

# 大气对流边界层中的涡漩结构\*

桑建国

(北京大学地球物理系, 北京, 100871)

## 摘 要

大气边界层中存在尺度从几百米到几十公里的大涡漩运动。它们在边界层中动量、热量、水汽等垂直输送中起重要作用。作者从边界层中对流和上部稳定层中波动相互作用的观点, 发展得出大涡结构的对流波动理论。根据此理论, 大涡的波谱构成主要由上、下层大气中风向、风速、层结以及两层之间的温度跃变等因素决定。本文根据卫星云图和天气资料分析了一次冷空气爆发流经暖洋面上形成云街、对流单体以及它们之间的相互演化的过程, 并用对流波动理论, 依据各阶段的大气条件计算出它们的波数构成, 并得出了垂直速度、辐合带、界面扰动的分布, 解释了云街、对流单体的形成、结构及相互转化的原因。

关键词: 对流波动理论, 大涡, 云街, 对流单体。

## 1 引 言

对流边界层在地气和海气交换中起着重要的作用。观测表明, 动量、热量、水汽等各通量输送的数值在对流边界层中可以是稳定边界层中的数十至上百倍。对流边界层的重要特征之一是其中的大涡漩(Large Vortex)结构。卫星云图显示在洋面上大涡漩经常以云街(Cloud Street)或中尺度单体对流(Mesoscale Cellular Convection 简称 MCC)形式出现, 特别是当冷空气爆发流经暖洋面时。云街由顺风排列的滚轴涡(Roll Vortex)构成, 在滚轴的上升区形成相互平行的云列。滚轴涡的特征是垂直伸展高度  $h$  为 1—2km, 横风向波长  $\lambda$  为 2—20km, 宽高比  $\lambda/h$  为 2—15, 滚轴与平均风的夹角  $\alpha$  为  $-20$  至  $+30^\circ$ 。MCC 则由呈多边形的开放或闭合云团组成, 直径可达 10—100km, 经常出现在云街的下游, 由云街展宽、逐渐过渡而成。在陆面上由于地表强烈不均匀, 很难出现大范围图案一致的云街。但类似的滚轴涡, 以有组织的热泡(Thermals)活动形式出现。在滚轴涡中垂直运动量级为 1—3m/s, 因此大涡漩在动量、热量、水汽和其它痕量物质的垂直输送上要比通常意义上的小尺度湍流通量输送有效得多。

由于大涡漩结构在边界层研究中的重要性, 各国从 1970 年代开始进行过多次大规模观测研究, 如洋面上 BOMEX<sup>[1]</sup>, MASEX<sup>[2]</sup>, KONTUR<sup>[3]</sup> 和 GATE<sup>[4]</sup>; 陆面上的 PHOENIX<sup>[5]</sup> 和 Convection Waves Project(美国 NCAR 对流波计划)<sup>[6]</sup> 等。在上述观测中, 除了使用卫星云图外, 还使用了飞机探测, Doppler 雷达和气象塔等。观测证明了大涡

\* 初稿时间: 1995 年 3 月 13 日; 修改稿时间: 1996 年 11 月 25 日。

漩是一多尺度现象,在边界层中的混合、通量输送和卷夹过程中起重要作用。对流波计划中的飞机探测表明,由边界层中对流活动而在上部稳定层大气中激发出的重力波(称为对流波)活动,可高达对流层顶附近。

在理论工作中,以平均流在动力和热力作用下产生不稳定为出发点发展了转折点(Inflexion)不稳定<sup>[7]</sup>、平行不稳定<sup>[8]</sup>和对流不稳定<sup>[9]</sup>理论,以解释大涡流的形成。转折点不稳定理论表明,具有涡度极值的切变流可产生夹角 $\alpha = 14^\circ; Nh = 3$ 的涡流;而平行不稳定理论表明,平均流切变可产生夹角 $\alpha = 15^\circ; Nh = 6$ 的涡流。对流不稳定以 Rayleigh ( $Ra$ ) 数为判据,指出热力不稳定可产生 $Nh = 2$ 的涡流运动。上述理论都无法解释大涡流的多变的宽高比(2至15),也无法解释云街向单体对流的过渡。在最近发表的有关滚轴涡流的评述性文章<sup>[10]</sup>中,认为上述理论只能解释个别涡流的成因,无法表达大涡流的多尺度过程,都不能做为涡流成因的普遍性理论。

