 的变化项 可得

$$MPV = g \left(\frac{\partial M_g}{\partial p} \frac{\partial \theta_e}{\partial x} - \frac{\partial M_g}{\partial x} \frac{\partial \theta_e}{\partial p} \right) \quad (3.86)$$

式中 M_g 为绝对地转动量。因此，在大气是对流稳定

的条件下，如果 $M_g > 0$ ，则大气是条件对称不稳定的，即在等压面上，绝对涡度为负值的地方是条件对称不稳定区。

综合分析 中的 项表明：在中性和弱对流稳定大气中，容易出现条件对称不稳定(CSI)。进一步，由于 CSI 的释放需要具有抬升机制的饱和环境（相对湿度超过 80%），因而在暖锋或准静止锋附近，有利于出现条件对称不稳定引起的中尺度雨带。

3.3.7 Ekman 抽吸和旋转减弱

一般大气边界层的厚度虽然只占对流层的 $1/10 \sim 1/15$ （高原边界层的厚度可占到 $1/5$ ），但它对大气运动具有重要的影响。实际大气中，边界层与其上自由大气之间的水汽、热量和动量的交换表现为多种方式，既有定常情况下的缓慢交换（如湍流扩散），也有短时间的剧烈交换过程（如不稳

定情况下的对流，系统性垂直运动引起的交换），还有边界层内的摩擦作用通过一个强迫的二级环流迅速、直接影响自由大气，从而使天气尺度涡旋的涡度减弱的过程，动力学上称之为旋转减弱。这种二级环流的直接传送作用远大于湍流粘性本身的扩散作用，它加强了边界层与自由大气间的各种通量交换。

二级环流直接传送作用的大小可用边界层顶的垂直速度表示为

$$w_E = \frac{1}{2} h_E \zeta_g = \left(\frac{k}{2f} \right)^{\frac{1}{2}} \zeta_g \quad (3.87)$$

式中 ζ_g 是地转风涡度， h_E 称为 Ekman 标高（相当于 Ekman 层厚度的 $1/\pi$ ）， k 是湍流系数， w_E 也称为 Ekman 抽吸速度，表示 Ekman 抽吸（泵）或二级环流垂直分支的强度。该式也建立了边界层与自由大气的联系，可作为边界层与自由大气的衔接条件，也常作为动力学分析或数值模式中自由大气的下边界条件。

而边界层内的摩擦作用使自由大气中大（天气）尺度正压涡旋的涡度减弱规律可表示为

$$\zeta_g = \zeta_{g0} e^{-\sqrt{fk/2H^2} t} \quad (3.88)$$

式中 ζ_{g0} 是涡旋的初始涡度值， H 是对流层顶高度。如果把涡度减弱到初始涡度值的 $1/e$ 所需的时间定义为旋转减弱时间，则有

$$t_E = H \sqrt{\frac{2}{fk}} \quad (3.89)$$

3.3.8 球面上罗斯贝波的经向频散——大圆理论

由于引进了 β 平面近似，罗斯贝波经向传播和频散问题的讨论受到限制。若考虑地球球面的几何性质，且考虑纬向气流随纬度改变，则球面上非均匀罗斯贝波的特性将与 β 平面上的非均匀罗斯贝波有很大的区别。下面我们基于 Hoskins 和 Karoly (1981) 的工作来讨论此问题。

球面上正压、水平无辐散的涡度方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{a \cos \varphi \partial \lambda} + v \frac{\partial}{a \partial \varphi} \right) (\zeta + f) = 0 \quad (3.90)$$

设

$$u = \bar{u}(\varphi) + u', \quad v = v'$$

则线性化后的涡度方程为

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \zeta'}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \left(\frac{2\Omega \cos \varphi}{a} + \frac{\partial \bar{\zeta}}{a \partial \varphi} \right) v' = 0 \quad (3.91)$$

其中

$$\begin{cases} \bar{\zeta} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial (\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi} \\ \zeta' = \frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{\partial (u' \cos \varphi)}{\partial \varphi} \right) \end{cases} \quad (3.92)$$

由于水平无辐散，可引入流函数 ψ ，则有

$$u' = -\frac{\partial \psi}{a \partial \varphi}, \quad v' = \frac{\partial \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda} \quad (3.93)$$

而

$$\zeta' = \frac{1}{a^2 \cos \varphi} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi} \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2}{\cos \varphi \partial \lambda^2} \right) \psi = \tilde{\nabla}^2 \psi \quad (3.94)$$

其中 $\tilde{\nabla}^2$ 是球面上拉普拉斯 (Laplace) 算子。故线性化涡度方程可写为

$$\frac{\partial \tilde{\nabla}^2 \psi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \tilde{\nabla}^2 \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \left(\frac{2\Omega \cos \varphi}{a} + \frac{\partial \bar{\zeta}}{a \partial \varphi} \right) \frac{\partial \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda} = 0 \quad (3.95)$$

为讨论方便起见, 采用麦卡托 (Mercator) 投影坐标, 令

$$\begin{cases} x = a\lambda \\ y = a \ln[(1 + \sin \varphi) / \cos \varphi] \end{cases} \quad (3.96)$$

则有

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial y}$$

$$\tilde{\nabla}^2 = \frac{1}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$$

$$\cos \varphi = \operatorname{sech}(y/a)$$

$$\sin \varphi = \tanh(y/a)$$

于是 (3.95) 式可写为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_M \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \bar{\beta}_M \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (3.97)$$

其中

$$\bar{u}_M = \frac{\bar{u}}{\cos \varphi}$$

$$\bar{\beta}_M = \frac{2\Omega}{a} \cos^2 \varphi + \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} = \frac{2\Omega}{a} \cos^2 \varphi - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} - \frac{\partial (\cos^2 \varphi \bar{u}_M)}{\partial y} \right)$$

u_M 、 β_M 是表征介质非均匀性的两个参数。假定 u_M 、 β_M 仅是 y 的缓变函数，就可用 WKBJ 方法求方程 (3.97) 式的波包解。令

$$\psi = A(X, Y, T) e^{i\theta(x, y, t)} \quad (3.98)$$

θ 为位相。可得频率方程

$$\omega = \bar{u}_M k - \frac{\bar{\beta}_M k}{k^2 + l^2} \quad (3.99)$$

则群速度为

$$\begin{cases} c_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega}{k} + \frac{2\bar{\beta}_M k^2}{(k^2 + l^2)^2} \\ c_{gy} = \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2\bar{\beta}_M kl}{(k^2 + l^2)^2} \end{cases} \quad (3.100)$$

注意到频率方程 (3.99) 式的特点，有

$$\frac{D_g k}{DT} = 0, \quad \frac{D_g \omega}{DT} = 0 \quad (3.101)$$

其中

$$\frac{D_g}{DT} = \frac{\partial}{\partial T} + c_{gx} \frac{\partial}{\partial X} + c_{gy} \frac{\partial}{\partial Y}$$

即波数 k 和频率 ω 在以群速度传播的过程中保持不变。

由于基本气流定常，波作用量 A 守恒，即有

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial X}(Ac_{gx}) + \frac{\partial}{\partial Y}(Ac_{gy}) = 0 \quad (3.102)$$

其中

$$A = \frac{\tilde{E}}{\omega/k - u_M} \quad (3.103)$$

而 E 为波动能量密度，此情形下

$$\tilde{E} = \frac{(k^2 + l^2) |A_0|^2}{2} \quad (3.104)$$

利用几何光学中波射线的跟踪理论，可以较方便地讨论球面罗斯贝波经向频散的问题。波射线或射线路径是这样的一条曲线，其上各点的切线方向就是群速度矢量的方向。波射线或射线路径也可以理解为一个以群速度运动的质点所通过的路径。由于群速度是波包或波动能量传播的速度，因而所定义的波射线或射线路径，自然也就是波活动中心或能量传播的路径。由波射线的定义，有波射线方程

$$\frac{dY}{dX} = \frac{C_{gy}}{C_{gx}} \quad (3.105)$$

若求出波射线，则可知罗斯贝波的频散性质。

现讨论静止罗斯贝波的频散性质。对于静止波， $\omega=0$ ，波射线方程变为

$$\frac{dY}{dX} = \frac{C_{gy}}{C_{gx}} = \frac{1}{k} \quad (3.106)$$

由 (3.101) 式的第一式可知，沿波射线 k 为常值，因而射线与纬圈的交角随 l 而变化。令静止波数为 K_s ，则

$$K_s^2 = k^2 + l^2 \quad (3.107)$$

因 $\omega=0$ ，所以由频率方程 (3.99) 式可得

$$K_s^2 = \frac{\bar{\beta}_M}{u_M} \quad (3.108)$$

由群速度表达式 (3.100) 式可知， $\omega=0$ 时的群速度为

$$C_g = \sqrt{C_{gx}^2 + C_{gy}^2} = 2 \frac{k}{K_s} \bar{u}_M \quad (3.109)$$

即群速度为基本气流速度 u_M 在射线方向分量的两倍。

为了更清楚地说明问题，我们设想在某一纬度上有一定常扰源。显然，若纬向波数 $k^2 > K_s^2 = \bar{\beta}_M / \bar{u}_M$ 时，有 $l^2 < 0$ ，这意味着这种波动在源地附近经向的方向上是被“拦截” (trapped) 了，即不能沿经向传播，只有 $k^2 < K_s^2$ 时，才能从源地向外传播。而 $k^2 < K_s^2$ 时，将产生两条射线，分别与两种可能的经向波数 $l \pm (K_s^2 - k^2)^{1/2}$ 相对应，由于

$$C_{gy} = \frac{2\bar{\beta}_M k l}{(k^2 + l^2)^2} \quad (3.110)$$

因此，取正号对应于向极地传播，取负号对应于向赤道传播。若起始时波动向东北方向传播 ($l > 0$) 因 $D_g k/DT=0$, $D_g \omega/DT=0$, 所以纬向波数 k 和频率 ω 在射线路径上为常值，但波传播中经向波数 l 是要变化的，这是因为 K_s 随 $\bar{\beta}_M$ 、 $\bar{u}_M$ 变化的缘故（参见 (3.107) 和 (3.108) 式）。假设 K_s 是纬度的减函数， l 也随纬度减少，由 (3.106) 式可看出波射线与纬圈交角减小，波射线会变得更趋于纬向。当 l 从大于零减小到零时， $K_s=k$ ，此时所处纬度对波射线而言是一个“转向点”，此时波沿纬向传播。若起始时波动向东南方向即赤道方向传播 ($l < 0$)，在接近 $u_M=0$ （即 $u=0$ ，东西风带交汇处）的纬度（称为临界纬度）， $K_s \rightarrow \infty$ ， $l \rightarrow \infty$ ，以及 $C_{gy} \rightarrow \infty$ 和 $C_{gy}/C_{gx} \rightarrow 0$ 即波射线接近临界纬度时，其方向为由北指向南。上述所有情形都表明，波射线总是朝着 $(K_s^2 - k^2)^{1/2}$ 较大处折射，即朝着 K_s 较大处折射，沿射线路径波作用量守恒。如果介质性质仅与 y 有关，可以证明 AC_{gy} 在射线路径上为常值。由 (3.103)、(3.104)、(3.100) 式可知

$$AC_{gy} = -\frac{\bar{E}}{\bar{u}_M} C_{gy} = -\frac{(k^2 + l^2) |A_0|^2}{2} \frac{(k^2 + l^2)}{\bar{\beta}_M} \times$$

$$\frac{2\bar{\beta}_M k l}{(k^2 + l^2)^2} = -k l |A_0|^2 \quad (3.111)$$

故

$$k l |A_0|^2 = \text{常值} \quad (\text{在波射线上}) \quad (3.112)$$

而 k 在射线路径上为常值，故在射线路径上

$$\begin{cases} |A_0|^2 \propto l^{-1} \\ |A_0| \propto l^{-1/2} \end{cases} \quad (3.113)$$

即波包振幅正比于 $l^{-1/2}$ ，波动能量正比于 l^{-1} 。这表明由于经向频散，在转向点附近 ($l \rightarrow \infty$)，波动能量将被“吸收”。

简单情形下，我们可以求出射线路径。考虑基本气流角速度为常值的情形，即设

$$\bar{u}_M = a\bar{\omega}, \quad \bar{\omega} = \text{常值} \quad (3.114)$$

这样有

$$\bar{\beta}_M = \frac{2\cos^2\varphi}{a}(\Omega + \bar{\omega}) \quad (3.115)$$

其中 Ω 为地球自转角速度（常值），静止波数

$$K_s = (\sigma a)^{-1} \cos\varphi \quad (3.116)$$

这里的 σ 为

$$\sigma^2 = \frac{\bar{\omega}}{2(\Omega + \bar{\omega})} = \text{常数} \quad (3.117)$$

波射线方程可写成

$$\frac{dY}{dX} = \pm \left(\frac{K_s^2}{k^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (3.118)$$

将 (3.116) 式代入 (3.118) 式，并注意到

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \cos\varphi \frac{dY}{dX}$$

则有

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \pm \cos \varphi \left(\frac{\cos^2 \varphi}{(k\sigma a)^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (3.119)$$

积分上式得

$$\operatorname{tg} \varphi = \pm \operatorname{tg} a \cdot \sin (\lambda - \lambda_0) \quad (3.120)$$

其中

$$\cos a = \sigma a k \quad (3.121)$$

(3.121) 式是通过 $\lambda = \lambda_0$ 和 $\varphi = 0$ 的大圆方程。以上讨论表明：这种情况下，波射线路径为球面上的大圆。显然当 $\varphi = a$ 时， $K_s = k$ ，即 $\varphi = a$ 是转向纬度。由于 a 和 k 有关，所以对于不同波数的静止波，其转向纬度和大圆路径各不相同。

人们对观测资料的分析早就发现行星尺度扰动有同时向极地和向东传播的现象，波列路径类似一个大圆。以上讨论的球面上二维 Rossby(罗斯贝)波的波射线理论，初步解释了此现象，因而一般称其为“大圆理论”。1949 年叶笃正提出了平面 Rossby 波频散理论，认为平均槽脊的形成与大地形等定常扰动有关，在固定的地理位置经常地给大气以扰动，则大气中就会有槽脊出现，并认为这是定常扰源产生的 Rossby 波的频散造成的。Hoskins 大圆理论可以说是对叶笃正理论的推广和完善，在近代大气环流理论中具有重要意义。大圆理论的主要结论表明：强迫响应是相当正压结构。在强迫源的下游，波列在纬向传播的同时，还形成向北和向南的两支波列，并且波列的传播路径与强迫源所在的位置密切相关。该理论部分解释了北半球的遥相关现象。

3.3.9 非线性波动分析的级数展开法

研究非线性波动的方法按其适用范围和特点可分为摄动法（小参数展开法）、多尺度分析法（WKB方法）、特殊变换法、散射反演法、Backlund 变换法、行波法、级数展开法（非线性项展开法）等。行波法可求得某些非线性演化方程的解析解，但大量非线性演化方程是很难准确地求得解析解的。根据这种情况，刘式达、刘式适创立了一种非线性项的级数展开法，利用此方法不但可求得非线性波动的渐近解析解，而且能获得非线性波动的频散关系。

根据这种分析方法，可以证明非线性 Rossby 波（长波）、非线性惯性波、非线性重力波以及非线性惯性重力波都满足 KdV 方程。KdV 方程的解具有趋于稳态、存在多态的特点。KdV 方程中的两个基本动力因子是线性局地频散项与非线性突陡项，它们的作用是相反的。当两者达到精确平衡时，可产生不变形的永恒波，孤立波正是其中的一个典型例子。英国人罗素（J.S.Russell）在他发表的论文《论波动》一文中曾生动地描述了他在从爱丁堡到格拉斯哥的运河河面上发现孤立波的情景，并且他敏锐地悟到这种奇特现象的背后隐藏着深刻的规律，即波动方程存在着能量有限的解，这些能量集中在空间的有限区域，不会随时间扩散到无限区域中去。美国气象学者 C.E.Leith 据此推测大气中存在着孤立波形式的天气系统。现在人们常将 Rossby 孤立波与大气中的阻塞形势联系起来，也有人提出锋面、高原低涡等天气现象也属于孤立波类系统。考虑弱非线性作用，可得出 KdV 方程的孤立波解；若考虑强非线性作用，可求出孤立涡解，孤

立涡是孤立波理论的发展。

下面以非线性 Rossby 波为例来说明一下用级数展开法分析、求解非线性波动的过程。

准地转位涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) q = 0 \quad (3.122)$$

可以较好地描写非线性 Rossby 波。在方程 (3.122) 式中

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{\partial \psi}{\partial y} \\ v &= \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (3.123)$$

因而

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.124)$$

这样，若将 x 、 y 、 t 综合为一个变量，并设

$$\left. \begin{aligned} u &= u(\theta) \\ v &= v(\theta) \\ q &= q(\theta) \\ \theta &= kx + ly - \omega t \end{aligned} \right\} \quad (3.125)$$

代入准地转位涡度方程(3.122) 式有

$$(-\omega + ku + lv) \frac{dq}{d\theta} = 0 \quad (3.126)$$

但由 3.124 式有

$$k \frac{du}{d\theta} + l \frac{dv}{d\theta} = 0 \quad (3.127)$$

对 θ 积分一次，取积分常数为零有

$$ku + lv = 0 \quad (3.128)$$

这样，就使 (3.126) 式化为 $-\omega \frac{dq}{d\theta} = 0$ ，也就是使准地转位涡度方程中的非线性项消失。所以，对平面波解而言，完全的准地转位涡度方程线性化的解也是非线性方程的解。

基于上述分析，我们用下列简化的正压水平无辐散的方程组

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial v}{\partial x} + \beta_0 v &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.129)$$

来描述非线性 Rossby 波，在方程 (3.129) 式的第一式即涡度方程中，若取 u 为基本气流 u （常数）则应用正交模方法求得线性 Rossby 波的频散关系为

$$\omega - ku = -\frac{\beta_0}{k} \quad (3.130)$$

这就是经典的 Rossby 长波公式。现在，我们直接求解非线性 Rossby 波的方程组 (3.129)。为此，令

$$\left. \begin{aligned} u &= \bar{u} + u'(\theta) \\ v &= v'(\theta) \\ \theta &= kx + ly - \omega t \end{aligned} \right\} \quad (3.131)$$

代入方程组 (3.129) 得到

$$\left. \begin{aligned} k(-\omega + k\bar{u} + ku') \frac{d^2 v'}{d\theta^2} + \beta_0 v' &= 0 \\ k \frac{du'}{d\theta} + l \frac{dv'}{d\theta} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.132)$$

将 (3.132) 式的第一式对 θ 积分一次, 取积分常数为零, 得

$$ku' + lv' = 0 \quad (3.133)$$

由 (3.133) 式有 $u' = -\frac{1}{k}v'$, 代入 (3.132) 式的第一式有

$$k(\omega - k\bar{u} + lv') \frac{d^2 v'}{d\theta^2} - \beta_0 v' = 0 \quad (3.134)$$

设 $\omega - k\bar{u} + lv' \neq 0$, 则有

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} + \left[-\frac{\beta_0}{k(\omega - k\bar{u} + lv')} \right] v' = 0 \quad (3.135)$$

这是 v' 的非线性常微分方程, 若把 $-\frac{\beta_0}{k(\omega - k\bar{u} + lv')}$ 视为已知函数, 则方程 (3.135) 若要表示振动, 要求

$$\omega - k\bar{u} + lv' < 0 \quad (3.136)$$

将方程 (3.135) 改写为

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} = \frac{\beta_0}{kl} \frac{\overline{lv'}}{1 + \frac{\overline{lv'}}{(\omega - k\bar{u})}} \quad (3.137)$$

即

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} = \frac{\beta_0}{kl} \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)}} \right] \quad (3.138)$$

上式两边乘 $\frac{dv'}{d\theta}$ ，并对 θ 积分得

$$\left(\frac{dv'}{d\theta} \right)^2 = \frac{2\beta_0}{kl} \left\{ v' - \frac{\omega - ku}{l} \ln \left(1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)} \right) \right\} + A \quad (3.139)$$

其中 A 为积分常数。

对方程 (3.139) 准确求解几乎是不可能的，但其中的非线性项主要是对数项 $\ln \left(1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)} \right)$ ，在长波条件下， v' 是小量，因而可以将 $\ln \left(1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)} \right)$ 在 $v'=0$ 附近作 Taylor 级数展开

$$\begin{aligned} \ln \left(1 + \frac{lv'}{\omega - ku} \right) &= \frac{lv'}{\omega - ku} - \frac{1}{2} \left(\frac{lv'}{\omega - ku} \right)^2 + \\ &\quad \frac{1}{3} \left(\frac{lv'}{\omega - ku} \right)^3 - \frac{1}{4} \left(\frac{lv'}{\omega - ku} \right)^4 + \Lambda \end{aligned} \quad (3.140)$$

相应地，方程 (3.139) 右端的花括号内

$$\begin{aligned} v' &= \frac{\omega - ku}{l} \ln \left(1 + \frac{lv'}{\omega - ku} \right) = \frac{1}{2(\omega - ku)} v'^2 - \\ &\quad \frac{l^2}{3(\omega - ku)^2} v'^2 + \frac{l^3}{4(\omega - ku)^3} v'^4 - \Lambda \end{aligned} \quad (3.141)$$

若上式右端仅取第一项，则代入方程 (3.139) 得到

$$\left(\frac{dv'}{d\theta}\right)^2 = \frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} v'^2 + B \quad (3.142)$$

其中 B 也是常数。将 (3.142) 式对 θ 微商，当 $\frac{dv'}{d\theta} \neq 0$ 时有

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} + \left[-\frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \right] v' = 0 \quad (3.143)$$

它也是方程 (3.135) 中令方括号内的 v' 为零的结果，因而它表征线性 Rossby 波，且若令 $-\frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} = 1$ ，即得波的频散公式 (3.130)。

若在 (3.141) 式右端取前两项，代入方程 (3.139)，则得

$$\left(\frac{dv'}{d\theta}\right)^2 = -\frac{2\beta_0 l}{3k(\omega - ku)^2} F(v') \quad (3.144)$$

其中

$$F(v') = v'^3 - \frac{3(\omega - ku)}{2l} v'^2 + D \quad (3.145)$$

是 v' 的三次多项式， D 是任意常数。

方程 (3.144) 实际上是 KdV 方程所对应的常微分方程。这样，我们可认为方程组 (3.129) 或方程 (3.135) 的高一阶近似是 KdV 方程，它可以描写非线性 Rossby 波。

对方程 (3.144)，设 $F(v')$ 有三个实的零点 v_1 、 v_2 、 v_3 ，且设 $v_1 > 0$ ， $v_2 < 0$ ， $v_3 < v_2 < 0$ ，则求得方程 (3.144) 的椭圆余弦波解为

$$v' = v_2 + (v_1 - v_2) \operatorname{cn}^2 \sqrt{\frac{\beta_0 l (v_1 - v_3)}{6k(\omega - k\bar{u})^2}} \theta \quad (3.146)$$

$$(v_2 < v' < v_1)$$

其模数 m 满足

$$m^2 = \frac{v_1 - v_2}{v_1 - v_3} \quad (3.147)$$

其 x 方向上的波长 L 为

$$L = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{6k(\omega - k\bar{u})^2}{\beta_0 l (v_1 - v_3)}} K(m) \quad (3.148)$$

考虑到 $F(v)=0$ 的根与系数的关系有

$$v_1 + v_2 + v_3 = \frac{3(\omega - k\bar{u})}{2l} < 0 \quad (3.149)$$

从而求得

$$\omega - k\bar{u} = \frac{2l(v_1 + v_2 + v_3)}{3} \quad (3.150)$$

在 (3.148) 式中引入 $L = \frac{2\pi}{k}$, 得到

$$(\omega - k\bar{u})^2 = \frac{\beta_0 l (v_1 - v_3) \pi^2}{6kK(m)} \quad (3.151)$$

综合 (3.150) 式与 (3.149) 式求得

$$\omega - k\bar{u} = \frac{\beta_0}{k} \frac{\pi^2}{4K^2(m)} \left(\frac{v_1 - v_3}{v_1 + v_2 + v_3} \right) \quad (3.152)$$

这是非线性 Rossby 椭圆余弦波的圆频率公式。其中 v_1 、 v_2 、 v_3 除满足 (3.149) 式外，还由根与系数的关系可得

$$\left. \begin{aligned} v_1 v_2 + v_2 v_3 + v_3 v_1 &= 0 \\ A &= -v_1 v_2 v_3 \end{aligned} \right\} \quad (3.153)$$

对于非线性 Rossby 孤立波， $m \rightarrow 1$ ，则 $v_2 \rightarrow v_3$ ，则解 (3.146) 式化为

$$v' = v_2 + (v_1 - v_2) \operatorname{sech}^2 \sqrt{\frac{\beta_0 l (v_1 - v_2)}{6k(\omega - k\bar{u})^2}} \theta \quad (3.154)$$

但由 (3.149) 式和 (3.153) 式得

$$\left. \begin{aligned} v_1 + 2v_2 &= \frac{3(\omega - k\bar{u})}{2l} \\ v_2(2v_1 + v_2) &= 0 \\ A &= -v_1 v_2^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.155)$$

因而求出

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{-(\omega - k\bar{u})}{2l} \\ v_2 &= \frac{(\omega - k\bar{u})}{l} \\ A &= \frac{(\omega - k\bar{u})^3}{2l^3} \end{aligned} \right\} \quad (3.156)$$

则孤立波解 (3.154) 式化为

$$v' = \frac{(\omega - k\bar{u})}{l} - \frac{3(\omega - k\bar{u})}{2l} \operatorname{sech}^2 \sqrt{-\frac{\beta_0}{4k(\omega - k\bar{u})}} \theta \quad (3.157)$$

其振幅和波宽分别为

$$\hat{v} = -\frac{3(\omega - k\bar{u})}{2l} \quad (3.158)$$

$$d = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{-4k(\omega - k\bar{u})}{\beta_0}} = \sqrt{\frac{l}{k} \frac{8\hat{v}}{3\beta_0}} \quad (3.159)$$

这两式表明：振幅越大，波越宽，Rossby 孤立波的移速越慢，甚至发生倒退，这很像大气中的阻塞高压。

对于线性 Rossby 波， $m \rightarrow 0$ ，则 $v_1 \rightarrow v_2 \rightarrow 0$ ， $K(m) \rightarrow \frac{\pi}{2}$ ，

因而 (3.152) 式退化为 $\omega - k\bar{u} = -\frac{\beta_0}{k}$ ，这就是 (3.130) 式

描述的线性 Rossby 波。

再进一步，若在 (3.141) 式右端取前三项，代入方程 (3.139)，则得

$$\left(\frac{dv'}{d\theta} \right)^2 = \frac{2\beta_0}{kl} \left[\frac{1}{2(\omega - k\bar{u})} v'^2 - \frac{l^2}{3(\omega - k\bar{u})^2} v'^3 + \frac{l^3}{4(\omega - k\bar{u})^3} v'^4 \right] \quad (3.160)$$

(3.150) 式两端对 θ 微商，在 $\frac{dv'}{d\theta} \neq 0$ 的条件下，有

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} + \left[-\frac{\beta_0}{k(\omega - k\bar{u})} \right] v' + \frac{\beta_0 l}{k(\omega - k\bar{u})^2} v'^2 - \frac{\beta_0 l^2}{k(\omega - k\bar{u})^3} v'^3 = 0 \quad (3.161)$$

或再对 θ 微商一次有

$$\frac{d^3 v'}{d\theta^3} + \left[-\frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \right] \frac{dv'}{d\theta} + \frac{2\beta_0 l}{k(\omega - ku)^2} v' \frac{dv'}{d\theta} - \frac{3\beta_0 l^2}{k(\omega - ku)^3} v'^2 \frac{dv'}{d\theta} = 0 \quad (3.162)$$

这是包含非线性平流项的 mKdV 方程所对应的常微分方程。

具体地讲，若在 mKdV 方程中加进平流项 $u \frac{\partial u}{\partial x}$ ，则方程变为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \quad (3.163)$$

以行波解代入得

$$-c \frac{du}{d\xi} + u \frac{du}{d\xi} + \alpha u^2 \frac{du}{d\xi} + \gamma \frac{d^3 u}{d\xi^3} = 0 \quad (3.164)$$

其形式与方程 (3.162) 相同。所以，更高一阶近似的非线性 Rossby 波可用 mKdV 方程来描写。

事实上，方程 (3.135) 不必先积分，而直接改写为

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} = F(v') \equiv \frac{\beta_0 v'}{k(\omega - ku + lv')} = \frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \frac{1}{1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)}} \quad (3.165)$$

将 $F(v')$ 在 $v' \approx 0$ 附近作 Taylor 级数展开 即展开 $\frac{1}{1 + \frac{lv'}{(\omega - ku)}}$ ，

得

$$F(v') = \frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \left\{ 1 - \frac{lv'}{\omega - ku} + \frac{l^2 v'^2}{(\omega - ku)^2} - \dots \right\} \quad (3.166)$$

$F(v')$ 的展开式若取第一项, 则方程 (3.165) 化为方程 (3.143),

$F(v')$ 的展开式若取前两项, 则方程 (3.165) 化为

$$\frac{d^2 v'}{d\theta^2} + \left[-\frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \right] v' + \frac{\beta_0 l}{k(\omega - ku)^2} v'^2 = 0 \quad (3.167)$$

或对 θ 再微商一次

$$\frac{d^3 v'}{d\theta^3} + \frac{2\beta_0 l}{k(\omega - ku)^2} v' \frac{dv'}{d\theta} - \frac{\beta_0}{k(\omega - ku)} \frac{dv'}{d\theta} = 0 \quad (3.168)$$

这是 KdV 方程对应的常微分方程, 用 $\frac{dv'}{d\theta}$ 乘方程 (3.167)

并对 θ 积分一次即得方程 (3.144)。 $F(v')$ 的展开式若取前三项, 则方程 (3.165) 化为方程 (3.161) 或方程 (3.162)。

上述求解过程充分说明: 应用对非线性方程组求解特别有效的非线性项的级数展开法 (简称级数展开法), 在弱非线性条件下, 最低阶的展开表征线性波, 高一阶的展开是用 KdV 方程表征的非线性波, 更高一阶的展开是用 mKdV 方程表征的非线性波。

3.4 数值试验与模拟

1904 年 V.Bjerknes 首先勾画出用动力学方程描写大气运动并进而用数值方法求解、从而预报天气的工作步骤, 他写道: “如果像每一个设想的那样, 前一个大气状况真的可

以按照物理学定律发展成下一个大气状况的话，则合理地求解预报问题的充要条件似乎是：（1）对初始时刻的大气状况具有足够正确的认识。（2）对大气从一个状况发展成另一个状况的定律具有足够正确的认识。”时至今日，在确定 Bjerknes 所述的这两个条件上，我们的认识和能力仍很有限，特别是对于某些物理过程或某些特殊区域，如青藏高原。自 1950 年 Von Neumann 和 Charney 在 ENIAC 计算机上实现了 Richardson (1922) 的数值天气预报梦想之后，Phillips 在 1956 年第一次成功地完成了大气环流的数值模拟。这两次突破开创了大气科学的新纪元，使大气科学成为一门可以进行实验的科学。随着计算机和计算科学的迅速发展，数值模拟和数值预报在大气科学的各个领域得到了广泛应用。

气候模式 (CCM) 是用计算机对全球气候系统进行三维模拟和预测的一种研究工具。它是大气环流模式 (GCM) 完善和拓展的结果，而大气环流模式是从早期的数值天气预报 (NWP) 模式发展而来的，数值天气预报模式又是在一些简单的理论模式上发展起来的。由于气候系统的复杂性和存在多次反馈，用数值方法研究气候系统对外来条件变化的响应成为一种行之有效的方法。

全球气候系统主要由大气、海洋、陆地和海冰这几部分，或大气圈、水圈、冰雪圈、岩石圈和生物圈这五个圈层组成，其中涉及气候系统中的基本物理问题，如全球风、温度、降水、海流和海冰的基本分布，辐射和云过程、积云对流和降水过程、地面输送过程、生物圈过程，以及大气-海洋-陆地之间的相互作用（耦合过程）。求解模式方程组的基本问题包括有限差分法、谱方法以及垂直坐标的选择等。

数值气候模式是一门新兴和发展较快的学科，也是应用

电子计算机最早的学科之一，数值模拟对人类潜在的效益是巨大的、多方面的，其真正价值之一是人类能够定量地估计可能的气候变化，从而对未来计划做出决策。近 20 年来，随着数值模式模拟和预报能力的显著提高，其在大气科学、地理学、地质学、水文学和海洋学等领域得到日益广泛的应用。但目前气候的多样性不仅说明还需要继续探索以不断改进模式，而且暴露出还没有一套通用的、“理想化”的参数化方案。实际上，参数化“最好的”组合取决于模式想解决什么问题。数值模式改进的途径有计算能力的提高、资料系统的改进、人们对气候系统的了解以及从数学上加深对气候系统方程组的认识。第三种改进途径的主要工作一方面是气候系统各部分的耦合，另一方面是次网格过程的参数化，特别是陆面过程的参数化。

在用数值模式方法研究青藏高原的天气和气候问题时，遇到的特殊而又重要的问题是如何准确刻画高原的动力和热力作用。从数值模式的观点来看，地球上的地形是大气流动的障碍物，可称为地形的动力作用；而地形的其它效应与感热、潜热和动量的输送相联系，称为地形的热力和摩擦作用。通常假设地形的作用是其动力作用和热力作用的叠加。次网格地形在数值模式无法表示出来，但地形引起的重力波拖曳（GWD）即重力波的垂直动量输送具有重要作用，这种作用只能用参数化的办法在数值模式中表示。

当考虑地形的动力作用时，大气被视为理想流体；而把大气看作热力不均匀的湍流流动时，地表面则被认为是光滑的，两者可分别考虑后再叠加起来。由于考虑热力作用时对地形的存在并未提出特别的问题，因此对地形作用的研究几乎集中在处理其纯动力作用。

通过选择合适的垂直坐标和改进数值计算方法，现在无论在全球模式或有限区域模式中，都能对地形的动力作用进行较好的描述。

常用的坐标系有两类，一类是坐标面是接近水平的，但是地表面随时间起伏，下边界条件很复杂，需要发展特殊的计算技巧。另一类有着简单的下边界条件，但在数值计算的精度上发生了困难。由此产生了混合坐标系的思路，但也未能完全克服在数值计算方面的困难。Mesinger (1979) 设计了一种新的坐标系—— η 坐标系

$$\eta = \frac{p - p_T}{p_s - p_T} \frac{p_{rf}(Z_s) - p_T}{p_{rf}(0) - p_T} \quad (3.169)$$

其中 p 是气压，下标 T 和 S 分别表示在模式大气上边界和地表面的值， Z 是高度。 $p_{rf}(Z)$ 是参考气压，它是高度 Z 的函数。地表面的海拔高度理想化为一组离散的值，即将实际地形理想化为阶梯形状。这是一个坐标面既接近水平、同时又与地面重合的坐标系，因此既有简单的下边界条件，又没有数值计算方面的困难。特别当取 $Z_s=0$ 时， η 坐标系就变为 σ 坐标系。

σ 坐标系是数值模式中应用最广泛的坐标系。其中与地形问题相关的数值计算的改进主要涉及三个方面的误差：

(1) 高山陡坡地区，气压梯度力成了两个大量的小差，则会产生很大的计算误差。(2) 在水平扩散项的计算中也存在类似的误差。(3) 等压面资料内插到等 σ 面或等 σ 面计算的结果反插回等压面的过程中的误差。如何减少这些误差似乎成为数值模式中处理地形的核心问题，为此不少学者提出了许多有价值的算法。另外，数值模式中采用的区域平均地形

低估了实际地形的作用，虽然有人提出包络地形的办法，但如何正确地增强地形作用并未真正解决，需要设法考虑次网格地形的作用，而这种作用无法在模式中直接表示出来，也只能用参数化的办法。

不少研究结果表明：夏季青藏高原的热力作用比动力作用重要。因此，要改进模式的预报水平（特别是夏季），应注意改进数值模式中对地形热力效应的描述。考虑地形的摩擦作用时，如何在模式中正确而又准确地反映出地表面形状对大气运动变化的影响，如山脉边界层的效应，仍是一个有待研究的问题。

1981 年 7 月 11~15 日发生在四川盆地的特大暴雨过程造成了人民财产的重大损失。对于这次十分典型的低涡型暴雨天气过程，不少中、美气象学者在 80 年代中期进行了大量的诊断和数值模拟研究。这里介绍一个用美国 PSU/NCAR 中尺度数值模式模拟这次西南低涡影响过程的例子，该模式改进了复杂陡峭大地形（如青藏高原）下气压梯度力的计算。天气分析表明，这次暴雨过程与一个在四川盆地持续发展的西南低涡直接有关。涡度和涡源诊断指出：发生、发展在西南季风气流中的该西南涡，最初生成于 700 hPa 青藏高原的东南角，高、低空气旋性涡度中心在四川盆地附近上空的叠加和耦合促使该西南涡在成熟阶段强烈发展，平均涡源和地形强迫对西南涡的生成和维持是重要的，非线性相互作用的涡源对其持续发展起决定作用。能量诊断表明：该西南涡发生、发展的主要能源是湿扰动有效位能，其中潜热释放比斜压强迫重要得多。数值模拟研究的主要结果有：潜热释放对西南涡的发展是本质的，对降水量的预报尤为重要。西南季风气流受青藏高原东南角云贵高原的强迫绕流

和爬流是在四川盆地上空产生平均气旋性涡度的动力原因。地面摩擦作用对西南涡的生成并不重要。提高模式空间分辨率和采用高分辨边界层参数化方案,对西南涡的演变、结构及降水预报均有改进。而青藏高原动力作用的数值试验也指出,西南涡的演变对大、中尺度的地形非常敏感。因此,在数值模式中更逼真地处理青藏高原的地形十分重要。

总之,高原数值模拟和预报作为青藏高原气象学中年轻的分支,在高原这样复杂的地区进行数值试验工作,会遇到资料处理、垂直坐标的选取、水平气压梯度力的计算方法、模式物理过程的特殊考虑等一系列问题,这些问题统称为数值模式中的地形处理问题。

国外, Mintz (1965) 首先将地形加进到数值模式中。20 世纪 70 年代中期以来,国内数值模式在地形处理方面也取得了不少进展。在高原资料处理方面 由于高原地区测站(特别是高空测站)稀少,就是经过高质量四维同化系统处理的 FGGE 相对湿度资料,在高原西部都有明显误差。通过时空相关统计分析,用高原中部的资料拟合西部的资料或用前期资料拟合后期的资料,可部分解决高原西部资料的严重不足。也可以利用卫星云图资料部分地处理高原上初始相对湿度场,从而改进预报效果。

在地形坐标系选取方面,钱永甫等(1978)在国内首先使用 $p-\sigma$ 结合的垂直坐标系。宇如聪等(1989)发展了我国 η 阶梯地形坐标系的有限区域模式。为克服 σ 坐标系中水平气压梯度力计算精度低的问题,钱永甫等(1985)提出了差微差方法,颜宏等(1987)使用了三维插值法,郑庆林等(1986)和曾庆存等(1987)也提出了不同的改进方案。

在模式物理过程方面，一些学者在引入地形重力波阻参数化方案考虑地形重力波的拖曳效应（江野和陈嘉滨，1992）、考虑高原多对流云但水汽条件差等特点提出改进的积云参数化和云量参数化方案（陈伯民和钱正安，1992；钱正安等，1992）等方面进行了试验，

利用数值模拟这一有效手段，国内外已对高原地形影响进行了不少研究，这些研究通过有无高原、不同高度及形状、不同高原下垫面特征、不同初始场等形式的敏感性试验结果的对比分析，在一定程度上区分了高原的动力和热力效应，高原地形对低空急流、东亚大槽、伊朗高压和西太平洋副热带高压等系统形成和维持的作用，比较了青藏高原和落基山地形影响的差异。如钱永甫等（1979）认为夏季高原的热力作用更重要，冬季地形的动力作用更重要。

在数值业务预报模式中引入高原地形影响方面，虽然国内的研究和业务模式中高原地形高度的处理已比较真实，但高原大气的数值预报效果较之我国东部地区还有差距，就连国外一些著名模式在高原地区的预报误差也是比较大的。