作者近年来从对流边界层中对流活动和上部稳定层中重力波相互作用的观念出发,发展出大涡流结构的对流波动理论<sup>[11,12]</sup>。此理论表明,边界层中热力扰动,例如一个足够强的热泡,贯穿入上部稳定层中,会在稳定层中激发出重力波,向下游水平传播的陷波(trapped waves)反过来会调节控制下部边界层中的对流活动,使它们成为有序的涡流运动。此理论根据线性化的大气波动方程两层模式的分析解,表明大涡流的波数构成受上部稳定层和下部边界层中的温度层结、风速、风向切变、边界层厚度及边界层顶位温跃变等因子控制。

本文将根据对流波动理论分析一次冷空气爆发流经暖洋面上所产生的对流活动过程。卫星云图表明,这次对流过程按时间演变分别表现为洋面上的对流云街、向单体对流的演变、对流在洋面上的衰退以及冷空气进入暖陆面后重新产生对流等几个阶段。下面将分别描述对流过程各阶段中,大气低层涡流结构的特征。

## 2 大涡结构的对流波动理论

设大气中的涡流运动是由不同波数的扰动分量构成的,扰动引起的垂直速度可表示成为

$$w(x, y, z) = \int_0^\infty \int_0^\infty \tilde{w}(k, l, z) e^{ikx} e^{ily} dk dl \quad (1)$$

其中: $k, l$ 分别表示 $X$ 轴和 $Y$ 轴上的波数, $\tilde{w}(k, l, z)$ 表示波数为 $k, l$ 的扰动分量。在无旋、无粘的大气中,扰动分量 $\tilde{w}$ 遵循方程<sup>[12]</sup>,

$$\frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} + \left\{ \frac{k^2 + l^2}{U^2(k + \alpha)^2} \beta g - (k^2 + l^2) \right\} \tilde{w} = F(k, l, z) \quad (2)$$

其中方程右端的 $F$ 表示与动力或热力扰动有关的强迫项; $\beta = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ ,  $\alpha = V/U$ ,  $U$ 和 $V$ 分别为 $X, Y$ 方向的风速分量,这里 $X$ 轴取成边界层中平均风方向。

将大气分为两层,其中下层为对流边界层, $\beta_1 < 0$ ;上层为上部稳定层, $\beta_2 > 0$ 。设两层之间的界面为速度的连续面和密度(位温)的间断面。在给定的动力扰动源(例如山丘)或热力扰动源(例如强对流热泡)的条件下,求解(2)得到 $\tilde{w}$ ,代入式(1)中,可得到<sup>[11,12]</sup>

$$w(x, y, z) = \operatorname{Re} \left[ \iint \frac{M e^{-ak} e^{-bl} e^{ikx} e^{ily} \sinh(\lambda z)}{\lambda \cosh(\lambda h) - \left( \frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu \right) \sinh(\lambda h)} dk dl \right] \quad (3)$$

其中  $M$  是与扰动源强度有关的参数,  $a$  和  $b$  分别表示扰动源在  $x, y$  方向上的水平尺度。 $k$  和  $l$  为扰动分量在边界层平均风方向和横风方向上的波数;  $h$  为边界层的厚度; 参数  $\lambda$  和  $\mu$  分别为  $\lambda^2 = (k^2 + l^2)(k^2 + n^2)/k^2$  和  $\mu^2 = (k^2 + l^2)(1 - m^2/(k + \alpha l)^2)$ ; 其中  $n$  和  $m$  分别为下层(边界层)和上部(稳定层)中的稳定度参数,  $n^2 = -g\beta_1/U_1^2$  和  $m^2 = g\beta_2/U_2^2$ ;  $U_1, U_2, \theta_1, \theta_2$  为两层中的平均风速和位温;  $\gamma = (g/U^2)(\Delta\theta/\theta)$  为表示边界层顶位温跃变的参数;  $\alpha = V_2/U_2$  表示上层风和边界层中平均风方向之间的夹角。

由式(3)可知,并非所有波数的扰动成分都对积分做出贡献。只有波数  $k, l$  满足被积函数分母为零的扰动分量才会对涡旋运动产生影响。由此得到波数选择关系。

$$\lambda \cosh(\lambda h) - \left( \frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu \right) \sinh(\lambda h) = 0 \quad (4)$$