第四章 青藏高原的热力作用

地球大气运动的能量从根本上来讲来源于太阳辐射，但太阳短波辐射只有很少一部分真正被大气直接吸收，而主要为地球表面所吸收，然后再通过地面长波辐射、湍流输送等形式传输给大气。因此，大气运动的根本能源来自太阳，直接能源来自地面。如果按热力学的观点，整个大气可看作一部巨大的热机（尽管其效率很低，约为 0.7%），而这部热机是靠地球表面受热不均匀来推动和维持的。一般将这种推动力称为热力作用或加热作用。热力作用和动力作用都属于外源强迫项，两者在实际大气过程中很难加以区分。但在理论研究中必须加以区分，如热力学方程中的 Q 项就属于热力作用，通常称为非绝热加热项。

在这一章里，我们将以较大篇幅集中讨论青藏高原地面热力作用的主要分量的定义、计算方案，人们对青藏高原地面和大气热源性质、构成和变化规律的认识以及这方面研究的最新进展。最后通过两个例子，说明青藏高原地面热力作用对于高原天气系统发生、发展的重要作用。

关键词：总体输送系数，感热，潜热，热源，超干绝热

4.1 地面感热

地面感热指近地层中由于湍流输送造成的地面和近地层空气之间的热量交换通量。根据湍流交换理论，地面感热通

量为

$$F_H = -\rho_s c_p K_T \frac{\partial T_a}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (4.1)$$

其中湍流热量交换系数

$$K_T = \frac{\tau_0}{\rho_s \frac{du}{dz} \Big|_{z=0}} \quad (4.2)$$

$$\tau_0 = \rho_s C_D u_0^2 \quad (4.3)$$

τ_0 是地面应力也就是地面动量通量, c_p 为空气定压比热; C_D 是动量总体输送系数 (也称拖曳系数), u_0 是地面风速 (一般取为常规地面测风高度, 即 $z=10$ m 的值, 以后记为 $|\vec{V}|$)。若取

$$\frac{du}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{u_0}{z} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{T_a - T_s}{z} \quad (4.5)$$

则 (4.1) 式变为

$$F_H = \rho_s c_p C_H |\vec{V}| (T_s - T_a) \quad (4.6)$$

这就是计算地面湍流感热通量的 Newton 公式, 也称为总体输送公式, ρ_s 是地面空气密度, T_s 是地面土壤温度, T_a 是地面气温。 F_H 的标准单位为 W/m^2 。

由 (4.6) 式可知, 地面总体输送系数 C_H 是不能直接测定的物理量。对地面总体输送系数的计算方法通常分为两类: 一类是倒算法, 即根据地面热量平衡方程先将感热作为

* 按国际 GB3102·4-93 规定, 定压比热现称为比定压热容。

余项算出，再根据感热通量公式倒算出总体输送系数；另一类是直接法，即利用近地层梯度观测资料直接计算总体输送系数。直接法大致又分为三种具体方法：（1）湍流脉动相关法，精度最好，但对观测仪器的精度和性能（必须能测脉动值）要求较高，从而失去应用的普遍性；（2）廓线一通量法（又称近地层相似理论法或总体输送法），是一种半经验方法，简便实用，对观测资料要求不高，故应用较广泛。（3）常规资料参数化法（即经验函数公式），即将由上述三种方法计算的结果拟合成地面风速、地面气压或地形高度的某类（分段）函数（甚至常数），便于用常规资料计算总体输送系数，适用范围最广（特别是应用于数值模式中），但精度不高。下面重点介绍最常用的廓线一通量法。

根据廓线一通量法，总体输送系数可表示为

$$C_D = \frac{k^2}{[\ln(z/z_0) - \psi_M(z/L, z_0/L)]^2} \quad (4.7)$$

$$C_H = \frac{k^2}{P_{ro} [\ln(z/z_0) - \psi_M(z/L, z_0/L)] [\ln(z/z_0) - \psi_H(z/L, z_{0H}/L)]} \quad (4.8)$$

$$C_E = \frac{k^2}{P_{ro} [\ln(z/z_0) - \psi_M(z/L, z_0/L)] [\ln(z/z_0) - \psi_E(z/L, z_{0E}/L)]} \quad (4.9)$$

其中 C_D 、 C_H 、 C_E 分别是动量、热量和水汽的总体输送系数，

这些系数反映湍流输送地面热量的效率。 k 是 Von Karman 常数, 本文取为 0.4, P_{ro} ($=0.74$) 为中性层结时的湍流 Prandtl 数, ψ_M , ψ_H 和 ψ_E 是动量、热量和水汽廓线函数从 Z_0 到 Z 的积分形式。 Z_0 、 Z_{0H} 和 Z_{0E} 分别是地面风速、气温和水汽的粗糙度, 本文假定三者近似相等。 L 是 Monin-Obukhov (莫宁-奥布霍夫) 稳定度参数, 其常用表达式为 $\zeta = Z/L$ 。由于观测高度一般比地面植被高度高得多, 故动量、热量和水汽的零平面位移可以忽略不计。

对于稳定层结 ($Z/L \geq 0$), 采用廓线函数 (Businger 等, 1971)

$$\psi_M = -\beta_m \left(\frac{Z}{L} - \frac{Z_0}{L} \right) \quad (4.10)$$

$$\psi_H = -\beta_h \left(\frac{Z}{L} - \frac{Z_0}{L} \right) \quad (4.11)$$

由于强稳定层结 ($Z/L > 1$) 下, 用廓线关系式 (4.10) 式、(4.11) 式计算出的 C_D 和 C_H 值偏小, 因而我们用以下的廓线关系式来获得在这种层结条件下 C_D 和 C_H 的值, 即

$$\psi_M = -\beta'_m \ln \left(\frac{1+\zeta}{1+\zeta_0} \right) \quad (4.12)$$

$$\psi_H = -\beta'_h \ln \left(\frac{1+\zeta}{1+\zeta_0} \right) \quad (4.13)$$

对于不稳定层结 ($Z/L < 0$), 采用廓线函数 (Paulson, 1970)

$$\psi_M = 2 \ln \left(\frac{1+x}{1+x_0} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{1+x_0^2} \right) - 2 \arctan(x) + 2 \arctan(x_0) \quad (4.14)$$

$$\psi_H = 2 \ln \left(\frac{1+y}{1+y_0} \right) \quad (4.15)$$

其中 $\beta_m = 4.7$, $\beta'_h = \beta_m / P_{ro} = 6.35$, $\beta'_m = 9.4$,
 $\beta'_h = \beta'_m / P_{ro} = 12.7$, $\zeta_0 = Z_0 / L$,
 $x = [1 - \gamma_m(Z/L)]^{1/4}$, $x_0 = [1 - \gamma_m(Z_0/L)]^{1/4}$, $\gamma_m = 15$,
 $y = [1 - \gamma_h(Z/L)]^{1/2}$, $y_0 = [1 - \gamma_h(Z_0/L)]^{1/2}$, $\gamma_h = 9$.

除了强稳定层结以外，莫宁—奥布霍夫稳定度可通过总体 Richardson 数 R_{ib} 来计算。我们采用 Byun (1991) 得出的用总体 Richardson 数 R_{ib} 表示的莫宁—奥布霍夫稳定度的解析解，这比通常的近似式更接近于通过迭代计算出的数值解，即对于稳定层结 ($0 \leq R_{ib} \leq 0.21277$)

$$\zeta = \frac{\left(\frac{z}{z-z_0} \right) \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \{ - (2\beta_h R_{ib} - 1) - [1 + 4(\beta_h - \beta_m) R_{ib} / P_{ro}]^{1/2} \}}{2\beta_h (\beta_m R_{ib} - 1)} \quad (4.16)$$

对于不稳定层结 ($R_{ib} < 0$)

当 $(Q_b^3 - P_b^2) \geq 0$, 即 $R_{ib} \leq R_{ib0}$ 时

$$\zeta = \left(\frac{z}{z-z_0} \right) \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \left[-2\sqrt{Q_b} \cos\left(\frac{\theta_b}{3}\right) + \frac{1}{3\gamma_m} \right] \quad (4.17)$$

当 $(Q_b^3 - P_b^2) < 0$, 即 $R_{ib0} < R_{ib} < 0$ 时

$$\zeta = \left(\frac{z}{z-z_0} \right) \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \left[- \left(T_b + \frac{Q_b}{T_b} \right) + \frac{1}{3\gamma_m} \right] \quad (4.18)$$

式中

$$S_b = \frac{R_{ib}}{P_{r0}} \quad (4.19)$$

$$Q_b = \frac{1}{9} \left(\frac{1}{\gamma_m^2} + 3 \frac{\gamma_h}{\gamma_m} S_b^2 \right) \quad (4.20)$$

$$P_b = \frac{1}{54} \left[-\frac{2}{\gamma_m^3} + \frac{9}{\gamma_m} \left(-\frac{\gamma_h}{\gamma_m} + 3 \right) S_b^2 \right] \quad (4.21)$$

$$\theta_b = \arccos \left[\frac{P_b}{\sqrt{Q_b^3}} \right] \quad (4.22)$$

$$T_b = [\sqrt{P_b^2 - Q_b^3} + |P_b|]^{1/3} \quad (4.23)$$

这里, R_{ib0} 为总体 Richardson 数的判别值 其值为 -0.20975)。

在强稳定层结时, ζ 不能用 (4.16) 式来计算, 而应该用由 (4.12) 式和 (4.13) 式推导出的下式来迭代计算

$$\zeta = \frac{\left(\frac{z}{z-z_0} \right) \left\{ \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + \beta'_m \ln \left(\frac{1+\zeta}{1+\zeta_0} \right) \right\}^2 R_{ib}}{P_{r0} \left\{ \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + \beta'_h \ln \left(\frac{1+\zeta}{1+\zeta_0} \right) \right\}} \quad (4.24)$$

迭代初值取为

$$\zeta \approx \left(\frac{z}{z-z_0} \right) \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \frac{R_{ib}}{P_{r0}} \quad (4.25)$$

实际计算中, 在假定迭代误差不超过 0.001 的情况下, 只需要进行 7~8 次的迭代即可得到理想的结果。

总体 Richardson 数的定义式为

$$R_{ib} = \frac{g(\theta - \theta_0)(z - z_0)}{\theta |\bar{V}|^2} \quad (4.26)$$

实际计算时采用对数差分方案，即

$$R_{ib} = -\frac{gZ^2\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_d\right)}{T|\bar{V}|^2} \quad (4.27)$$

式中， $\gamma_d = g/c_p$ ， $Z = (z_1 z_2)^{1/2}$ ， z_1 、 z_2 分别为最低、最高观测层的高度。由上述公式可知地表粗糙度是影响总体输送系数计算准确性的重要因子之一。根据近地层相似理论的适用条件，一般选取风速较大时的多层风速资料配以中性层结条件（ R_{ib} 的绝对值小于某一临界值）来确定地表粗糙度，具体算法可采用最小二乘法。

即使算得合理的地面感热通量，要得到感热加热率，还需要知道感热通量随高度的分布，这也是一个比较复杂的问题。一般处理方法有两种：

(1) 假定为线性分布，即认为感热加热主要集中在大气边界层内，取边界层顶的感热通量为零，则感热加热率

$$Q_H = -\frac{\partial F_H}{\rho \partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{0 - F_{HS}}{z_T - 0} = \frac{c_p C_H |\bar{V}| (T_s - T_a)}{z_T} \quad (4.28)$$

或

$$Q_H = \frac{g \partial F_H}{\partial p} = \frac{g F_{HS}}{p_s - p_T} \quad (4.29)$$

下标 T 为边界层顶的值， S 代表地面的值。

(2) 认为感热加热场在地面最大并随高度呈指数递减，具体分布形式又有两类：

幂指数分布，即

$$F_H = F_{HS} \left(\frac{p}{p_s} \right)^\varepsilon \quad (4.30)$$

式中 ε 是加热随高度的衰减指数，则

$$Q_H = \varepsilon g p_s F_{HS} \left(\frac{p}{p_s} \right)^{\varepsilon-1} \quad (4.31)$$

也有人取指数分布，即

$$F_H = F_{HS} e^{-\beta z} \quad (4.32)$$

4.2 地面蒸发潜热

地面蒸发潜热指土壤水分蒸发时与大气发生的水汽交换，它以潜热的方式影响大气运动，而不像感热那样以传导的方式直接加热大气。根据湍流交换理论，地面潜热通量为

$$F_L = -L_E \rho_s K_q \left(\frac{\partial q}{\partial z} \right) \Big|_{z=0} \quad (4.33)$$

与地面感热计算公式的导出类似，并考虑陆面实际蒸发与可能蒸发的差异，上式可化为

$$F_L = \beta \rho_s L_E C_E \left| \vec{V} \right| (q_{gs} - q_a) \quad (4.34)$$

如前所述， C_E 是水气的总体输送系数，由于目前对水汽廓线函数的认识较少，一般假定它与温度廓线函数相同（ $\phi_E = \phi_H$ ），则 $C_E = C_H$ ，即实际计算时可用热量总体输送系数代替水汽总体输送系数。 q_{gs} 、 q_a 分别为地表土壤的饱和比湿和 10 m 处空气的比湿， L_E 是潜热系数。 β 是土壤湿度有效因子（moisture availability factor）或称为蒸发系数（ $0 < \beta \leq 1$ ），它是土壤实际蒸发与可能蒸发的比例系数，为土

壤湿度的升函数。若有土壤湿度的实测值，可用下面的方法计算 β ，较之过去多用近地层空气相对湿度估算 β 的经验公式更具客观性。 β 的计算公式有

$$\beta = \frac{\overline{W} - W_{ec}}{W_{sat} - W_{ec}} \quad (4.35)$$

或

$$\beta = \frac{\overline{W}}{W_{sat}} \quad (4.36)$$

其中 $\overline{W}$ 是表层土壤湿度实测值的算术平均， W_{sat} 是饱和时的相对土壤湿度， W_{ec} 是蒸发所需的临界土壤湿度，可由土壤临近冻结或解冻时（ $T_g \approx 0$ ）的土壤湿度观测值确定。

4.3 辐射加热

以自动气象站（AWS）的太阳辐射观测为例，其观测的辐射分量一般有4个，基本分为两种类型。

（1）太阳总辐射 global solar radiation 它是直接辐射和散射辐射之和），向下的总辐射 downward total radiation，它是直接辐射和长波逆辐射之和），地面反射的太阳辐射（reflective solar radiation），向上的总辐射（upward total radiation 它是地面反射的太阳辐射和放出的长波辐射之和）。例如，1993年7月～1999年3月在西藏中、东部拉萨、那曲、日喀则、林芝四地进行的中日亚洲季风机制合作研究计划中的“西藏地面热量和水分平衡观测试验”。

（2）地面吸收的短波辐射 downward solar radiation），地

面反射的短波辐射 (upward solar radiation), 长波逆辐射 (downward long-wave radiation), 地面放出的长波辐射 (upward long-wave radiation)。例如, 中日“全球能量和水分平衡试验—青藏高原季风试验 GAME—Tibet”) 于 1997 年 9 月开始在青藏高原西部改则和狮泉河进行的 AWS 观测。

所谓辐射加热指有效辐射, 即地面放出的长波辐射与大气长波逆辐射之差, 它是地面向大气输送能量的方式之一。因此, 辐射加热通量 = (向上的总辐射 - 地面反射的太阳辐射) - (向下的总辐射 - 太阳总辐射) = 地面放出的长波辐射 - 长波逆辐射。而地面放出的长波辐射的理论计算公式为

$$R_{LU} = \varepsilon \sigma T_g^4 \quad (4.37)$$

式中 ε 是地面长波发射系数 (常取 0.90~0.95), $\sigma = 5.6697 \times 10^{-8} \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} \cdot \text{s}^{-1}$ 为 Stefan-Boltzmann 常数。

4.4 地面热量平衡和地面热源

4.4.1 地面热量平衡方程与地面热源的定义

高原地面对大气的加热作用是由辐射过程和湍流输送过程的平衡来决定的。前者指地表吸收的短波辐射和放出的长波辐射的能量变化, 后者则指地表层吸收太阳辐射能以后又以湍流的方式向大气输送的热量和水汽能量。根据物理学中的“能量守恒定律”, 地表面热量平衡方程为

$$R_B - F_S = F_H + F_L + F_P + F_A \quad (4.38)$$

其中

$$R_B = (R_{SD} - R_{SU}) - (R_{LU} - R_{LD}) \quad (4.39)$$

R_B 称为辐射平衡（或称净辐射、辐射差额）， R_{SD} 为地面吸收的太阳短波辐射（也称太阳总辐射）， R_{SU} 为反射的太阳辐射， R_{LU} 为地面放出的长波辐射， R_{LD} 为长波逆辐射，两者的差称为地面有效辐射，用 R_{LN} 表示。 F_S 是地表层土壤热交换通量， F_H 为地面（湍流）感热通量， F_L 为土壤（蒸发）潜热， F_p 为地面植被光合作用和其它各种热量转换的通量， F_A 是地面动植物新陈代谢引起的热量转换和植物组织内部及植冠层中热量储存的通量。由于 F_p 和 F_A 相对于其它分量而言所占比例很小，一般可以忽略，则有简化的地面热量平衡方程

$$R_B - F_S = F_H + F_L \quad (4.40)$$

地面冷热源的定义为：如果某地区下垫面有热量从地面输送给大气，则此地称为地面热源；反之，称为地面冷源（或热汇）。但这种热量不一定都用于加热本地区的大气，可能有部分输送给本地以外的大气，如地面蒸发潜热是以潜热形式进入大气，但并不一定在当地凝结释放，因此，这一概念在实用上受到限制。但由于地面是大气的主要能源，特别是地面感热对地面天气系统的影响很大，所以地面冷热源的概念仍具有一定的实际意义。另外，值得注意的是，关于地面（冷）热源的构成有两种观点：其一，认为是地面湍流感热、地面蒸发潜热和地面有效辐射之和，有人也称之为地面加热。其二，认为是地面湍流感热和地面蒸发潜热之和。按第二种观点计算地面热源时，理论上，方程左边项（ $R_B - F_S$ ）和右边项（ $F_H + F_L$ ）都可以称为地面热源（或地面加热

强度，用 S_H 表示），但实际应用时一般多通过计算右边项来确定地面热源强度。

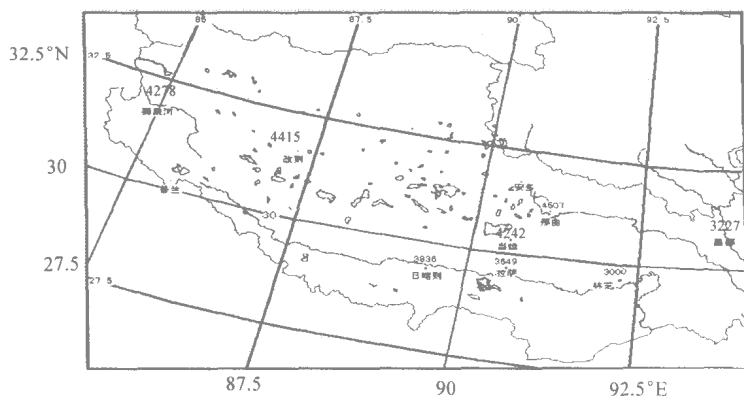


图 4.1 自动气象站在青藏高原的地理位置和海拔高度示意图

4.4.2 地面热通量的日变化和季节变化

热源观测是估算高原地面热源强度的直接方法。对于地面热通量的日变化，TIPEX 观测资料的分析表明，干季感热占主导地位，最大值为 $150\sim 300\text{ W/m}^2$ 出现在午后 12~14 时（北京时）；潜热通量一般只有 $50\sim 60\text{ W/m}^2$ 。湿季潜热通量与感热通量相当，有时潜热还略大，潜热通量最大值为 $150\sim 200\text{ W/m}^2$ 。高原地面热源的高值区位于中部，西部、中部和东部的平均地面热源强度均以感热为主，中部和东部潜热在地面热源强度中的贡献大于西部，其中东部潜热所占地面热源强度的份额最大（周明煜等，2000）。

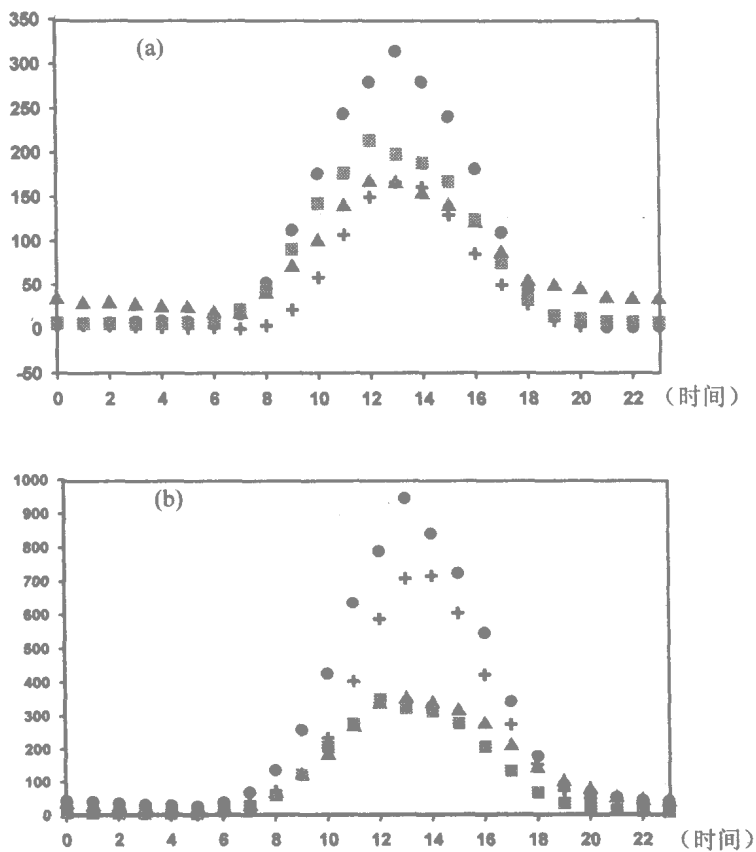


图 4.2 四个自动观测站三通量夏季的合成日变化

(北京时间,下同)

(a):感热通量(W/m^2) (b) 潜热通量(W/m^2)

● : 拉萨 ✚ : 日喀则 ▲ : 那曲 ■ : 林芝

夏季，白天向上的感热通量强烈，最大值出现在午后 12~13 时，拉萨明显高于其它站，峰值可达 314 W/m^2 ，如图 4.2a 所示。而夜间各站感热通量很小，这与夏季夜间地气温差几乎为零有直接关系。冬季的日变化趋势基本同夏季，夜间两者差别不大，但白天冬季同时刻的值明显小于夏季，13 时左右两者的差别达到最大。而冬季夜间一般为负值，即感热通量向下输送。向下输送的最大值一般出现在 18~19 时，以日喀则最为明显，向下最大通量值达 70 W/m^2 。

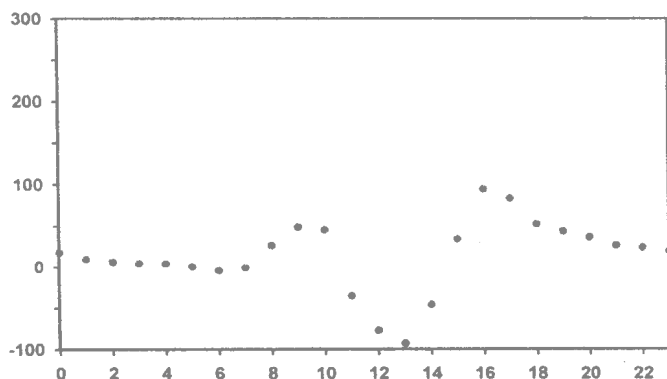


图 4.3 那曲站夏季与冬季湍流热通量的差值

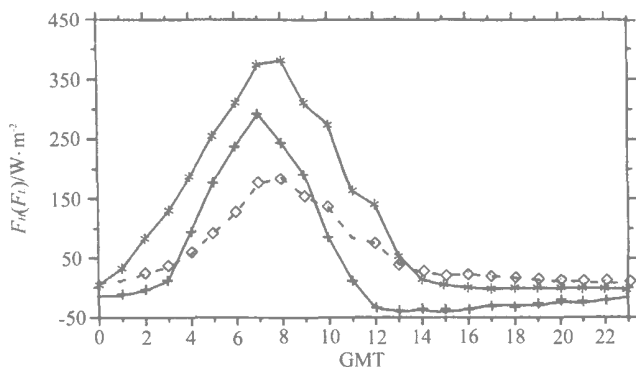
● 感热 (W/m^2) ○ 潜热 (W/m^2)

夏季高原潜热通量的日变化特征与感热通量相似，其峰值也出现在 12~13 时，同样以拉萨强度为最，最大值可达 946 W/m^2 ，而夜间各站基本为零值（图 4.2b）。冬季的日变化特征与夏季相似，但强度比夏季小许多，拉萨站最大值仅为 153 W/m^2 。比较图 4.2a 和图 4.2b 可以看出，夏季青藏高原中、东部地区的潜热明显大于感热，冬季两者相当或某

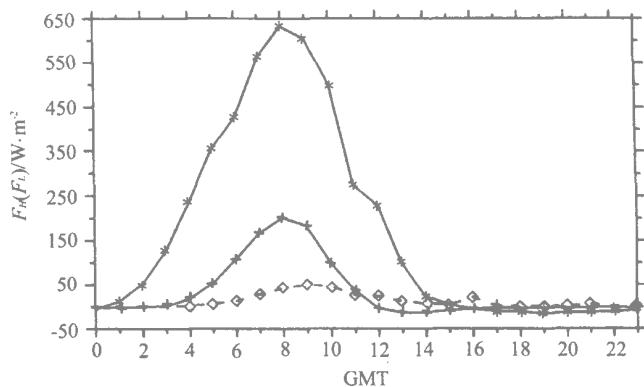
些站的感热略大于潜热（如那曲和林芝），所以可认为潜热通量是夏季高原中、东部地区地面加热的主要来源。另外，比较冬夏同时刻的感热和潜热可以看到：除拉萨外，夏季与冬季感热的差值在午后 13 时出现最大负值（如那曲为 -100 W/m^2 ），即冬季感热日峰值大于夏季；而潜热夏季与冬季的差值在 13 时却出现最大正值（如那曲为 289 W/m^2 ），即夏季潜热日峰值明显大于冬季（图 4.3）。

综上所述，无论冬夏，高原中、东部地面的热量输送在白天表现得非常明显，在午后 12~13 时达到最大值，其强度比平原地区同期的同类值大许多，这反映出高原地面热力作用的强大和重要。

再来看高原西部的情形。高原西部改则和狮泉河两站地面感热通量的日变化无论冬夏也都十分明显，并且夏季的日变幅明显大于冬季（图 4.4、图 4.5）。白天一般为正值，感热向上输送（即由地面加热大气），最大值出现在世界时 08 时，李国平等（2000）计算的夏季改则的小时最大值为 381 W/m^2 ，比李家伦等利用 1998 年 TIPEX 加强观测期脉动观测资料和涡旋相关法算出的感热通量的日最大值（ 250 W/m^2 ）要大；而狮泉河小时最大值可高达 632 W/m^2 这大约是平原地区同类值的三倍，由此可见高原地面感热作用的重要性。最小值出现在世界时 14 时左右，并且为负值，这是由于高原夜间强烈的地面辐射冷却导致地面温度低于气温、从而出现感热向下输送（即由大气加热地面），此现象在改则尤为明显。

图 4.4 改则 1998 年 F_H 和 F_L 的合成日变化

—*—: F_H (7月) —+: F_H (1月) -◇-: F_L (7月)

图 4.5 狮泉河 1998 年 F_H 和 F_L 的合成日变化

—*—: F_H (7月) —+: F_H (1月) -◇-: F_L (7月)

潜热通量日变化的位相特征与感热相同，7 月改则的小时最大值为 186 W/m^2 ，（出现在降雨后土壤湿度较大时），这与李家伦等 (1999) 利用脉动观测资料和涡旋相关法算出的

潜热通量的日最大值 (200 W/m^2) 相近, 而狮泉河的小时最大值仅为 50 W/m^2 。1 月份由于土壤冻结, 蒸发潜热通量基本为零。值得注意的是, 无论冬夏潜热通量都比同时刻的感热通量小得多 (图 4.4、图 4.5), 这反映出由于高原西部土壤干燥和地气温差较大, 使得感热在地面加热构成中占有重要地位 (特别在冬季)。

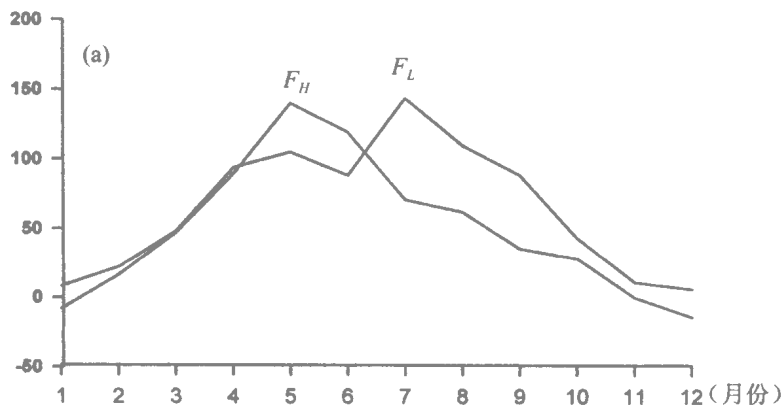
对于地面热通量的季节变化。李国平等 (2000, 2001) 利用中日亚洲季风机制合作研究计划设置在青藏高原中、东部地区的拉萨、日喀则、那曲和林芝四地 1993 年 7 月 ~ 1999 年 3 月近 7 年的自动气象站 (AWS) 近地层梯度观测资料, 确定出分季节的高原地表粗糙度和逐日的地面总体输送系数, 以此为基础用总体输送公式对地面动量、感热和潜热通量进行了计算, 并用合成方法分析了 1993~1999 年高原近地层通量夏季、冬季的日变化和月变化特征。

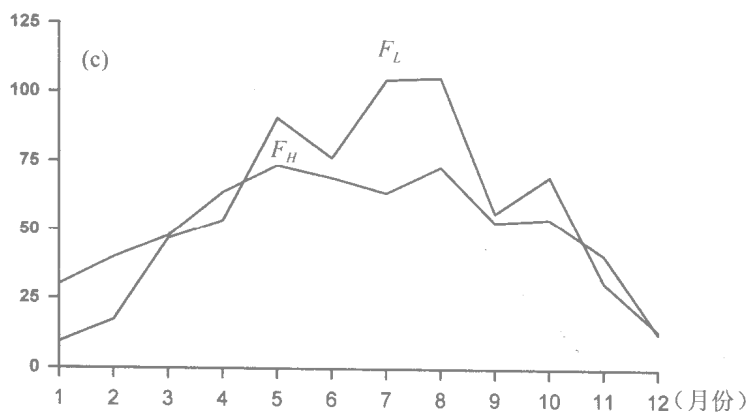
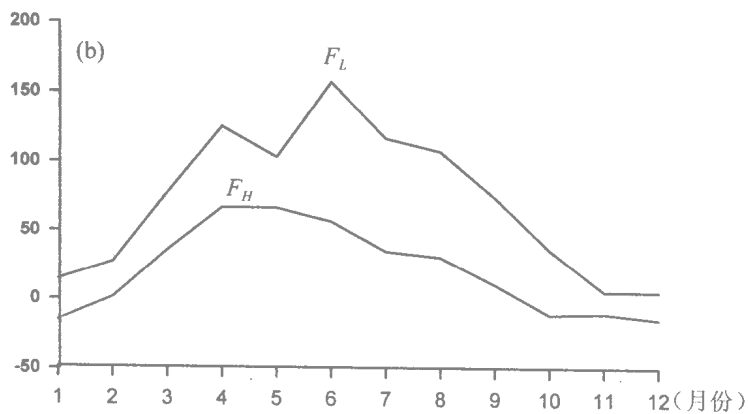
动量通量最大值出现在春季 (3 月) 在季风开始爆发阶段 (5~6 月), 一般又会出现一个次最大值; 其最小值出现在秋季, 其中拉萨、日喀则为 11 月, 那曲、林芝为 9 月 (图略)。如图 4.6 所示, 感热和潜热通量季节变化的基本趋势是一致的, 峰值位于夏半年, 谷值位于冬半年。感热全年最大值一般出现在 5~6 月, 最小值出现在 12 月。夏半年潜热的变化呈现“双峰型”, 第一个峰值出现在 4 月左右, 这是春季气温回升、积雪融化或土壤解冻后土壤湿度增加、土壤蒸发加大的结果。第二个峰值 (即全年最大值) 要比感热的最大值晚 1~2 个月, 即 7 月左右, 这是高原雨季 (6~8 月) 的直接反映。潜热的最小值一般出现在 1 月。由于地气温差的季节变化位相与感热、潜热的季节变化位相基本重合, 所以可认为近地层热量通量的季节变化主要是由地气温

差变化引起的。以拉萨站为例，季风开始前的一个月，感热可大于潜热。季风开始后，潜热迅速增大。在季风强盛期（7~8月），潜热可以是感热的 2.3 倍。因此，冬半年（10月~次年 3月），感热和潜热加热的作用相当或有的站感热略大于潜热；夏半年（4~9月），潜热加热明显大于感热，仅在有的站季风开始前一个月（5月），出现感热超过潜热的情形。全年感热交换的活跃期一般出现在季风开始爆发阶段（5~6月），潜热交换的活跃期有两个，分别出现在春季回暖期（4~5月）和季风强盛阶段（7~8月）。

表 4.1 各站地表粗糙度各季节的多年平均值（单位：cm）

	拉萨	日喀则	那曲	林芝
春季（3~4月）	3.02	4.46	2.78	1.90
夏季（5~8月）	7.11	8.22	3.21	3.49
秋季（9~10月）	4.67	5.29	3.31	3.18
冬季（11~2月）	1.10	2.38	2.58	1.17





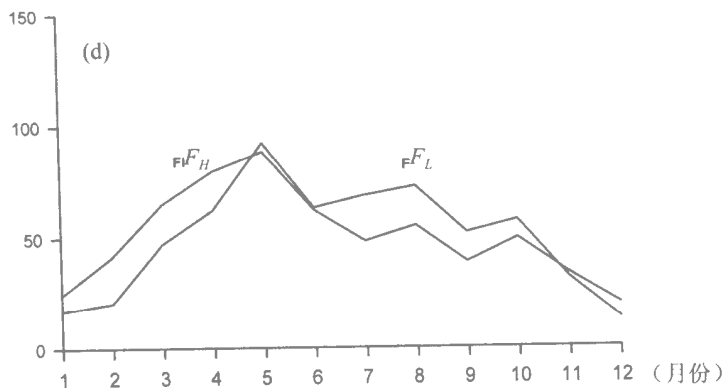


图 4.6 7 年资料合成计算的感热和潜热通量的逐月变化

(单位: W/m^2)

(a) 拉萨 (b) 日喀则 (c) 那曲 (d) 林芝

表 4.2 高原中、东部地面通量 1993 年 7 月~1999 年 3 月的平均值

	$C_D(10^{-3})$	$C_H(10^{-3})$	$F_M(10^{-2} \text{ N/m}^2)$	$F_H(\text{W/m}^2)$	$F_L(\text{W/m}^2)$
拉萨	4.36	5.79	1.36	46.80	49.36
日喀则	4.32	5.70	1.27	19.94	70.73
那曲	4.64	6.26	3.14	52.61	54.96
林芝	4.39	5.94	2.28	52.07	42.59

整个观测期的平均状况表明：高原东部地区地面动量总体输送系数 C_D 的平均值约为 4.47×10^{-3} ，热量总体输送系数 C_H 的平均值约为 5.98×10^{-3} ，并且 $C_H > C_D$ ，两者的比值约为 1.34。那曲的动量通量较大，这是由其地面风速较大引起的。除日喀则外，感热通量与潜热通量的差别不大，

并且各站感热和潜热之和大体相当（约为 100 W/m^2 ），这表明就全年平均而言，高原中、东部地区地面感热加热和潜热加热的作用同等重要。

李国平等（2000）计算的结果表明，地面西部两站感热通量的强度和季节变化趋势基本一致，一般在 5、6 月达到最大值（约为 122 W/m^2 ）。改则 7 月的平均值为 113 W/m^2 ，这比 QXPME X 算出的 190 W/m^2 要小。狮泉河 7 月的平均值为 119 W/m^2 ，比用 QXPME X 资料和总体公式计算出的 67 W/m^2 大。1 月，两站感热通量达到最小值，其平均值为 13 W/m^2 ，与用 QXPME X 资料给出的月平均最小值 12 W/m^2 极为接近。地面蒸发潜热通量的季节变化和年际变化与降雨量有很好的对应关系（图 4.8 和图 4.9），并且改则由于雨量较大（特别是 1998 年）造成潜热通量明显超过狮泉河。1998 年改则的月最大值（ 53 W/m^2 ）出现在 9 月，比雨量最大的 8 月滞后一个月。改则 6~7 月潜热通量的平均值为 23 W/m^2 ；狮泉河的月最大值出现在 7 月，其值为 13 W/m^2 。比较图 4.7 和图 4.8 可见，由于西部是高原雨量最小、湿度最小的地区，则潜热通量明显小于同期感热通量，这也符合 5~8 月高原西部地面是由强大而稳定的感热为主构成的热源的看法。

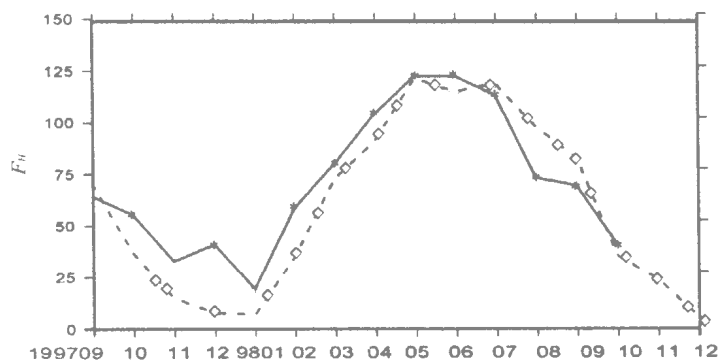


图 4.7 1997 年 9 月~1998 年 12 月改则 (实线) 和狮泉河 (虚线) F_H 的月平均值 (W/m^2)

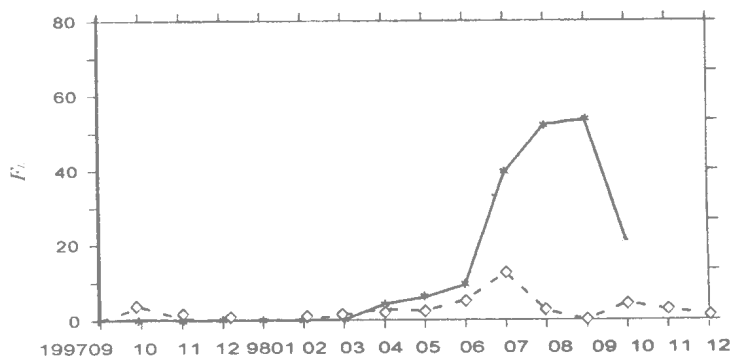


图 4.8 1997 年 9 月~1998 年 12 月改则 (实线) 和狮泉河 (虚线) F_L 的月平均值 (W/m^2)

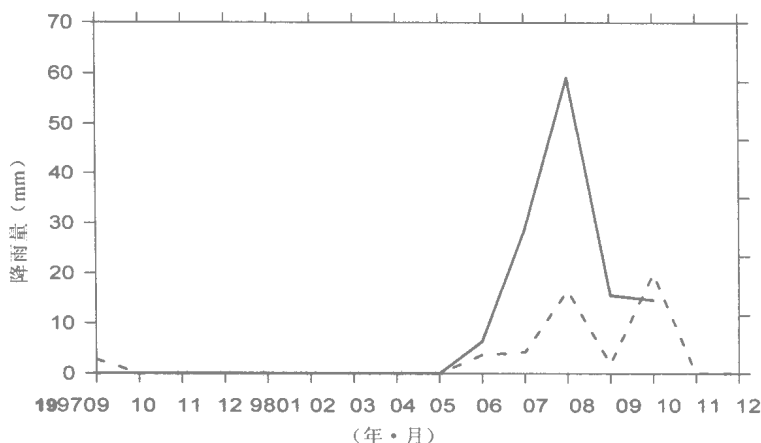


图 4.9 1997 年 9 月~1998 年 12 月改则(实线)和狮泉河(虚线)降雨量的月累计值

高原西部感热和潜热的季节变化特征可以解释为：地面感热加热在 5 月首先达到最大值，这有利于高原季风的建立。6 月份随着高原西部雨季的开始，一方面使地表降温，使感热在 7 月后迅速减小；另一方面由于降雨增多使土壤湿度增大，土壤蒸发加大，则潜热加热在 7~9 月出现最大值，10 月份随着高原西部雨季的结束，潜热加热很快减小并趋于零。