式(4)为一非线性超越方程,可采用牛顿法求解。给定大气参数  $m, n, h, \gamma, \alpha$  对应于每一  $k$  值,可通过式(4)得到一相应  $l$  值(参见图3)。每一对波数  $(k, l)$  值,给出波动的一个共振分量。这表明扰动的能谱分布是沿着  $(k, l)$  平面上的一条线,称为线状谱(line spectrum)。线状谱反映了边界层中的对流和上部稳定层中的波动之间相互作用所产生的扰动的波数构成  $k$  和  $l$ ,是由参数  $m, n, h, \gamma, \alpha$  等上下层大气条件控制的。这些参数决定了涡旋运动组成成分在顺风方向和横风方向的波长,  $L_x = 2\pi/k$  和  $L_y = 2\pi/l$ ,因此决定了涡旋运动的图象。式(3)通过留数定理可得到

$$w = \begin{cases} \int_{k_c} \frac{M e^{-ak} e^{-bl} \lambda \sin\{\lambda(h+z)\}}{G(k, l) \sinh(\lambda h)} \sin(kx + ly) dk & \text{当 } z < h \text{ (下层)} \\ \int_{k_c} \frac{M e^{-ak} e^{-bl} \lambda}{G(k, l)} e^{-\mu z} \sin(kx + ly) dk & \text{当 } z > h \text{ (上层)} \end{cases} \quad (5)$$

式中  $G(k, l) = \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \lambda \cosh(\lambda h) - \left( \frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu \right) \sinh(\lambda h) \right\}$ 。式(5)中积分下限  $k_c$  为陷波的截止(cut off)波数。除条件(4)之外,截止波数的另一限制性条件是

$$(k_c + \alpha l_c)^2 = m^2 \quad (6)$$

当  $k > k_c$  且  $l > l_c$  时,参数  $\mu$  为实数,此时在上层,波动随高度衰减,因而波动能量被限制在大气低层,并向下游传播。

由于式(5)中包含了  $e^{-ak}, e^{-bl}$  形式的项,当波数  $k, l$  增大时,其对积分的贡献迅速减小。因此对流波引起的扰动,是由截止波数  $k_c, l_c$  开始的波数域构成的。此波数域的组成决定了扰动的大小和排列方向。所处的大气条件不同,扰动可表现成为云街或单体对流。

### 3 大涡结构的天气学分析

作者分析了十余例冷空气爆发后流经暖洋面形成的对流涡旋的卫星云图和天气资料,限于篇幅,做个例分析如下:

图1是1982年3月11日NOAA卫星0.725-1.1 $\mu\text{m}$ 波段15:53和14:10GMT两

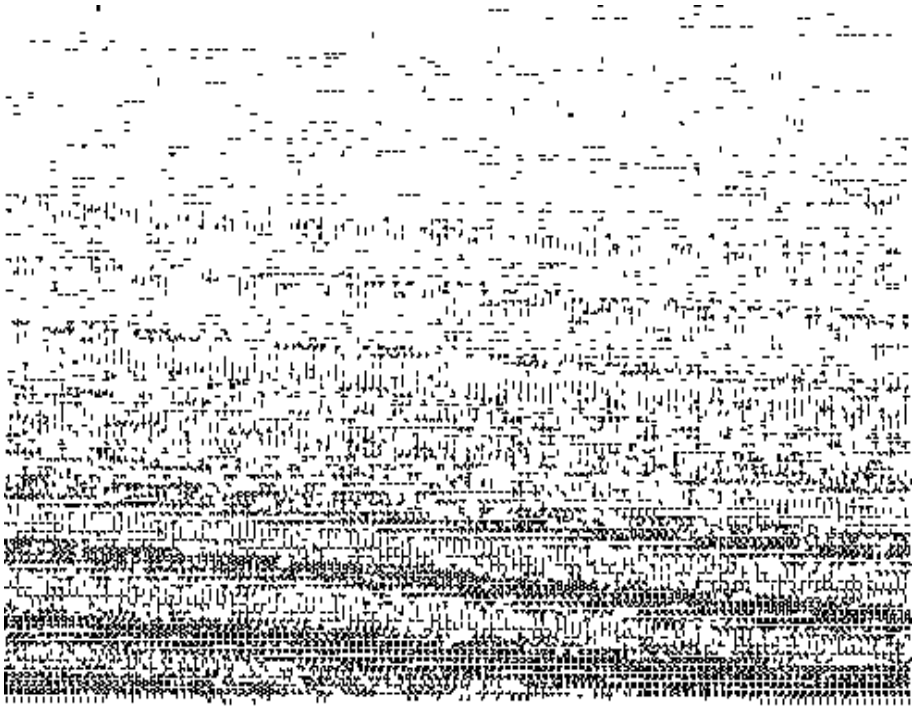


图 1 1982 年 3 月 11 日 15:53 和 14:10GMT 卫星云图

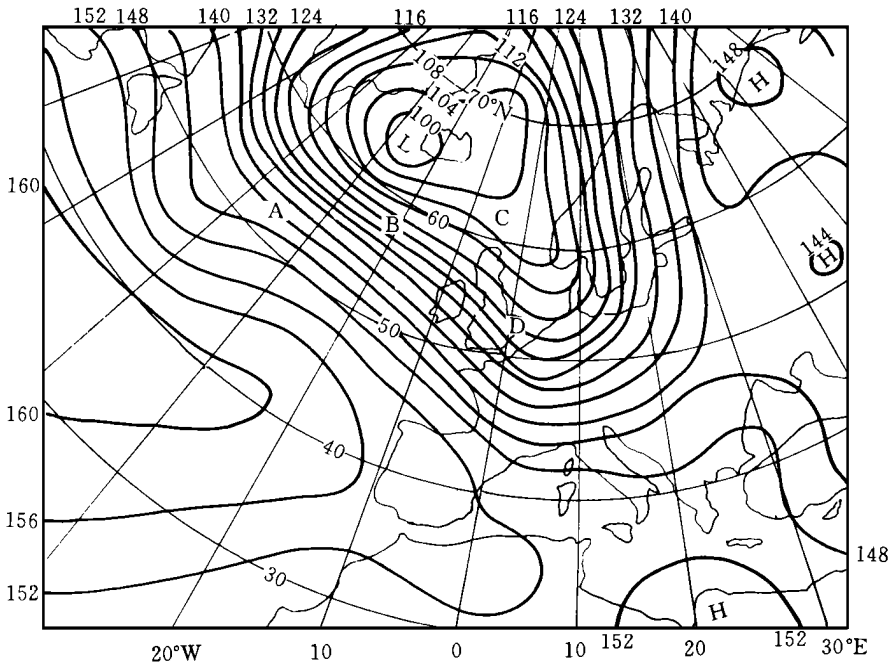


图 2 1982 年 3 月 11 日 00:00GMT 850hPa 高空天气图

个时刻的卫星云图拼接而成<sup>[13]</sup>。此云图反映了北冰洋冰面上冷空气爆发、流经戴维斯海峡、绕过格陵兰岛南端在北大西洋洋面上形成的对流云街和对流单体。图2为同一天00:00GMT的850hPa高空图。850hPa和地面之间以及700hPa和850hPa之间的温度差和厚度,可分别做为对流边界层和上部稳定层中的稳定度的量度。此3张图上的风向和等高线走向,分别反映上、下层中的平均风大小和上下层风向切变。边界层顶的位温跃变设为3。

为分析方便起见,取图上标注的A, B, C, D 4站的大气条件和相应云状为例,它们分别代表了对流过程发展演变的不同阶段。

### 3.1 对流活动的初期阶段——对流云街

A站位于格陵兰岛以南的洋面上,它代表了冷空气爆发初期的状态。由图1和图2对应位置上看到此阶段风速很强,上下层风向一致,冷空气和暖洋面上的显著温差造成对流边界层中很强的不稳定性。从云图上看,对流活动表现为云街形式。云街基本上顺风向排列,云街之间的距离,近似地以横风向波长 $L_y$ 表示,约为8km。

A站相应的参数 $n, m, \alpha, \gamma$ 和 $h$ 可由该站的天气资料和云街型浅对流的一般特征估计。设对流边界层厚度 $h = 1000\text{m}$ ,边界层顶位温跃变 $\Delta\theta = 3$ (通常跃变值的范围为2—5)。由700hPa和850hPa上的位温(分别为280K和272K)和高度,可算出上层位温梯度 $\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0.005\text{K m}^{-1}$ 。由此值和位温跃变值可推算边界层顶位温为267K(参见图11)。

根据地面和边界层顶的位温,可算出低层位温梯度为 $\frac{\partial\theta}{\partial z} = -0.0046\text{K m}^{-1}$ 。地面、850hPa和700hPa面上风速分别为16, 16和 $24\text{ms}^{-1}$ ,由此得出 $U_1 = 16\text{ms}^{-1}, U_2 = 24\text{ms}^{-1}$ 。根据 $n^2$ 和 $m^2$ 的表达式,得到 $n = 0.0007\text{m}^{-1}, m = 0.0005\text{m}^{-1}$ 。根据各层风速风向和等高线走向,大致估计 $\alpha = 0.1$ 。类似地可估计出 $\gamma = 0.0004\text{m}^{-1}$ 。

根据上述给定参数,用牛顿法解超越方程(4),可得到满足波数选择关系的波数对 $(k, l)$ ,在图3上以虚线表示。波数分量对应的扰动振幅在图上以实线表示,其纵坐标值反映了各分量成分的相对大小。由图上看,组成云街的波数域(wavenumber domain)是很窄的。此波数域由截止波数 $k_c = 0.00046\text{m}^{-1}, l_c = 0.00071\text{m}^{-1}$ 开始,当 $k > 0.001\text{m}^{-1}, l > 0.003\text{m}^{-1}$ ,波数分量的贡献已可以忽略。图4为式(5)计算出的边界层顶附近垂直速度上升区( $w > 0$ )的水平分布。它以排列整齐的上升区构成。可以设想此上升运动所产生的对流云街图象应与此图相似。云街和 $X$ 轴(即边界层中平均风向)成角度约 $20^\circ$ ;横向间隔 $L_y$ 约为7km。图5为 $yz$ 剖面(即横向截面)上的扰动速度场 $(v, w)$ 分布。在横风方向上15km范围内可看到4个垂直涡流,2个顺时针,2个反时针。实际它们是由两个波形成的。大涡的中心位于边界层顶,这和KonTur Project<sup>[3]</sup>在北海洋面上飞机探测事实相符。大涡产生的最大上升速度也出现在边界层顶附近。从此图上判断,上升区可延伸较大高度。陆面上的飞机探测表明<sup>[6]</sup>,在9km高度上仍可观测到对流波引起的较强的垂直运动。此观测事实在图5上可得到反映。

以上一系列理论计算结果,反映了对流和波动相互作用产生扰动的图象。这些扰动在水平方向上,沿波数向量 $K = ki + lj$ 传播,即波传播方向和云街排列方向相互正交。在洋面上水汽向上伸展被限制在边界层内,当波水平传播时,在上升区水汽抬升凝结形成云

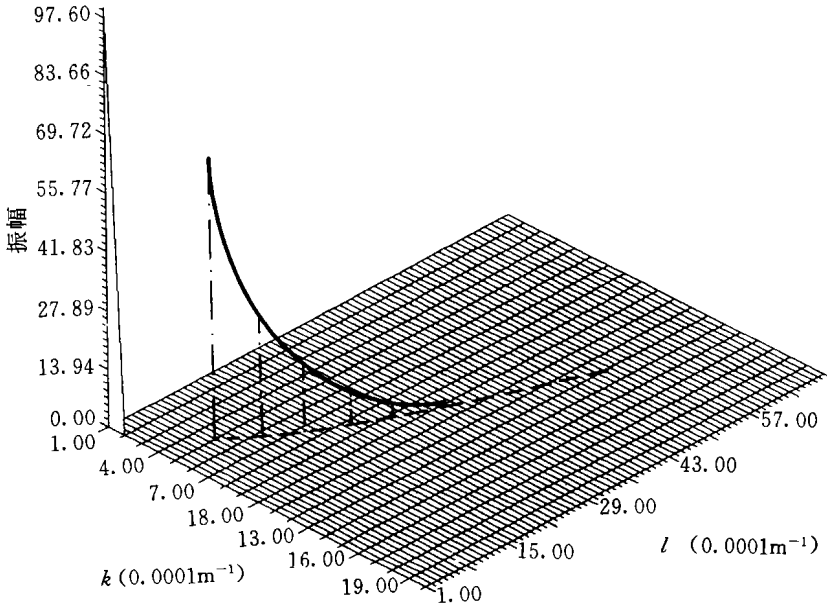


图3 根据 A 站天气条件得到的波数选择关系

(其中坐标轴分别为波数  $k$  和  $l$ , 虚线为满足波数选择关系式 (4) 的对应波数  $(k, l)$  的相应曲线, 实线表示波数为  $(k, l)$  的扰动分量的相对振幅。水平坐标的单位为  $10^{-4}m^{-1}$ )

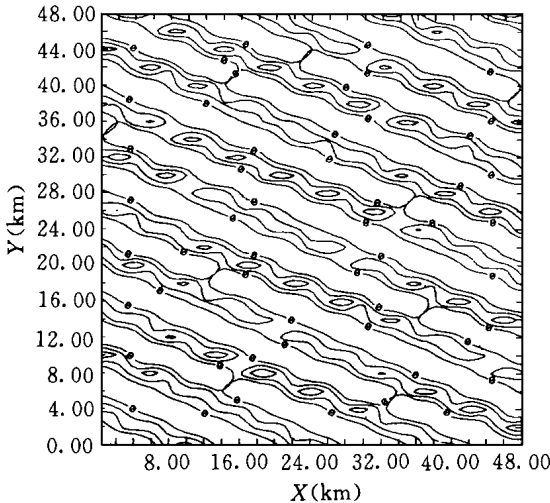


图4 根据 A 站天气条件, 由理论解得到的边界层顶上升速度 ( $w > 0$ ) 分布 (等值线的间隔为  $1ms^{-1}$ )