4.4.3 地面热源

人们常把青藏高原的热力作用形象地比喻为亚欧大陆上的“热岛”，高原地面和大气的热源性质、强度及其变化一直是青藏高原气象研究的一个重要问题。20 世纪 50 年代

和 60 年代曾认为高原地面夏季为热源、冬季除高原东南角以外为冷源。后来,不少学者(叶笃正等, 1979; 高国栋和陆渝蓉等, 1986; 姚兰昌等, 1988)相继计算分析了高原地面的冷热源强度,指出高原地面全年都是热源,修正了过去冬季高原地面大部分地区为冷源的结论。而高原冬季积雪的多寡是决定地面热源强度的重要因素。

因此,对高原热源的研究始终是高原气象研究的重点之一。研究方法有利用气候资料、探空资料、辐射和地面热量平衡观测资料等,但对高原热源的分量构成尚存在不同看法。起初叶笃正等(1957)、Flohn(1968)曾认为感热加热为主。后来发现高原上有大量强对流云后, Riehl 和 Flohn 转而强调高原东南部潜热加热的重要性, Flohn 还形象地写到“高原东南角犹如一部带有大烟囱的热机”,把高原热力作用比喻为“烟囱效应”,实际上,把整个高原看成向大气输送能量的烟囱更为恰当。后来,叶笃正等(1979)也认为高原西部以感热为主,东部以潜热为主,整个高原平均仍以感热为主。Yanai 和 Luo(1984)通过计算高原上的视热源 Q_1 和视水汽汇 Q_2 ,指出高原西部以感热为主,东部感热和潜热同等重要。以后,杨伟愚、叶笃正、吴国雄(1990)又认为夏季高原西部地区积雨云的活动也不少,潜热对热源也有一定贡献。1998 年 TIPEX 观测资料表明,干季整个高原的潜热通量都很小,地面向大气边界层提供湍流能量以感热为主,进入湿季,潜热通量显著增加,感热通量相应减少,这时高原中、东部地面向大气边界层湍流热量输送以潜热为主,而西部总体上仍以感热输送为主。干湿季的分界线东部为 5 月下旬,中西部为 6 月下旬。

地面热源的日变化特点为:正午前后有明显的峰值,

日出前出现最小值。热源强度季节变化的特点是湿季大于干季。热源强度的地理分布为中部最大（干、湿季的日峰值分别为 567 W/m^2 和 606 W/m^2 ），西部次之（干、湿季的日峰值分别为 315 W/m^2 和 442 W/m^2 ），东部最小（干、湿季的日峰值分别为 321 W/m^2 和 389 W/m^2 ）（周明煜等，2000）。

李国平等（2000，2001）以 1997 年 11 月～1998 年 10 月青藏高原西部改则和狮泉河地区自动气象站（AWS）连续观测的近地层梯度资料，确定出两站的平均地表粗糙度分别为 2.7 cm 和 2.9 cm 。采用廓线一通量法计算出观测期逐日的总体输送系数，两站 1998 年动量总体输送系数（拖曳系数）的年平均值分别为 4.83×10^{-3} 和 4.75×10^{-3} ，进一步用总体公式计算出两站逐日的地面感热和潜热通量。结果表明：高原西部地面全年均为热源，两站地面热源强度在 7 月达到最大值，12 月或 1 月出现最小值（图 10-10）。改则站最大月平均值为 122.5 W/m^2 ，狮泉河为 122.5 W/m^2 ；改则站的地面热源在 1 月出现最小值（ 17.7 W/m^2 ），狮泉河在 12 月地面热源强度出现最小值（ 7.5 W/m^2 ）。就地面加热而言，青藏高原西部不仅在夏季是一个强大的热源，在冬季也是热源，只不过强度较夏季小了许多。需要指出的是，由于高原地表空气密度较小，空气质量比平原地区小一半左右，所以相同强度的地面热源其加热效应要比平原地区大一倍，这正是高原地面加热作用的重要和强大所在。

在此观测期内青藏高原西部不论冬夏地面皆为热源，地面热源强度具有明显的季节变化，两站地面热源强度的年平均值分别为 82.5 W/m^2 和 68.2 W/m^2 。高原西部两站地面

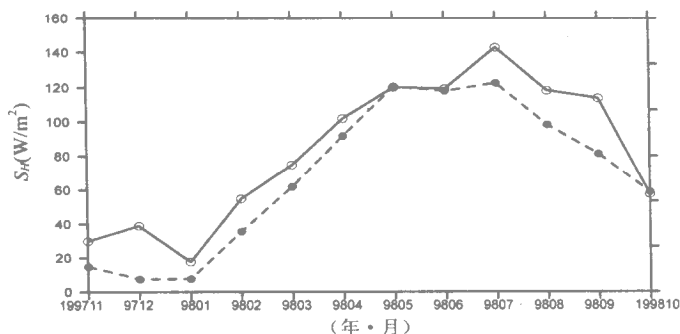


图 4.10 改则(实线)狮泉河(虚线)站
地面热源强度的月平均值

热源中感热和潜热所占比例存在差异,改则感热占 83%,潜热占 17%,狮泉河感热占 95%,潜热占 5%。因此,青藏高原西部地面热源中以感热加热为主,潜热只在高原雨季(8~10 月)有较明显的贡献,这与高原中、东部地面热源构成中两者大体相当明显不同。

综上所述,高原地面全年为热源,干季热源构成以感热加热为主,转为雨季后潜热和感热同等重要,但高原不同地区地面热源构成的差异、地面热源的季节变化和年际变化仍需进一步研究。

4.4.4 高原积雪异常对地面热通量和 地面加热的影响

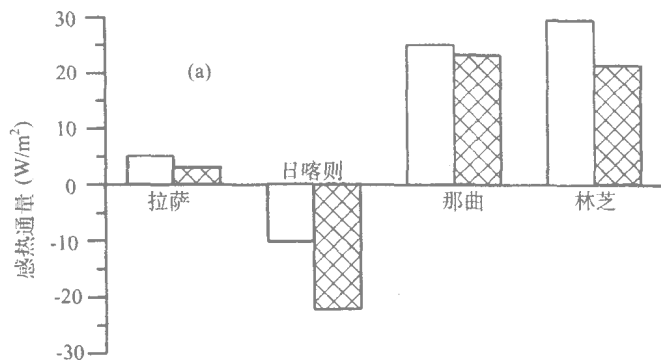
根据近 10 年高原降雪和积雪资料,选取 1996/1997 年为少雪冬季(也称少雪年),选取 1997/1998 年为多雪冬季(也称多雪年)。如图 4.11 所示,冬季,多雪年的感热通量

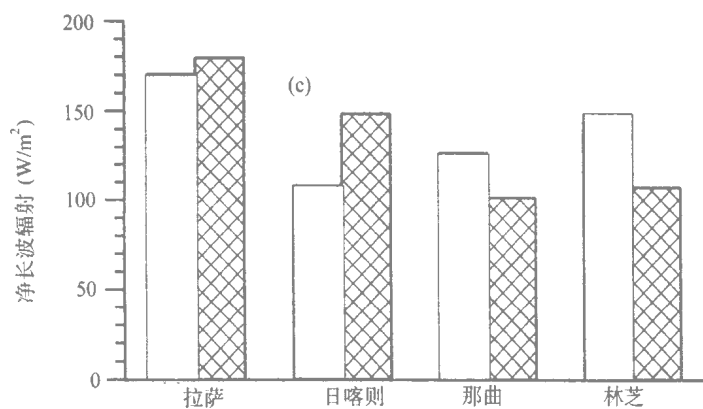
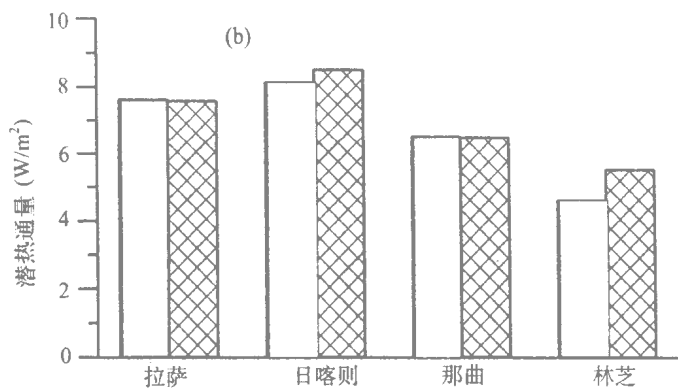
出现程度不同的减小（日喀则最明显），这主要取决于地—气温差的降幅。由于冬季表层土壤基本冻结，多雪年与少雪年的地表蒸发所致的潜热通量没有明显差异。

表 4.3 多雪年和少雪年冬季地面物理量的差异

		A_g	Δ_T ($^{\circ}\text{C}$)	C_D ($\times 10^{-3}$)	C_H ($\times 10^{-3}$)	F_M ($\times 10^{-2}\text{N/m}^2$)
拉萨	多雪年	0.18	1.82	3.03	4.03	0.97
	少雪年	0.21	0.97	3.06	4.07	0.96
日喀则	多雪年	0.20	-3.64	3.51	4.66	1.22
	少雪年	0.20	-1.64	2.83	3.70	1.07
那曲	多雪年	0.38	3.10	4.70	6.40	2.74
	少雪年	0.30	2.81	4.50	6.08	3.05
林芝	多雪年	0.28	2.42	4.04	5.46	2.57
	少雪年	0.22	2.81	3.32	4.45	1.79

A_g 是地面反射率， Δ_T 是地气温差。





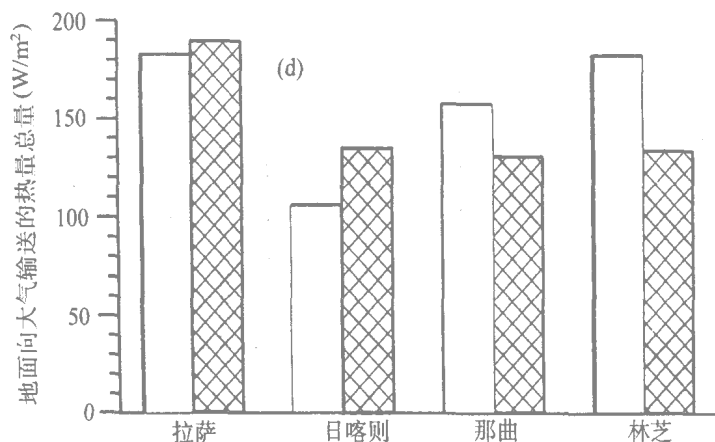


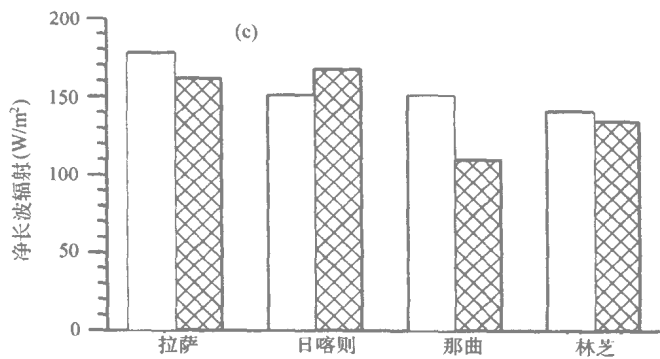
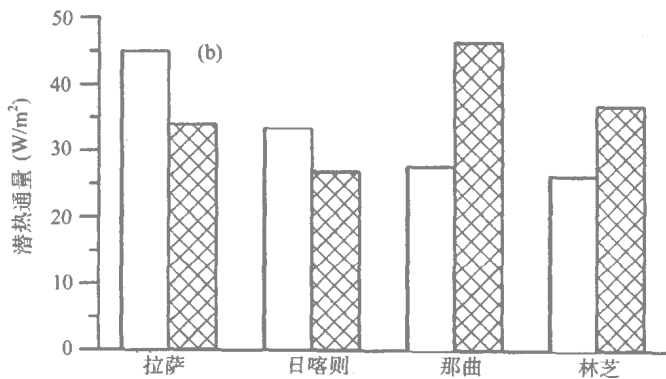
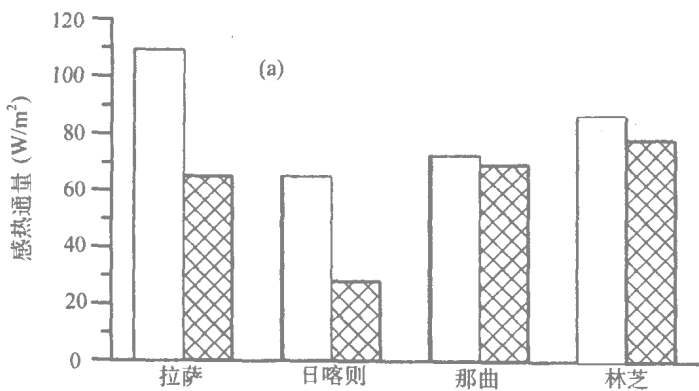
图 4.11 少雪年 (左边空白柱) 和多雪年 (右边网格柱)
高原冬季地面热通量的对比

直接加热大气的地面热通量有感热和净长波辐射，后者是地面输入大气热通量的主要份额。在积雪异常显著的多雪年净长波辐射明显减少，例如那曲和林芝。因此，总的来说，多雪年高原地面热通量在积雪明显异常的地区是显著减少的，但那些积雪异常不明显的地区地面热通量可能呈相反的变化趋势，如拉萨和日喀则。这反映出由于高原降雪和积雪分布不均匀，多雪年和少雪年冬季高原各地区的地面加热的差异不能一概而论（如图 4.11）。

表 4.4 多雪年和少雪年春季地面物理量的差异

		A_g	Δ_T ($^{\circ}\text{C}$)	C_D ($\times 10^{-3}$)	C_H ($\times 10^{-3}$)	F_M ($\times 10^{-2}\text{N/m}^2$)
拉萨	多雪年	0.16	5.71	5.12	6.86	1.68
	少雪年	0.18	8.07	5.47	7.41	2.04
日喀则	多雪年	0.19	2.07	5.93	8.01	2.28
	少雪年	0.19	5.26	5.64	7.57	2.23
那曲	多雪年	0.22	4.64	4.81	6.51	4.86
	少雪年	0.26	5.87	4.77	6.45	2.63
林芝	多雪年	0.19	5.71	4.53	6.12	3.67
	少雪年	0.19	6.64	4.46	6.04	2.52

高原冬季积雪异常不仅影响冬季的地面物理过程，而且由于雪盖的存在及其时间后延效应，还会影响春季的地面物理过程和大气环流。春季，随着气温升高积雪开始融化。如图 4.12 所示，由于融雪所致的土壤湿度增加，多雪年地表反射率降低，甚至会低于少雪年的同类值。多雪年春季的地气温差仍是减少的，其变化的均一性和变幅均高于冬季的情形。多雪年与少雪年春季动量总体输送系数 C_D （拖曳系数）和热量总体输送系数 C_H 的差异与冬季的情况相同。图 4.12 中，多雪年与少雪年春季感热通量的差异非常显著，高于冬季的同类值，特别是在拉萨和日喀则，并且四个测站的变化趋势是一致的。多雪年春季地表潜热通量随着融雪所致的土壤湿度和地表蒸发的增加而增大，尤其在冬季积雪异常显著的地区（如那曲和林芝）。多雪年的春季净长波辐射明显减少（日喀则除外）。因此，多雪年春季地面向大气



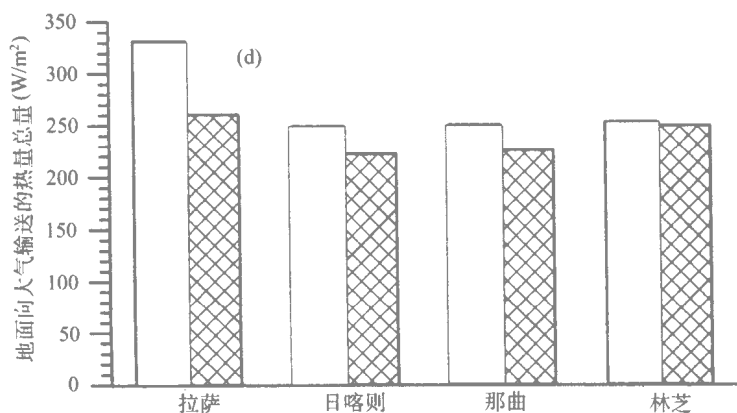


图 4.12 少雪年（左边空白柱）和多雪年（右边网格柱）
高原春季地面热通量的对比

输送的热量总量是明显减少的（图 4.12d），并且多雪年与少雪年地面向大气输送的热量总量的差异在春季明显大于冬季。由此可见，青藏高原冬季积雪异常的影响在随之而来的春季表现得更加清楚，也更加显著。

4.5 大气热源

大气冷热源是以大气是否得到热量来定义的。在某个时段内，某地的大气柱内若有净热量的收入（通过运动从侧边界流出的热量不计在内），则把这个时段该地的大气称为热源；若有净热量支出，则称为冷源。大气冷热源由以下五个加热分量之和构成，即地面有效辐射（净长波辐射）、地

面感热、太阳短波辐射、降水凝结潜热和大气顶向外放出的长波辐射。显然大气冷热源全面考虑了各种热量之间的平衡，是大气运动的热力强迫因子，也是大气运动的能量来源。大气冷热源的计算方法很多，大致可归纳为两类：一是直接算法（也称正算法），即通过参数化方案或结合经验公式分别算出五个加热分量，然后求和；二是间接算法（也称倒算法），即根据热力学量的变化通过热力学方程倒算出非绝热加热作为大气冷热源。由于倒算法要用到垂直速度（不易算准）、难以分离出各种加热场相对贡献以及必须知道运动场才能确定加热场，所以在实际应用时受到不少限制，因此大气冷热源的计算方法多采用正算法进行。

陈隆勋和李维亮（1983），Yanai 和 Luo（1984）相继计算分析了高原大气中的冷热源强度，指出高原大气 3~9 月平均为热源，10 月~次年 2 月平均为冷源。陈隆勋等还特别指出，夏季大气热源的中心并不在高原上空，而是在高原东南侧的孟加拉湾东部。

4.6 高原西部低涡的超干绝热生成机制

在平原地区，地面感热加热只与地面热低压相联系，但这种系统呈准静止状态、有明显的日变化、强度相当弱，并且温压场都很浅薄。但在青藏高原（特别是高原西部）地面感热却能产生发展性、移动性的涡旋系统。

从大气动力学的观点，任何天气系统的发生、发展都可以看作一种动力不稳定过程。温带气旋的发展机制主要是斜压不稳定，热带气旋的发生、发展与第二类条件不稳定（CISK）有关。根据夏季高原低涡的发生过程和结构特征，

不少研究表明 CISK 对高原东部低涡（如那曲涡）的发生、发展也有重要作用，但这种机制不能解释水汽极端缺乏的高原西部低涡的产生和发展。因此，常发生于近似正压气流中的高原西部的暖性、干涡能够得到较大发展可能存在另一类动力不稳定机制。例如，此类低涡产生于地面感热中心上空并随之移动，因此感热的作用非常重要。受感热加热影响，低涡中心降压，气流从四周向中心辐合，一般情况下上升运动中干绝热过程马上使气柱降温，从而抑制热低压进一步发展。但研究发现，在高原主体地区，当地面出现最高气温时，几乎每天在 500 hPa 以下出现超干绝热递减率现象（即 $\gamma > \gamma_d$ ）。在超干绝热条件下，上升气流相对于四周仍然是升温的，则此时可能存在类似于热带洋面条件性不稳定大气中的 CISK 机制。因为当上升气流不再降温反而升温时，将使那里的气柱进一步增暖，高层的辐散加强，引起低层辐合也进一步加强。这是一种正反馈的互激过程，也是一种不稳定发展过程，不稳定发展的结果，使低涡、暖气柱和上升运动同时加强，这种机制较好地解释了具有深厚暖气柱的干涡发展过程。当然，由于超干绝热气层的厚度不可能很厚、维持时间也不会很长，一般高原西部低涡的强度比高原东部低涡要弱。

根据陈秋士提出的分解分析方法，可将高原低涡的发展看作是非热成风适应过程中热成风不平衡所激发的惯性重力波不稳定发展的结果。则在超干绝热大气中惯性重力波不稳定发展的判据为

$$L < L_0 \quad (4.41)$$

式中 L 为扰动的水平尺度, L_0 为热成风适应的特征水平尺度, 其表达式为

$$L_0 = \frac{c_d}{\sqrt{2}f} = \frac{R}{f} \sqrt{\frac{T(\gamma - \gamma_d)}{2g}} \quad (4.42)$$

式中 c_d 是慢性重力内波的波速。显然, 高原西部的超干绝热条件有利于满足不稳定判据 (4.41) 式。

4.7 西南低涡初期发展的超干绝热机制

在西南低涡涡源附近, 由于下垫面海拔高, 大气中的水汽含量少, 由积云对流释放潜热而引起低涡发展的可能性较小。下面介绍大气边界层中层结弱不稳定的超干绝热 (热力不稳定) 结构引起西南低涡初期发展的一种机制 (万军, 卢敬华, 1986)。

设低涡已在大气边界层中初生, 水平尺度数百 km, 垂直方向很浅薄。采用柱坐标系, 考虑湍流摩擦作用, 不考虑水汽凝结潜热效应, 则有基本方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + k \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_L \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} \right) \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu + \frac{uv}{r} = k \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + k_L \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial rv}{\partial r} \right) \quad (4.44)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + k \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + k_L \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (4.45)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + k_L \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad (4.46)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{\rho u}{r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (4.47)$$

其中, r 表示径向, u 表示径向速度, v 表示切向速度, k 表示水平湍流摩擦系数, k_L 表示垂直湍流摩擦系数, 其它为气象常用符号。由于只考虑边界层中的轴对称扰动, 设基本运动静止, 平均气压和密度只随高度变化, 平均密度为常数。加之边界层中的运动属于浅层运动, 则采用微扰法, 并作简单变量代换后可得如下形式的 Boussinesq 近似下的扰动方程组

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f v_1 - \frac{v_1^2}{r} = -\frac{\partial p_1}{\partial r} + k \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} + k_L \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_1}{\partial r} \right) \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + f u_1 + \frac{u_1 v_1}{r} = k \frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2} + k_L \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r v_1}{\partial r} \right) \quad (4.49)$$

$$\frac{\partial w_1}{\partial t} = -\frac{\partial p_1}{\partial z} + \frac{g \theta_1}{\theta} + k \frac{\partial^2 w_1}{\partial z^2} + k_L \left(\frac{\partial^2 w_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w_1}{\partial r} \right) \quad (4.50)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = \frac{N^2 \bar{\theta}}{g} w_1 + k \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} + k_L \left(\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_1}{\partial r} \right) \quad (4.51)$$

$$\frac{\partial r u_1}{\partial r} + \frac{\partial r w_1}{\partial z} = 0 \quad (4.52)$$

其中 $u_1 = \rho u'$, $v_1 = \rho v'$, $w_1 = \rho w'$, $\theta_1 = \rho \theta'$, $p_1 = p'_0$ 在青藏高原地区, 边界层顶正是边界层内中尺度天气系统消失的高度, 因此上下边界条件可取为刚体边界条件。设上述扰动方程组有如下形式的解

$$u_1 = U(r) \cdot \cos mz \cdot e^{\omega t} \quad (4.53)$$

$$v_1 = V(r) \cdot \cos mz \cdot e^{\omega t} \quad (4.54)$$

$$w_1 = W(r) \cdot \sin mz \cdot e^{\omega t} \quad (4.55)$$

则垂直和水平边界条件相应为

$$z=0, w=0; z=H, w=w_{\max} \quad (4.56)$$

$$r=0, w \text{ 有界}; r=R, w=0 \quad (4.57)$$

其中 R 为低涡半径。可以证明在考虑湍流摩擦的情况下 $W(r)$ 近似满足零阶贝赛尔 (Bessel) 方程

$$\frac{d^2 W(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dW(r)}{dr} + n_1 W(r) = 0 \quad (4.58)$$

$$\text{其中 } n_1 = \frac{m^2 f^2 + m^2 (\omega + km^2 + k_L n^2)^2}{N^2 - (\omega + km^2 + k_L n^2)^2} \quad (4.59)$$

方程 (4.58) 的解为

$$W(r) = A J_0(n_1 r) + B Y_0(n_1 r) \quad (4.60)$$

式中 $J_0(n_1 r)$ 为零阶贝赛尔函数, $W_0(n_1 r)$ 为零阶诺依曼函数。由边界条件 (4.58) 式可得 $B=0$ 和 $W(R)=0$, 则 $W(r)$ 要有非零解, 必须

$$J_0(n_1 R) = 0 \quad (4.61)$$

则有

$$n_1 R = \mu_i (i = 1, 2, \Lambda) \quad (4.62)$$

取 $i=1$ (第一个零点值), 有 $\mu_{1i} = 2.405$ 所以 $n_1 = \frac{\mu_1}{R} = \frac{2.405}{R} = n$ 。这样利用 (4.59) 式可得圆频率方程

$$(m^2 + n^2)\omega + 2(m^2 + n^2)(km + k_L^2 n^2)\omega + [(m^2 + n^2)(km + k_L^2 n^2)^2 + mf^2 - n^2 N^2] = 0 \quad (4.63)$$

扰动不稳定发展, 要求圆频率有虚部形式的解, 则根据根与系数的关系从 (4.63) 式可得不等式

$$N^2 > \frac{1}{n^2} [(m^2 + n^2)(km + k_L^2 n^2)^2 + mf^2] \quad (4.64)$$

而 $N^2 = -\frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \approx \frac{g}{\theta} (\gamma - \gamma_d)$, 由此得到

$$\gamma - \gamma_d > \frac{\bar{\theta}}{gn^2} [(m^2 + n^2)(km + k_L^2 n^2)^2 + mf^2] \quad (4.65)$$

此式说明, 边界层中浅薄低涡初期发展的条件是大气层结不稳定或气温直减率超过干绝热直减率。若在低涡源地将上式中有关物理量取为: $H=3000$ m, $R=150 \times 10^3$ m, $k=10^2$ m²/s, $k_L=10^4$ m²/s, 平均位温为 290K, 纬度取 30° N, 代入

(4.65) 式可算得 $\gamma - \gamma_d$ 的临界值为 $0.02^\circ\text{C}/100\text{ m}$ 。根据实测资料，高原近地层到 400 hPa 经常出现气温直减率与干绝热直减率相当或超干绝热直减率的现象。因此，边界层大气层结弱不稳定的超干绝热结构可引起西南低涡的初生和发展。当然，以上讨论的只是西南低涡发展的一种启动机制，初步发展的低涡要进一步得到加强必须有有效位能 (APE, Available Potential Energy) 和潜热能向动能的转换，这种条件多数只有当低涡从源地移出后才能得到满足。

第五章 青藏高原的动力作用

本章将简要介绍青藏高原大地形对大气运动的动力作用，涉及地形动力作用的表述方法、大地形对定常波的作用等问题，并通过数值试验、涡度诊断分析以及能量诊断分析多侧面地讨论了青藏高原的动力作用对大气环流、天气系统的影响，以及动力作用和热力作用的相对重要性。

关键词：爬流，绕流，地形强迫，定常波，倾斜涡度，
Taylor 柱

5.1 绕流、爬流和阻挡作用

地形动力的作用指纯粹由地形机械阻挡和摩擦引起的大气动力过程的变化，这种作用归纳起来有以下几种形式。

5.1.1 阻挡

广义的阻挡概念就是地形动力作用，而狭义的阻挡概念则指山脉对气流阻挡的直接作用。它是山脉两侧对大气的侧压力不同造成的，这种侧压力称为山脉力矩。山脉力矩使东、西风都减速，则西风带中大气失去角动量，东风带中大气得到角动量。因此，山脉阻挡作用对维持全球角动量平衡有一定的作用。

性质明显不同的气团能够以平衡态存在于山脉两侧，也就是说山脉可以阻挡大气中物理量（热量、角动量和水汽

等) 的交换。当然, 山脉的形状、大小不同, 这种阻挡作用的程度也不同。因为青藏高原东西方向很长并且高度很高, 对空气南北交换的阻挡作用很大, 使高原南北两侧天气、气候具有明显差异。

5.1.2 爬流和绕流

气流在流动过程中遇到山脉后, 一部分被强迫抬升越山而过, 称为爬流; 另一部分在水平方向偏转并绕山而过, 称为绕流。

对于爬流, 气流在越山过程中, 其动力学性质将发生很大变化, 常可在山脉上空形成山脉波, 在山脉下游形成背风波。地球上许多山脉的背风面都可观测到背风波的存在。动力学理论认为背风波是气流爬越山脉过程中保持位涡守恒的结果, 即可用简化的位涡守恒方程

$$\frac{\zeta + f}{h} = \text{const.} \quad (5.1)$$

或

$$\frac{\zeta + f}{\Delta p} = \text{const.} \quad (5.2)$$

来解释背风波的形成。

绕流可使气流分支, 对于西风气流绕流可使其分为南北两支。北支气流发生反气旋弯曲, 南支气流发生气旋式弯曲, 则在其下游形成切变线和尾流涡等伴生系统。

爬流和绕流作用的相对大小, 一方面取决于山脉本身的特征, 以地球上两大著名的地形——青藏高原和落基山为例, 两者的形状差异很大。对于同样不太强的西风气流, 南北尺度较大的落基山其爬流作用比绕流明显; 而近似椭圆形

状的青藏高原，由于高度较高，其绕流作用就要比爬流明显。另一方面，爬流与绕流的相对大小，还与气流强度和层结稳定度有关。因此，山脉对气流的动力作用可能呈现季节性的变化。青藏高原纯粹爬流和绕流的对比性数值试验表明：青藏高原的纯动力作用在夏季主要表现在绕流作用上，而在冬季爬流与绕流的作用都较大。这种现象可能与冬夏西风气流的强弱有关。

将地形作为刚性边界，则地形抬升作用即在下界面产生的强迫性垂直运动为

$$w_s = \vec{V}_s \cdot \nabla h_s = u_s \frac{\partial h_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial h_s}{\partial y} \quad (5.3)$$

式中 $\vec{V}_s$ 为地面风， h_s 为地形高度函数。 w_s 实质上包括了地形对气流的强迫性爬流和绕流作用，较难将两者区分开。若将近地面风 V_s 分为爬流 V_c 和绕流 V_r ，即

$$\vec{V}_s = \vec{V}_c + \vec{V}_r \quad (5.4)$$

则有爬流方程

$$\vec{V}_c \times \nabla h_s = 0 \quad (5.5)$$

$$\vec{V}_s \cdot \nabla h_s = \vec{V}_c \cdot \nabla h_s \quad (5.6)$$

和绕流方程

$$\vec{V}_r \cdot \nabla h_s = 0 \quad (5.7)$$

$$\vec{V}_s \times \nabla h_s = \vec{V}_r \times \nabla h_s \quad (5.8)$$

因此，只要知道 $\vec{V}_s$ 和 ∇h 就可求出爬流和绕流。问题是对一股气流，爬流 $\vec{V}_c$ 和绕流 $\vec{V}_r$ 的相对大小如何确定？如果知道 $\vec{V}_c \ll \vec{V}_r$ ，则称为爬流；若 $\vec{V}_r \ll \vec{V}_c$ ，则称为绕流。但仅仅给出上下边界条件，是不能决定多少气流爬，多少气流绕的。曾庆存（1977）根据尺度分析论证了以下不同的情况：（1）运动的水平尺度 $L \approx 1000 \text{ km}$ ， $Z \leq 10^3 \text{ m}$ ，则大尺度运动是准水平的、准地转的；（2）运动的水平尺度 $L \approx 1000 \text{ km}$ ， $Z > 3 \times 10^3 \text{ m}$ ，则运动一般为绕流；如果此时运动为爬流，则气流是非地转的，并伴随大振幅的惯性重力波，从而产生地形影响下的地转适应过程（参见 6.1 节）。

5.1.3 摩擦

气流流经地表面就会受到地面摩擦的影响。对于平坦地面，这种摩擦作用使气流在近地面减速，增大风速的垂直切变。若不考虑地球旋转的影响，这种摩擦不会改变气流的方向。但对于有地形的地区，这种地面摩擦不仅可以加大垂直切变而且可以改变水平切变，根据涡度的表达式可知，水平切变必然引起气流的偏转。对于青藏高原这种大地形，地面摩擦作用的影响高度比平原地区要高许多。

5.1.4 地形尺度与地形作用的关系

地形的动力作用与山脉的特征关系密切，特别是地形的空间尺度对地形的动力作用影响很大，比较大、小尺度地形动力作用的差异就可以清楚地看到这一点。

气象中的大地形指地球上水平尺度达数百到数千 km 的

山脉，如青藏高原、落基山、安的斯山、阿尔卑斯山、格陵兰等，其动力和热力作用可影响大范围地区的天气和环流。而小尺度地形往往只影响局地的天气和环流。除此之外，大、小尺度地形的差异还有：

第一，在研究方法上，研究大尺度地形必须考虑地球的球面性，至少应取 β 平面近似。而小尺度地形往往可忽略地球球面性的影响，如取 f 常数（平面）近似。

第二，地形作用的性质不同。小尺度地形对天气尺度系统的作用可用线性理论来研究，即可只考虑爬流而忽略绕流的作用。吴国雄（1984）的研究工作表明：地形的作用有一个临界高度（约为 1000 m），它是摩擦系数和山脉与气压位相差的函数。只有当地形高度低于临界高度时，才能忽略绕流的转向作用，而采取线性近似。因此，大地形的作用是非线性的，绕流的作用对青藏高原这样的大地形特别重要。

5.2 大地形的动力作用

根据正压地转适应理论，在不考虑地形和地转参数随纬度变化（即 β 效应）的条件下，若出现非地转扰动，可通过惯性重力外波频散非地转能量，从而建立起新的地转平衡。并且适应过程中存在一个临界水平尺度——Rossby 变形半径

$$L_0 = \frac{C_0}{f} = \frac{\sqrt{gH}}{f} \quad (5.9)$$

当非地转扰动尺度 $L \gg L_0$ 时，风场向气压场适应；当 $L \ll L_0$ 时，气压场向风场适应。在存在大地形的情况下，还会有地转适应过程使得非地转运动迅速恢复到准地转状态吗？郭秉荣和丑纪范研究的结果是：不管地形如何引起气流

的非地转运动，准地转平衡总是会很快建立起来的。所以，在讨论地形的动力作用时，仍可使用准地转理论。

由浅水方程组可得到下边界有地形时的位势涡度守恒方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\frac{\zeta + f}{h - h_s}\right) = 0 \quad (5.10)$$

根据准地转理论，也可得到准地转的位势涡度守恒方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \cdot \nabla\right) q = 0 \quad (5.11)$$

其中 $q = \zeta + f - \frac{f_0}{h_0}(h' - h_s)$ ， h_0 为流体平均厚度， h'

为自由面扰动， $\vec{V}_g = -\frac{g}{f} \nabla h' \times \vec{k}$ 为地转风， $\zeta = \frac{g}{f_0} \nabla^2 h'$ 为地

转风涡度。经适当变形可将 (5.11) 式化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \cdot \nabla\right) (\nabla^2 \psi + f) = \lambda^{-2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} - \vec{V}_g \cdot \nabla \psi_s\right) \quad (5.12)$$

其中 $\psi' = \frac{g}{f_0} h'$ 为地转流函数， $\psi_s = \frac{g}{f_0} h_s$ 为地形流函数，

$\lambda^{-2} = \frac{f_0^2}{gh_0}$ 为常数。

由于取了准地转近似，方程 (5.12) 仅含有 Rossby 波。若忽略地形的影响，并取纬向均匀的西风基本气流为基本场，即

$$\bar{u} = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y} = \text{const.} \quad (5.13)$$

将方程 (5.12) 线性化 , 则有

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \psi' - \lambda^{-2} \psi') + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (5.14)$$

设上式有平面解

$$\psi' = \bar{\psi} e^{i(kx + ly - \omega t)} \quad (5.15)$$

可得频散关系式

$$\omega = \frac{k[\bar{u}(k^2 + l^2) - \beta]}{k^2 + l^2 + \lambda^{-2}} \quad (5.16)$$

只有 $\bar{u} > 0$ (西风) 才可能支持一个定常波 ($\omega = 0$) , 并且其波数 K_s 与 λ 无关 , 即

$$K_s^2 = K^2 = k^2 + l^2 = \frac{\beta}{\bar{u}} \quad (5.17)$$

Charney 和 Eliassen (1949) 保留了地形强迫的最低阶项、忽略地形强迫的高阶项 , 研究了地形强迫对定常波的作用。他们发现对于波数大于定常波数的波 ($K > K_s$) , 其响应正好与地形同位相。此时 , 地形涡度源主要由相对涡度的纬向气流所平衡。对于波数小于定常波数的波 ($K < K_s$) , 其响应正好与地形反位相。此时 , 地形涡度源主要由行星涡度的经向气流所平衡。Held(1983) 把地形总响应分解为分别由东半球地形和西半球地形引起的两部分。总响应清楚地为两个波列的和 , 一个源于落基山地区 , 另一个稍强一点的源于青藏高原。

在忽略了 (5.12) 式右端时间变化项以后 , 可以清楚地

看到只有在扰动处于山脉地区时，其涡度才发生变化。因此，地形（确切地说是地形坡度）是一个扰动源，气流流经地形要获得某种扰动。进一步，气流越过山脉到达平坦地面时，扰动又将如何变化。叶笃正（1949）年的工作表明平均槽脊的形成与大地形等定常扰动有关，可认为是定常扰动下 Rossby 波的能量频散造成的。

5.3 对西风槽移动的影响

利用数值模式进行数值试验是研究大地形和非绝热加热作用的有效方法。无论是区域模式还是全球模式的计算结果都表明：大地形和非绝热加热对区域大气环流和全球大气环流的形成具有重要贡献，并且大地形和非绝热加热在准定常行星波形成中的作用一直是 GCM（大气环流模式）研究的重点问题之一。

5.3.1 大地形和加热作用的相对重要性

关于大地形和加热作用的相对重要性问题已有大量研究。由于所用模式不同、热源和有关参数不同，得到的结果也不尽相同。以 Manabe 和 Hahn（1981）的工作为例，采用 GFDL/NOAA 低分辨率谱模式进行了两个对比试验：有山试验（考虑真实地形和加热共同作用）和无山试验（仅考虑加热，不考虑地形）。两个试验具有相同的海陆分布和季节变化相同的海温分布。需要注意的是，“有山”和“无山”气流之间的区别不能简单解释为地形对气流的机械转向作用。因为引入山脉后，对非绝热加热的分布也有一定影响。但比较两个试验的非绝热加热分布可以发现：虽然有山时加热场中有许多小尺度结构，但它们的大尺度非绝热加热分布

的形式是比较相似的。因此，可认为地形和热源之间的相互作用可能没有流场本身之间的非线性作用重要，则可以把“无山”试验中的涡动场作为“热力分量”，把“有山”和“无山”试验的涡动场之差作为“地形强迫分量”，真实的涡动场中的涡

5.3.2 不同区域地形和不同基流下的地形作用

1991) Gambo 34

1

1

1

2

2

3

波传播的影响相似，但对行星尺度超长波传播的影响有差异，主要由于受地形影响的局地纬向风的分布不同，北美的超长波在上传过程中折向副热带，而东亚的超长波在上传中有一支折向高纬进入平流层。可见，青藏高原的地形强迫和局地纬向风的垂直结构对平流层阿留申高压的形成也相当重要。

5.4 西南低涡的倾斜涡度发展机制

关于西南低涡的形成机制有多种理论，这里介绍一种由吴国雄和刘还珠（1999）提出的倾斜涡度发展机制。

尽管西南低涡的发展与水汽凝结潜热的释放有关，但吴国雄和陈受钧（1985）的研究表明，其形成的主要原因是由高原的机械强迫作用引起的。因此，可用 Bleck（1984）的绝热模式来模拟该低涡的形成。模式采用 θ 坐标系，垂直方向从 305 K 到 365 K 以 5 K 为间隔共 13 层 水平格距 80 km，时间步长 60 s。模式的基本方程组有动量方程

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{\theta} + \vec{V} \cdot \nabla_{\theta} u - f v = -\left(\frac{\partial M}{\partial x}\right)_{\theta} + F_x \quad (5.18)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{\theta} + \vec{V} \cdot \nabla_{\theta} v + f u = -\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_{\theta} + F_y \quad (5.19)$$

连续方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \nabla_{\theta} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \vec{V} \right) = 0 \quad (5.20)$$

热力学方程

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0 \quad (5.21)$$

和静力方程

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = \pi \quad (5.22)$$

构成。其中, D/Dt 表示个别微商, F_x 和 F_y 分别为 x 和 y 方向的摩擦力。 $M = \phi + c_p$ 为蒙哥马利 (Montgomery) 流函数。

$\pi = c_p \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p}$ 为 Exner 函数。每一变量在每一时间步长的

边界条件由初始时刻和终了时刻该量的观测值线性内插而得。模式引进了中国地形分布。

用此模式模拟了著名的 1981 年 7 月 11~15 日由一个 α 中尺度的西南低涡迅猛发展引起的四川地区特大暴雨过程。以 1981 年 7 月 11 日 00Z 的气象场作为初始场, 共积分 60 小时, 其前 24 小时的积分即准确地模拟出西南低涡的形成。由于在该低涡形成前后, 四川盆地 $\theta \approx 315 \text{ K}$ 接近 750 hPa, 刚好通过该低涡的上部, 则可对该 θ 面上的变量进行分析, 从而说明 SVD (倾斜涡度发展) 是如何导致“北槽南涡”形势的形成。1981 年 7 月 11 日 00Z 的 315 K 等 θ 面上最显著的特征是该 θ 面在高原上空高高抬起, 而在高原周围迅速下垂, 形成陡立下滑的 θ 面。则 θ 的水平梯度的方向从高原指向外, 而风的垂直切变正好相反 (因为高原东侧的偏南风在近地层随高度增大)。由于 Ertel 位涡 $P_E = \zeta_n \theta_n > 0$, 故高原东侧的大气是对称稳定的。根据倾斜涡度发展理论 (参见 3.3.5 节), 热力发展因子为负, 即高原东侧的初始场满足 SVD 的充分条件。有两个正涡度中心 (对应风沿陡立 θ 面下滑的区域), 一个在高原东北侧, 强度为 $3.15 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 与东移的中纬度西风槽相联系; 另一个在高原东南侧, 强度为 4.33

$\times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ ，与即将生成的低涡有关。12 小时后，上述两个区域的下滑运动显著加强，315 K 等 θ 面上四川盆地上空出现气压的“暖漏斗”分布，垂直涡度急速发展。高原东北侧的正涡度区域扩大东移，强度达 $3.15 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。高原东南侧涡度发展更为迅猛，并分裂为东、西两个中心，西南低涡中心已形成且开始进入四川盆地。原来的气压“暖漏斗”缓慢东移、向下伸展，高原东侧的下滑区也加强东移，从而导致西南低涡也东移，低涡的整个中心已出现在四川盆地。空气质点在高原东北侧和东南侧沿等 θ 面绝热下滑诱发垂直涡度发展，使“北槽”和“南涡”的垂直涡度在 12 小时内分别增加了 $3.11 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 和 $4.09 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 。

在经典的动力学理论中，常用过山气流沿山脉下沉引起气柱垂直伸展来解释背风槽或低涡的生成。让我们对此作以定量分析。涡度方程中的垂直伸展项为

$$\frac{D\zeta_z}{Dt} \propto -(\zeta + f) \frac{1}{\alpha} \frac{D\alpha}{Dt} = 1 - k(\zeta_z + f) \frac{\omega}{p} \quad (5.23)$$

若取 $p=700 \text{ hPa}$ ， $\omega=1 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$ ， $\varphi=30^\circ\text{N}$ ， $\Delta t=12 \text{ h}$ ，则下沉气柱由于密度压缩所诱发的涡度增长 $\Delta \zeta_z = 0.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 。

显然，这不足以促使西南低涡迅猛发展。因此，吴国雄等认为下滑 SVD 理论可作为西南低涡形成的主要机制。

5.5 Taylor 柱与西南低涡的形成

如果运动方程略去牵连项（带有 Rossby 数）和粘性力项（带有 Ekman 数），并假定流动是定常的，可得地转平衡方程

$$2\vec{\Omega} \times \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (5.24)$$

若再假定流体是均质不可压的，即

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (5.25)$$

对 (5.24) 式取旋度并利用 (5.25) 式，可得

$$(\vec{\Omega} \cdot \nabla) \vec{V} = 0 \quad (5.26)$$

在笛卡尔直角坐标系中，取 z 为与旋转轴平行的坐标，则 (5.26) 式化为

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial z} = 0 \quad (5.27)$$

即速度场不随 z 变化。一般把地转流的这一性质称为 Taylor-Proudman 定理，以纪念两位杰出的流体动力学家 G.I. Taylor 和 J. Proudman 在 19 世纪初对这一现象所作的开创性工作。按照 Taylor-Proudman 定理，在均匀的无辐散的正压流体中，缓慢的定常运动其基本特点是准水平的。这对中高纬度大气的大尺度运动是成立的，所以这种准水平、准地转运动是地球流体力学中大尺度运动系统的一个特有现象。Taylor-Proudman 定理的一个重要应用就是解释一种重要的而且初看之下出乎意料的流体运动现象——Taylor（流体）柱。Taylor 柱能很好地演示旋转流动的二维特性，它的产生可通过下面的实验加以理解。

在一封闭的、底部放有一金属小球的透明刚体圆筒中，注满含有悬浮小颗粒（如铝粉）的水，然后把圆筒置于匀速转动的转台上。经过充分长的时间后，筒中的水作刚性旋转，

这时在不扰动流体的情况下使小球相对流体缓慢地移动。实验时选择好相应的参数使 Ekman 数和 Rossby 数都远小于 1，以便产生地转流动。当用一束光照射圆筒时，我们可以观察到流体内悬浮小颗粒的运动，其结果是在小球之上的整个流体柱如同附在球上一般随之运动。这一现象便是所谓的 Taylor 柱。

Taylor 水柱产生的原因可解释为：由于圆筒顶盖是刚性的并与旋转轴垂直，所以上表面处流体的法向速度为零。若小球上方的流体不随小球一起运动，则必定有水流越过小球，从而有非零的垂直速度分量。但由 Taylor-Proudman 定理知：垂直速度不随垂直坐标变化，所以垂直速度在上界面为零而在小球的上方不为零是不可能的，即在球的上面不会有流体流过。将此结论推广到任意深度，可知小球上面的流体柱将随小球一起运动。

如果将实验稍加改变，又可看到一些有趣的现象。若沿着筒底给小球一初速度而任其自由运动，则（1）当流体不旋转时，小球作直线运动；（2）当流体低速旋转且 Rossby 数未能小到地转平衡所需的量级时，小球将受旋转的影响而偏离直线运动；（3）当流体旋转速度大到使 Rossby 数远小于 1 时，流体运动基本上是二维的，小球又作直线运动。不过这时它携带着它上方的流体柱一同运动。同时我们会发现，在没有外力使小球继续运动的情况下，它的初速度减小得很快，这是因为小球的能量转移到与它同速运动的流体柱中去了。

当气流流经的山脉足够高、足够陡峭，气流中被地形压缩垂直涡管产生的反气旋涡度将不能被涡度平流和耗散所补

偿,则会在山脉上空形成一个稳定的涡旋,这就是大气中的 Taylor 柱现象。此 Taylor 柱现象能够在实验室得到证实,即如果在一个加热或旋转的容器底部放置一可以让流体绕过的障碍物,当作相对运动的流体绕过此障碍物时,流场的流线围绕障碍物呈现柱状,仿佛障碍物一直延伸到了流体上表面。自然界中这种稳定的 Taylor 柱现象据认为与太阳耀斑或著名的木星大红斑有关。但按照流行的观点,对于地球大气而言, Taylor 柱概念并没有任何特殊的气象意义。

将高原低涡、西南涡的特性与上述分析的 Taylor 柱流动作比较,我们可以发现这些低涡形成和运动过程的条件并不完全满足 Taylor-Proudman 定理,所以用 Taylor 柱原理来研究高原低涡、西南涡可能是不适宜的。但上一段所述的 Taylor 柱变形实验的结论也许对研究高原低涡、西南涡的移动路径有一定启发。

5.6 高原低涡的能量诊断分析

高原低涡是夏季青藏高原的主要降水系统,一旦其移出高原能造成高原以东地区的强降水天气过程。对其发生发展条件,学者们提出了不同的看法:(1)适当的环流条件、较大的地气温差、湿度、强烈的位势不稳定及对流凝结潜热;

(2)高原地形的动力作用;(3)特定的加热场(高原中西部加热不均匀)和特定的环流形势(北脊南槽、高原切变线和正压不稳定);(4)潜热对低涡重要,感热能加强高原中部低涡,但对南部的低涡作用不大,甚至抑制或减弱其发展。

罗四维、杨洋、吕世华(1991)从能量分析角度,采用视热源方程、视水汽汇方程及扰动有效位能方程,对一次高原西部低涡的产生及发展进行了能量诊断分析。

热量收支和水汽收支方程为

$$\begin{aligned}\overline{P^*}Q_1 &= \frac{\partial \overline{P^*T}}{\partial t} + m\overline{V} \frac{\overline{P^*VT}}{m} - \frac{\partial \overline{P^*Td\sigma/dt}}{\partial \sigma} - \frac{RT\overline{\omega}}{c_p(\sigma + P_l/P^*)} \\ &= \frac{L}{c_p} \overline{P^*C^*} - \frac{\partial \overline{P^*T'd\sigma'/dt}}{\partial \sigma} + \frac{RT'\overline{\omega'}}{c_p(\sigma + P_l/P^*)} + \overline{P^*}Q_R\end{aligned}\quad (5.28)$$

$$\begin{aligned}\overline{P^*}Q_2 &= -\frac{L}{c_p} \left[\frac{\partial \overline{P^*q}}{\partial t} + m^2\overline{V} \frac{\overline{P^*Vq}}{m} - \frac{\partial \overline{P^*qd\sigma/dt}}{\partial \sigma} \right] \\ &= \frac{L}{c_p} \overline{P^*C^*} + \frac{\partial \overline{P^*q'd\sigma'/dt}}{\partial \sigma}\end{aligned}\quad (5.29)$$

方程 (5.28) 和 (5.29) 中略去了水平涡动通量小项 F_T 和 F_Q ，其中 Q_1 及 Q_2 分别表示由积云对流、层结降水及辐射冷却 Q_R 所引起的视热源及视水汽汇， m 为地图尺度因子， $\overline{C^*}$ 为网格中平均净凝结，上划线“—”的量是从观测资料得到的大尺度变量格点值，气压厚度 $P^*=P_s$ (地面气压) $-P_l$ (100 hPa)， $\sigma = (P-P_l)/P^*$ 。(5.28) 式减 (5.29) 式得

$$\overline{P^*}(Q_1-Q_2-Q_R) = -\frac{\partial \overline{P^*T'd\sigma'/dt}}{\partial \sigma} + \frac{RT'\overline{\omega'}}{c_p(\sigma + P_l/P^*)} - \frac{L}{c_p} \frac{\partial \overline{P^*q'd\sigma'/dt}}{\partial \sigma}\quad (5.30)$$

由于辐射冷却一般为 $-1 \sim -2^\circ\text{C/d}$ ，它比低涡附近的

$Q_1 - Q_2$ 约小一个量级, 故可将 (5.30) 式中的 Q_R 略去, 即可以近似地以 $Q_1 - Q_2$ 代表由 (5.30) 式右端表示的积云对流及湍流引起的总热能 (潜热和感热) 垂直涡动通量输送的散度。对 (5.30) 式由地面 (P_s) 垂直积分到大气顶 ($P_t=0$) 得

$$\overline{Q_1 - Q_2} \approx - \left(\frac{d\sigma'}{dt} T \right)_s - \frac{L}{c_p} \left(\frac{d\sigma'}{dt} q' \right)_s + \frac{1}{P^*} \left[\frac{RT'\omega'}{c_p(\sigma + P_t/P^*)} \right] \quad (5.31)$$

整个气柱的能量主要来自于积云对流及湍流对地表感热和水汽的垂直涡动输送。计算时, 时间步长 $\Delta T = 12 \text{ h}$, 水平格距 $\Delta d = 80 \text{ km}$, 垂直格距 $\Delta \sigma = 0.1$, 采用 FGGEIII_b 资料并插值到 10 层等 σ 面上, 计算范围为 45×32 格点, 中心点取在高原中部。

低涡范围内扰动能量的转换可用 Nitta 导出的扰动有效位能和扰动动能方程来分析, 有关项在 p 坐标系和 σ 坐标系中的转换关系分别为

扰动辐合量

$$- \left[\frac{\partial(\overline{\varphi' \omega'})}{\partial P} \right] = - \frac{1}{P^*} \left[\frac{\partial(\overline{\varphi' \omega'})}{\partial \sigma} \right] \quad (5.32)$$

$$\text{及} - \left[\frac{\partial(\overline{\varphi' v'})}{\partial y} \right]_p = - \frac{1}{P^*} \left[\frac{\partial(\overline{\varphi' v'})}{\partial \sigma} \right]_\sigma - \frac{1}{P^*} \frac{\partial(\overline{\varphi' v'})}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_p \quad (5.33)$$

平均有效位能向扰动动能的转换项

$$-\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)_p \overline{u'v'} = -\left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)_\sigma - \frac{1}{P^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)_\sigma\right] \overline{u'v'} \quad (5.34)$$

及

$$-\frac{\partial \bar{u}}{\partial P} \overline{u'\omega'} = -\frac{1}{P^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \sigma} \overline{u'\omega'} \quad (5.35)$$

平均有效位能和扰动有效位能间的转换项

$$-\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial y}\right)_p \overline{v'\alpha'} = -\frac{1}{\delta} \left[\left(\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial y}\right)_\sigma - \frac{1}{P^*} \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)_\sigma\right] \overline{v'\alpha'} \quad (5.36)$$

其中稳定度

$$\delta = -\frac{1}{\rho\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial P} = -\frac{1}{\rho\theta P^*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \sigma} \quad (5.37)$$

扰动有效位能向扰动动能的转换项在两个坐标系保持不变。非绝热产生的扰动有效位能 $\frac{R}{c_p P \delta} \overline{\alpha' Q'_1}$ 在两个坐标系也保持不变。

能量计算分析的主要结论为：（1）地面感热加热对低涡的生成、发展起决定性作用，潜热加热在此阶段是次要的；（2）低涡区的潜热加热 Q_2 最大值在 500 hPa 附近，比视热源 Q_1 的极值高度（约 350 hPa）低很多，说明低涡降水是对流性的；（3）低涡初期及成熟期扰动动能的产生方式为：不均匀的地面感热加热→扰动有效位能→扰动动能，类似于热带大气中能量的转换方式；（4）在低涡发展前期及后期，其发展机理主要是中纬度大气的斜压不稳定，这时扰动动能产生的主要方式为：平均有效位能→扰动有效位能→扰动动能，其次是非绝热加热。

第六章 青藏高原大气运动的适应理论

本章重点介绍研究青藏高原大气运动时一类非常有特色的动力学方法——适应理论，其中包括地转适应、热成风适应（斜压大气的地转适应）和考虑大地形影响时的地形适应等。给出这些适应的基本概念和原理，以及适应理论在研究高原天气系统生成机制方面的一些应用。

关键词：地转适应，旋转适应，热成风适应，热力适应，地形适应

6.1 地转适应

中纬度大尺度大气运动，一方面近似地满足地转平衡，另一方面这种平衡又不是绝对的，否则就不存在天气变化了。也就是说这种平衡会不断受到破坏或者说存在地转偏差。因此，地转平衡是一个不断调整、不断变化的动态过程，则天气变化可看作是围绕地转平衡这个平衡点的振荡过程。在任一个时段内，实际天气演变过程包含着矛盾对立的两个方面，一是从近于地转平衡状态向不平衡状态的转化，称为地转平衡的破坏过程；另一是由不平衡状态向平衡状态的调整，称为地转适应过程，简称适应过程。正是由于地转平衡的不断破坏和不断重建，才构成了天气系统的变化和发展，这是哲学中的对立统一原理在地球大气中的生动体现。因而天气系统的发展变化过程又可看作是由一连串的地转适应过

程构成，也就是地转平衡状态的发展演变过程，所以天气变化过程又称为准地转演变过程，简称演变过程。

地转适应过程的概念最早由 Rossby 提出，以叶笃正、曾庆存为代表的中国气象学者在地转适应过程的原理及其应用这一领域进行了大量的、系统性的研究，取得了丰硕成果，确立了我国在世界大气科学这一研究领域的重要地位。叶笃正提出了地转适应的尺度理论，曾庆存分析了适应过程和演变过程的可分性，对大气运动的适应问题进行了广泛研究，提出了“旋转适应过程”的概念。陈秋士研究了斜压大气中的地转适应问题，提出了“热成风适应”的概念。郭秉荣、丑纪范研究了大地形影响下的地转适应问题，提出了“地形适应过程”的概念。近年来，巢纪平（1999）又研究了热带斜压大气中的适应运动和发展运动问题。以下我们对地转适应过程研究的一些重要结论作以简单介绍，为本章后半部分利用地转适应原理研究青藏高原大气运动问题提供理论基础。

如上所述，大气中两种最基本的动力过程分别称为演变过程和适应过程，作为大尺度运动过程的不同阶段，两者在许多方面存在明显差异，是可以区分的。主要表现在：演变过程相对而言是慢过程，具有准涡旋运动性质（涡度为主），运动基本上是非线性的，垂直运动较弱，Rossby 波起主要作用，在一定条件下位势涡度或绝对涡度守恒；适应过程是快过程（特征时间尺度是 $1/f_0$ ），具有准位势运动性质（散度与涡度相当），运动基本上是线性的，垂直运动较强，惯性重力波起主要作用，在一定条件下奥布霍夫位势涡度守恒。

地转适应过程最基本的物理机制为：当出现非地转偏差时，在科里奥利（Coriolis）力作用下，通过辐合辐散交替

变化，激发出惯性重力波来频散非地转扰动能量，使气压场和风场相互调整，从而重新建立起（或恢复）地转平衡状态。在地转适应过程中存在一个临界水平尺度，称为 Rossby 变形半径，当非地转扰动的水平尺度远大于 Rossby 变形半径时，风场适应气压场，反之，气压场适应风场。因此，在天气分析时，大范围的形势分析应以气压场为主，局地天气系统分析则应以风场为主。

以上是地转适应过程的一些基本性质。具体到大气状态又分为正压地转适应和斜压地转适应，两者主要性质大致相同，但细节仍有差别。如：正压地转适应过程非地转扰动能量是靠惯性重力外波频散的，Rossby 变形半径 $L_0 = C_0 / f_0$ （即惯性重力外波波速与科里奥利参数之比）；斜压地转适应过程非地转扰动能量是靠惯性重力内波频散的，Rossby 变形半径 $L_1 = C_1 / f_0$ （即惯性重力内波波速与科里奥利参数之比），且 $L_1 < L_0$ ，所以斜压大气中扰源尺度容易满足 $L > L_1$ 的条件，则气压场更能维持，容易出现流场向气压场适应的情况。另外，两者的奥布霍夫位势涡度具体形式也不一样，斜压地转适应速度比正压适应速度慢，对流层高层适应得较快，低层适应得较慢。则对于低层的或浅薄的系统，气压场更容易维持，其成因和变化主要是热力作用引起的。对于高层的或深厚的系统，风场更容易维持，其成因和变化一般是动力作用引起。还有，不稳定层结大气中不存在斜压地转适应过程。

在球面上的二维流体运动中，虽然波动能量不能完全频散，但在考虑非线性作用时，快波所对应的散度场的能量和涡度场的能量可以相互转换。因此在一定条件下，快波能量和非带状扰动能量可以全部被带状纬向环流所吸收，则运动最终趋向于带状环流的状态，这种调整过程曾被庆存称为“旋

转适应过程”。

6.2 热成风适应与热力适应

热成风关系可认为是地转平衡关系和静力平衡关系的统一。大尺度大气运动中静力平衡一般是成立的，因此讨论斜压大气中的地转适应问题等价于讨论热成风适应问题。由于热成风关系反映的是风场、气压场和温度场之间的平衡关系，如果这种关系不成立，则称风场、气压场和温度场之间不相适应或热成风平衡被破坏，则大气中必然有一种物理机制，使遭到破坏的热成风平衡关系迅速得以恢复，从而使大尺度运动保持准静力平衡和准地转平衡的性质，我们把这种热成风平衡重新建立的动力过程称为热成风适应过程。

如果高低层大气运动出现实际风与地转风不一致，即高低层出现地转偏差或气层中存在热成风偏差时，在气压梯度力和科氏力作用下，通过高低层的水平辐合辐散的交替变化以及垂直运动使风场、气压场和温度场相互调整，重新建立起新的热成风平衡状态。这种适应过程最基本的物理机制是重力惯性内波对非地转扰动能量的频散，即在层结稳定条件下，热成风偏差会激发出惯性重力内波，这种具有频散性质的波动可将有限区域的非地转扰动能量散布到更广阔的空间去，从而使围绕热成风平衡位置的惯性振荡迅速衰减，最终建立起新的热成风平衡。

与热成风适应类似的另一个适应概念是“热力适应”，吴国雄等（2000、2001）用它来解释副热带高压和青藏高原的形成（参见 2.4 节）。

6.3 地形适应

青藏高原的流体力学模拟试验表明：较弱的西风流经高原时，以绕流为主；较强的西风流经高原时，爬流也很重要。因此当一地转气流经过高原时，地转关系要受到破坏，至于破坏程度如何或运动是否还能维持准地转，曾庆存（1977）的研究表明，如果地形的扰动度和大气运动自身的扰动度同量级或地形的特征垂直尺度小于 10^3 m ，则地形作用只是改变运动的几何形式，运动仍维持准地转状态。但对青藏高原，平均垂直尺度为 $4 \times 10^3 \text{ m}$ ，则对于纯绕流运动，运动仍为准地转；对于纯爬流运动，运动是非地转的。

接下来的问题是，一旦受到青藏高原的影响，运动变为非地转后，在大地形影响下是否还存在地转适应过程使运动很快恢复准地转状态？有关研究表明：不管青藏高原如何引起气流的非地转运动，总会通过地转适应过程很快使准地转运动重建。准地转运动重建后，基本上是绕流运动，因此青藏高原东侧经常存在因为绕流而产生的切变线系统。

关于青藏高原对地转过程有什么影响？如前所述，在无地形影响的地转适应过程中，存在一个临界水平尺度 $L_0 = C_0 / f$ ，对于不可压缩流体， $C_0 = \sqrt{gH}$ 。当运动水平尺度 $L \gg L_0$ 时，风场向气压场适应；当 $L \ll L_0$ 时，气压场向风场适应。不过在有地形作用下，相应的临界水平尺度为 $L'_0 = C'_0 / f$ ， $C'_0 = \sqrt{g(H-z)}$ 。可见 $L'_0 < L_0$ ，即地形作用缩小了此临界水平尺度，此时气压场较能维持，容易产生流场向气压场适应的情况。

由此，郭秉荣、丑纪范（1977）提出了“地形适应过程”

的概念，即在高山陡坡地区，存在着使风平行于地形等高线的动力过程，这是一种其特征时间比大尺度运动的特征时间要小得多的快速调整过程。在青藏高原及附近地区这样的高山陡坡区域，当风向与等高线交角较大时，将发生快速调整过程，然而过滤模式并不包含这种快速过程，不得不将实际山脉高度大大地加以平滑，这就不能正确地考虑青藏高原的动力影响。对于原始方程模式，虽然从理论上讲包含有快速波，能够描写这种调整过程，但实际上，希望在计算出适应过程的同时又得出演变的预报还存在不少困难，必须进行“初始化处理”，即在高山陡坡地区，近地面的风向与地形等高线要接近平行。

6.4 西南低涡的热成风适应理论

对于西南低涡的形成，前面已介绍了若干可能的生成机制，这里再介绍李国平、万军等（1991）根据热成风适应原理，采用非绝热、有摩擦的斜压两层模式，提出的暖性西南低涡生成的一种可能机制。

包含非绝热和摩擦的 p 坐标系的大气运动方程组为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla (\zeta + f) + (\zeta + f) \nabla \cdot \vec{V} + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + (\nabla \omega \times \frac{\partial \vec{V}}{\partial p}) \cdot \vec{k} \\ = (\nabla \times \vec{F}) \cdot \vec{k} \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla D + \omega \frac{\partial D}{\partial p} + D^2 + \nabla \omega \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} - f \zeta + (\vec{k} \times \vec{V}) \cdot \nabla f - \\ 2J(u, v) + \Delta \Phi = \nabla \cdot \vec{F} \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \vec{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \frac{c_d^2}{p^2} \omega = -\frac{R}{pc_p} Q \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (6.4)$$

其中 $c_d^2 = \alpha R T = \frac{R^2 T}{g} (\gamma_d - \gamma)$ 是惯性重力内波波速的平方，

ζ 表示涡度， D 表示散度， Φ 表示重力位势， $\vec{F}$ 表示摩擦力， Q 表示非绝热加热率， $J(u, v)$ 为雅可比行列式，其余为气象常用符号。根据陈秋士提出的天气形势变化的分解分析方法并应用尺度分析法，可得描述大气适应过程的方程组为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -f \nabla \cdot \vec{V} \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = f \zeta - \Delta \Phi \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = -\frac{c_d^2}{p^2} \omega - \frac{R}{pc_p} Q_s \quad (6.7)$$

描述演变过程的方程组为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla (\zeta + f) - \zeta \nabla \cdot \vec{V} - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - (\nabla \omega \times \frac{\partial \vec{V}}{\partial p}) \cdot \vec{k} + (\nabla \times \vec{F}) \cdot \vec{k} \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla D - \omega \frac{\partial D}{\partial p} - D^2 - \nabla \omega \cdot \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} - (\vec{k} \times \vec{V}) \cdot \nabla f + 2J(u, v) + \nabla \cdot \vec{F}$$

(6.9)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = -\vec{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \frac{R}{pc_p} Q_L$$

(6.10)

其中 Q_L 表示凝结潜热释放引起的加热率， Q_s 表示地面感热的加热率。根据潜热和感热的加热方式和它们在大气运动不同阶段的作用，将潜热分解在适应方程组中，将感热分解在演变方程组中。

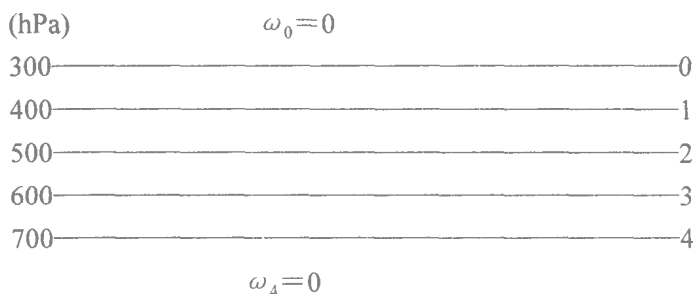


图 6.1 斜压两层模式示意图

对适应方程组引入流函数 ψ 和势函数 ϕ ，则 $u = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y}$ ，

$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x}$ ， $\zeta = \Delta \psi$ ， $D = \Delta \phi$ 。考虑到西南低涡形成初期是

一种低层浅薄系统以及涡源地区的地形高度，采用如图 6.1 所示的斜压两层模式对适应方程组进行垂直差分后得

$$\frac{\partial \Delta \phi_1}{\partial t} = -\Delta \Phi_1 + f \Delta \psi_1$$

(6.11)

$$\frac{\partial \Delta \varphi_3}{\partial t} = -\Delta \Phi_3 + f \Delta \psi_3 \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial \Delta \psi_1}{\partial t} = -f \Delta \varphi_1 \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial \Delta \psi_3}{\partial t} = -f \Delta \varphi_3 \quad (6.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Phi_1 - \Phi_3) - \frac{2c_d^2 \Delta p}{p_2^2} \omega_2 - \frac{2R \Delta p}{p_2 c_p} Q_L = 0 \quad (6.15)$$

$$\Delta \varphi_1 = -\frac{\omega_2}{2 \Delta p} \quad (6.16)$$

$$\Delta \varphi_3 = \frac{\omega_2}{2 \Delta p} \quad (6.17)$$

(6.11) 式减 (6.12) 式并利用 (6.16) 式减 (6.17) 式的结果可得

$$\frac{\partial \omega_2}{\partial t} = -\Delta p \cdot f [(\zeta_1 - \zeta_2) - \frac{1}{f} \Delta (\Phi_1 - \Phi_3)] \quad (6.18)$$

令流场的热成风涡度 $\hat{\zeta}_2 = (\zeta_1 - \zeta_2)/2$ ，温度场的热成风涡度 $\hat{\zeta}_{T2} = (\Delta \Phi_1 - \Delta \Phi_3)/2f$ ，则称 $(\hat{\zeta}_2 - \hat{\zeta}_{T2})$ 为非热成风涡度，相应地 (6.18) 式变为

$$\frac{\partial \omega_2}{\partial t} = -2 \Delta p \cdot f (\hat{\zeta}_1 - \hat{\zeta}_{T2}) \quad (6.19)$$

上式表明上升运动的加强取决于正的非热成风涡度。

而对于天气尺度或次天气尺度的运动，可将演变方程组中的涡度方程简化为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla (\zeta + f) + (\nabla \times \vec{F}) \cdot \vec{k} \quad (6.20)$$

$\frac{\partial}{\partial p}(6.20) \text{式} - \frac{1}{f} \cdot \Delta(6.10) \text{式得}$

$$\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial p} [\vec{V} \cdot \nabla (\zeta + f)] + \frac{1}{f} \Delta [\vec{V} \cdot \nabla (\frac{\partial \Phi}{\partial p})] + \frac{\partial}{\partial p} [(\nabla \times \vec{F}) \cdot \vec{k}] + \frac{R \Delta Q_s}{f p c_p} \quad (6.21)$$

其中, $\zeta'_T = \frac{\partial \zeta}{\partial p}$ 为热成风涡度偏差, $\zeta' = \zeta - \frac{\Delta \Phi}{f}$ 为地转风涡度偏差。

对上式从 p_3 到 p_1 垂直积分可得 (设 p_1 层即 400 hPa 上的湍流摩擦为零)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_2 - \zeta_{T2}) = \frac{1}{2} [-\vec{V}_1 \cdot (\zeta_1 + f) + \vec{V}_3 \cdot (\zeta_3 + f)] - \frac{\Delta p}{f} \cdot \Delta [\vec{V}_2 \cdot \Delta (\frac{\partial \Phi}{\partial p})_2] \cdot \frac{1}{2} (\nabla \times \vec{F}_3) \cdot \vec{k} + \frac{R}{2 f c_p p_2} \Delta \int_{p_3}^{p_1} Q_s dp \quad (6.22)$$

上式右端第一项为涡度平流项。当此项为正, 如高层正涡度平流大于低层正涡度平流时, 此项对流场热成风涡度的贡献为正, 即有利于正的非热成风涡度的增大。右端第二项为温度平流项。当此项为正, 即非热成风扰动层 (400~600 hPa) 中有暖平流中心时, 此项在温度场上产生负的热成风涡度, 也有利于正的非热成风涡度的增大。右端第三项为摩擦项。高原东南侧的偏南气流受到高原侧边界的摩擦作用, 在低层会产生气旋性涡度。由于摩擦作用主要限于大气行星边界层内, 对高层流场影响不大, 故此项在流场上产生负的热成风涡度, 使正的非热成风涡度减小。右端第四项为地面感热加热项, 当其为正, 即地面有感热向上输

送的中心时，此项在温度场上产生负的热成风涡度，有利于正的非热成风涡度的增大。

以上各项对非热成风涡度变化的贡献通过 (6.19) 式与垂直运动相联系。当出现正的非热成风涡度即流场的热成风涡度大于温度场的热成风涡度时，在适应过程中将产生上升运动；反之，将产生下沉运动。

(6.18) 式对时间微商并利用 (6.13) ~ (6.17) 式得

$$\frac{\partial^2 \omega_2}{\partial t^2} = \frac{2(\Delta p)^2 c_d^2}{p_2^2} \Delta \omega_2 - f^2 \omega_2 \quad (6.23)$$

在西南低涡生成初期，可不考虑潜热的作用，即令 $Q_L = 0$ ，再设 $\omega_2 = B e^{-i\sigma t + i(kx + ly)}$ ，一起代入 (6.23) 式得

$$\sigma^2 = -\frac{2(\Delta p)^2 c_d^2}{p_2^2} (k^2 + l^2) - f^2 \quad (6.24)$$

记 L 为扰动的水平特征尺度（取为低涡的半径），则

$$L^2 = \frac{1}{k^2 + l^2}, \text{ 相应地上式可变为}$$

$$\sigma = \pm \frac{\sqrt{2\Delta p} c_d}{p_2} \sqrt{-(1/L^2 + 1/L_0^2)} \quad (6.25)$$

其中 $L_0 = \frac{\sqrt{2\Delta p} c_d}{f p_2} = \frac{c_1}{f}$ ，称为热成风适应的特征尺度或适应半径。对于本研究采用的模式， $\Delta p = 10 \text{ hPa}$ ， $p_2 = 500 \text{ hPa}$ ，则有

$$L_0 = \frac{\sqrt{2}c_d}{5f} = \frac{R\sqrt{2T(\gamma_d - \gamma)/g}}{5f} \quad (6.26)$$

表 6.1 300~700 hPa 气层内热成风适应的特征尺度 (km)

纬度/°N	$(\gamma_d - \gamma) / (^{\circ}\text{C}/100 \text{ m})$		
	0.4	0.2	0.1
25	440	311	220
30	372	263	188
35	324	229	162

由表 6.1 可知, L_0 的大小与天气尺度系统的垂直尺度、大气层结稳定度和所在纬度有关。对于西南低涡这样一类低层而又浅薄的副热带系统, 其 L_0 较小 (因为 Δp 和 f 较小), 尤其当气温直减率 γ 较大即 $\gamma_d - \gamma$ 较小时, L_0 可以小于西南低涡的特征尺度 ($L=300\sim 500 \text{ km}$)。因此, 根据斜压大气的热成风适应原理, 当 $L > L_0$ 时, 在适应过程中主要是流场适应温度场。

根据以上热成风适应过程的分析并结合西南低涡生成时的天气形势, 我们可概括出如下一种暖性西南低涡生成的可能机制。由于暖涡生成时, 锋区偏北、低槽离暖涡生成源地较远, 因此当时涡度平流不强, 故涡度平流项产生的流场热成风涡度很小; 而偏南气流产生了较强的暖平流, 加之源地附近的地面感热加热, 这将有利于在温度场上形成负的热成风涡度, 因此将产生正的非热成风涡度, 这样就破坏了流场和温度场之间的热成风平衡。由于出现了非热成风, 必然引起热成风适应过程, 使非热成风向热成风调整, 从而造成天气形势的变化。正的非热成风涡度, 将产生高层流场辐散, 低层流场辐合, 引起上升运动。

适应过程对天气形势变化的影响与 L 和 L_0 的相对大小密切相关。夏半年，高原地面感热加热较强，常造成 400hPa 以下较大的气温直减率，甚至出现超绝热现象（参见 4.6、4.7 节）。当 $\gamma_d - \gamma > 0$ ，由 (6.26) 式可知， L_0 随 γ 的增大而减小。至于 $\gamma_d - \gamma < 0$ （超干绝热）的情形，西南低涡的生成机制可参见 4.7 节。由于西南低涡初生时为浅薄系统，当 $\gamma_d - \gamma$ 的值小到一定程度时，可以出现 $L > L_0$ 的情形，则存在正的热成风涡度时，适应过程中主要是流场向温度场调整，适应的结果是温度场基本保持不变，即维持一个暖中心或暖脊；而流场变化较大，在低层形成气旋式涡度和低位势区，在高层形成反气旋式涡度和高位势区。这样在低层形成一个暖性低涡，在高层形成一个暖高脊，并伴有低层辐合、高层辐散和上升运动。

当高原东南侧的偏南气流受到侧向摩擦作用时，在低层流场上将形成气旋式环流，但高层流场受摩擦影响不大。由 (6.22) 式知，侧向摩擦的作用在流场上将产生负的热成风涡度，由于 $L > L_0$ ，适应过程中主要是流场适应温度场，如果没有温度场支持，则适应的结果将使流场趋于消亡。因此，单纯由摩擦产生的低层动力性低涡在适应过程中是趋于消亡的。至于 $L < L_0$ 的情形，适应过程中主要是温度场适应流场，这样在摩擦作用产生负值非热成风涡度的情形下，适应的结果是在低层形成一个尺度较小的暖性低涡，但低涡中心的垂直运动却是下沉的。

暖平流和高原地面感热对于暖性低涡的生成也有重要作用，地面感热不仅直接决定非热成风涡度的变化，而且还通过影响 L_0 的大小，间接决定暖涡的生成。由于低涡形成时，低槽和锋区往往偏西和偏北，因此涡度平流的作用与暖平流

和高原地面感热相比往往不那么重要。

上述暖性西南低涡生成的机制可用流程图概括为

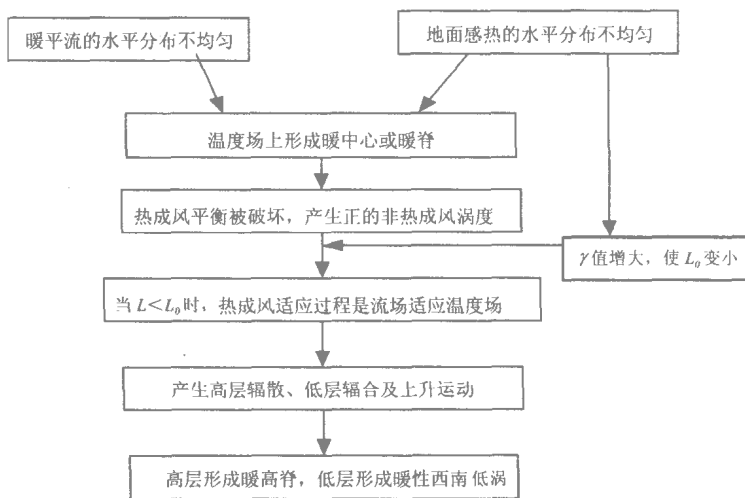


图 6.2 暖性西南低涡生成的热成风适应机制

类似地也可用热成风适应原理, 采取天气形势的分解分析方法来讨论青藏高原 500 hPa 暖性的移动性高压的生成过程 (李国平、万军等, 1991)。

第七章 青藏高原大气运动的 波动理论

作为本书篇幅最大的一章，我们将系统性地介绍应用大气波动理论特别是非线性波动方法研究青藏高原大气运动的一些成果和进展，内容涉及大地形背风波、地形强迫下的线性和非线性 Rossby 波、高原低涡的奇异孤立波型解、热力强迫对低涡非线性波动解的影响、热带气旋类高原低涡的流场结构及发展等问题。另外，也简单讨论了与大地形有关的波流相互作用和高原大气的低频振荡。

关键词：背风波，地形强迫，非线性 Rossby 波，奇异孤立波，热力强迫，热带气旋类低涡

7.1 大地形背风波

气流过山形成的背风波 lee wave 及背风气旋 lee cyclone) 的研究已有几十年的历史，是一个非常经典的问题。不少气象学、海洋学及流体力学学者都对此进行了多方面的研究。早在 1940~1950 年代，就初步建立了背风波的线性小振幅波动理论和有限振幅理论。1960~1970 年代，Drazin 和 Smith 进一步研究了大气和海洋中小 Froude 数 ($F_r < 1$) 的势流型流动及地形波阻等问题。1980~1990 年代初期，对背风波问题开展了实验室实验和数值模拟，主要研究了旋转水槽中层结流体流过一个障碍物的现象。随着计算机的迅速发展，

数值模拟已成为研究背风波问题的主要方法，Smolarkiewicz 和 Rotunno 用此方法较系统地研究了中等 Froude 数下气流经过一个铃型山脉地背风波和背风气旋问题，并进一步验证了 Smith 关于气流过山的线性理论。Boyer 和 Chen Ruirong 等利用相似原理通过转盘试验研究了气流绕过青藏高原的效应以及气流越过落基山脉的背风波问题。