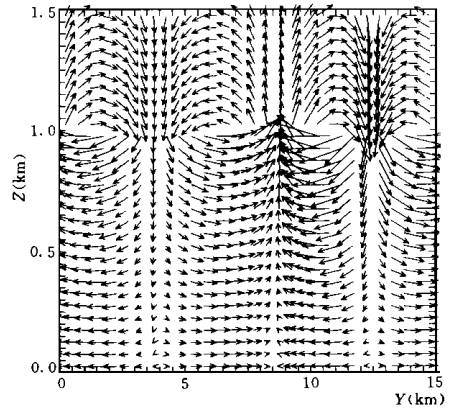


图5 根据 A 站天气条件, 由理论解得到的垂直于平均风方向  $yz$  剖面上的扰动速度场 ( $v, w$ ) 的分布 (其中  $y$  轴为横风方向)

带; 而在下沉区上部干燥空气卷挟进入边界层, 形成晴空区。于是云区和晴空区间隔排列构成了对流云街。图6是上下层大气之间的界面扰动的分布。此界面是物质面, 因而可近似

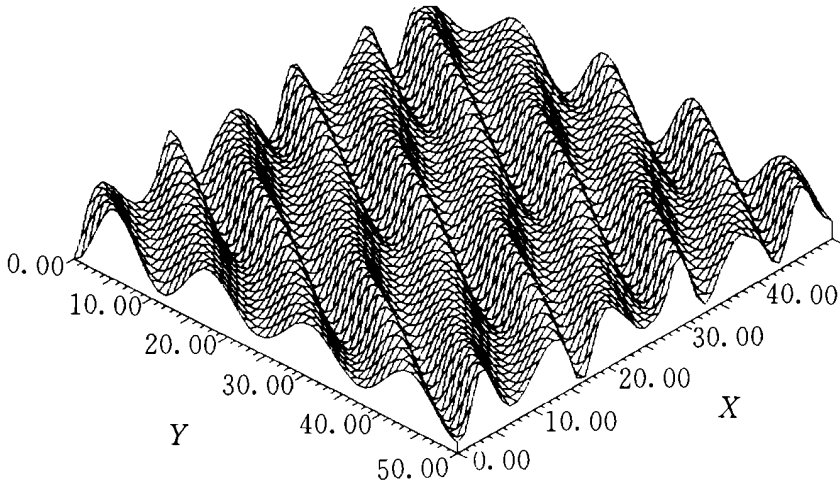


图6 根据 A 站天气条件, 由理论解得到的边界层顶高度的扰动分布

地当成含水汽丰富层的上界。界面隆起部分超过一定高度即可看成是成云区。由此图可理解对流云街中云带规则排列的原因。

### 3.2 冷空气变性——对流云街向单体对流的过渡

B 站位于冰岛以南的洋面上, 在此位置上冷空气接受暖洋面的感热和潜热, 逐渐变性, 对流边界层内不稳定性减小。由于边界层内空气温度升高, 使得上部稳定层的稳定性也相应减少, 即参数  $n$  和  $m$  都减小。此阶段另一特点是由于低层冷空气水平横向扩展, 使上下层风向呈现偏差。根据此站天气条件可得  $n = 0.0003\text{m}^{-1}$ ,  $m = 0.0002\text{m}^{-1}$ ,  $\alpha = 0.15$ 。从云图上, 可看出此阶段云街逐渐展宽, 并出现对流单体, 这里对流云带宽度在 20–30km 之间。

图7是根据 B 站天气条件给定的参数算出的垂直运动分布。和图4相比, 此图上垂直分布的特点之一是对流带展宽, 但间隔不均, 其较窄的间隔 20km 左右, 最宽的可达 30km。分布的另一特点是对流带不连续, 有些对流带已断裂成若干孤立的对流单体。在云图(图1)上 B 站附近区域云街和单体混合出现, 反映出过渡状态的特征。