尽管几十年来对背风波已有不少研究，但主要局限在小地形，对大地形背风波的研究极少。转盘试验也主要是研究气流对青藏高原大地形的绕流现象以及高原本身的动力、热力效应对大气环流的影响，而在大地形对背风波的生成关系方面尚缺少系统的研究。近年来，高守亭等（2000）设计了一个转槽实验来研究具有大地形尺度的铃型山的背风波问题，这种大地形的高度完全可以同青藏高原相比拟，但形状又不同于青藏高原。实验研究特点主要有：用旋转的转槽来研究槽内大铃型山后的背风波、非旋转及强旋转两种极端情形下层结流体的背风波以及不同 Froude 数下的背风波。整个实验突出了地球的旋转效应和大气层结效应对背风波形成的作用。

对转槽实验结果的分析表明：虽然大地形背风波是由地形造成的，但在不同的 Rossby 数和 Froude 数的控制下，特别是这两个参数的结合可产生出几种不同的波结构，甚至会形成低层涡旋。总的来说，旋转效应主要是加强波的振幅而非波长，并对引发下坡流有重要作用。不论旋转与否，Froude 数都是一个关键参数，即使在无旋转的情况下，在 Froude 数适当时仍存在明显的背风波。当层结适当特别是层结较强时，背风波和背风气旋会在山的下风方向同时出现。在季风区内，青藏高原对切变线上低涡及气旋波的发展起着重要的驱

动作用，这反映出背风波对中国长江流域的天气具有重要影响。

长江流域恰好位于青藏高原大地形的下风方，在西风气流盛行的冬半年，较强的西风气流越过高原，必然在高原的下风区造成背风波。因此，很早就有气象学者认为东亚大槽的稳定和加深与高原下风方的背风波有关。而在夏季 7~8 月，由于高原强烈的加热作用，使其上空出现强大的南亚高压，高原低层是一个热低压，所以层结效应很弱，有时甚至呈现不稳定。加之南亚高压的偏北部才有西风分量，所以正对着高原下风方的背风波不易形成，即使有，其位置也比较偏北，对长江以南的天气不会产生直接影响。因此，7~8 月高原对江南天气的影响主要是热力效应，而非动力效应引起的背风波。4~5 月是东亚大气环流季节转换时期，西风急流开始减弱北退，东亚大槽明显减弱，西南气流及偏南气流在中、低层开始控制中国江南大部分地区，但地面及 500 hPa 上空仍有冷空气及偏西气流活动，所以大气低层在长江流域常维持一条切变线，而 500 hPa 及其以上，由于层结相对稳定，越过高原的西风气流可产生背风波，这种背风波槽前的正涡度平流同低层切变线上的扰动一旦耦合，就会使扰动发展、形成切变线上的低涡系统。可见高原下风方背风波的存在，对季风区内切变线上的低值系统的发展起着重要的驱动作用。6 月份，江南夏季风普遍爆发，江南地区低层大气处于热力不稳定状态，但对流层上层的层结仍较稳定，所以稳定区仍存在背风波。一方面，背风波槽前的正涡度平流同低层切变线上的扰动仍存在耦合作用；另一方面，由于副热带高压西伸北挺，副高西部边缘的西南气流常同背风波槽前的西南气流相遇而明显加强，产生“狭管效应”，结果造

成槽的底部和前方地区出现明显的辐散，起到一种“抽吸”的作用，这可能是长江口气旋波明显发展的一个重要原因。因此，大地形的背风波与季风区内不同天气系统的耦合对切变线上低值系统的发展和气旋波的形成具有重要的促进作用。

7.2 大气非线性波动的概念

7.2.1 孤立波与孤立子

在波动的线性理论之后，近 20 年来大气和海洋的非线性波动理论也有了很大发展。最令人感兴趣的是对地球物理流体动力学的非线性方程的研究，得到的波动解除了周期解以外，还存在另一类完全不同的波解，用于描述孤立的（单个的）保持形状不变扰动的传播。因此，孤立波可认为是在频散介质中传播而又不改变自身形状的局地化扰动。在某些情况下，这些孤立波以碰撞的形式发生相互作用但又不改变传播速度或形状，这样的孤立波称为孤立子。

事实上，流体动力学对孤立波的研究可追溯到至少 140 多年以前。最早的研究者有 Scoot、Russell、Boussinesq、Rayleigh 等，但 1895 年之后，大部分理论工作集中在著名的 KdV(Korteweg-de Vries)方程上，它用于描述具有小而固定振幅并在浅水近似下频散的长重力表面波的演变。KdV 方程的一维形式为

$$h_t + (c_0 + c_1 h) + v h_{xxx} = 0 \quad (7.1)$$

这里 C_0 、 C_1 和 v 是常数， $h=h(x, t)$ 是自由面的偏差。在线性化近似下， $c_1=0$ ，方程 (7.1) 有解 $h=\cos\theta$ ，其中 $\theta=kx$

$-\omega t$ 。频散关系式为 $\omega = c_0 k - \nu k^3$ 。

对于非线性方程 (7.1)，它还有一个用椭圆余弦函数（雅可比椭圆函数） $\text{cn}\theta$ 表示的周期解，称为椭圆余弦波（cnoidal）。而 KdV 方程最显著的性质就是：除周期解外，它还有另一个特殊解

$$h(x, t) = a \sec^2 \left[\left(\frac{ac_1}{12\nu} \right)^{1/2} (x - ct) \right] \quad (7.2)$$

其中， $c = c_0 + \frac{ac_1}{3}$, $\sec y = 2(e^y + e^{-y})^{-1}$ 。 (7.2) 式中的

$\left(\frac{ac_1}{12\nu} \right)^{1/2}$ 代表波数，则 $\omega = kc = \left(c_0 + \frac{ac_1}{3} \right) \left(\frac{ac_1}{12\nu} \right)^{1/2}$ ，这里

频散关系 $\omega = \omega(k, a)$ ， a 是波的振幅。而线性波的频散关系为 $\omega = \omega(k)$ ，这是非线性波与线性波最重要的区别。引入变

量 $x_1 = x - ct$ ，(7.2) 式中函数 $h = h(x_1)$ 的形状如图 7.1 所

示。显然， $h(\pm\infty) = 0$, $h(0) = a$ 。这个“驼峰”型的孤立波在 x 的正方向以速度 c 和任意振幅 a 传播。由于线性波动方程不含有此解，所以孤立波是基本的非线性现象。

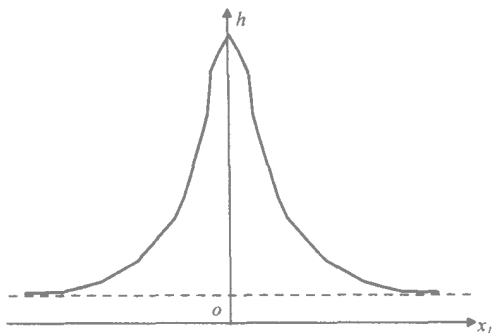


图 7.1 孤立波（孤生子）示意图

正如我们所知，线性方程解的叠加仍是该方程的解。基于此事实，如果有两个独立的线性波以不同的速度相向传播，则相遇后能够彼此穿过而不改变自身的形状。但对于一般的非线性方程，两个解的叠加并不能给出新解。与此不同的是，大多数孤立波却具有“线性波”的性质（某些孤立波不具备此特性，因此它们不是孤立子，例如灌木林火的前部），它们在发生非线性作用后仍能不改变形状而移动。我们把这种具有与基本粒子相似性质的孤立波称为孤立子。

非线性波特别是孤立波理论在现代物理学中占有特殊的地位。除流体力学外，在无线电物理、等离子物理以及地球物理等领域也发现了这样的波。因此，最初在流体力学中导出的 KdV 方程，也出现在弹性力学、等离子物理等学科的理论中。在一个时期，人们曾认为孤立子解只存在于 KdV 方程，近十多年的研究才发现并非如此，许多数学物理方程都含有这类解。下面列举一些典型方程

(1) 具有立方非线性的 Schrödinger 方程

$$i\psi_t + \psi_{xx} + k|\psi|^2\psi = 0 \quad (7.3)$$

其中， k 是常数， $\psi(x, t)$ 是复合函数，可用来描写二维自聚焦的光束。

(2) 正弦 Gordon 方程

$$u_{xx} - u_{tt} = \sin u \quad (7.4)$$

可用来描述在超流体 He^3 中传播的自旋波以及典型晶体断层的传播等现象。

(3) Boussinesq 方程

$$u_{xx} - u_{ll} + 6(u^2)_{xx} + u_{xxxx} = 0 \quad (7.5)$$

可用来描写类似于 KdV 方程所表示的浅水波。

现在人们对孤立波的研究手段已从经验发展到实验室（包括数值计算和模拟）或自然条件，这对于地球物理流体（大气和海洋）的探索 and 认识具有特别重要的意义。

7.2.2 大气中的孤立波和孤立子

Christie 等 1978 年在探究大气孤立子研究历史时认为：通过设置于澳大利亚中部等地的一组高度敏感的微气压计得到了地面气压观测和分析的新资料，这样在 1955 年 Abdullah 首次用重力内孤立波来描述气压场扰动。典型个例是 1951 年 6 月 29 日，位于美国堪萨斯的气压计记录到一个 + 3.4 hPa 的扰动以 18~24 m/s 速度移动了 800 km，激发它的是一个滑过逆温层、位于 2 km 高度、水平尺度约为 150 km 且形状保持不变的冷空气核。Abdullah 认为它是热力逆温层中准定常冷锋推动的结果。Christie 还叙述了不少类似的个例。但是，他们观察到的孤立子的有效宽度仅有几千米。这些相距不远的两个或多于两个孤立子（后者称为孤立子包）沿着夜间逆温层滑动。地面湿度、气温、风速和风向的同期观测表明在地面气压孤立子的移动过程中，其它气象要素场并没有伴随出现类似的现象。研究还发现这种孤立波的移动也不对大气扰动施加任何影响。因此，这些微尺度和中尺度波虽然在定义上是孤立波，但他们在大气动力学中的意义并不是十分重要的。

也许大气中也存在天气尺度和行星尺度的孤立波，其典型的例子是 Rossby 孤立波（Rossby 孤立子）。理论上，它

们是 β 平面非线性涡度方程的理论解 (Redekopp 和 Weidman, 1978)。然而, 至今为止尚无可靠的实验资料证实这种理论解。另外, 有人假设木星上的大红斑可看作行星孤立波或一个巨大的二维孤立子。

在海洋中人们也发现了孤立子现象, 典型的例子是通常由地震引起的 Tsunami 孤立波, 它也可以由洋面上深厚的气旋引起。由于中心是低气压, 海面高度在此增加, 而气旋静止时近表层风对此也起促进作用。当气旋开始移动时, 孤立水波也从中心移向原来被静止气旋占据的圆周区域。

非常有可能证实上述理论分析的实例是列宁格勒 (现称圣彼得堡) 洪水是由这样的孤立波引起的。因为深厚气旋一般要在波罗的海海面上停留几天已是气象上一个著名的现象。当它进入芬兰湾后, 孤立子的高度会增加, 在与那瓦 (Neva) 河的水体相遇后形成洪水。通过卫星对海洋中孤立波的观测有望得到支持上述观点的证据。

7.3 地形作用下的线性和非线性 Rossby 波

7.3.1 地形强迫下的非线性 Rossby 波

地形对大尺度大气运动有重要作用, 如地形对大气环流的产生和演变以及地形对阻塞现象的形成都有重要影响。国内不少学者在地形对 Rossby 波强迫作用方面进行了广泛的探讨。刘式适、谭本旭引入相角函数, 对所得常微分方程进行线性稳定性分析, 给出稳定条件; 然后采用 Taylor 级数展开法, 近似地得到平衡态附近的显式波动解, 由此讨论了

地形对正压模式大气中的非线性 Rossby 波的产生和稳定性的影响。但这种处理方法只能适用于稳定平衡点附近的小振幅波动解问题，在作近似展开时高阶项的取舍随意性很大，因而解具有不确定性，随着高阶项的计入，解将发生本质性的变化。黄思训、张铭采用逼近函数法讨论了大气中的非线性波动问题。朱开成等（1991）在半地转近似下，引入相角函数、拟能和拟势函数以及常微分方程的相轨线分析，讨论了地形强迫下正压非线性 Rossby 波方程的波动解以及波动解存在的地形坡度条件。

设模式大气为 β 平面上的均质不可压流体，其自由面高度 $h = H + \eta(x, y, t)$ ，下边界高度为 h_B 且 $h_B \ll h$ ，则有流体运动控制方程组

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)u - fv = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (7.6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)v + fu = -g \frac{\partial h}{\partial y} \quad (7.7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)(h - h_B) + (h - h_B)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = 0 \quad (7.8)$$

引入半地转近似后，水平运动方程变为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)u_g - fv = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (7.9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)v_g + fu = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (7.10)$$

其中 $\varphi = g\eta$, $u_g = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $v_g = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $f = f_0 + \beta y$ 。由 (7.9)

式和 (7.10) 式可得半地转近似下的涡度方程

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v_g}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial v_g}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u_g}{\partial x} - \\ & \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial u_g}{\partial y} + f_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \beta v_g = 0 \end{aligned} \quad (7.11)$$

讨论两类特殊地形：一类是东西走向，另一类是南北走向，且设地形坡度为常数。对于东西走向地形，其高度假设仅是 y 的线性函数，即 $dh_B/dy = \text{常数}$ 。利用 $h_B \ll h$ 的条件，连续方程可简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi - g v_g \frac{dh_B}{dy} + (C_0^2 + \varphi) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (7.12)$$

其中 C_0 是浅水波的相速。引入相角函数 $\theta = kx + ly - \sigma t$ ，其中 k 和 l 分别是 x 和 y 方向的波数， σ 是圆频率。设方程 (7.11) 和 (7.12) 有解

$$u = U(\theta), v = V(\theta), \varphi = \Phi(\theta) \quad (7.13)$$

将此行波解代入方程 (7.11) 和 (7.12) 得

$$\begin{aligned} & (kU + lV - \sigma)\Phi''' + (kU' + lV')\Phi'' + \lambda^2 f_0^2 (kU + lV)' + \\ & \lambda^2 \beta k \Phi' = 0 \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$(kU + lV - \sigma)\Phi' + (kU + lV)'(C_0^2 + \Phi) - \frac{gk}{f_0} \frac{dh_B}{dy} \Phi' = 0 \quad (7.15)$$

其中 $\lambda^2 = \frac{1}{k^2 + l^2}$ ，撇号代表对相角的微分。积分 (7.14)

式和 (7.15) 式，不失一般性，取积分常数为零。然后消去 U 和 V 得东西走向地形下非线性 Rossby 波存在的基本方程

$$\Phi'' = \lambda^2 \frac{\left[\beta C_0^2 + f_0^2 \left(c_x + \frac{g}{f_0} \frac{dh_B}{dy} \right) \right] \Phi + \beta \Phi^2}{C_0^2 c_x - \frac{g}{f_0} \frac{dh_B}{dy} \Phi} \quad (7.16)$$

同样，取南北向地形为 $h = h_B(x)$, $dh_B/dx =$ 常数，于是连续方程简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial y} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi - g u_g \frac{dh_B}{dx} + (C_0^2 + \varphi) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (7.17)$$

取 (7.13) 式表示的行波解，则可由 (7.11) 式和 (7.17) 式求出东西走向地形下非线性 Rossby 波存在的基本方程

$$\Phi'' = \lambda^2 \frac{\left[\beta C_0^2 + f_0^2 \left(c_x - \frac{gl}{f_0 k} \frac{dh_B}{dx} \right) \right] \Phi + \beta \Phi^2}{C_0^2 c_x + \frac{gl}{f_0 k} \frac{dh_B}{dx} \Phi} \quad (7.18)$$

显然，方程 (7.16) 和 (7.18) 可统一写为

$$\frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = \frac{\text{sgn}(\gamma)(\Phi^2 + \alpha \Phi)}{\Phi + \delta} \quad (7.19)$$

其中 $\text{sgn}(\gamma)$ 是符号函数， α 、 δ 和 τ 对于东西和南北走向地形分别取不同的系数值。

对方程 (7.19) 的进一步讨论表明：地形强迫作用下的非线性 Rossby 波方程不仅存在通常的向西传播的 Rossby 波解，而且存在向东传播的伪 (pseudo-) Rossby 波解。对于不同的地形和初相扰动（即拟能），这些波动可能是周期型的或孤立波型的；与无地形强迫的情形不同，这里西传或东传的波解存在与否，不仅取决于拟能还取决于地形坡度的条

件。对同一拟能，可以存在西传和东传两种波解。当非线性 Rossby 波方程退化为线性方程时，只有在南坡、西坡时为导式波、东坡时为曳式波的周期型谐波存在。同时地形对波的影响不仅表现在波的存在条件方面，还表现在波的形态方面，即波参数与地形坡度有关。

7.3.2 大地形与正压 Rossby 孤立波

吕克秋 (1987) 考虑了一个包含大地形作用的准地转涡度方程

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \psi + \beta y) - \frac{f^2}{c_0^2} \frac{\partial \psi}{\partial t} - \\ & \frac{gf}{c_0^2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0 \end{aligned} \quad (7.20)$$

式中 ψ 是地转流函数， $h = h(x, y)$ 是地形高度， $c_0^2 = gH$ 。

利用行波法，即设 $\psi = \psi(x - ct, y)$ ，并通过量纲分析得到无量纲化的准地转涡度方程，然后采用小参数展开法并消除久期项得到 KdV 方程

$$c_1 e_1 \frac{dA}{d\xi} + e_2 A \frac{dA}{d\xi} + e_3 \frac{d^3 A}{d\xi^3} = 0 \quad (7.21)$$

其中， $\xi = \varepsilon^{1/2} x'$ ， $x' = x/L$ ， $A(\xi) = \psi_1(\xi, y)/\Phi(y)$

$$\psi' = - \int_0^y \bar{u}(y) dy + \varepsilon \psi'_1 + \varepsilon^2 \psi'_2 + \Lambda$$

$\psi' = \psi/LV$ ， $c' = c_0 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2 + \Lambda$ ， $c' = c/V$ 。而 e_1, e_2, e_3 是

包含基流、地形和散度效应的参量。KdV 方程的特解为孤立波解

$$A(\xi) = -\frac{3c_1 e_1}{e_2} \operatorname{sech}^2(\mu \xi) \quad (7.22)$$

其中 $\mu = \left| \frac{e_2}{12e_3} \right|^{1/2}$ 表示 Rossby 孤立波的陡度。

Scott 指出非线性孤立波的主要特征表现为非线性作用与频散效应相平衡, 当不考虑地形时, 如果基流没有切变, 则 $e_2 = 0$, 孤立波不存在。Redekopp 也认为在无地形的情况下, 切变气流的存在是准地转孤立波存在的必要条件。当考虑地形时, 分析 (7.22) 式可以发现, 即使基流没有切变, 只要存在地形, 仍有准地转 Rossby 孤立波, 即除了切变基流外, 地形也可以使 Rossby 波的波形增陡变为孤立波。显然, 这种孤立波与地形有密切关系。

进一步研究弱切变基流下的 Rossby 孤立波, 得出考虑地形和散度效应时的 Rossby 波的波速公式在取长波极限时的形式为

$$c_{00} = U - \frac{\beta + Mh_{y0} + FU}{m^2 \pi^2 + F} \quad (7.23)$$

式中 M 是地形因子, F 是散度因子。由上式可见, 由于地形改变了 Rossby 波的波速, 南坡加快波动、相对于基流向西移动, 北坡减慢波动向西的移动, 使经过地形的长波槽呈现东北-西南向, 这和实际情况是吻合的。另外, 讨论还得出西风带中的 Rossby 孤立波比东风带中的孤立波移速慢。不同的地形高度, 对 Rossby 孤立波的作用有很大不同, 实

际大气中产生的孤立波以 1 波 ($m=1$) 的流型为主。 $m=1$ 但没有地形时, 西风流型几乎是平直流动。随着地形高度从 $0.1H$ 上升到 $0.3H$ (H 为均质大气高度), 西风基流上的孤立波迅速变陡, 呈反气旋式流型; 地形高度从 $0.3H$ 增大到 $0.4H$ 时, 孤立波流型迅速变化, 从反气旋式变为气旋式流型, 并且随着地形高度的增大, 孤立波陡度迅速减小, 低压环流范围加大; 但当地形高度进一步从 $0.5H$ 继续增大时, 孤立波流型不再发生明显的变化。

7.3.3 青藏高原大地形作用下的二维 Rossby 波

研究表明: 北半球冬季大气中的准定常行星波是大地形和非绝热加热强迫的结果; 夏季青藏高原是大气低频振荡的活跃区和重要源地。大地形和非绝热加热对 Rossby 波的传播和能量频散也有重要作用, 它们可以激发出低频波。

刘式适等 (2000) 在对青藏高原大地形的动力和热力作用分析的基础上, 从理论上讨论了青藏高原地形坡度和非绝热加热对二维 Rossby 波的影响。

考虑到青藏高原存在地形坡度 $h(x, y)$ 、摩擦 (设为 Rayleigh 摩擦, 即 $\vec{F} = -\alpha \vec{V}$, α 是摩擦系数) 和非绝热加热 Q , 则正压模式方程组可写为

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - \alpha u \quad (7.24)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - \alpha v \quad (7.25)$$

$$\frac{d}{dt}(\phi - \phi_s) + (\phi - \phi_s)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = -Q \quad (7.26)$$

其中 $\phi = gh$, $\phi_s = gh_s$ 分别为自由面高度和地形高度的重力位势。

下边界条件为

$$w_s = u \frac{\partial h_s}{\partial x} + v \frac{\partial h_s}{\partial y} \quad (7.27)$$

由水平运动方程可得准地转模式方程组

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)(f + \xi) = -f_0 D - \alpha \xi \quad (7.28)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)(\psi - \psi_s) + \frac{c_0^2}{f_0} D = -\frac{Q}{f_0} \quad (7.29)$$

式中 f_0 为 f 的特征值(常数), $c_0 = \sqrt{g(H - H_s)}$ 为重力表面波的特征波速, H 和 H_s 分别为自由面和地形的平均高度, D 为水平散度。 $\psi = \phi / f_0$, $\psi_s = \phi_s / f_0$ 分别为流函数和地形流函数, 则纬向风、经向风和准地转垂直涡度可表示为

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, v = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \zeta = \nabla_h^2 \psi \quad (7.30)$$

准地转模式方程组消去 D , 就得到包含地形动力和热力作用的准地转位涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)q = -\alpha \zeta + \frac{\lambda_0^2}{f_0} Q \quad (7.31)$$

其中 $q = f + \zeta - \lambda_0^2(\psi - \psi_s)$ 是包含地形的准地转位涡度, $\lambda_0^2 = f_0^2 / c_0^2$ 。容易看出在没有非绝热加热和地形摩擦的情况下, 准地转位(势)涡度是守恒的。利用分析线性波动的微扰法可将上述方程中的有关物理量分解为沿纬圈平均的基本量和扰动量两部分之和。因为基本量仍要满足原方程和边界条件, 则由方程 (7.27)、(7.28) (7.29) 和 (7.31) 可得出基本量满足的方程组

$$w_s = \bar{u} \frac{\partial h_s}{\partial x} = \frac{f_0}{g} \bar{u} \frac{\partial \psi_s}{\partial x} \quad (7.32)$$

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = -f_0 \bar{D} - \alpha \bar{\zeta} \quad (7.33)$$

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - \bar{u} \frac{\partial \psi_s}{\partial x} + \frac{c_0^2}{f_0} \bar{D} = -\frac{\bar{Q}}{f_0} \quad (7.34)$$

$$\frac{\partial \bar{q}_0}{\partial t} + \lambda_0^2 \bar{u} \frac{\partial \psi_s}{\partial x} = -\alpha \bar{\zeta} + \frac{\lambda_0^2}{f_0} \bar{Q} \quad (7.35)$$

其中 $\bar{q}_0 = f + \bar{\zeta} - \lambda_0^2 \bar{\psi}$ 。(7.32) 式实质上反映的是存在大地形时气流的爬坡作用。西风带中, 对于大地形的东西坡度, 在其西侧有上升运动, 东侧有下沉运动。因此, 从 (7.34) 式可得在大地形的西侧形成水平辐散、东侧形成水平辐合。又由 (7.33) 式和 (7.35) 式可知: 由于西风基流和大地形的东西坡度, 大地形西侧的垂直涡度和准地转位涡度将随时间减少, 而大地形东侧的垂直涡度和准地转位涡度将随时间增加。所以, 大地形西侧成为一个涡度汇, 东侧成为

一个涡度源。另外，从 (7.33) 式 ~ (7.35) 式可以看出，摩擦使涡度和位涡度减小，从而消耗基本气流；非绝热加热使涡度和位涡度增加。大量观测事实表明青藏高原夏季是一个强大的热源，所以青藏高原夏季也应当是涡度源，即是一个动力扰源。

(7.27) 式减去 (7.32) 式得

$$w'_s = u' \frac{\partial h_s}{\partial x} + v' \frac{\partial h_s}{\partial y} = \frac{f_0}{g} (u' \frac{\partial \psi_s}{\partial x} + v' \frac{\partial \psi_s}{\partial y}) \quad (7.36)$$

上式右边第一项反映的是扰动纬向气流引起的爬坡作用。右边第二项反映的是存在大地形时气流的绕流作用。在大地形北坡和南坡的西侧产生下沉运动，在大地形北坡和南坡的东侧产生上升运动，这与气流爬坡作用的效果相反。如果认为青藏高原南北坡度的数值大于东西坡度的数值，则可认为青藏高原气流的绕流作用大于爬坡作用。因此在青藏高原东侧更有利于对流的产生，这与观测事实是一致的。

进一步分析地形坡度对二维 Rossby 波的作用。若不考虑摩擦 ($\alpha = 0$) 和非绝热加热 ($Q = 0$)，并设基本气流为常数。对 (7.31) 式线性化可得扰动涡度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla_h^2 w' - \lambda_0^2 \frac{\partial \psi'}{\partial t} + (\beta_0 + \beta_1) \frac{\partial \psi'}{\partial x} - \beta_2 \frac{\partial \psi'}{\partial y} = 0 \quad (7.37)$$

其中 $\beta_1 = \lambda_0^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial y}$, $\beta_2 = \lambda_0^2 \frac{\partial \psi_s}{\partial x}$ 分别表示地形的南北坡度和东西坡度。

对于青藏高原，若不考虑东西坡度的作用，应用正交模方法，可令

$$\psi' = \hat{\psi} e^{i(kx + ly - \omega t)} \quad (7.38)$$

(7.38) 式代入(7.37) 式可得二维线性 Rossby 波的圆频率

$$\omega = k\bar{u} - \frac{k(\beta_0 + \beta_1 + \lambda_0^2 \bar{u})}{K_h^2 + \lambda_0^2} \quad (7.39)$$

其中 $K_h^2 = k^2 + l^2$ 。

若不考虑基本气流，只考虑地形的平均高度而不考虑地形坡度，则(7.39) 式变为

$$\omega_0 = -\frac{\beta_0 k}{K_h^2 + \lambda_0^2} \quad (7.40)$$

如果又不考虑地形作用，上式化为

$$\omega_{00} = -\frac{\beta_0 k}{K_h^2 + \lambda_{00}^2} \quad (7.41)$$

其中 $\lambda_{00}^2 = \frac{f_0^2}{c_{00}^2}$, $c_{00} = \sqrt{gH}$ 。比较(7.40) 式和(7.41) 式

可知： $|\omega_0| < |\omega_{00}|$ ，因此从这个意义上讲，地形的存在有利于 Rossby 波向低频发展。在考虑基本气流和地形坡度的情况下，因为地形北坡 $\beta_1 < 0$ 地形南坡 $\beta_1 > 0$ ，则由(7.39) 式可以看出地形南坡更有利于 Rossby 波向低频发展。另外，频散关系式(7.39) 表明地形南北坡度 β_1 的作用类似于 Rossby 参数 β_0 的作用（即 β 效应）。

分析二维 Rossby 波的群速度可以得到如下结论：对于导式波(leading wave)，槽脊线呈西北-东南走向，波和波能量均向东和向北传播；对于曳式波(trailing wave)，槽脊线呈东北-西南走向，波和波能量均向东和向南传播。

大量观测事实表明：青藏高原在夏季为热源，高原地区的温度大于周围地区空气的温度，有利于水平辐合和抬升。下面讨论地形加热对二维 Rossby 波的影响。为简便起见，取浅水模式中的非绝热加热为

$$Q = -\eta c_0^2 D \quad (7.42)$$

其中 D 为水平散度， η 为加热强度系数 ($0 < \eta < 1$)。如果认为青藏高原附近空气的运动是以绕流为主的话，则同样可以得出在高原加热作用下，高原东侧有利于水平辐合、上升（对流）运动。将 (7.42) 式代入准地转无地形摩擦的浅水模式 (7.28) 式中，类似于上述数学处理过程，可得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) q^* = 0 \quad (7.43)$$

其中 $q^* = f + \zeta - \lambda_0^{*2}(\psi - \psi_s)$, $\lambda_0^{*2} = \frac{f_0^2}{c_0^{*2}} = \frac{\lambda_0^2}{1-\eta}$ 。即在无摩

擦但有特定形式非绝热加热的情况下，此时包含地形影响的准地转位涡度仍是守恒的。在基本气流为常数且不考虑高原东西坡度作用的条件下，可得扰动方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla_h^2 \psi' - \lambda_0^{*2} \frac{\partial \psi'}{\partial t} + (\beta_0 + \beta_1) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (7.44)$$

相应地可求出地形加热下 Rossby 波的圆频率方程

$$\omega^* = k\bar{u} - \frac{k(\beta_0 + \beta_1 + \lambda_0^{*2}\bar{u})}{K_h^2 + \lambda_0^{*2}} \quad (7.45)$$

因为 $\lambda_0^{*2} > \lambda_0^2$ ，比较 (7.39) 式和 (7.45) 式不难看出 $\omega^* < \omega$ ，所以在此意义上，大地形的加热作用也有利于 Rossby 波向低频发展。

7.4 高原低涡的非线性波动理论

孤立波作为最基本的非线性波动，人们研究它的历史已有140多年。近30年来，对于非线性波动中的孤立波和椭圆余弦波 (cnoidal waves) 的研究，在大气、海洋等多个学科的非线性研究中占据了一个特殊地位，受到极大重视，并取得了一些重要进展。早期人们认为孤立波解只存在于 KdV 方程中，近年来的研究表明这类解也存在于许多数学物理方程中。研究孤立波的手段也从理论扩展到观测（包括常规仪器和卫星）、实验（实验室或自然条件下）以及计算机模拟等方面，其结果已用来解释某些天文和地球物理流体现象。同样，大气中也广泛地存在着孤立波，不少学者研究了不同情况下的大气孤立波。但已往的研究多侧重于孤立波解的求得和波动本身的动力学特征分析，较少考虑各类孤立波与实际天气事实的联系，以及波动的非线性特征在天气分析和预报中的应用。事实上，涡旋、锋面、飑线和沙尘暴等天气系统都是大气中典型的非线性现象，并且对人们的日

常生活和经济建设产生严重危害，大气非线性动力学理应在上述灾害性天气系统的研究中发挥更大的作用。

青藏高原低涡可看作是一种强烈依赖于高原地形，同时又受环境大气层结稳定度、地面加热和凝结潜热控制的局地性低涡，是夏季盛行于青藏高原地区 500 hPa 的一种中间尺度或次天气尺度的低压系统。它常在高原中西部生成，然后沿 32° 附近的切变线东移发展，最后在高原的东边减弱、消失，它是夏季高原地区主要的降雨系统，而且在有利环流形势配合下东移出高原而发展，多能引发高原东侧地区（特别是四川盆地）一次大范围暴雨、雷暴等灾害性天气过程。本节我们从一类天气系统的非绝热控制方程出发，通过求解非线性惯性重力内波，分析了波解存在的条件、结构特征及其与高原低涡天气事实的联系，进而对高原低涡一些主要的特征从非线性动力学角度进行了初步分析。因此这一研究不但有一定的理论意义，而且在把大气非线性波动研究的成果应用于实际天气分析和预报方面进行了初步的、有益的尝试。

7.4.1 常定热源强迫下的非线性惯性重力内波

由于青藏高原低涡是在高原特殊的下垫面条件下生成的一类中间尺度或次天气尺度副热带涡旋系统，并且诊断分析的结果表明高原低涡的形成主要依靠强烈的地面感热。因此这里主要考虑高原的加热作用，而高原的地形只作为背景条件。另外，由于静力平衡和非静力平衡对非线性惯性重力波不会产生本质上的区别，所以为简便起见，我们采用气压坐标系下忽略地形摩擦及扰动在 y 方向变化的非绝热大气方程

组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f v \quad (7.46)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -f u \quad (7.47)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (7.48)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma_s \omega = -Q \quad (7.49)$$

其中 $\sigma_s = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = \frac{R^2 T (\gamma_d - \gamma)}{g p^2}$ 是层结稳定度参数。

$Q = \frac{R Q^*}{c_p P}$ ， Q^* 是单位质量空气的非绝热加热率，对某一固定等压面 Q 取为常值。为求解非线性波的渐近解析解，设有行波解

$$u = U(\theta), \quad v = V(\theta), \quad \omega = \Omega(\theta), \quad \phi = \Phi(\theta) \quad (7.50)$$

其中 $\theta = kx + np - \nu t$ ， $\nu = kc$ 为圆频率， c 为波动在东西方向（即 x 方向）传播的速度。

(7.50) 式代入 (7.46)~(7.49) 式得

$$(-\nu + kU + n\Omega)U' = -k\Phi' + fV \quad (7.51)$$

$$(-\nu + kU + n\Omega)V' = -fU \quad (7.52)$$

$$kU' + n\Omega' = 0 \quad (7.53)$$

$$n\Phi''(-\nu + kU) + \sigma_s \Omega = -Q \quad (7.54)$$

定解条件取为

$$\theta \rightarrow \infty \text{ 时, } U \rightarrow U_0 (\text{常值}), U' \rightarrow 0, U'' \rightarrow 0$$

积分 (7.53) 式并考虑定解条件 积分常数可取为零 则有

$$n\Omega = -kU \quad (7.55)$$

将 (7.55) 式代入 (7.51)、(7.52) 和 (7.54) 式 并消去 V 和 Φ , 得到关于 U 的单变量方程

$$U'' + \frac{f^2}{v^2} U - \frac{\sigma_s k^2}{n^2 v} \frac{U}{-v + kU} + \frac{kQ}{n} \frac{1}{-v + kU} = 0 \quad (7.56)$$

上式为非线性方程, $U=0$ 显然是它的一个平衡点。考虑到惯性重力内波的快波特性, 利用非线性项展开法将 $U / (-v + kU)$ 在该平衡点作 Taylor 级数展开并略去二次以上的项可得

$$U'' + \frac{k^2}{n^2 v^2} \left(\frac{f^2 n^2}{k^2} + \sigma_s - \frac{nQ}{v} \right) U + \frac{k^3}{n^2 v^3} \left(\sigma_s - \frac{nQ}{v} \right) U^2 - \frac{kQ}{n v^2} = 0 \quad (7.57)$$

(7.57) 式两端对 θ 微商得

$$U''' + \frac{k^2}{n^2 v^2} \left(\frac{f^2 n^2}{k^2} + \sigma_s - \frac{nQ}{v} \right) U' + \frac{2k^3}{n^2 v^3} \times \left(\sigma_s - \frac{nQ}{v} \right) U U' = 0 \quad (7.58)$$

上式即为 KdV 方程对应的常微分方程 (以下简称 KdV 方程)。令

$$a = \frac{k^2}{n^2 v^2} \left(\frac{f^2 n^2}{k^2} + \sigma_s - \frac{nQ}{v} \right), \quad b = \frac{k^3}{n^2 v^3} \left(\sigma_s - \frac{nQ}{v} \right), \quad d = -\frac{kQ}{nv^2} \quad (7.59)$$

则(7.57)式可简写为

$$U'' + aU + bU^2 + d = 0 \quad (7.60)$$

求解 KdV 方程的方法有多种，如非线性项展开法，Backlund 变换法，散射反演法，Bargmann 势方法，摄动法和约化摄动法等。这里将采用与上述方法不同的思路来求解 KdV 方程，即并不直接求解如 (7.58) 式所示的 KdV 方程，而是求解比 KdV 方程低一阶的方程（即 (7.57) 式或 (7.60) 式），对一般的 KdV 方程只要积分一次即可得到类似 (7.60) 式的形式。

以 U' 乘 (7.60) 式并对 θ 积分得

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 + \frac{1}{2} a U^2 + \frac{1}{3} b U^3 + dU = C_1 \quad (7.61)$$

由定解条件可确定出积分常数

$$C_1 = \frac{1}{2} a U_0^2 + \frac{1}{3} b U_0^3 + dU_0 \quad (7.62)$$

则 (7.61) 式变为

$$\left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 = a(U_0^2 - U^2) + \frac{2}{3} b(U_0^3 - U^3) + 2d(U_0 - U)$$

或改写为

$$\left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 = (U_0 - U) \left[-\frac{2b}{3} (U_0 - U)U - \left(a + \frac{4b}{3} U_0 \right) (U_0 - U) + 2(bU_0^2 + aU_0 + d) \right] \quad (7.63)$$

当 $bU_0^2 + aU_0 + d = 0$ ，即 $U_0 = [-a \pm (a^2 - 4bd)^{1/2}] / 2b$ 时

(这表明孤立波的最终形态与环境大气层结稳定性和非绝热加热状况有关), (7.63 式变为

$$\left(\frac{dU}{d\theta}\right)^2 = (U - U_0)^2 \left(-\frac{2b}{3}U - a - \frac{4}{3}bU_0\right) \quad (7.64)$$

令

$$A = -U_0, B = -2b/3, E = -a - 4bU_0/3 \quad (7.65)$$

则 (7.64) 式可化为

$$\left(\frac{dU}{d\theta}\right) = \pm(U + A)(BU + E)^{1/2} \quad (7.66)$$

可以证明上式的正负号并不影响下面的积分结果, 故对 (7.66) 式只讨论取正号的情形。令 $F = U + A$, 积分上式得

$$\int \frac{dF}{F[BF + (E - AB)^{1/2}]} = C_2 \pm \theta \quad (7.67)$$

其中 C_2 也是积分常数, (7.67) 式左端的积分值可分为下面几种情况来求出。

若 $E - AB < 0$ 即取 $U_0 = [-a + (a^2 - 4bd)^{1/2}] / 2b$ 时, (7.67) 式左端的积分值为

$$\frac{2}{(AB - E)^{1/2}} \arctan \left[\frac{BF + (E - AB)}{AB - E} \right]^{1/2} = C_2 + \theta \quad (7.68)$$

整理后得

$$U = -\frac{E}{B} + \frac{(AB - E)}{B} \tan^2 \left[\frac{(AB - E)^{1/2}}{2} (C_2 \pm \theta) \right] \quad (7.69)$$

即

$$U = -\frac{3a}{2b} - 2U_0 - \left(\frac{3a}{2b} + 3U_0\right) \tan^2 \left[\frac{(a+2bU_0)^{1/2}}{2} (C_2 \pm \theta) \right] \quad (7.70)$$

因为沿 θ 轴平移总可使 $C_2=0$ ，并注意到 $\tan^2 \theta$ 的偶函数性，则有

$$U = -\frac{3a}{2b} - 2U_0 - \left(\frac{3a}{2b} + 3U_0\right) \tan^2 \left(\frac{(a+2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right) \quad (7.71)$$

这就是我们得到的第一类解：正切函数解，此解的波型与椭圆余弦波很相似，但波峰处存在周期性间断点。由于此解不满足前设的定解条件，属于无意义解，故后面将不再讨论此解。

当 $E-AB>0$ ，即取 $U_0=[a-(a^2-4bd)^{1/2}]/2b$ 时，并且 $[BF+(E-AB)]^{1/2}-(E-AB)^{1/2}<0$ 时，(7.67) 式左端的积分值为

$$\ln \frac{-[BF+(E-AB)]^{1/2}+(E-AB)^{1/2}}{[BF+(E-AB)]^{1/2}+(E-AB)^{1/2}} = (E-AB)^{1/2} (C_3 \pm \theta) \quad (7.72)$$