### 3.3 对流的末期——单体对流

C 站位于苏格兰岛以北的舍特兰群岛上, 此站大气条件反映了对流过程最后阶段的

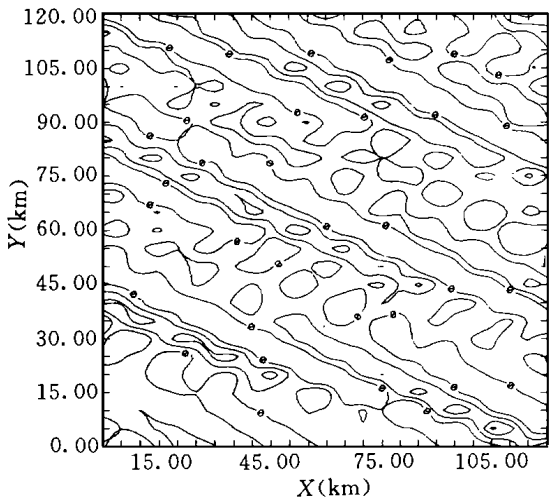


图7 根据 B 站天气条件, 由理论解得到的边界层顶上升速度分布

(说明同图4)

状态。这里冷空气进一步变性。对流边界层中稳定度趋近于中性，风速降低，上下层之间的风向切变进一步增大。在图2上，挪威海上空的低槽槽线后倾，使得槽后部700hPa和850hPa两个等压面上的等高线产生很大交角。由此推算 $\alpha=1$ 。虽然冷空气变性过程中，上下层位温梯度的数值 $\frac{\partial\theta}{\partial z}$ 都是减小的，但风速也在减低，参数 $n, m$ 的值与 $\frac{\partial\theta}{\partial z}^{1/2}$ 成正比、与风速值成反比。因此由B站到C站， $n$ 和 $m$ 的数值还有所增加。 $n = 0.0006\text{m}^{-1}$ ， $m = 0.0004\text{m}^{-1}$ ， $Y = 0.0005\text{m}^{-1}$ 。由于边界层中持续的垂直混合过程，边界层顶发展较高，设 $h = 1500\text{m}$ 。在云图上对流主要表现为单体形式，它们虽然是由云带变化而来，但在这里已很难辨认出它们顺风排列的关系。对流单体的形状是近似中心对称的，它们之间的间隔大约是30–40km。

图8是根据上述参数得到的波数选择关系。此图说明和图3相同，但和图3相比，可以看出对流单体的波数构成和云街有明显差别。其一是单体的截止波数较低。由式(6)式看出，在 $\alpha$ 较大时(例如 $\alpha=1$ )，满足 $(k_c + \alpha l_c)^2 = m^2$ 的截止波数 $k_c$ 和 $l_c$ 可以较小。这意味着在 $X, Y$ 两方向上构成对流单体的扰动分量中的最大波长 $L_x, L_y$ 都在增大。其中 $k_c = 0.00015\text{m}^{-1}$ ， $l_c = 0.00025\text{m}^{-1}$ 。其二是随 $k, l$ 增加，波数分量的振幅减慢较缓。上述特点表明对流单体是由较宽的波数域构成的。这意味各单体之间差异较大，因为它们可能是由不同波数成分组成的。这个特征可从下图表现出来。图9为 $yz$ 剖面上的速度场 $(v, w)$ 的分布。在此图上可看到若干顺时针或反时针旋转的涡。这些涡的大小、强度和间隔变化较大，反映出它们多波数构成的特点。这些涡构成5个大小不等的上升区，由此判断单体的直径大约为20–60km。正如云图(图1)在C站附近对流单体云团的尺度。

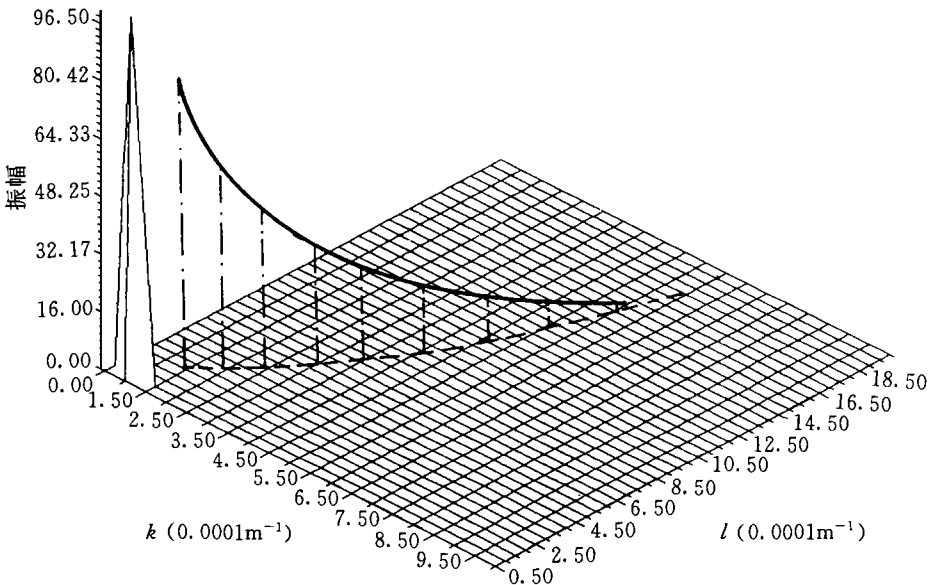


图8 根据C站天气条件，得出的波数选择关系

(图中说明同图3)