令 $\xi = (E-AB)^{1/2} (C_3 \pm \theta)$ ，则有关系式

$$\begin{aligned} \xi &= \ln \frac{(E-AB)^{1/2} - [BF+(E-AB)]^{1/2}}{(E-AB)^{1/2} + [BF+(E-AB)]^{1/2}} \\ &= \ln \left\{ \frac{(E-AB)^{1/2} - [BF+(E-AB)]^{1/2}}{(BF)^{1/2}} \right\}^2 \end{aligned} \quad (7.73)$$

因此

$$\frac{1}{2}(e^{\xi/2} + e^{-\xi/2}) = \cosh \frac{\xi}{2} = \frac{(E - AB)^{1/2}}{(BF)^{1/2}} \quad (7.74)$$

注意到 $F = U + A$ ，最后可求得

$$U = -A - \frac{E - AB}{B} \operatorname{sech}^2 \frac{(E - AB)^{1/2}}{2} (C_3 \pm \theta) \quad (7.75)$$

同样平移 θ 轴使 $C_3 = 0$ ，并考虑到 $\operatorname{sech}^2 \theta$ 的偶函数性 通过变量代换可得

$$U = U_0 - (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{sech}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.76)$$

将上式代入 (7.53) 式得

$$\Omega = -\frac{k}{n} \left\{ U_0 - (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{sech}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \right\} \quad (7.77)$$

(7.76)、(7.77) 式为 KdV 方程的第二类解：双曲正割函数解或经典孤立波解（即一般意义下孤立波解），其图像如图 7.2 所示。此波是由平流产生的非线性作用引起波的突陡和惯性重力内波产生的频散效应达到平衡而形成的，同时大气层结稳定性和地面非绝热加热也有重要作用。孤立波的宽度为 $2 / (-a - 2bU_0)^{1/2}$ ，水平运动的振幅为 $A_u^* = 3 | U_0 + a/2b |$ ，垂直运动的振幅为 $A_\omega^* = kA_u^* / n$ 。由于振幅与 a 、 b 、 U_0 有关，即与波的圆频率 ν 有关，所以波速 c 不仅与波数有关，还与振幅有关，这是非线性波与线性波的一个重要区别。

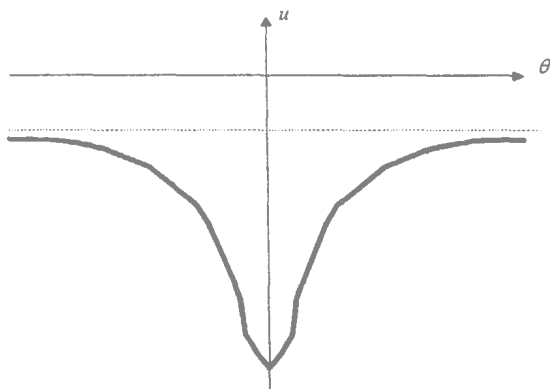


图7.2 经典惯性重力内孤立波的示意图

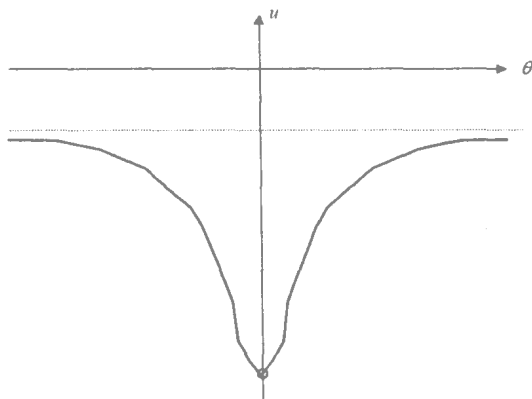


图7.3 奇异惯性重力内孤立波的示意图

当 $E - AB > 0$ 且 $[BF + (E - AB)]^{1/2} - (E - AB)^{1/2} > 0$ 时，
可导出 $BF > 0$ ，则 7.67 式变为

$$\ln \frac{[BF + (E - AB)]^{1/2} - (E - AB)^{1/2}}{[BF + (E - AB)]^{1/2} + (E - AB)^{1/2}} = (E - AB)^{1/2} (C_3 \pm \theta) \quad (7.78)$$

同样令 $\zeta = (E - AB)^{1/2} (C_3 \pm \theta)$, 并利用 $F = U + A$, 则上式变为

$$\begin{aligned} \xi &= \ln \frac{[BF + (E - AB)]^{1/2} - (E - AB)^{1/2}}{[BF + (E - AB)]^{1/2} + (E - AB)^{1/2}} \\ &= \ln \left\{ \frac{[BF + (E - AB)]^{1/2} - (E - AB)^{1/2}}{(BF)^{1/2}} \right\}^2 \end{aligned} \quad (7.79)$$

采用类似于前述的数学变换有

$$\frac{1}{2}(e^{\xi/2} - e^{-\xi/2}) = \sinh \frac{\xi}{2} = -\frac{(E - AB)^{1/2}}{(BF)^{1/2}} \quad (7.80)$$

最后可求得

$$U = -A + \frac{E - AB}{B} \operatorname{csch}^2 (E - AB)^{1/2} (C_3 \pm \theta) \quad (7.81)$$

同样平移 θ 轴使 $C_3 = 0$, 并注意到 $\operatorname{csch}^2 \theta$ 的偶函数性, 则变量代换后有

$$U = U_0 + (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{csch}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.82)$$

将上式代入 (7.53) 式得

$$\Omega = -\frac{k}{n} \left\{ U_0 + (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{csch}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \right\} \quad (7.83)$$

此解为 KdV 方程的第三类解：双曲余割函数解，即奇异孤立波解。除 $\theta = 0$ 处的解存在间断点外，波的主要特征与经典孤立波基本一致（如图 7.3 所示）。由于此类非线性波动在过去的研究中很少涉及，故接下来我们重点讨论此解。

7.4.2 奇异孤立波解与青藏高原低涡的联系

从 (7.82) 式和 (7.83) 式可以看出奇异孤立波的特征在多种物理场上都有明显反映，并且在 $\theta = 0$ 处，这类孤立波都存在间断点。夏季，青藏高原低涡的发展与涡心的卷入对流云带有关。低涡四周是一个上升环，而涡心近地层为相对下沉区，上层为相对于四周弱的上升区，因此从卫星云图上可看到许多低涡为空心结构（即涡心为无云或少云区）。如果认为高原低涡是在高原强大地面加热扰动下形成的惯性重力内波的频散效应与涡度平流的非线性作用达到平衡时的产物，则奇异孤立波可视为空心高原低涡的理论解，而经典或一般孤立波则是非空心高原低涡的理论解。高原低涡垂直气流的分布特征（涡心下沉，涡周上升）也可以用图 7.3 和 (7.83) 式加以解释。

长期以来，人们对热带风暴、台风中的涡眼结构已有较深入的认识和研究，从飞机和卫星的观测上得到证实，并用天气学和动力学的理论进行了解释。但对中高纬度的低压涡旋是否存在类似于台风的涡眼结构及其成因还了解得不多。近年来，美国气象学者在模拟中纬度气旋的发生、发展过程中，观察到类似台风涡眼的结构。我国气象工作者在对青藏高原 500 hPa 低涡的研究也表明：由于青藏高原下垫面的热力性质与热带海洋有相似之处，所以不少高原低涡的结构

与海洋上的热带低压或热带气旋类低涡 (TCLV, tropical cyclone-like vortices) 十分相似。在云形上主要表现为气旋式旋转的螺旋云带中, 低涡中心多为无云区(空心)。只是由于不像海洋上有充分的水汽供应, 因而高原低涡不像台风那样可以强烈发展, 生命史也较短。因此, 上述一类有间断点的奇异孤立波解从低涡气流的分布型式上可以较好地解释这种涡眼现象。需要指出的是, 台风的涡眼结构人们多是从绝对角动量守恒的角度来解释的。

7.4.3 高原低涡特征的非线性波动理论

除上述涡眼结构的理论解释外, 高原低涡的一些重要特征还可以从对奇异孤立波解的进一步讨论中寻求更多的理论依据。

7.4.3.1 低涡移动方向与层结、地面加热的关系

由于奇异孤立波解是在 $BF > 0$ 的条件下得到的, 由 (7.59) 式和 (7.65) 式可知这就要求 $b(U+A) < 0$ 。如果 $(U+A) < 0$, 即 $U < U_0$ (风场对应谷式孤立波或垂直运动场对应峰式孤立波, 这代表高压系统), 此时要求 $b > 0$ 。如果 $(U+A) > 0$, 即 $U > U_0$ (风场对应峰式孤立波或垂直运动场对应谷式孤立波, 这代表低压系统), 此时要求 $b < 0$, 则由 b 的表达式 (7.59) 式可知, 这意味着稳定层结中低涡向西传播, 在不稳定层结中低涡向东传播, 因此如果不考虑地面加热, 稳定层结中生成的低涡只能向西移动而不能东移出高原。当考虑地面加热时, 只有当高原加热 ($Q > 0$) 且强度超过 $\sigma_s \nu / n$ 时, 稳定层结中生成的高原低涡才能向东移动。但低涡东移后受到的高原加热作用又会逐渐减弱, 不利于其继续东移。近年来对高原低涡移动和发展的研究表明: 高原低涡大多形成于高原西

部，消失于高原中、东部地形下坡处，极少能移出高原主体。只有在一定条件下，如有冷空气和西风急流的侵入时，低涡由暖涡变为冷涡（斜压涡）的情况下才能东移出高原。这与上述分析的低涡孤立波移动方向与层结稳定度以及高原加热的关系基本上是吻合的。

7.4.3.2 环境条件对低涡生成和移速的影响

由前可知，孤立波解存在的另一必要条件为

$$E - AB > 0 \quad (7.84)$$

或

$$-a - 2bU_0 > 0 \quad (7.85)$$

因此应取 $U_0 = [-a - (a^2 - 4bd)^{1/2}] / 2b$ ，因为要求 U_0 必须是实数，则有

$$a^2 - 4bd \geq 0 \quad (7.86)$$

即

$$\frac{k^4}{n^4 v^4} \left(\frac{f^2 n^2}{k^2} + \sigma_s - \frac{nQ}{v} \right)^2 + \frac{4k^4}{n^3 v^5} \left(\sigma_s - \frac{nQ}{v} \right) Q \geq 0 \quad (7.87)$$

若 $Q=0$ ，即不考虑地面加热，上式变为

$$k^4 \sigma_s^2 + 2k^2 f^2 n^2 \sigma_s + n^4 f^4 \geq 0$$

即

$$(k^2 \sigma_s + n^2 f^2)^2 \geq 0 \quad (7.88)$$

这表明在不考虑非绝热加热的情况下，无论层结是否稳定，高原低涡都有可能生成。实际上层结不稳定时将产生热对流，对流调整的结果又会使层结趋于稳定，此不论是否有地面加热，稳定层结都是低涡（惯性重力内波）生成的基本条件。

当考虑地面加热时 ($Q > 0$)，稳定层结中 ($\sigma_s > 0$) 若生成

向东移动的低涡 ($v > 0$)，由前面的讨论得知此时要求 $\sigma_s - nQ/v < 0$ ，则有 $c < nQ/k\sigma_s$ 。同样，不稳定层结中 ($\sigma_s < 0$)，若生成向西移动的低涡 ($v < 0$)，则有 $c > nQ/k\sigma_s$ 或 $|c| < nQ/k|\sigma_s|$ 。这说明无论低涡向东或向西移动，其移速都是有界的，并且地面加热越强、水平尺度与垂直尺度比越大（即系统越浅薄），其最大移速就越大；而层结稳定度或不稳定度越大，其最大移速就越小。

7.4.3.3 低涡尺度与垂直运动振幅的关系

由 KdV 方程的系数 a 和 b 的定义式 (7.59) 和奇异孤立波垂直运动的表达式 (7.83) 可知考虑非绝热加热时，垂直运动的振幅为

$$A_{\omega}^* = \frac{3k}{n} \left| U_0 + \frac{a}{2b} \right| \quad (7.89)$$

因为此时 $U_0 = [-a - (a^2 - 4bd)^{1/2}] / 2b$ ，上式可改写为

$$A_{\omega}^* = \frac{3k}{n} \left| -\frac{1}{2b} (a^2 - 4bd)^{1/2} \right|$$

代入 (7.59) 式有

$$A_{\omega}^* = \frac{3}{2} \left\{ \frac{v^2}{k^2 (\sigma_s - nQ/v)^2} \left(\frac{f^2 n^2}{k^2} + (\sigma_s - nQ/v) \right)^2 + \frac{4vQ(\sigma_s - nQ/v)}{n} \right\}^{1/2} \quad (7.90)$$

上式经整理得

$$A_{\omega}^* = \frac{3}{2} \left\{ c^2 \left(\frac{k}{n} + \frac{f^2}{(k\sigma_s/n - Q/c)} \right)^2 + 4cQ(k\sigma_s/n - Q/c) \right\}^{1/2} \quad (7.91)$$

可见低涡中垂直运动的强弱与低涡的移动方向关系不大，而主要取决于大气的层结稳定性和低涡水平尺度与垂直尺度的比值，并且量级分析表明方括号中第一项比第二项几乎大一个量级，所以高原低涡生成后（即（7.87）式满足时），在高原加热和低涡移速相同的情况下，水平尺度较大而较浅薄的低涡其垂直运动的振幅较小；水平尺度较小而较深厚的低涡可具有较大的垂直运动振幅。前一类从高原上移出后常造成其下游的四川盆地一次短时小雨天气过程，这也可能是造成“巴山夜雨”或“四川盆地多夜雨”这种独特天气现象的动力学成因之一；后一类低涡对形成强降水天气有利，特别是当其东移出高原后，配合较充沛的水汽条件和环流形势可引发我国东部（特别是四川盆地）一次大范围暴雨、雷暴等灾害性天气过程。

7.4.3.4 高原低涡的暖心结构

将 7.55 式代入 (7.51) 式得

$$\Phi' = \frac{1}{k} (\nu U' + fV) \quad (7.92)$$

又由静力方程 $\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{RT}{P}$ 得

$$T = -\frac{p}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial P} = -\frac{p}{R} \frac{d\Phi}{d\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = -\frac{np}{R} \Phi' \quad (7.93)$$

上式在等压面上对 θ 微分得

$$T' = -\frac{nP}{R}\Phi'' \quad (7.94)$$

利用 (7.54)、(7.55) 式得

$$\Phi'' = \frac{k\sigma_s U - nQ}{n^2(-v + kU)} \quad (7.95)$$

将 $1/(-v + kU)$ 作 Taylor 级数展开并略去二次以上项得

$$\Phi'' = \left(\frac{k\sigma_s U}{n^2} - \frac{Q}{n}\right)\left(-\frac{1}{v} - \frac{kU}{v^2} - \frac{k^2 U^2}{v^3}\right) \quad (7.96)$$

或

$$\Phi'' = \left(\frac{k^2 Q}{nv^3} - \frac{k^2 \sigma_s}{n^2 v^2}\right)U^2 + \left(\frac{kQ}{nv^2} - \frac{k\sigma_s}{n^2 v}\right)U + \frac{Q}{v} \quad (7.97)$$

则 (7.94) 式可改写为

$$T' = -\frac{P}{R} \left[\left(\frac{k^2 Q}{v^3} - \frac{k^2 \sigma_s}{n v^2}\right)U^2 + \left(\frac{kQ}{v^2} - \frac{k\sigma_s}{nv}\right)U + \frac{Q}{v} \right] \quad (7.98)$$

如不考虑高原加热作用 ($Q=0$)，则在西风气流引导下 ($U>0$)、不稳定层结中向东移动的低涡，由 (7.98) 式知： $T'<0$ 。而考虑高原地面加热时，视高原低涡为高原加热作用下稳定层结中自西向东移动的奇异孤立波，由于 $U>0$ ， $\sigma_s>0$ ， $v>0$ ，初期或当加热强度小于一定幅度 ($Q<\sigma_s v/n$) 时，可能有 $T'>0$ ；但当加热强度超过一定幅度 ($Q>\sigma_s v/n$) 时，必定有 $T'<0$ ，这表明在地面加热达到一定程度后，固定等压面上青藏高原低涡温度场的水平分布为：除涡心（间断点）外，其余涡区 $dT/d\theta < 0$ ，即离涡心越近，温度越高，离涡心越远，温度越低。说明高原低涡与热带低压或热带气旋类低涡 (TCLV) 一样，也是一种暖心结构（特别在其强盛期），这也

符合有关高原低涡温度场水平分布的观测事实。这种暖心结构既是动力学约束关系所要求的，又是高原强大的地面加热提供热量产生的必然结果。应该指出的是，这里对高原低涡暖心结构的动力学解释也不同于根据梯度风平衡和静力平衡关系对台风暖心结构的解释。

上面我们利用相平面分析法，由非绝热大气运动方程组导出了与非线性重力内波有关的KdV方程，然后用直接积分法得到两类有意义的孤立波解，重点分析了一类具有间断点的奇异孤立波解的特征，初步建立了此波解与一类青藏高原低涡的联系，讨论了高原加热和层结稳定性对高原低涡生成和移动的作用，并且从理论上论证了高原低涡具有与热带气旋类低涡(TCLV)类似的涡眼和暖心结构等重要特征，从非线性动力学角度深化了人们对一类高原低涡的认识。但本工作主要是利用简化的动力学方程组和高原加热作用，得出可描述高原低涡发生、发展的非线性解析解并作了若干定性分析。而从实际天气预报的角度讲，还有必要对高原低涡发生发展机制、结构特征、移动规律、影响因子和预报指标等问题开展更加全面和深入的研究。

7.5 热力强迫对低涡非线性波解的影响

在上节(7.4节)求解非线性重力内波型高原低涡的基础上，本节我们分别考虑不同型式的热源强迫对大气非线性重力内波的影响，这对于深入了解大气非线性重力波的产生及其与热源强迫的关系，更好地监测和预报中小尺度天气，特别是灾害性天气(如低涡、切变线暴雨，飚线沙尘暴等)具有重要的理论意义和一定的应用价值。

7.5.1 常定热源强迫

假定热源强迫作用是常定的，并且对热源的性质不加区分，即设 $Q = \text{const.}$ 。考虑到中小尺度天气系统的强对流特征，采用如下的非静力平衡下的二维 Boussinesq 方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (7.99)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\rho'}{\rho} \quad (7.100)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{N^2}{g} \rho w = -Q \quad (7.101)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (7.102)$$

其中 $Q = \frac{\rho}{C_p T} Q^*$ ， Q^* 是外源对单位质量空气的加热率。

$$u = U(\theta), \quad w = W(\theta), \quad p' = P(\theta), \quad \rho' / \rho = \pi(\theta), \quad \theta = kx + nz - \nu t \quad (7.103)$$

将(7.103)式代入上述方程组得

$$(-\nu + kU + nW)U' = -\frac{k}{\rho} P' \quad (7.104)$$

$$(-\nu + kU + nW)W' = -\frac{n}{\rho} P' - g\pi \quad (7.105)$$

$$(-\nu + kU)\pi' - \frac{N^2}{g} W = -\frac{Q}{\rho} \quad (7.106)$$

$$kU' + nW' = 0 \quad (7.107)$$

由(7.107)式积分得 (取积分常数为零)

$$W = -kU / n \quad (7.108)$$

由(7.104)~(7.108)式消元可得关于 U 的单变量方程

$$\rho v(k^2 + n^2)U'' - \frac{k(\rho k N^2 U + ngQ)}{-v + kU} = 0 \quad (7.109)$$

考虑到重力内波的快波特性 将 $\frac{1}{-v + kU}$ 作 Taylor 级数展开并略去二次以上项得

$$U'' + \frac{k^2}{(k^2 + n^2)v^2} (N^2 + \frac{ngQ}{\rho v}) U + \frac{k^3 ng}{(k^3 + n^3)v^3} (\frac{N^2}{ng} + \frac{Q}{\rho v}) U^2 + \frac{kngQ}{(k^2 + n^2)\rho v^2} = 0 \quad (7.110)$$

上式对 Q 微分得

$$U''' + \frac{k^2}{(k^2 + n^2)v^2} (N^2 + \frac{ngQ}{\rho v}) U' + \frac{2k^3 ng}{(k^2 + n^2)v^3} (\frac{N^2}{ng} + \frac{Q}{\rho v}) U U' = 0 \quad (7.111)$$

(7.111) 式即为 KdV 方程所对应的常微分方程。令

$$a = \frac{k^2}{(k^2 + n^2)v^2} (N^2 + \frac{ngQ}{\rho v}), \quad b = \frac{k^3 ng}{(k^2 + n^2)v^3} (\frac{N^2}{ng} + \frac{Q}{\rho v}),$$

$$c = \frac{kngQ}{(k^2 + n^2)\rho v^2}$$

则(7.110)式可简写为

$$U'' + aU + bU^2 + c = 0 \quad (7.112)$$

以 U' 乘上式并积分得

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 + \frac{1}{2} aU^2 + \frac{1}{3} bU^3 + cU = C_1 \quad (7.113)$$

其中 C_1 为积分常数。此问题的定解条件可设为

$$\theta \rightarrow \infty \text{ 时}, U \rightarrow U_0, \quad U' \rightarrow 0, \quad U'' \rightarrow 0$$

由此可确定出积分常数

$$C_1 = \frac{1}{2} aU_0^2 + \frac{1}{3} bU_0^3 + cU_0 \quad (7.114)$$

则 (7.113) 式变为

$$\left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 = a(U_0^2 - U^2) + \frac{2}{3} b(U_0^3 - U^3) + 2c(U_0 - U) \quad (7.115)$$

上式右端变形后为

$$(U_0 - U) \left[\frac{2b}{3} (U - U_0)U - \left(a + \frac{4bU_0}{3} \right) (U_0 - U) + (2bU_0^2 + 2aU_0 + 2c) \right]$$

当 $2bU_0^2 + 2aU_0 + 2c = 0$, 即 $U_0 = [-a \pm (a^2 - 4bc)^{1/2}] / 2b$ 时, (7.115) 式变为

$$\left(\frac{dU}{d\theta} \right)^2 = (U - U_0)^2 \left(\frac{-2bU}{3} - a - \frac{4bU_0}{3} \right) \quad (7.116)$$

令

$$A = -U_0, B = \frac{-2b}{3}, E = -a - \frac{4bU_0}{3} \quad (7.117)$$

(7.116) 式可化为

$$\frac{dU}{d\theta} = \pm (U + A)(BU + E)^{1/2} \quad (7.118)$$

可以证明正负号并不影响积分的结果, 故对于(7.118)式下面只讨论取正号的情形。令 $F=U+A$, 对(7.118) 式积分得

$$\int \frac{dF}{F[BF+(E-AB)]^{1/2}} = C_2 \pm \theta \quad (7.119)$$

其中 C_2 也是积分常数。当 $E-AB < 0$, 即取 $U_0 = [-a \pm (a^2 - 4bc)^{1/2}]/2b$ 时, 积分上式并整理后得

$$U = -\frac{E}{B} + \frac{(AB-E)}{B} \tan^2 \left[\frac{(BU+E)^{1/2}}{2} (C_2 \pm \theta) \right] \quad (7.120)$$

这里 C_2 作为波形的初位相角, 在不改变波形的前提下, 适当平移 θ 坐标轴, 总可使得 $C_2=0$, 即使得波动的初位相角为零。然后将(7.117)式代入上式并考虑到 $\tan^2 \theta$ 的偶函数特性有

$$U = -\frac{3a}{2b} - 2U_0 - \left(\frac{3a}{2b} + 3U_0 \right) \tan^2 \left[\frac{(a+2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.121)$$

(7.121) 式描写的是 KdV 方程在特定条件 ($U_0 = [-a \pm (a^2 - 4bc)^{1/2}]/2b$) 下的一类波解, 此解的波型与椭圆余弦波非常相似, 但波峰处存在周期性间断点。该解与本问题所给的定解条件不符, 属于无意义解, 故以下我们不再讨论该解。

当 $E-AB > 0$ 且 $[BF+(E-AB)]^{1/2} - (E-AB)^{1/2} > 0$ 积分 7.119) 式可得

$$U = -A + \frac{E-AB}{B} \operatorname{csch}^2 \frac{(E-AB)^{1/2}}{2} (C_3 + \theta) \quad (7.122)$$

同样先平移 θ 轴使 $C_3=0$, 再将(7.117) 式代入并考虑到 $\operatorname{csch}^2 \theta$ 的偶函数特性, 则有

$$U = U_0 + (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{csch}^2 \left[\frac{(a + 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.123)$$

当 $E - AB > 0$ 且 $[BF + (E - AB)]^{1/2} - (E - AB)^{1/2} < 0$ 类似于上述数学处理过程可得

$$U = -A - \frac{E - AB}{B} \operatorname{sech}^2 \frac{(E - AB)^{1/2}}{2} (C_4 + \theta) \quad (7.124)$$

或

$$U = U_0 - (3U_0 + \frac{3a}{2b}) \operatorname{sech}^2 \left[\frac{(a + 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.125)$$

(7.123) 式所表示的解为 KdV 方程的奇异孤立波解 (不同于 (7.125) 式描述的经典孤立波解)。在 $\theta = 0$ 处, 该类奇异孤立波解存在间断点, 下面我们重点讨论此波解。由前可知, 此波解存在的条件为 $E - AB = -a - 2bU_0 > 0$, 这要求取 $U_0 = [-a \pm (a^2 - 4bc)^{1/2}] / 2b$ 。因此若 U_0 是实数, 必有 $a^2 - 4bc > 0$, 即

$$\rho^2 v^2 N^4 - 2 \rho v n g N^2 Q - 3 n^2 g^2 Q^2 > 0 \quad (7.126)$$

分析上述条件可知在稳定层结中 ($N^2 > 0$), 加热 ($Q > 0$) 有利于向西移动的孤立波的产生; 而不稳定层结中 ($N^2 < 0$), 加热 ($Q > 0$) 有利于向东移动的孤立波的产生。

在固定时刻和固定高度的情况下, 由 (7.123) 和 (7.108) 式可知: 此时水平风场和垂直风场的分布皆为双曲余割型函数。根据风场及相关位势高度场的这种特点, 在一定程度上可将青藏高原 500hPa 一类常见“空心”低涡 (卫星云图上低涡中心多为无云区) 视为本节讨论的奇异孤立波, 则以上分析的层结稳定度与孤立波移动方向的关系符合高原这类低涡的天气事实。因此这里得到的一类有间断点的奇异孤立波解在

一定程度上可以从理论上解释上述涡眼现象。进一步推断，在中纬度反气旋中也可能存在类似的涡眼（空心）结构，只不过要用观测事实如卫星云图加以验证会更加困难。

7.5.2 对流凝结潜热

假定只考虑对流凝结潜热的作用，并且将其用垂直速度参数化，即设 $Q = \eta w$ （ η 为大于零的加热系数，设为常数），则热源强迫的非线性重力内波的热力学方程变为

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \left(\frac{N^2}{g} \rho - \eta \right) w = 0 \quad (7.127)$$

运动方程和连续方程同前。类似于 7.5.1 节的处理过程，可得

$$U'' + aU + bU^2 = 0 \quad (7.128)$$

其中

$$a = \frac{k^2(\rho N^2 - g\eta)}{(k^2 + n^2)\rho v^2}, \quad b = \frac{k^3(\rho N^2 - g\eta)}{(k^2 + n^2)\rho v^3}$$

对上式求导得

$$U''' + aU' + 2bUU' = 0 \quad (7.129)$$

此式即为 KdV 方程对应的常微分方程。当 $2bU_0^2 + 2aU_0 = 0$ 即 $U_0 = -a/b$ 时，类似于前面的数学处理，可得 KdV 方程在特定条件下两类有意义的孤波解分别为

$$U = -\frac{a}{b} - \frac{3a}{2b} \operatorname{csch}^2\left(\frac{a^{1/2}}{2}\theta\right) \quad (7.130)$$

$$U = -\frac{a}{b} + \frac{3a}{2b} \operatorname{sech}^2\left(\frac{a^{1/2}}{2}\theta\right) \quad (7.131)$$

类似地 可得出孤立波解存在的条件为

$$\rho N^2 - g\eta > 0 \text{ 即 } N^2 > g\eta/\rho \quad (7.132)$$

这说明在层结稳定度较强的大气中，有利于孤立波的形成。而波动形成后加强了大气的垂直运动，从而有利于潜热释放，使层结趋于不稳定，这又不利于孤立波的形成或抑制其发展。另外，波动的振幅与热源强迫作用无关，只与波数有关；而波宽则与包括热源强迫等多个因子有关。当对流凝结加热增大时，波宽也增大。当振幅为正时，波动自西向东传播，此时风场对应峰式孤立波，由(7.108)式可知垂直运动场对应下沉运动；振幅为负时，波动自东向西传播，此时风场对应谷式孤立波，垂直运动场对应上升运动，并且振幅越大，波传播得越快，这符合中小尺度强对流天气系统的移动特征。

7.5.3 区别考虑感热和对流凝结加热

根据感热和对流凝结加热的特点，设热源强迫 $Q = Q_s + Q_L$ ，其中感热 $Q_s = Q_0 = \text{const.}$ ，凝结加热 $Q_L = \eta w$ ，则非线性大气重力内波所满足的热力学方程为

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \left(\frac{N^2}{g} \rho - \eta \right) w + Q_0 = 0 \quad (7.133)$$

其它方程同前。采用类似的作法，可得

$$U'' + aU + bU^2 + c = 0 \quad (7.134)$$

其中

$$a = \frac{k^2(\rho v N^2 - g v \eta + n g Q_0)}{(k^2 + n^2)\rho v^3}, \quad b = \frac{k^3(\rho v N^2 - g v \eta + n g Q_0)}{(k^2 + n^2)\rho v^4}$$

$$c = \frac{k n g Q_0}{(k^2 + n^2)\rho v^2}$$

经过同样的数学处理，得到此加热条件下的两类有意义的孤立波解分别为

$$U = U_0 + (3U_0 + \frac{3a}{2b})\operatorname{csch}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.135)$$

$$U = U_0 - (3U_0 + \frac{3a}{2b})\operatorname{sech}^2 \left[\frac{(-a - 2bU_0)^{1/2}}{2} \theta \right] \quad (7.136)$$

其中 $U_0 = [-a - (a^2 - 4bc)^{1/2}] / 2b$ 。此时孤立波解存在的条件为

$$\rho^2 v^2 N^2 + g^2 v^2 \eta^2 - 2\rho g v^2 N^2 \eta + 2ng^2 v \eta Q_0 - 3n^2 g^2 Q_0^2 - 2\rho v n g N^2 Q_0 > 0 \quad (7.137)$$

从中可以发现感热和对流凝结潜热对孤立波形成的作用是不一样的。潜热有利于孤立波的产生，而感热不利于孤立波的产生。同样若将低涡视为孤立波，则潜热对低涡形成的促进作用已被人们公认，而感热的作用过去一般认为与潜热相同，即有利于低涡形成。但有研究者在数值试验中发现感热对低涡的生成和发展有抑制作用（Dell'osso 等，1986）。这与本文的分析结果是一致的。波的振幅和波宽也与热源强迫的性质有关，凝结潜热使振幅增大，波宽减小，波形变陡；而感热在使振幅增大的同时，也使波宽增大。

通过以上的分析和讨论，我们得到以下几点结论。

(1) 热源强迫对重力内孤立波有重要的影响。主要表现在改变了孤立波的形成条件和波形（即波的振幅和宽度）。

(2) 感热和对流凝结潜热对孤立波的作用相反，潜热有利于孤立波的形成，感热不利于孤立波的形成，并且两者对波宽的影响也有所不同。

(3) 波形和垂直运动的综合分析表明：上升运动与谷式孤立波相联系，下沉运动与峰式孤立波相联系。

最后应指出的是，本节考虑的加热型式较为简单，对热

源作用的讨论尚缺乏定量的比较，定性讨论也不够深入；对孤立波在物理空间移动的图像以及在高度场上的表现形式还研究得不够，这些都有待于进一步的研究工作加以完善。

7.6 高原低涡与热带气旋类低涡

本节所指的青藏高原低涡（简称高原低涡）是指发生在青藏高原主体的低涡，主要活动在 500 hPa 等压面上，平均水平尺度为 400~500 km，垂直厚度一般在 400 hPa 以下，多数为暖性结构，生命周期 1~3 天，它不但是青藏高原雨季中主要的降水系统之一，而且在一定条件下东移出高原后往往引发我国东部（特别是四川盆地）一次大范围的暴雨、雷暴、恶劣能见度等灾害性或危险性天气。由于高原下垫面特性和周围环境场的综合效应，使高原低涡（特别是暖性低涡）的性质以及发生规律更类似于热带气旋而不同于温带气旋，这种现象在低涡发展初期更为明显。而热带气旋类低涡（Tropical Cyclone-Like Vortices，简称 TCLV；也有人称为 Tropical-Cyclone-Type Systems）是指一类与热带气旋相似的低压系统，它具有与热带气旋相似的眼结构、暖心结构以及地面风场最强等结构特征和发展机制，多在热带或副热带等不同纬度的洋面上生成、发展，例如某些极涡和地中海气旋。由于暖性高原低涡的生成环境和结构特点与 TCLV 类似，所以可运用研究 TCLV 的方法来研究这类暖性高原低涡。

自从 1979 年夏季我国进行第一次青藏高原气象科学试验（QXPMEX）以来，国内外不少学者对青藏高原天气系统开展了大量的研究，加深了人们对青藏高原系统以及高原作用的认识。但以往对青藏高原低涡的研究多侧重于天气学分析、能量诊断和数值模拟试验，在为数不多的动力学研究中，

基本上采用涡度倾向方程、对称不稳定、热成风适应理论或非线性波动分析方法等，而较少将青藏高原低涡与热带气旋类低涡作对比研究。另外，地面感热和凝结潜热是否都有利于高原低涡的发展，以及在高原低涡不同发展阶段的作用尚存在不同看法，并且对高原低涡三维流场细微结构的了解也很不够。

本节尝试以一种新的研究思路，即借鉴研究热带气旋类低涡的方法，将暖性青藏高原低涡视为受加热和摩擦强迫作用且满足热成风平衡的轴对称涡旋系统，通过求解线性化的柱坐标系中的涡旋模式，分析了两种不同型的非绝热加热（地面感热和凝结潜热）对高原低涡流场结构以及在低涡不同发展阶段、低涡不同区域的作用，并给出高原低涡流场的三维图像和概念性发展模式。

7.6.1 高原低涡的物理模型及分析方法

考虑所研究的高原低涡为受加热和摩擦强迫且满足热成风平衡的轴对称涡旋系统，取柱坐标系的原点位于涡旋中心，则低涡的动力学方程组为

$$\frac{du}{dt} - \frac{v^2}{r} - fv = -\frac{\partial\phi}{\partial r} \quad (7.138)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{uv}{r} + fu = 0 \quad (7.139)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \theta \quad (7.140)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho\omega)}{\rho\partial z} = 0 \quad (7.141)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q \quad (7.142)$$

其中, r 为半径, z 为高度, t 为时间, u 、 v 、 w 分别为径向风速、切向风速和垂直风速, Φ 为位势, θ 为位温, $\theta_0 = \text{const.}$ (下标 0 表示边界层顶的值,下同), f 为 Coriolis 参数, g 为重力加速度, Q 为非绝热加热率, $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial r + w\partial/\partial z$ 。

(7.138) 式若不考虑径向加速度 ($du/dt=0$), 并对 z 微商同时利用静力学平衡关系式 (7.140), 则可导出低涡满足梯度风平衡

$$\left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (7.143)$$

上式表明: 由于低涡内风随高度减小, 即 $\partial v/\partial z < 0$, 则有 $\partial \theta/\partial r < 0$, 低涡的温度场呈现暖心结构。由此可见这种温度场结构特征不但是下垫面加热的结果, 也是低涡满足静力学平衡和梯度风平衡的要求。由质量连续方程 (7.141) 式可知: 在径向垂直剖面 ($r-z$ 面) 上流场满足无辐散条件下, 则可引入流函数 ψ 将低涡流场表示为

$$(\rho u, \rho w) = \left[-\frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial (r\psi)}{\partial r} \right] \quad (7.144)$$

则 (7.143)、(7.139)、(7.142)、(7.144) 式构成平衡的涡旋模式

$$\left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (7.145)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu + \frac{u}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (7.146)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = Q \quad (7.147)$$

$$(\rho u, \rho \omega) = \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial r} \right) \quad (7.148)$$

在低涡系统的上边界（即低涡顶部）设流动是封闭的，则 $\psi(r, z_T) = 0$ 。而低涡系统下面的大气边界层相对于低涡系统为一浅层，并设系统在下边界处于定常状态，则 $\partial/\partial t$ 项可忽略。由（7.146）式得

$$u \left[f + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right] + \omega \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad (7.149)$$

引入绝对涡度 $\zeta = f + \partial(rv)/r\partial r$ ，则（7.149）式变为

$$\zeta u = -\omega \frac{\partial v}{\partial z} \quad (7.150)$$

利用大气边界层的上、下边界条件得

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{v_0 - 0}{h_B - 0} = \frac{v_0}{h_B} \quad (7.151)$$

其中， h_B 为边界层厚度。在低涡系统的下边界（即大气边界层的上边界），利用动量总体输送系数（即无量纲拖曳系数） C_D 和水平风速 $U = (u_0^2 + v_0^2)^{1/2}$ 可将下边界的垂直速度参数化为 $\omega_0 = C_D U$ ，则有

$$\zeta_0 u_0 = -\frac{C_D U v_0}{h_B} \quad (7.152)$$

同样，利用边界层的上、下边界条件可得

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{\omega_0 - 0}{h_B - 0} = \frac{\omega_0}{h_B} \quad (7.153)$$

在低涡系统的下边界，（7.153）式代入（7.141）式得

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_0) + \frac{\omega_0}{h_B} = 0 \quad (7.154)$$

(7.152)、(7.154) 两式联立消去 $h_B u_0$ 项，可得低涡系统在其下边界的垂直速度为

$$\omega_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\xi_0} c_D U v_0 r \right) \quad (7.155)$$

又由 (7.148) 式可得

$$\omega = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho} \psi r \right) \quad (7.156)$$

则在下边界应有

$$\omega_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho} \psi_0 r \right) \quad (7.157)$$

比较 (7.155)、(7.157) 两式，可确定出低涡的下边界条件为

$$\psi_0 = \frac{\rho}{\xi_0} c_D U v_0 \quad (7.158)$$

因此，高原低涡流场的上、下边界条件分别

$$\psi(r, z_T) = 0 \quad (7.159)$$

$$\psi_0 = \frac{\rho}{\xi_0} c_D U v_0 \quad (7.160)$$

设处于发展阶段初期的低涡是一个平衡的、小振幅的弱涡，相对于静止的基本状态而言，该涡旋可看作是一小扰动，则可用微扰法将上面得到的低涡动力学方程组和边界条件线性化。设 $u = \bar{u} + u'$ ， $v = \bar{v} + v'$ ， $\omega = \bar{\omega} + \omega'$ ， $\theta = \bar{\theta} + \theta'$ ， $\psi = \bar{\psi} + \psi'$ ；并设系统的基本状态开始时处于静止，则有 $\bar{u}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{\omega}$ 、 $\bar{\psi} = 0$ ， $\bar{\xi} = f$ ， $\bar{\theta} = \theta_0 = \text{const.}$ 。另外，由于大气边界层厚度比低涡系统厚度约小一个量级，因此可认为边界层紧

贴于地面，则低涡系统的下边界可近似取在地面（ $z=0$ ）。相应地，下标 0 以后就表示下边界即地面的值。同时，在地面引入线性拖曳系数，即 $k=C_D U$ ，可得受加热和摩擦强迫的高原低涡的线性化方程组和边界条件为

$$f \frac{\partial v'}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial r} \quad (7.161)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + f u' = 0 \quad (7.162)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = Q \quad (7.163)$$

$$(\rho u', p \omega') = \left(-\frac{\partial \psi'}{\partial z}, \frac{\partial(r \psi')}{r \partial r} \right) \quad (7.164)$$

$$\psi'(r, z_T) = 0 \quad (7.165)$$

$$\psi'(r, 0) = \frac{\rho k}{f} v'_0 \quad (7.166)$$

7.6.2 非绝热加热对高原低涡流场结构及发展的作用

由于青藏高原低涡是在高原特殊的热力和地形条件下生成的一类中间尺度或次天气尺度副热带涡旋系统，并且诊断分析、动力学研究和数值试验都表明：高原上的非绝热加热对低涡的形成和发展有重要作用，并且一般认为低涡生成初期，地面感热输送起主要作用，而凝结潜热释放在低涡发展阶段有重要贡献。因此，本文重点考虑高原的非绝热加热（由地面感热和凝结潜热两部分构成）对低涡结构及发展的作用，需要指出的是由于本文采用的是线性模式，因此凝结潜

热作用的结果仅适用于低涡发展阶段的初期或代表发展低涡的某些平均结构和发展趋势。而高原的地形摩擦作用只作为边界条件加以考虑。这样的处理也基于以下的天气分析事实：高原低涡主要在高原地区生消，且多消失于地形的下坡处，而与一般低压在下坡方生成和加强完全不同，可见高原低涡是高原地区特别是高原地面加热作用下的产物。

7.6.2.1 感热加热

地面感热通量的总体计算公式为

$$F_H = \rho c_p C_H U (T_s - T_0) \quad (7.167)$$

其中， c_p 为空气的定压比热， C_H 为地面热量的总体输送系数， ρ 为空气密度， T_s 为地面温度， T_0 为地面气温。由此可得单位质量空气的感热加热率

$$Q'_1 = \frac{\partial F_H}{\rho \partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{0 - F_H}{z_T - 0} = \frac{c_p C_H U (T_s - T_0)}{z_T} \quad (7.168)$$

为了更好地反映加热的水平分布状况，引入地面感热加热效率参数 $\beta_1(r)$ ($0 < \beta_1 < 1$)。在涡眼区， β_1 较大（接近 1）；在涡眼以外区域， β_1 较小（ $\beta_1 < 1$ ），且越往外 β_1 越小，即 $\partial \beta_1 / \partial r < 0$ 。则 (7.168) 式变为

$$Q'_1 = \beta_1 \frac{c_p C_H U (T_s - T_0)}{z_T} \quad (7.169)$$

经推导有关系式

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g}{f^2 \theta} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \quad (7.170)$$

(7.169) 式经线性化后代入 (7.170) 式有

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \bar{\theta}_{z_T}} \frac{\partial(\beta_1 U')}{\partial r} \quad (7.171)$$

由于初生的低涡系统其强度主要受切向速度支配，可设

$U' = v'_0$ ，则 (7.171) 式变为

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \bar{\theta}_{z_T}} (\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r}) \quad (7.172)$$

(7.172) 式对 z 积分两次并利用边界条件可得地面感热强迫下低涡的流函数解为

$$\psi' = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \bar{\theta}_{z_T}} \left(\frac{z^2}{2} - \frac{z z_T}{2} \right) (\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r}) + \frac{\rho k v'_0}{f} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \quad (7.173)$$

(7.173) 式代入 (7.164) 式可得感热加热时低涡的水平流场为

$$u' = - \frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \bar{\theta}_{z_T}} \left(z - \frac{z_T}{2} \right) (\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r}) + \frac{k v'_0}{f z_T} \quad (7.174)$$

对于低涡， $v'_0 > 0$ ，则在其眼壁内区域 $\partial v'_0 / \partial r > 0$ ， $\partial \beta_1 / \partial r < 0$ ，在 $\beta_1 \partial v'_0 / \partial r + v'_0 \partial \beta_1 / \partial r > 0$ ，即假定切向风场水平分布不均匀作用大于加热效率分布不均匀作用的条件下，径向流场随高度的变化为：当 $z < z_T/2$ 时， $u' > 0$ ，即水平流场

整体由涡心向外流出,产生“热扩散效应”,但高度越高,“热扩散效应”越弱;当 $z=z_T/2$ 时, $u'=0$ 无径向水平流出或流入,当 $z>z_T/2$ 时, $u'<0$,即水平流场整体向涡心流入,产生“热辐合效应”,且高度越高,“热辐合效应”越强。由此可见 $z=z_T/2$ 处为一水平无辐散层,其上为辐合层,其下为辐散层。同时可将 $z=z_T/2$ 视为动力变性高度,在此高度上眼壁内气流由低层的流出式气流转变为高层的流入式气流。而对于眼壁外区域 ($\partial v'_0/\partial r < 0$, $\partial \beta_1/\partial r < 0$),由于 $(\beta_1 \partial v'_0/\partial r + v'_0 \partial \beta_1/\partial r) < 0$,可得到与上述眼壁内区域相反的结论:径向气流由高层 ($z>z_T/2$) 的流入式气流转变为低层 ($z<z_T/2$) 的流出式气流。

在近地层 ($z \approx 0$),可进一步分析低涡的径向流场结构。
由 (7.174) 式得

$$u'_0 = -\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f^2 \bar{\theta}} \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right) + \frac{k v'_0}{f z_T} \quad (7.175)$$

对于眼壁内区域 ($u'_0 > 0$),即在近地层产生“热扩散效应”,若不计其它因子的影响,地面径向风速 u'_0 与地气温差 $\Delta T (=T_s - T_0)$ 存在正比关系。当地面感热向上输送 ($\Delta T > 0$,即地面加热大气)时,地气温差越大,地面的“热扩散效应”越强,越有利于高原低涡水平流场的发展;地面径向风速 u'_0 与地面热量总体输送系数 C_H 有类似的正比关系。而对于眼壁外区域, $u'_0 < 0$,即在近地层产生“热辐合效应”,且 ΔT 越大,“热辐合效应”越强; C_H 越大,“热辐合效应”越强。由于高原低涡的涡眼区域比眼壁外区域

小得多，因此高原低涡的水平流场总体上表现为低涡的下半部（包括边界层）为辐合层，上半部为辐散层，这与观测事实基本上是一致的。

在近地层，

$$\omega' = -\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f^2 \bar{\theta}} \left[-z \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \right] \left[\beta_1 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 v'_0}{\partial r^2} \right) + v'_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial r^2} \right) \right] + \frac{k}{f} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \left(\frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{v'_0}{r} \right) \quad (7.176)$$

$$\omega'_0 = \frac{k}{f} \left(\frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{v'_0}{r} \right) \quad (1.77)$$

对于眼壁内区域（ $\partial v'_0 / \partial r > 0$ ）， $\omega'_0 > 0$ ，即在近地层有下沉运动，这与前面分析的水平流场的特征是对应的。若不计其它因子的影响，地面垂直风速 ω'_0 与径向半径 r 存在反比关系，即越靠近涡心，下沉越强。而对于眼壁外区域（ $\partial v'_0 / \partial r < 0$ ），当（ $\partial v'_0 / \partial r + v'_0 / r$ ） < 0 时，可有上升运动（ $\omega'_0 < 0$ ），且越靠近眼壁，上升运动越强。因此在近地层，低涡四周是一个上升环、而涡心为下沉运动（在卫星云图上表现为无云区，即存在类似于台风的眼结构），这种垂直运动的水平分布高原低涡的天气诊断分析中已被证实。

综合上述低涡水平流场和垂直流场的分析结果，可归纳出如图 7.4 所示的低涡流场结构。

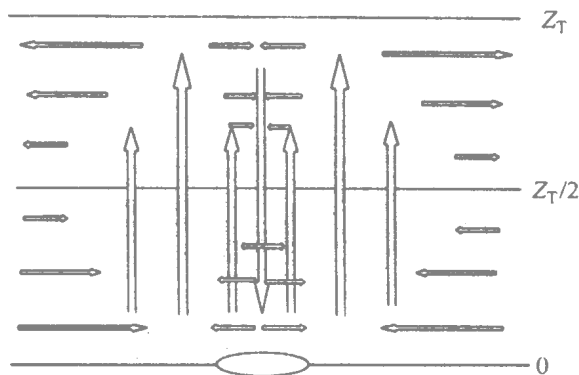


图 7.4 高原低涡流场垂直剖面结构示意图

在近地层若不考虑地面摩擦作用，即令 $k=0$ ，则有 $\omega'_0=0$ ，这时高原低涡在地面的垂直边界条件变为“刚壁”。另外，高原低涡的地面垂直速度与纬度成反比，即纬度越低，高原低涡在地面的垂直速度越大。因此在其它条件相同的情况下，低纬更有利于产生强度较强的涡旋。

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = -\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \bar{\theta}} \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right) - \frac{k v'_0}{z_T} \quad (7.178)$$

若低涡发展，要求 $\partial v'_0 / \partial r > 0$ 。以下要讨论的问题是在低涡的切向风速达到最大值的区域（即涡旋眼壁），低涡系统不稳定发展的条件。在低涡眼壁， $\partial v'_0 / \partial r = 0$ 则有

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = - \left[\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \bar{\theta}} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} + \frac{k}{z_T} \right] v'_0 \quad (7.179)$$

可用求解初值问题的方法得出地面切向风速随时间的变化。将 (7.179) 式对时间 t 积分一次, 求得地面切向风速为

$$v'_0 = C_1 \exp \left[- \frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \bar{\theta}} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} - \frac{k}{z_T} \right] t \quad (7.180)$$

其中, C_1 为积分常数。引入低涡系统的不稳定增长率 σ , 使 $v'_0 = C_1 e^{\sigma t}$, 则有

$$\sigma = - \frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \bar{\theta}} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} - \frac{k}{z_T} \quad (7.181)$$

当地面感热加热中心与低涡中心配置一致时, 由于 $\partial \beta_1 / \partial r < 0$, 不计其它因子的影响, 高原低涡系统的不稳定增长率 σ 与地气温差成正比。当地面感热向上输送 (即地面加热大气) 时, 地气温差越大, σ 越大, 越有利于低涡发展。 σ 也与 C_H 有类似的正比关系, 即 C_H 越大, 越有利于低涡发展。另外, 低涡发展与地面感热加热的非均匀程度有关, 加热强度最大区对应涡区时, 越有利于低涡的发展。值得注意的是, 如果地面感热中心与低涡中心配置不一致, 例如 $\partial \beta_1 / \partial r > 0$ 时, 地面感热加热就会抑制低涡的发展。因此, 这一结果将有助于理解为什么存在地面感热输送有利于或不利于高原低涡发展的两种对立的观点 (参见 2.1.2 节和 7.3 节)

另外, 高原低涡系统的不稳定增长率与纬度成反比, 即纬度越低, 越有利于低涡发展。因此, 即使在同样的热力强迫下, 高原低涡也不会发展到热带气旋那样的强度。而感热加热下的地面摩擦作用不利于低涡的发展。

7.6.2.2 凝结潜热加热下低涡的流函数解

若将凝结潜热加热率用垂直速度参数化，则有

$$Q'_2 = -Q_0 G(z) \omega_0 \quad (7.182)$$

其中， Q_0 为平均加热强度， $G(z)$ 为加热垂直分布函数 ($0 < G(z) < 1$)， ω_0 为近地层垂直速度。设凝结潜热加热垂直分布函数为

$$G(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) \quad (7.183)$$

(7.173) 式代入 (7.172) 式得

$$Q'_2 = -Q_0 \omega_0 \sin\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) \quad (7.184)$$

引入加热水平分布函数或效率参数 $\beta_2(r)$ 后，上式变为

$$Q'_2 = -\beta_2 Q_0 \omega_0 \sin\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) \quad (7.185)$$

需要说明的是由于斜压涡旋中流场的结构与潜热加热函数垂直分布的形式有很大关系，因此下面讨论的凝结潜热对低涡的作用应视为是在 (7.173) 式这种特定加热垂直分布形式下的结果，并且仅适用于说明低涡发展阶段初期的某些平均结构和不稳定发展趋势。类似于地面感热加热的处理过程可得

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = -\frac{\rho g Q_0}{f^2 \bar{\theta}} \left(\beta_2 \frac{\partial \omega'_0}{\partial r} + \omega'_0 \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \right) \sin\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) \quad (7.186)$$

$$\psi' = -\frac{\rho g Q_0 z_T^2}{\pi^2 f^2 \bar{\theta}} \left(\beta_2 \frac{\partial \omega'_0}{\partial r} + \omega'_0 \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \right) \sin\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) + \frac{\rho k v'_0}{f} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \quad (7.187)$$

根据 (7.164) 式和 (7.187) 式可得低涡的垂直流场为

$$\omega' = \frac{gQ_0 z_T^2 \sin(\frac{\pi z}{z_T})}{\pi^2 f^2 \bar{\theta}} \left[\beta_2 \left(\frac{\partial \omega'_0}{r \partial r} + \frac{\partial^2 \omega'_0}{\partial r^2} \right) + \omega'_0 \left(\frac{\partial \beta_2}{r \partial r} + \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial r^2} \right) \right] + \frac{k}{f} \left(\frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{v'_0}{r} \right) \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \quad (7.188)$$

在近地层，

$$\omega'_0 = \frac{k}{f} \left(\frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{v'_0}{r} \right) \quad (7.189)$$

由于 (7.189) 式与感热加热下近地层的垂直流场即 (7.177) 式形式一致，这说明两种加热形式下近地层的垂直流场结构是一致的，即在近地层，低涡四周是一个上升环、而涡心为下沉运动，这与对热带气旋的数值模拟结果类似。

同样，根据 (7.164) 式和 (7.187) 式可得低涡的水平流场为

$$u' = -\frac{gQ_0 z_T}{\pi f^2 \bar{\theta}} \left(\beta_2 \frac{\partial \omega'_0}{\partial r} + \omega'_0 \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \right) \cos\left(\frac{\pi z}{z_T}\right) + \frac{k v'_0}{f z_T} \quad (7.190)$$

类似于 (7.184) 式的讨论，由 (7.190) 式可得：在眼壁内区域 $\omega'_0 < 0, \partial \omega'_0 / \partial r > 0, \partial \beta_2 / \partial r > 0$ ，在 $(\beta_2 \partial \omega'_0 / \partial r - \omega'_0 \partial \beta_2 / \partial r) < 0$ ，即假定垂直运动水平分布不均匀作用大于加热效率分布不均匀作用的条件下，在凝结潜热加热时 ($Q_0 > 0$)， $z < z_T/2$ 的区域有 $u'_0 > 0$ ，即水平流场整体由涡心向外流出，产生“热扩散效应”； $z = z_T/2$ 处， $u'_0 = 0$ ，无径向水平流出或流入； $z > z_T/2$

的区域 $u'_0 < 0$ ，即水平流场整体向涡心流入，产生“热辐合效应”。在眼壁外区域 $\omega'_0 < 0$ ， $\partial \omega'_0 / \partial r > 0$ ， $\partial \beta_2 / \partial r < 0$ ）则形成与眼壁内侧相反的径向流动。因此，凝结潜热和地面感热加热对高原低涡水平流场结构的作用是相同的，则流场结构示意图同图 7.4。

由 (7.190) 式可得近地层的径向风速

$$u'_0 = -\frac{gQ_0 z_T}{\pi f^2 \theta} \left(\beta_2 \frac{\partial \omega'_0}{\partial r} + \omega'_0 \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \right) + \frac{kv'_0}{fz_T} \quad (7.191)$$

则由 (7.162) 式得

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = \frac{gQ_0 z_T}{\pi f \theta} \left(\beta_2 \frac{\partial \omega'_0}{\partial r} + \omega'_0 \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \right) - \frac{kv'_0}{fz_T} \quad (7.192)$$

又由 (7.189) 式得

$$\frac{\partial \omega'_0}{\partial r} = \frac{k}{f} \frac{\partial^2 v'_0}{\partial r^2} + \frac{k}{fr} \frac{\partial v'_0}{\partial r} - \frac{k}{fr^2} v'_0 \quad (7.193)$$

将 (7.189)、(7.193) 两式代入 (7.192) 式得

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_0}{\partial t} = & \frac{gQ_0 z_T k}{\pi f^2 \theta} \left(\frac{\partial \beta_2}{r \partial r} v'_0 + \frac{\partial \beta_2}{\partial r} \frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{\beta_2}{r} \frac{\partial v'_0}{\partial r} + \right. \\ & \left. \beta_2 \frac{\partial^2 v'_0}{\partial r^2} - \frac{\beta_2}{r^2} v'_0 \right) - \frac{kv'_0}{fz_T} \end{aligned} \quad (7.194)$$

低涡的发展要求 $\partial v'_0 / \partial t > 0$ ，即 (7.194) 式的右端项大于零，显然这是一个综合条件，不仅取决于凝结潜热加热强度，也与加热的水平分布和径向风速的水平分布等有关。由前述

低涡眼壁内、外侧垂直运动和凝结潜热释放的特点可知：眼壁内侧， $v'_0 > 0$, $\partial\beta_2/\partial r > 0$, $\partial v'_0/\partial r > 0$, $\partial^2 v'_0/\partial r^2 < 0$ ；眼壁外侧， $v'_0 > 0$, $\partial\beta_2/\partial r < 0$, $\partial v'_0/\partial r < 0$, $\partial^2 v'_0/\partial r^2 > 0$ 。因此，从(7.194)式可得出凝结潜热释放可以使低涡在眼壁内侧比眼壁外侧更容易得到发展的结论。

以下进一步要讨论的问题是：在低涡的切向风速达到最大值的区域（即涡旋眼壁），低涡系统发展需要满足的条件。在低涡眼壁， $\partial v'_0/\partial r = 0$, $\partial^2 v'_0/\partial r^2 = 0$ ，则有

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = \left[\frac{gQ_0 z_T k}{\pi f^2 \bar{\theta}} \left(\frac{\partial \beta_2}{r \partial r} - \frac{\beta_2}{r^2} \right) - \frac{k}{f z_T} \right] v'_0 \quad (7.195)$$

$$v'_0 = C_2 \exp \left[\frac{gQ_0 z_T k}{\pi f^2 \bar{\theta}} \left(\frac{\partial \beta_2}{r \partial r} - \frac{\beta_2}{r^2} \right) - \frac{k}{f z_T} \right] t \quad (7.196)$$

其中， C_2 为积分常数。则凝结潜热加热下高原低涡的不稳定增长率为

$$\sigma = \frac{gQ_0 z_T k}{\pi f^2 \bar{\theta}} \left(\frac{\partial \beta_2}{r \partial r} - \frac{\beta_2}{r^2} \right) - \frac{k}{f z_T} \quad (7.197)$$

当 $(\partial\beta_2/\partial r - \beta_2/r) > 0$ 即低涡内凝结潜热加热的水平分布很不均匀时，若不计其它因子的影响，高原低涡系统的不稳定增长率 σ 与平均加热强度 Q_0 成正比，即平均加热越强， σ 越大，越有利于低涡发展。因此，凝结潜热加热可以加强低涡的发展，这与其他学者的研究结果是一致的。另外， σ 与纬度成反比，即纬度越低，越有利于低涡发展； σ 还

与 z_T 成正比，即对于凝结潜热而言，深厚型低涡比浅薄型低涡更易发展。需要注意的是，（7.197）式中地面摩擦作用具有二重性，与地面感热加热时地面摩擦只对低涡发展起抑制作用有所不同。一方面，其动力阻尼作用不利于低涡进一步加强；但另一方面，地面摩擦与凝结潜热作用具有伴随性，地面摩擦作用越强，边界层辐合作用也越强，则由此产生的上升运动有利于凝结潜热释放，从而又有利于低涡的发展。

本节我们将青藏高原低涡视为受加热和摩擦强迫作用并满足热成风平衡的轴对称涡旋系统，通过求解线性化的柱坐标系中的涡旋模式，分析了地面感热和一种特定垂直分布形式的凝结潜热对高原低涡流场结构及发展的影响，给出了高原低涡眼壁内、外侧不同高度上的水平流场和垂直流场的结构特征，讨论了低涡发展与其水平尺度、垂直厚度和所处纬度等因子的关系。结果表明：地面感热和凝结潜热这两种不同形式的非绝热加热对低涡的发展都具有重要影响，但两者在低涡发展的不同阶段、对低涡不同区域发展的贡献以及影响低涡流场的方式等方面存在差异；地面感热对低涡的生成和发展有重要作用，但这种作用是否有利于低涡的发展与低涡中心和感热加热中心的配置有关；凝结潜热释放可使低涡在眼壁内侧首先得到发展；地面摩擦对低涡发展的影响在地面感热和凝结潜热这两种不同加热形式下的表现有所不同。

最后应指出的是，本节对非绝热加热的定性讨论还不够全面（如涡眼半径的变化、低涡发展过程中眼壁内外的差异），分析结果也是初步的、概念性的，对低涡流场图像的

刻画和发展趋势的分析还需与天气观测的事实作进一步的对比以及用数值试验的结果加以验证，凝结潜热对高原低涡流场结构及发展（特别是在强盛发展期）的影响也应采用非线性模型加以深入研究。

7.7 波流相互作用

大气中存在着两种最基本的运动现象：波动和基本流。基本流上叠加有各种不同时空尺度的波动，波与流之间不断有能量的转换，即存在着明显的波流相互作用，从而形成千变万化的天气现象。

7.7.1 瞬变波与纬向平均流的相互作用

人们从高空观测资料中分析到几种重要的天气现象：一种是赤道平流层东西风的准两年振荡（QBO），即出现周期近两年的东西风的交替变化。1968年，Lindzen 和 Holton 利用重力波上传破碎理论，科学地解释了这一现象，这是波流相互作用研究中的第一次创新。另一种现象是极地平流层平均 3~4 年一次明显的爆发性增温（SSW）。1970年，Matsuno 提出行星波上传与临界层作用的理论，很好地解释了这一现象，成为波流相互作用研究中的第二次创新。还有一种现象是对流层顶附近地高空急流有时出现明显的加速与增强现象。Eliassen 和 Palm（1961）提出波动的热量通量和动量通量对平均流的强迫效应（后来称为 E-P 通量）理论以及后来 Andrews 和 McIntyre（1976）提出的正压大气的广义 E-P 通量理论，虽然对解释高空急流增强的现象有很大推动，但都无法很好地诊断、解释这一现象。我国学者高守亭、陶诗言

(1990) 发展的斜压大气的广义 E-P 通量理论可以较好地解释高空急流的加强、加速现象。

7.7.2 与地形有关的波流相互作用

观测事实和数值试验都表明：有些天气系统的形成及加强可能是区域外的强迫及其波流相互非线性作用的动力过程造成的，大地形强迫因子与波流相互作用可以形成阻塞流型，具有偶极子系统特征。区域性持续灾害天气往往与某些相隔遥远的海陆热力差异、极地或高原等强迫源的影响密切相关，这些大气动力过程构成了不同尺度的遥相关流型。通过 1951~1990 年 40 年的江淮夏季降水量与北半球海平面气压场的相关分析发现，青藏高原地区为北半球上述两要素的高相关区之一。特别是江淮夏季旱涝与前期青藏高原地面温度存在较显著的相关，江淮夏季降水与前期 3 月份地面气温在中国东部呈负相关（在长江中下游更显著），在中国西部呈负相关（在中国西南地区 and 青藏高原南侧尤为显著）。用大气环流模式（GCM）进行数值试验表明：青藏高原下垫面的适度增温有利于乌拉尔山阻塞高压和鄂霍次克海高压的加强，形成“双阻”环流背景。江淮流域处于两阻高脊之间的低槽底部，槽后冷空气与副热带高压西侧的暖空气在江淮地区交汇，形成有利于持续暴雨的环流形势。而当高原地面增温过强时，乌拉尔山阻塞高压明显减弱，江淮地区处于副热带高压脊西侧的单一西南气流控制之下，则冷暖气流的交汇区在西南地区。

另一类与地形有关的波流相互作用是气流遇山的受阻现象。我国地形复杂是众所周知的，天山、秦岭等都是阻挡气流的屏障。加之我国地处典型的季风影响区域，夏季风及

冬季风都会遇到这些地形屏障而产生流动的阻滞及形变，形成与地形有关的波流相互作用。夏季风受阻时，会因地形抬升而导致对流云的发展，甚至产生风暴系统，造成暴雨等灾害天气。冬季风受阻时，在山的迎风面会形成冷垫，甚至低层的冷空气会迎坡爬升，致使其进一步绝热降温，结果造成迎风面的低温区。若其上有来自相反方向的暖空气爬升，则在隆冬季节造成典型的冰冻天气，在春季则形成典型的低温连阴雨天气。由 7.1 可知，Froude 数是表征冷空气遇山受阻强度最有效的参数。

7.8 低频振荡

自从 Madden 和 Julian (1971) 通过谱分析发现热带大气在风场和地面气压场的变化存在周期为 40~50 天的低频振荡以来，人们对大气的低频变化做了广泛而深入的研究，但是研究的重点集中于热带低纬地区。对于中高纬度地区周期为 30~60 天的低频振荡的存在，最早可见于 Anderson 等 (1983) 关于大气角动量输送的研究。1985 年基于对 FGGE 资料的分析，Krishnamurti 等指出 30~60 天的低频振荡是一种全球大气变化现象。进一步的研究表明，中高纬与低纬的季节内振荡在垂直结构、纬向尺度、纬向传播方向及时空演变等方面存在差异。具体来讲，中高纬的季节内振荡具有正压结构特征，位势场上主要表现为纬向波数为 2~4 的波，振荡主要以向西传播为主，具有二维 Rossby 波的特征。

随着大气低频振荡现象及特征的揭示，人们开始探索大气低频振荡产生的原因。Wallace 等把大气低频振荡产生的原因分为 6 种，但实际上可概括为两大类机制，即大气对外源的强迫响应和大气运动的非线性相互作用。但应看到，关

于低纬大气低频振荡的动力学机制研究得较多，取得了较好的成果。而对于中高纬大气低频振荡形成机制的研究相对较少。章基嘉等研究指出，青藏高原（夏半年）是 30~60 天大气低频振荡的活跃区和重要源地，并认为大地形的动力作用和热力作用可激发出低频波。张可苏和杨大升的研究表明，基本流的正压不稳定是激发中高纬低频振荡的重要机制。李崇银等进一步说明了基流的动力不稳定对激发中高纬大气低频振荡的重要性。罗德海等研究了在地形和常数基流作用下的 30~60 天大气低频振荡，说明了地形对激发低频振荡的重要作用。

刘式适等（1998）采用 7.3.3 节所述的方法，构造了一个包含大地形和基流作用的正压模式方程组，讨论了有基流和无基流时大地形对中纬二维 Rossby 波的动力影响。在没有考虑基流的情况下，通过有无地形时二维 Rossby 波圆频率的对比分析得出：地形的抬升作用有利于 Rossby 波向低频波发展。而罗德海和李崇银的研究也指出：除了西风风速和 Rossby 波数要满足一定关系之外，还要求地形达到一定高度时，地形强迫的 Rossby 波才能出现不稳定和 30~60 天尺度的低频周期。通过地形坡度对 Rossby 波圆频率的影响分析（参见 7.3.3）节得出：地形北坡更有利于 Rossby 波趋向低频，并且地形坡度的作用比地形高度的作用更大。只有在纬向 1 波的小地形坡度时才会出现 30~60 天的低频周期，并且向东、西两个方向传播，南坡可出现不稳定。随着波数和地形坡度的增加，波动周期变短且波动保持稳定。在考虑基流的情况下，当波的模数 m 的数值较小（ $m=0$ ）时，北坡东风基流有利于低频波的出现，但北坡波动是稳定的，可向东、西方向传播；随着 m 的增加，南坡西风更有利于低

频波的形成，而且低频波发生不稳定，并集中在 30~60 天的尺度范围内，当基流为西风时向西传播，基流为东风时向东传播。另外，随着波数的增加，低频波出现的可能性减小。因此，大地形对 Rossby 波的改变十分明显，起作用的地形因子主要是地形的最大高度和地形坡度，前者的作用主要是使 Rossby 波向低频发展，后者的作用主要是改变 Rossby 波的稳定性和传播特性，两者的共同作用可以产生季节内时间尺度的低频波（低频振荡）。如果再考虑大地形的热力作用，类似的研究表明：地形非绝热加热也可以改变 Rossby 波的稳定性，促进中高纬低频振荡的形成。

第八章 回顾与展望

8.1 研究的科学意义

青藏高原约占我国陆地面积的 $1/4$ ，亚洲面积的 $1/6$ ，平均海拔在 4000 m 以上，伸入大气对流层的中部，是全球面积最大、海拔最高、地形最为复杂的高原，号称地球“世界屋脊”或“南极、北极之外的第三极”。作为地球上一块隆起的高地，其位于大气对流层中部、以感热、潜热和辐射加热的形式成为一个高耸入大气的热源。一方面，高原下边界的物理性质，如近地层大气层结稳定度、地面植被、高原积雪以及土壤温度、湿度的变化都直接影响着地-气系统间的感热和潜热交换，从而引起地-气系统三维热力结构的变化。另一方面，青藏高原的位置在冬季位于西风急流的纬带上，夏季处于东西风带的交界处，对东亚大气环流、气候变化以及灾害性天气的形成和发展都有重要影响，并且在不同的季节起着不同的作用。因此青藏高原大气科学研究受到世界气象界的高度重视，是具有明显地域特色的大气科学分支领域。

青藏高原的动力作用对大气环流的季节变化有显著影响，同时它作为一个热源，对东亚大气环流、亚洲季风、长江梅雨以及海气相互作用过程（如 ENSO）也有极为重要的热力作用。因此，青藏高原是一个强烈的对流性天气系统活跃区（特别在夏季），从大气动力学和热力学的观点来看，青藏高原也是一个动力和热力扰动源。我国是一个频受气象

灾害侵袭的国家，无论急性灾害（acute disaster）还是慢性灾害（chronic disaster）基本上都与高原的动力和热力作用有关。例如青藏高原影响着我国东部大范围的暴雨、雷暴等恶劣天气；青藏高原的能量和水分循环对亚洲季风的形成和演变具有十分重要的作用；作为天气系统的扰动源，影响我国东部大范围暴雨、雷暴、冰雹等灾害性天气过程，其初始扰动多可以追溯到青藏高原。例如 1991 年江淮流域、1998 年长江流域出现的持续性特大暴雨、洪水。因为有资料表明，造成这些暴雨的某些涡旋系统，其胚胎可以追踪到青藏高原上空。因此，青藏高原地-气系统物理过程对全球气候与东亚大气环流以及我国灾害性气候和天气异常都有关键性的重大影响。除我国科学家之外，世界上（特别是日本、美国等国）也有不少科学家关注着或直接参与青藏高原物理过程对天气和气候影响的研究。

青藏高原动力气象学及其所研究的问题主要来源于高原观测分析揭示的气象现象和天气、气候事实，通过反映高原特点的大气运动基本方程组或针对性的简化方程组进行物理的、定性或定量的分析、解释，揭示出高原大气运动的基本规律和物理机制，使人们对高原大气运动的感性认识升华为理性认识，同时为天气预报和数值模式工作提供理论依据。因此，青藏高原动力气象学所讨论的问题不仅具有重要的理论意义，同时也有很高的应用价值。

值得注意的是，不能采取完全实用主义态度来看待并轻视理论研究特别是动力学理论研究，让我们重温一下发现混沌现象的著名理论气象学家 E.N.Lorenz（洛伦兹）的一段演讲词：“我很清楚，一个有经验的预报员和一个没有经验的预报员作出的预报，其准确率可以相差很大，主观经验是很

有价值的，应该提倡在实践中积累经验。但是，经验没有历史，父亲不能把经验传给儿子，丈夫不能传给妻子，人存经验在，人亡经验消。要发展气象科学，提高天气预报准确率，经验方法不能作为主要途经，而要依靠将经验的方法转变为数学和物理的方法。”

8.2 研究历史回顾

在观测资料分析方面，叶笃正等（1979）首先对青藏高原地-气系统的物理过程及其对全球（特别是东亚）大气环流的影响进行了系统性的研究，总结出夏季高原大气热源的物理特性，从理论上论证了高原动力和热力作用对大气平均环流形成的贡献以及对亚洲季风季节变化和我国夏季旱涝的影响。周明煜、徐祥德等（2000）通过对 TIPEX 加强观测期 1998 年 5~8 月大气边界层观测资料的分析刻画出青藏高原地-气过程动力、热力结构的综合物理图像。

在利用数值模式对高原大气进行研究方面，开展了青藏高原对冬季（Manabe 和 Terpastra, 1974）和夏季（Hahn 和 Manabe, 1975）环流动力作用的数值试验。20 世纪 80 年代，研究主要集中在对夏季青藏高原动力学和热力学影响的数值试验，朱抱真等（1984）研究了青藏高原大地形对亚洲大气环流的动力作用，指出在几天的时间尺度里，主要是影响大气低层的运动；探讨了大型瞬变扰动和定常扰动对东西风带季节突变的作用，并对夏季青藏高原和落基山上空的高压进行了对比性模拟试验。人们还发现冬季高原地区准定常波的激发、东亚大槽的维持以及平流层阿留申高压的形成均与高原的存在有关。另外，有人研究了不同山脉形状对涡旋系统发生、发展的作用，进行了青藏高原不同尺度地形对

东亚大气环流（大型天气变化过程）的动力效应以及高原对天气系统作用的数值试验（纪立人等，1984）。1980年代中期，不少中、美气象学者对1981年7月11~15日发生在四川盆地十分典型的低涡型特大暴雨天气过程进行了大量的诊断和数值模拟研究。另外，有人分析了高原近地层热力混合层的热力和动力特征。郑庆林等（2000）通过CCM3气候模式进行的青藏高原对热带大气环流影响的季节模拟表明，在6月初夏季节，青藏高原动力作用和热力作用在 30°N 和 30°S 一带有明显的增温效果，有利于北半球副热带西风减弱北移、热带高层东风增强北进、南半球西风带北压、赤道中低层西风形成和加强，加速了季节转换过程，有利于增强赤道气流和南北半球的大气交换作用，还有利于在南海、菲律宾以东海面上热带气旋的形成和发展，以及 140°E 以东热带太平洋地区东风波动的形成和发展。钱永甫等（1978）研究了气流绕流和爬越高原的问题，王安宇（1980）、王谦谦（1981）进行的数值试验指出：当高原地区的地形高度超过3 km后，低空西风气流主要从高原的南北两侧绕过，并在高原东侧的江淮流域形成气流辐合区或切变线。吴国雄（1984）进一步从理论上证实，当高原地形超过1 km后就迫使低层气流开始绕过高原，地形高度越高，迫使气流绕过高原的作用越大，否则气流以爬越高原为主。另外，在青藏高原流体力学（流体物理）模拟实验等方面进行了不少研究（叶笃正、张捷迁，1974 李国庆等，1986 高守亭等，2000）。

陶诗言（1964）指出夏季青藏高原上空的南亚高压存在东西向摆动。钱正安等（1988）由天气事实分析提出了相对涡度、正压不稳定、风垂直切变、地面感热、层结不稳定度和潜热为高原低涡生成、发展的气候因子以及低涡生成的

概念模式。罗四维等（1992）系统性地研究、总结了青藏高原及其临近地区的几类天气系统。

在青藏高原动力学研究方面，早在 20 世纪 50 年代，我国气象工作者就注意到了青藏高原的动力作用，开始对此进行了研究，如顾震潮（1951）、叶笃正（1951）、朱抱真（1957）、巢纪平（1957）等人的工作，当时研究的重点是高原及其它大地形对气流阻挡而产生的动力作用以及大尺度热源（热汇）对西风带的常定扰动。曾庆存（1979）研究了青藏高原纯动力作用下准地转运动的破坏与维持问题。郭秉荣、丑纪范（1980）讨论了青藏高原纯动力作用下的地转适应问题，并提出“地形适应”的概念。对于青藏高原对地转适应过程的影响，研究表明：地形和气流之间存在一定程度的适应。当地形在气流中引起非地转运动时，就会激发出一种具有频散性的快波，这种波动导致运动趋向地转平衡的状态。地形对气流的动力作用来自两种制约因素，一种是地形迫使气流绕着高原流动，另一种是地形迫使气流爬越它。爬越地形的气流是非地转的。但经过适应以后绕着高原流动的运动是主要的，并且是地转的。数值试验还指出：地形对气流的动力作用不仅决定于地形本身，气流结构也是一个重要因素。陈秋士（1980）研究了地形对长波和超长波不稳定发展的影响。1980 年代之后，随着数值模式的迅速发展，数值试验手段有从辅助、验证动力学研究的地位变到完全取代动力学研究的倾向，使得高原动力学研究的工作更加稀缺。李国平、万军等（1991）将陈秋士提出的热成风适应理论应用于西南低涡的研究，给出了暖性西南低涡生成的一种可能机制。20 世纪 80 年代中期以后，随着非线性研究的兴起，人们开始用非线性波动分析的方法研究高原大地形影响下的

大气运动。吕克利 (1987) 讨论了大地形与正压 Rossby 波的关系。朱开成等 (1991) 研究了地形强迫下的非线性 Rossby 波。刘式适等 (2000) 研究了青藏高原大地形作用下的 Rossby 波。李国平等 (1996, 1998, 2000) 从大气波动方程组中求解出一类奇异孤立波解, 并将其用于青藏高原低涡结构的研究, 使高原低涡的一些重要特征在理论上得到了较好的解释, 并且从动力学角度分析了热力强迫对高原低涡结构和发展的影响。吴国雄等 (1999) 导出了全型垂直涡度方程, 提出了倾斜涡度发展 (SVD) 理论, 并用于动力学诊断西南低涡的形成。刘新、吴国雄 (2001) 讨论了夏季高原加热和青藏高原高压的关系, 提出了热力适应的概念。最近, 李国平等 (2002) 借鉴研究热带气旋类低涡 (TCLV) 的动力学方法分析了地面感热对高原低涡流场结构及发展的作用。另外, 有人也将热带低频振荡 (或低频波) 的研究引入到青藏高原及其临近地区 (章基嘉、孙国武, 1991; 付尊涛、刘式适等, 1998; 刘式适、柏晶瑜等, 2000)。

在几次大规模的青藏高原大气科学试验之后, 我们已拥有较为丰富的高原观测资料。通过大量的分析研究工作, 揭示出了高原许多重要的大气现象, 期待深入的动力学理论以获取更加丰硕的高原气象学的研究成果。但总的来说, 在高原动力作用的研究方面, 近年来我国气象工作者作了一些工作, 但比起高原气象研究的其它分支领域 (如诊断分析、数值模拟试验) 还很不够, 急待今后加强。

8.3 问题与展望

青藏高原气象学研究内容涉及边界层研究, 地气系统物理过程, 热源研究, 气象要素研究, 天气系统研究, 高原

对天气系统、大气环流和气候变化的影响等。研究方法主要有：边界层观测资料分析，天气、大气环流客观分析，天气系统统计分类，卫星云图和雷达图像分析，物理量和能量诊断分析，数值试验及模拟，流体力学模型实验及动力学理论研究等。但由于青藏高原大气动力学问题的复杂性、难度以及课题资助政策的导向等因素，这一领域的研究比起其它分支研究领域（如观测资料分析和数值试验），还显得研究工作较少并且出现愈来愈少的令人担忧的局面，因此青藏高原动力气象学的研究一直是高原气象研究的一个重要但又相对薄弱的领域。这一点应该引起青藏高原气象研究工作的高度重视。

在已有的青藏高原动力气象研究工作中，也主要集中在适应问题、物理量动力学诊断、地形背风波、地形动力和热力作用下的线性波和非线性波、高原天气系统（青藏高压、高原低涡和西南低涡）动力学机制等几个方面，研究的范围还不够宽。另外，对高原地形和加热作用的考虑也较为简单、粗糙，例如高原地面动力和热力作用的表征参数，高原地面热源强度的时空分布及变化规律等。另外，对于高原大气边界层动力学、高原切变线动力学机制、高原对亚洲季风建立、维持及活动的影响、高原独特作用对我国灾害性天气和气候的影响机制（如高原积雪异常的天气、气候效应）以及动力学模式中如何更好地考虑高原地-气物理过程等许多重要的问题，都非常缺乏动力学方面的理论研究。

应该看到，动力学理论研究既然是用数理方法来研究大气问题，就不能不受到数学、物理学本身发展水平的限制，也将随着数学、物理学的发展而发展。由于支配大气运动的数学方程如此复杂、包含的物理过程如此繁多（特

别是在高原地区)，我们常常面对这样的困境：为了求得方程组的解析解，所作的简化（近似）不合乎实际，而合乎实际的简化方程组仍然难以求得解析解，从而制约动力学理论研究的深入进行。这就要求在动力学研究中灵活采用其它研究方法特别是数值模式方法作为配合、补充。此外，注意采用新的资料（如 COADS, GPS/MET）、新的信息技术手段（如 3S: RS、GPS、GIS）及可视化技术对于拓展和深化青藏高原动力学的研究也是有益的。另一方面，随着探测技术的发展，高原观测资料的增多，揭示出了新的高原大气现象，提出了新的问题，这些都给动力学理论研究不断地提供压力和动力。

我国于 1979 年 5~8 月实施了代号为 QXPME X 的第一次青藏高原气象科学试验，取得了十分宝贵的资料，揭示了一些不为人知的天气事实和一些重要的物理过程。时隔 15 年后，我国又开展了代号为 TIPE X 的第二次青藏高原大气科学试验，整个研究期为 1994~2000 年，加强观测期（IOP）为 1998 年 5~8 月，这次试验的科学目标是揭示地-气相互作用的物理过程、高原大气边界层和对流层结构、云-辐射过程，并研究高原动力和热力作用对大气环流、季风、气候变化和灾害性天气形成和发展的影响。这次现场观测第一次采用了边界层综合探测系统，取得了一批价值较高的高原边界层实测资料，并建立了高原边界层综合数据库系统。采用这些新的观测资料，结合环境大气综合观测资料（包括卫星遥感等信息），在观测研究、理论研究及模式研究等方面获得了一些新的研究成果，使高原气象研究取得了重要的新进展，填补了国际上在高原边界层问题及地-气物理过程研究领域的一部分空白。例如，首次采用 NCEP 再分析水汽输送通

量、TIPEX 期间高原中部雷达回波图像、卫星水汽云图、卫星遥感 TBB 时间剖面、卫星云图动态演变等资料,综合追踪分析了 1998 年 7 月下旬长江中游特大暴雨期间高原云系的动态演变过程,发现青藏高原腹地是长江流域暴雨过程中对流云团的源地。另外,我国在 1986 年与美国、1990 年代与日本(中日西藏高原地面热量平衡和水分平衡合作观测,1993 年 7 月~1999 年 3 月)、韩国、挪威、德国等国合作在青藏高原不同区域进行了多次地面热源观测、大气边界层物理过程观测和理论研究充分利用国内外先进的探测手段(如新一代气象卫星、Doppler 声雷达、系留气艇、自动气象观测站、超声风速温度仪、脉动通量观测仪、光学雨量计、无线电低空探测仪、多层塔装观测系统等),获得了内容丰富、十分珍贵的高原多种观测资料。目前我国又在酝酿进行第三次青藏高原大气科学试验。

以高原大规模大气科学试验现场观测为基础,今后青藏高原气象学的研究将成为我国及全球气象研究的热点之一,并以现代气候系统的观点来研究青藏高原热力和动力过程及其对全球气候变化和生态环境的影响,在深层次上全面研究高原天气、气候致灾系统产生的环境条件、结构特征和移动规律以及与高原加热和地形作用的关系,形成全新的概念模式和预测理论。进一步分析高原近地层能量收支的变化,有助于加深对青藏高原陆面过程和地-气相互作用机理的认识,改进并提出新的地-气系统物理过程的参数化计算方案:有助于细致了解青藏高原热力过程在我国灾害性天气、亚洲季风系统和全球大气环流中的作用;有助于改进全球气候模式和天气预报模式在高原地区的陆面参数化方案,更客观地反映高原的作用,改进数值模式中对高原作用的描述,深化

人们对高原作用的认识，并通过新的认识来提高灾害性天气和气候的预测水平，增强对全球及区域性气候与环境变化的预测能力，努力使青藏高原气象学的研究成为我国最可能为世界大气科学事业作出突出贡献的领域。

符号表

' (上标): 扰动量

_s (右下标): 与地面或地形有关的量

— (上标): 平均量

a : (1) 地球半径 (2) 波的振幅 (3) 方程系数

c : (1) 波速 (相速度) (2) 方程系数

c_0 (C_0): 表面重力波 (重力外波) 的波速

c_d : 惯性重力内波的波速

c_p : 干空气的定压比热

c_v : 干空气的定容比热*

c_x : 波速的 x (东西向) 分量

c_α : 层结稳定度参数

d : (1) 波宽 (2) 方程系数

f : Coriolis 参数 ($=2\Omega\sin\varphi$)

$\tilde{f}$: 变形的 Coriolis 参数 ($=2\Omega\cos\varphi$)

f_0 : 常数形式的 Coriolis 参数

g : 重力加速度

h : 流体层的深度

h_B : 地形高度

h_E : Ekman 标高

i : 沿 x 轴的单位矢量

* 按国标 3102.4-93 规定, 定压比热现称为比定压热容。

$\vec{j}$: 沿 y 轴的单位矢量

k : (1) 纬向波数 (2) 卡曼常数 (3) 湍流的垂直交换系数

k : 沿 z 轴的单位矢量

k_L : 湍流的水平交换系数

l : 经向波数

m : (1) 垂直波数 (2) 模数 (3) 地图因子

n : 垂直波数

p : 气压

p_s : 地面气压

q : (1) 比湿 (2) 位涡

q_{gs} : 地面饱和比湿

r : (1) 球坐标系中的径距 (半径) (2) 径向坐标

s : 非绝热加热和摩擦作用

t : 时间

t_E : 旋转减弱时间

u : 纬向速度

u_0 : 地面风速

u_g : 地转风的纬向速度分量

v : 经向速度

v_g : 地转风的经向速度分量

$v_{r, \theta}$: 径向、切向速度

w : 垂直速度

w^* : 对数压力坐标系中的垂直速度

w_E : Ekman 抽吸速度 (Ekman 层顶的垂直速度)

w_s : 地形引起的垂直速度

x : 球坐标系中自原点向东的距离

y : 球坐标系中自原点向北的距离

z : (1) 球坐标系中自原点向上的距离 (2) (海拔) 高度

z_T : 模式大气层顶高度

z : 对数压力坐标系中的垂直坐标

A : (1) 面积 (2) 波的振幅 (3) 波作用量 (4) 积分常数

A^* : 波的振幅

A_g : 地面反射率

B : 常数

C (C_1 , C_2): 积分常数

C_g : 地转风矢量

C_D : 地面动量通量输送系数 (拖曳系数)

C_E : 地面水汽通量输送系数

C_{gx} : 地转风的纬向分量

C_{gy} : 地转风的经向分量

C_H : 地面热量通量输送系数

C_T : 综合热力参数

D : (1) 特征垂直尺度 (2) 水平散度 (3) 积分常数

E : 地面有效辐射

E : 波能密度

F_A : 地面动植物新陈代谢引起的热量转换和植物组织内部及
植冠层中热量储存的通量

F_H : 感热通量

F_L : 潜热通量

F_P : 地面植被光合作用和其它各种热量转换的通量

F_S : 地表层土壤热交换通量

F_r : Froude 数

$F_{x,y,z}$: 摩擦力在 x 、 y 、 z 方向的分量

$F_{\lambda,\varphi,r}$: 摩擦力在径向、切向和半径方向的分量

F : 摩擦力

F_D : 摩擦力

F_ζ : 摩擦耗损

H : (1) 均质大气高度 (2) 对流层高度 (3) 特征垂直尺度

K : (1) 水平波数 (2) (水平) 动能

K_s : 静止波数

K_T : 湍流热量输送系数

L : (1) 水平特征尺度 (2) (水平) 波长 (3) 莫宁—奥布霍夫稳定度参数

L_0 : (1) 正压 Rossby 变形半径 (2) 热成风适应的特征水平尺度

L_1 : 斜压 Rossby 变形半径

L_E : 潜热系数

M : (1) 蒙哥马利流函数 (2) 地图因子

M_c : 积云质量通量

N : 布伦特—魏萨拉频率

P_0 : 标准参考气压

P_E : Ertel 位涡

P_{r0} : 中性普朗特数

P_T : 模式大气层顶的气压

Q : 非绝热加热

Q (Q^*): 单位质量空气的非绝热加热率

Q : Q 矢量

Q_0 : 常定形式的非绝热加热

Q_I : 视热源

Q_z : 视水汽汇

Q_H : 感热加热

Q_L : 潜热加热

Q_T : 特定形式的非绝热加热

$Q_{x,y}$: Q 矢量的纬向、经向分量

R : (1) 干空气的比气体常数 (2) 地面辐射平衡

R_B : 辐射平衡 (净辐射、辐射差额)

R_i : Richardson 数

R_{iB} : 总体 Richardson 数

R_{LD} 长波逆辐射

R_{LN} 地面有效辐射

R_{LU} 地面放出的长波辐射

R_o : Rossby 数

R_{SD} : 地面吸收的太阳短波辐射 (太阳总辐射)

R_{SU} 反射的太阳辐射

S : 太阳短波辐射 (太阳总辐射)

S_p : 层结稳定度参数

T : 气温

T_0 : (1) 平均气温 (2) 地面气温

T_a : 地面气温

T_g : 地面 (土壤) 温度

T_s : 地面气温

U : (1) 水平速度的特征尺度 (2) 地面水平风速

U_0 : 纬向速度解的终态值

U : 基本气流的速度

V : 特征水平速度

V : (1) 全速度矢 (2) 水平速度矢

V_c : 爬流速度

V_r : 绕流速度

W : (1) 特征垂直速度 (2) 土壤湿度

W_e : 饱和土壤湿度

W_{ec} : 临界土壤湿度

Z_0 : 地面风速的粗糙度

Z_{0E} : 地面水汽的粗糙度

Z_{0H} 地面气温的粗糙度

Z_s : 地形高度

α : (1) 比容 (2) 地面反射率 (3) 摩擦系数 (4) 方程系数

β : (1) Rossby 参数 (2) 热量随高度衰减系数 (3) 摩擦系数 (4) 土壤湿度有效因子 (蒸发系数)

β_1 : 感热加热的效率参数

β_2 : 潜热加热的效率参数

γ : (1) 气温直减率 (2) 方程系数

γ_d : 气温干绝热直减率

Γ : (1) 对数压力坐标系中位温的直减率 (2) 湿静力稳定度

δ : 层结稳定度

ε : (1) 长波发射系数 (2) 加热衰减系数

ζ (垂直相对) 涡度

ξ : 流场的热成风涡度

$\hat{\xi}_T$: 温度的热成风涡度

ζ' : 地转风涡度偏差

ζ_T : 热成风涡度偏差

ζ_a : 绝对涡度 (的垂直分量)

ζ_g : 地转风涡度

η : (1) 绝对涡度的垂直分量 (2) 加热强度系数 (3) η 坐标系中的垂直坐标 (4) 流体扰动深度

θ : (1) 位温 (2) 位相函数 (3) 切向坐标

θ_0 : 地面位温

θ_e : 相当位温

θ_{se} : 假相当位温

θ_z : 垂直位温

τ : 特征时间尺度

τ_0 : 地面应力 (动量通量)

μ : 波的陡度

λ : (1) 经度 (2) 径向坐标

v : (1) 波的圆频率 ; (2) 耗散系数。

π : (1) 数学常数 (2) Exner 函数

ρ : 密度

ρ_s : 地面空气密度

σ : (1) 静力稳定度参数 (2) σ 坐标系中的垂直坐标 (3) Stefan — Boltzmann 常数 (4) 不稳定增长率 (5) 波的圆频率

σ_s : 层结稳定度参数

ϕ : 重力位势 (函数)

φ : (1) 切向坐标 (2) 纬度 (3) 重力位势

ϕ_s : 地形位势函数

Φ : 重力位势

Ψ : 流函数

$\bar{\psi}$ ($\hat{\psi}$) : 流函数的振幅

ψ_s : 地形流函数

ω : (1) p 坐标系或柱坐标系中的垂直速度 (波的圆频率
地球自转角速度 坐标系中垂直速度的特征值

缩略词索引

APE: Available Potential Energy (有效位能)

AWS: Automatic Weather Station (自动气象站)

CAT: Clear Air Turbulence (晴空湍流)

CCM: Community Climate Model (NCAR) (美国国家大气科学研究中心的共用气候模式)

CISK: Conditional Instability of the Second Kind (第二类条件不稳定)

COADS: Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (海洋—大气综合资料接收装置)

CSI: Conditional Symmetry Instability (条件对称不稳定)

ENSO: El Nino and the Southern Oscillation (厄尔尼诺及南方涛动)

E-P 通量: Eliassen-Palm 通量

FGGE: First GRAP Global Experiment (全球大气研究计划第一期全球试验)

GAME: GEWEX Asian Monsoon Experiment (全球能量和水循环试验—亚洲季风试验)

GCM: General Circulation Model (大气环流模式)

GEWEX: Global Energy and Water Experiment (全球能量和水循环试验)

GFDL: Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (美国地球物

理流体动力学实验室)

GIS: Geographic Information System (地理信息系统)

GMT: Greenwich Mean Time (世界时)

GPS: Global Positioning System (全球定位系统)

GPS/MET: Meteorological Data from the Global Positioning Satellite System (从全球卫星定位系统获取的气象资料)

GRAP: Global Atmospheric Research Program (全球大气研究计划)

GWD: Gravity Wave Drag (重力波拖曳)

IOP: Intensive Observation Period (加强或加密观测期)

ITCZ: Intertropical Convergence Zone (赤道辐合带)

JEDAC: Joint Environmental Data Analysis Center (联合环境资料分析中心)

KdV 方程: Korteweg-de Vries 方程 (考特维-德伏里斯方程)

mKdV 方程: modified KdV 方程 (修正的或变形的 KdV 方程)

MPV: Moist Potential Vorticity (湿位涡)

NCAR: National Center for Atmospheric Research (美国国家大气科学研究中心)

NCEP: National Centers for Environmental Prediction (美国国家环境预测中心)

NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration (美国国家海洋大气局)

PBL: Planetary Boundary Layer (行星边界层)

PSU: Pennsylvania State University (宾夕法尼亚州立大学)

QBO: Quasi-biennial Oscillation (准两年振荡)

QXPMEX: Qinghai-Xizang Plateau Meteorological Science

Experiment (第一次青藏高原气象科学试验)

RS: Remote Sensing (遥感)

SL: Surface Layer (近地层)

SSW: Stratospheric Sudden Warmings (平流层爆发性增温)

SVD: Slantwise Vorticity Development (倾斜涡度发展)

TBB: Temperature of Black Body (黑体辐射温度)

TCLV: Tropical Cyclone-Like Vortices (热带气旋类低涡)

TIPEX: Tibetan Plateau Experiment (第二次青藏高原大气科学试验)

WKBJ 方法; Wentzel-Kramers-Brillouin-Jeffreys 方法

WMO: World Meteorological Organization (世界气象组织)

主要参考文献

- 1 Andrews, D. G., M.E.McIntyre, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, 33: 2031—2048, 1976.
- 2 Chien Longxun, R. Reiter, Z. Q. Feng, The atmospheric heat source over the Tibetan Plateau: May–August 1979, *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1771—1790, 1985.
- 3 Dell'osso L., Shou-Jun. Chen, Numerical experiments on the genesis of vortices over the Qinghai–Xizang Plateau, *Tellus*, 38A: 236—250, 1986.
- 4 Drazin, P. G., R. S. Johnson, Solitons: an introduction, Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- 5 Gray S. L, G. C. Craig, A simple model for the intensification of tropical cyclones and polar lows, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 124: 919—947, 1998.
- 6 He H., J. W. McGinnis, Z. Song, M. Yanai, Onset of the Asian summer monsoon in 1979 and the effects of Tibetan Plateau, *Mon. Wea. Rev.*, 115: 1966—1995, 1987.
- 7 Hoskins B. J., D. J. Karoly, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *J. Atmos. Sci.*, 38: 1179—1196, 1981.
- 8 Huang Rong-Hui, K. Gambo, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat

- sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, 60: 78—108, 1982.
- 9 Kuo, H. L., Y. F. Qian, Influence of the Tibetan Plateau on cumulative and diurnal changes of weather and climate in summer, *Mon. Wea. Rev.*, 109, 2337—2356, 1981.
 - 10 Kuo, Y. H., L. Cheng, J. W. Bao, Numerical simulation of the 1981 Sichuan flood, Part I: Evolution of a mesoscale southwest vortex, *Mon. Wea. Rev.*, 116: 2481—2504, 1988.
 - 11 Li Guoping, Lu Jinghua, Some possible solutions of nonlinear internal inertial gravity wave equations in the atmosphere, *Advances in Atmospheric Sciences*, 13: 244—252, 1996.
 - 12 Li Guoping, Duan Tingyang, Wan Jun, Gong Yuanfa, Determination of the drag coefficient over the Tibetan Plateau, *Advances in Atmospheric Sciences*, 13: 511—518, 1996.
 - 13 Li Guoping, Duan Tingyang, Shigenori Haginoya, Chen Longxun, Estimates of the bulk coefficients and surface fluxes over the Tibetan Plateau using AWS data, *J. Meteor. Soc. Japan*, 79: 625—635, 2001.
 - 14 Li Guoping, Lu Jinghua, Jin Bingling, Bu Nima, The effects of anomalous snow cover of the Tibetan Plateau on the surface heating, *Advances in Atmospheric Sciences*, 18: 1206—1214, 2001.
 - 15 Lin Ben Da, The behavior of winter stationary wave forced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, 39: 1206—1226, 1982.
 - 16 Lindzen R. S. A theory of the quasi-biennial oscillation, *J. Atmos. Sci.*, 25: 1095—1107, 1968.
 - 17 Luo, H., and M. Yanai, The large-scale circulation and heat source over the Tibetan Plateau and surrounding areas during the early summer of 1979, part II: heat and moisture budgets, *Mon. Wea. Rev.*,

112, 966—989, 1984

- 18 Matsuno T., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 27: 871—883, 1970.
- 19 Nakamura H., T. Doutain, A numerical study on the coastal Kelvin wave features about the cold surges around the Tibetan Plateau, *J. Meteor. Soc. Japan*, 63: 547—563, 1985.
- 20 Nitta T., Observational study of heat source over the Eastern Tibetanplateau during summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, 61: 590—605, 1983.
- 21 Panchev, S, *Dynamic Meteorology* (English edition), Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1985.
- 22 Reiter, E. R., D. Gao, Heating of the Tibet Plateau and movements of the South Asia high during spring, *Mon. Wea. Rev.*, 110: 1694—1711, 1982.
- 23 Reiter E. R., M. Tang, Plateau effects on diurnal circulation patterns, *Mon. Wea. Rev.*, 112: 638—651, 1984.
- 24 Shen R, J., et al., Numerical simulation of the development of vortices over the Qinghai-Xizang Plateau, *Meteor. Atmos. Phys.*, 35: 70—95, 1986.
- 25 Shen R, J., et al., Some aspects of the effects of sensible heating on the development of summer weather system over the Qinghai-Xizang Plateau, *J. Atmos. Sci.*, 43: 2241—2260, 1986.
- 26 Sumi A., T. Toyota, Observational study on air flow around the Tibetan Plateau, *J. Meteor. Soc. Japan*, 66: 113—124, 1988.
- 27 Wu Guo-xiong, The nonlinear response of large scale mechanical and thermal forcing, *J. Atmos. Sci.*, 41: 2456—2470, 1984.
- 28 Wu Guoxiong, Zhang Yongsheng, Tibetan Plateau forcing and the

- monsoon onset over South Asia and the South China Sea, *Mon. Wea. Rev.*, 126: 913—927, 1998.
- 29 Yanai M., C. Li, Z. Song, Seasonal heating of the Tibetan Plateau and effects evolution of the Asian summer monsoon, *J. Meteor. Soc. Japan*, 70: 189—221, 1992.
 - 30 Yanai M., C. Li, Mechanism of heating and the boundary layer over the Tibetan Plateau, *Mon. Wea. Rev.*, 122: 305—323, 1994.
 - 31 Ye Duzheng, Wu Guoxiong, The role of the heat source of the Tibetan Plateau in the general circulation, *Meteor. Atmos. Phys.*, 67: 181—198, 1998.
 - 32 Zheng C. L., K. N. Liou, Dynamics and thermodynamic influences of the Tibetan Plateau on the atmosphere in a general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 43: 1340—1354, 1986.
 - 33 巢纪平, 斜压西风带中大地形有限扰动的动力学, *气象学报*, 28: 303—313 . 1957.
 - 34 陈伯民、钱正安、张立盛, 夏季青藏高原低涡形成和发展的数值模拟, *大气科学*, 20 (4): 491—502, 1996.
 - 35 陈隆勋等, 1979 年夏季青藏高原上空大气热源的变化及大气能量收支特性, *气象学报*, 43 (1): 1—12, 1985.
 - 36 陈隆勋、朱乾根、罗会邦, 东亚季风, 北京: 气象出版社, 1991.
 - 37 陈隆勋、丁一汇、村上胜人、山崎信雄主编, 亚洲季风机制研究新进展, 北京: 气象出版社, 1999.
 - 38 陈秋士, 简单斜压大气中热成风的建立与破坏, *气象学报*, 33 (1): 51—63 . 1963.
 - 39 陈秋士, 地形对长波或超长波不稳定发展的影响, *气象学报*, 38 (1): 1—15, 1980.
 - 40 丑纪范, 数值模式中处理地形影响的方法和问题, *高原气象*, 8

- (2): 114—120, 1989。
- 41 丑纪范、刘式达、刘式适, 非线性动力学, 北京: 气象出版社, 1994。
- 42 戴加洗等, 青藏高原气候, 北京: 气象出版社, 1990。
- 43 杜行远, 高原地形对气压变化的影响, 气象学报, 31 (2): 93—100, 1961。
- 44 付尊涛、刘式适、王树涛, 正压模式中大地形作用下的低频波, 高原气象, 17 (3): 223—230, 1998。
- 45 高守亭、朱文姝、董敏, 大气低频变异中的波流相互作用 (阻塞形势), 气象学报, 56 (6): 665—679, 1998。
- 46 高守亭、陈辉, 大地形背风波的转槽实验研究, 气象学报, 58 (6): 653—664, 2000。
- 47 高守亭、周玉淑, 水平切变线上涡层不稳定理论, 气象学报, 59 (4): 393—402, 2001。
- 48 顾震潮, 青藏高原对东亚环流的动力影响和它的重要性, 中国科学, 2: 283—303, 1951。
- 49 顾震潮、叶笃正, 关于我国天气过程大地形影响的几个事实和计算, 气象学报, 26 (3): 167—181, 1955。
- 50 郭秉荣、丑纪范, 青藏高原对风场的影响, 第二次全国数值天气预报会议论文集, 北京: 科学出版社, 1980。
- 51 何金海、丁一汇、陈隆勋主编, 亚洲季风研究的新进展, 北京: 气象出版社, 1996。
- 52 黄荣辉, 青藏高原对我国和世界气候环境的影响, 地球科学信息, (6): 25—26, 1988。
- 53 季国良、姚兰昌、杨化镒等, 1982 年冬季青藏高原地面和大气加热场特征, 中国科学 (B 辑), (2): 214—224, 1986。
- 54 李崇银, 大气低频振荡, 北京: 气象出版社, 1995。

- 55 李国平、万军、卢敬华, 暖性西南低涡生成的一种可能机制, 应用气象学报, 2(1): 91—99, 1991。
- 56 李国平、刘行军, 西南低涡暴雨的湿位涡诊断分析, 应用气象学报, 5(3): 352—360, 1994。
- 57 李国平、杨小怡, 热源强迫对非线性重力内波影响的初步分析, 大气科学, 22(5): 791—797, 1998。
- 58 李国平、段廷扬、巩远发, 青藏高原西部地区的总体输送系数和地面通量 科学通报 45(8): 865—869, 2000。
- 59 李国平、蒋静, 一类奇异孤波解及其在高原低涡结构分析中的应用, 气象学报, 58(40): 447—456, 2000。
- 60 李国平、段廷扬、卢敬华, 青藏高原地面总体输送系数的研究, 气象学报, 60(1), 2002。
- 61 李国平, 段廷扬, 巩远发, 卢会国, 青藏高原近地层通量特征的合成分析, 气象学报, 60(2), 2002
- 62 李国平、杨锦青 地面感热对 TCLV 类高原低涡流场结构及发展作用的动力学分析, 大气科学, (即将发表)
- 63 李国庆等, 地形对斜压流体多流态影响的实验研究, 中国科学(B 辑), (4): 441—448, 1986。
- 64 李伟平、吴国雄等, 青藏高原表面过程对夏季青藏高原的影响—数值试验, 大气科学, 26(6): 809—815, 2001。
- 65 刘富明、涂梅娟, 东移的青藏高原低涡的研究, 高原气象, 5(2): 125—134, 1986。
- 66 刘式适、谭本旭, 地形作用下的非线性 Rossby 波, 应用数学和力学, (9): 229—240, 1988。
- 67 刘式适、刘式达、谭本旭, 非线性大气动力学, 北京: 国防工业出版社, 1996。
- 68 刘式适、柏晶瑜、陈华, 青藏高原大地形作用下的 Rossby 波,

- 高原气象, 19 (3): 331—338, 2000。
- 69 刘式适、柏晶瑜等, 青藏高原大地形的动力、热力作用与低频振荡, 应用气象学报, 11 (3): 312—321, 2000。
 - 70 刘新、吴国雄等, 夏季青藏高压加热和大尺度流场的热力适应, 自然科学进展, 11 (1): 33—39, 2001。
 - 71 卢敬华, 西南低涡概论, 北京: 气象出版社, 1986。
 - 72 卢敬华、李国平, 层结稳定性和波速对孤立波解的影响, 地球物理学报, 37 (增刊 II): 46—56, 1994。
 - 73 卢敬华、雷小途, 非绝热加热对孤立波的影响及其在大气中的应用, 气象学报, 53 (增刊): 539—549, 1995。
 - 74 吕克利, 大地形与正压 Rossby 孤立波, 气象学报, 45 (3): 267—273, 1987。
 - 75 罗四维, 有关青藏高原天气和环流研究工作的回顾, 高原气象, 8 (2): 121—126, 1989。
 - 76 罗四维等, 青藏高原及临近地区几类天气系统的研究, 北京: 气象出版社, 1992。
 - 77 罗四维、何梅兰、刘晓东, 关于夏季青藏高原低涡的研究, 中国科学(B 辑), 23 (7): 778—784, 1993。
 - 78 气象会议论文集编辑小组, 青藏高原气象会议论文集(1977—1978 年), 北京: 科学出版社, 1981。
 - 79 钱正安、焦彦军, 青藏高原气象学的研究和进展, 地球科学进展, 12 (3): 207—216, 1997。
 - 80 乔全明、张雅高, 青藏高原天气学, 北京: 气象出版社, 1994。
 - 81 青藏高原科学实验文集编辑组, 青藏高原科学实验文集(一), 北京: 科学出版社, 1984。
 - 82 青藏高原科学实验文集编辑组, 青藏高原科学实验文集(二), 北京: 科学出版社, 1984。

- 青藏高原科学实验文集编辑组, 青藏高原科学实验文集(三),
83 北京: 科学出版社, 1987。
- 青藏高原科学研究拉萨会战组, 夏半年青藏高原 500 毫巴低涡切
84 变线的研究, 北京: 科学出版社, 1981。
- 青藏高原气象科研协作领导小组, 青藏高原气象会议论文集(1975
85 —1976), 兰州: 中国科学院兰州高原大气物理研究所, 1977。
- 盛华、陶诗言, 青藏高原和落基山对气旋的动力影响, 气象学报,
86 46(2): 130—141, 1988。
- 孙国武、陈葆德, 青藏高原大气低频振荡与低涡群发性的研究,
87 大气科学, 18(1): 113—121, 1994。
- 汤懋苍等, 高原隆起与大气环流, 孙鸿烈主编: 青藏高原的形成
88 演化, 上海: 上海科学技术出版社, 152—193, 1996。
- 汤懋苍、程国栋、林振耀, 青藏高原近代气候变化及其对环境的
89 影响, 广州: 广州科技出版社, 1998。
- 陶诗言、陈联寿、徐祥德、萧永生主编, 第二次青藏高原大气科
90 学试验研究进展(一), 北京: 气象出版社, 1998。
- 陶诗言、陈联寿、徐祥德、萧永生主编, 第二次青藏高原大气科
91 学试验研究进展(二), 北京: 气象出版社, 2000。
- 陶诗言、陈联寿、徐祥德、章国材主编, 第二次青藏高原大气科
92 学试验研究进展(三), 北京: 气象出版社, 2000。
- 吴国雄、蔡雅萍、唐晓菁, 湿位涡和倾斜涡度发展, 气象学报,
93 53(4): 387—405, 1995。
- 吴国雄、张永生, 青藏高原热力和机械强迫作用以及亚洲季风的
94 爆发, 大气科学, 22(6): 825—836, 1998。
- 吴国雄、刘还珠, 全型垂直涡度倾向方程和倾斜涡度发展, 气象
95 学报, 57(1): 1—13, 1999。
- 96 吴国雄, 全型涡度方程和经典涡度方程的比较, 气象学报, 59(4):

- 385—392, 2001 .
- 97 吴敬之、李丁华、郝素明, 近中性条件下青藏高原行星边界层厚度及其特征分析, 高原气象, 8 (4): 351—356, 1989。
- 98 伍荣生, 大气动力学, 北京: 气象出版社, 1990。
- 99 徐祥德、周明煜、陈家宜等, 青藏高原地一气过程动力、热力结构综合物理图像, 中国科学 (D 辑), 31 (5): 428—440, 2001。
- 100 杨鉴初、陶诗言等, 西藏高原气象学, 北京: 科学出版社, 1960。
- 101 杨伟愚、杨大升, 正压大气中青藏高原地形影响的数值实验, 高原气象, 6 (2): 117—128, 1987。
- 102 杨伟愚、叶笃正、吴国雄, 夏季青藏高原气象学若干问题的研究, 中国科学 (B 辑), (10): 1100—1111, 1990。
- 103 叶笃正, 海陆分布对于大气环流的地形与热力的影响, 中国地球物理学报, 2: 231—253, 1951 .
- 104 叶笃正、罗四维、朱抱真, 西藏高原及其附近的流场结构和对流层的热量平衡, 气象学报, 28: 108—121, 1957。
- 105 叶笃正、张捷迁, 青藏高原加热作用对夏季东亚环流影响的初步模拟实验, 中国科学, 301—320, 1974。
- 106 叶笃正、高由禧等, 青藏高原气象学, 北京: 科学出版社, 1979。
- 107 叶笃正, 夏季青藏高原上空热力结构、对流活动和与之相关的大尺度环流现象, 大气科学特刊, 北京: 科学出版社, 1—12, 1988。
- 108 曾庆存, 数值天气预报的数学物理基础, 北京: 科学出版社, 1977。
- 109 张顺利、陶诗言, 青藏高原积雪对亚洲夏季风影响的诊断及数值研究, 大气科学, 25 (3): 372—390, 2001。
- 110 章基嘉、朱抱真、朱福康等, 青藏高原气象学进展, 北京: 科学出版社, 1988。
- 111 章基嘉、孙国武, 青藏高原低频变化的研究, 北京: 气象出版社, 1991。

-
- 112 郑庆林、王必正、宋青丽, 青藏高原背风坡地形对西南涡过程影响的数值试验, 高原气象, 16 (3): 225—233, 1997。
- 113 周明煜、徐祥德等主编, 青藏高原大气边界层观测分析与动力学研究, 北京: 气象出版社, 2000。
- 114 朱抱真, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的常定扰动 (一), 气象学报, 28 (2): 122—140, 1957。
- 115 朱抱真, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的常定扰动 (二), 气象学报, 28 (3): 198—224, 1957。
- 116 朱抱真, 大地形热源的动力控制与超长波活动的关系, 气象学报, 34 (3): 285—298, 1964。
- 117 朱抱真、骆美霞, 大地形对青藏高原夏季低层大气环流的动力作用, 科学通报, 13: 1005—1007, 1985。
- 118 朱抱真等, 大气和海洋的非线性动力学概论, 北京: 海洋出版社, 1991。
- 119 朱开成、王琴、李湘如, 地形强迫下的非线性 Rossby 波, 高原气象, 10 (3): 233—239, 1991。

作者主要研究成果概览

英文期刊 (7 篇)

- 1 Li Guoping, Fu Congbin, Ye Duzheng, A study on the influence of large-scale persistent rainfall anomalies on land surface processes, *Chinese Journal of Atmospheric Sciences*, 15 (1) : 62—71, 1991 (PA、MGA 收录)
- 2 Li Guoping, Lu Jinghua, Some possible solutions of nonlinear internal inertial gravity wave equations in the atmosphere, *Advances in Atmospheric Sciences*, 13 (2) : 244—252, 1996 (MGA 收录)
- 3 Li Guoping, Duan Tingyang, Wan Jun, Gong Yuanfa, Determination of the drag coefficient over the Tibetan Plateau, *Advances in Atmospheric Sciences*, 13 (4) : 511—518, 1996 (MGA 收录)
- 4 Li Guoping, Chen Zhonglin, Some important characteristics of surface albedo of China in recent years, *Chinese Geographical Science*, 7 (2) : 124—129, 1997 (EPB 收录)
- 5 Li Guoping, Duan Tingyang, Gong Yuanfa, The bulk transfer coefficients and surface fluxes on the western Tibetan Plateau, *Chinese Science Bulletin*, 45 (13) : 1221—1226, 2000 (SCI 收录)
- 6 Li Guoping, Duan Tingyang, Shigenori Haginoya, Chen Longxun, Estimates of the bulk coefficients and surface

- fluxes over the Tibetan Plateau using AWS data, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 79 (2), 625—635, 2001 (SCI 收录)
- 7 Li Guoping, Lu Jinghua, Jin Bingling, Bu Nima, The effects of anomalous snow cover of the Tibetan Plateau on the surface heating, *Advances in Atmospheric Sciences*, 18 (6) : 1206—1214, 2001 (SCI—E 收录)

国际学术会议文集和专题文集 (6 篇)

- 8 Li Guoping, Fu Congbin, Ye Duzheng, On the climate effect of large-scale persistent rainfall anomalies, Abstract of XVIII Pacific Science Congress, Beijing, China, 5—12, Jun. 1995
- 9 Li Guoping, Duan Tingyang, On the drag coefficient over the Tibetan plateau, Proceedings of International workshop on the climate system of monsoon Asia, Kyoto, Japan, 3—7 Dec. 1996
- 10 Li Guoping, Duan Tingyang, A study of the bulk transfer coefficients over the Tibetan Plateau using AWS data, Abstract of the third China-Japan workshop on Asian monsoon mechanism, Beijing, China, 2—4, March 1999
- 11 Li Guoping, Duan Tingyang, A study of the bulk transfer coefficients over the Tibetan Plateau using AWS data, Recent progress in studies of Asian monsoon mechanism, Edited by Masato Murakami, 1999 (printed in Japan)
- 12 Li Guoping, Duan Tingyang, Gong Yuanfa, A composite

study of the surface fluxes on the Tibetan Plateau and relationship with the plateau monsoon, Extended abstracts of the second session of international workshop on TIPEX-GAME/TIBET, Kunming, China, 20—22 July 2000

- 13 Li Guoping, Lu Jinghua, Bu Nima, The effects of anomalous snow cover of the Tibetan Plateau in winter on the plateau heating, Book of abstracts of international conference on climate and environment variability and predictability, Shanghai, China, 7—11 August 2000

中文期刊 (24 篇)

- 14 李国平, 城市热岛波的动力和数值分析, 成都气象学院学报, 5 (1): 14—20, 1990
- 15 李国平、符淙斌、叶笃正, 大尺度降雨异常对地面过程的影响——一类气候反馈机制的初步研究, 大气科学, 15 (2): 23—32, 1991 (MGA 收录)
- 16 李国平、万军、卢敬华, 暖性西南低涡生成的一种可能机制, 应用气象学报, 2 (1): 91—99, 1991 (MGA 收录)
- 17 卢敬华、李国平, 城市热岛效应的分析, 成都气象学院学报, 6 (3): 31—38, 1991
- 18 李国平、万军、邓思华, 青藏高原 500hPa 暖性高压生成的热成风适应机制, 成都气象学院学报, 6 (3—4): 1—8, 1991
- 19 李国平、刘凯文, 不稳定层结下的热岛环流, 应用气象

- 学报, 3 (4): 431—436, 1992 (MGA 收录)
- 20 李国平, 重庆雾的完全预报方法, 成都气象学院学报, 7 (2): 19—26, 1992
 - 21 刘爽、李祚泳、李国平, 气温和降水的均生外延主分量预测模型, 成都气象学院学报, 8 (3): 58—66, 1993
 - 22 李国平、刘东川, 城市热岛强度的数值试验, 成都气象学院学报, 8 (4): 103—110, 1993
 - 23 李国平、刘行军, 西南低涡暴雨的湿位涡诊断分析, 应用气象学报, 5 (3): 354—360, 1994 (MGA 收录)
 - 24 李国平、贺文彬, 四川过去 50 年气候变化的分析及未来趋势预测, 成都气象学院学报, 8 (4): 72—78, 1994
 - 25 卢敬华、李国平, 层结稳定性和波速对孤立波解的影响, 地球物理学报, 37 (增刊第 2 辑), 46—56, 1994
 - 26 李国平、蔡新玲, 正交筛选模型在气候预测中的应用, 成都气象学院学报, 9 (2): 132—137, 1995
 - 27 卢敬华、李国平, 中尺度大气运动的对称稳定性分析, 低纬热带天气, 8: 39—45, 1995
 - 28 李国平、刘敦训, 气温、降水气候预测的灰色拓扑方法, 高原气象, 14 (2): 207—211, 1995 (MGA 收录)
 - 29 李国平、陈仲林, 近年来我国地面反射率的若干重要特征, 地理科学, 16 (1): 46—50, 1996
 - 30 李国平、邓玲, 动力气象试题库微机管理系统, 成都气象学院学报, 10 (1-2): 65—72, 1996
 - 31 李国平、陶建玲, 非线性惯性重力内波的特征及天气意义, 成都气象学院学报, 13 (1): 23—29, 1998
 - 32 李国平、杨小怡, 热力强迫对非线性重力内波影响的初步分析, 大气科学, 22 (5): 791—797, 1998 (MGA

收录)

- 33 李国平、段廷扬、巩远发, 青藏高原西部地区的总体输送系数和地面通量, 科学通报, 45 (8): 865—869, 2000 (MGA 收录)
- 34 李国平、蒋静, 一类奇异孤波解及其在高原低涡结构分析中的应用, 气象学报, 58 (4): 447—456, 2000 (SA 收录)
- 35 李国平、赵邦杰、卢敬华, 青藏高原地面总体输送系数的研究, 气象学报, 60 (1) 2002 (SA 收录)
- 36 李国平, 段廷扬, 巩远发, 卢会国, 青藏高原近地层通量特征的合成分析, 气象学报, 60 (2), 2002 (SA 收录)
- 37 李国平、赵邦杰、杨锦青, 地面感热对青藏高原低涡流场结构及发展作用的动力学分析, 大气科学, 26 (2), 2002 (MGA 收录)

国内学术会议文集和专题文集 (7 篇)

- 38 李国平、钱妙芬、唐胜富, 塑料大棚内温度场的解析解和数值模拟, 中国农业小气候研究进展, 北京: 气象出版社, 384—388, 1993
- 39 李国平、段廷扬、史有瑜, 青藏高原地面拖曳系数的变化特征, 亚洲季风研究的新进展, 何金海、丁一汇、陈隆勋主编, 北京: 气象出版社: 37—44, 1996
- 40 李国平、王新要, 气候变化对作物气候生产潜力的影响——以四川彭州为例, 中国科协第三届青年学术年会,

- 四川卫星会议专辑（光盘版），成都：四川科学技术出版社，四川省电子音像出版中心，1998
- 41 李国平，青藏高原总体输送系数的研究，第四届全国优秀青年气象科技工作者学术研讨会学术论文集，中国气象学会，240—243，1998
- 42 李国平、段廷扬、荻野谷成德、陈隆勋等，基于 AWS 资料的西藏高原总体输送系数的研究，亚洲季风机制研究新进展，陈隆勋、村上胜人等主编，北京：气象出版社：30—36，1999
- 43 李国平、段廷扬、巩远发，青藏高原西部地区的总体输送系数和地面通量的特征，第二次青藏高原大气科学试验理论研究进展（三），陶诗言、陈联寿等主编，北京：气象出版社，2000
- 44 李国平，感热和潜热对 TCLV 类高原低涡影响的动力学分析，第五次全国动力气象学术会议摘要，p.87，扬州，4月21日~24日，2001

本书出版得到以下项目的联合资助

《国家重点基础研究发展规划》我国重大气候和天气
灾害形成机理和预测理论的研究(G1998040900)
项目

四川省杰出青年学科带头人培养基金

成都信息工程学院研究生教育建设项目