### 3.4 陆面上对流云街的重建

D 站(伦敦)位于英格兰岛南端,它代表欧洲沿海陆面上的大气条件。在3月中旬的白天,陆面温度明显高于海面。当海面上变性冷空气进入陆面后,边界层中稳定性重新加强。

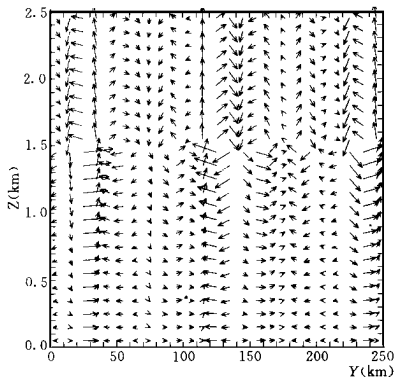


图9 根据 C 站天气条件,由理论解得出的垂直于平均风方向  $yz$  剖面上的扰动速度场( $v, w$ ) 的分布(说明同图5)

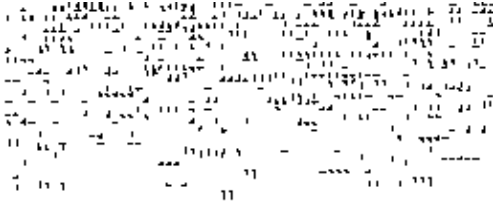


图10 1982年3月13日13:47GMT 卫星云图

另外,西欧位于前面提到的低槽的南端后部,上下层风向又趋于一致。按大气条件推算,  $\alpha = 0.125$ ,  $n = 0.0011\text{m}^{-1}$ ,  $m = 0.0004\text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.0004\text{m}^{-1}$ 。从云图(图1)上看到,当洋面上冷空气进入暖陆面后,对流的云街在西欧陆面上重新出现。但由于水汽不如洋面上充沛,云带发育不够完善。和冷空气爆发初期比,云图上的云街图象不够清晰。图10是两天之后,即1982年3月13日,13:47GMT 的云图<sup>[13]</sup>。显然图10和图1反映的都是同一过程,但图10更细微地表现出同一气团在洋面和陆面上形成对流过程差别。在洋面上是开放型的单体对流,其直径在开阔洋面上约40km。在近陆地洋面上,如比斯开湾,增大到约70km,且云量减少,显示出对流变弱的趋势。在进入陆面后,对流形式变为云街。云状如此显著的变化,显然是陆面和洋面上大气条件的差异造成的。

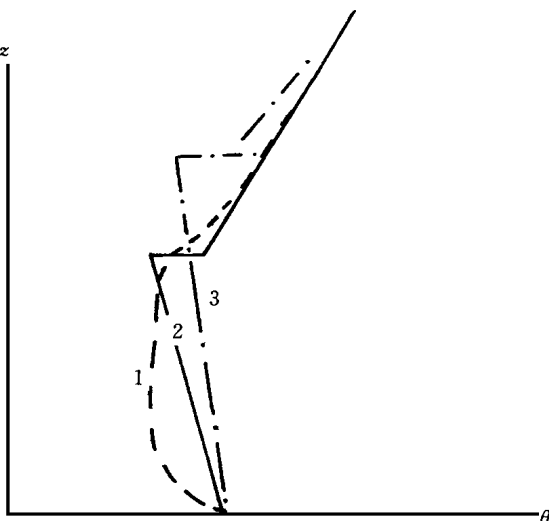


图11 冷空气爆发流经暖洋面上大气低层位温廓线的变化(虚线为冷空气爆发初期的位温廓线,实线为位温廓线在二层模式中的近似形式,点划线为冷空气变性后位温廓线的近似形式)

## 4 讨论

上述理论分析和天气学分析,反映了对流边界层中涡漩运动的波动本质。这类由于对流和波动相互作用产生的扰动传播,称为对流波(convection waves)。由解式(5)可知,对流波是由不同的波数分量构成的,并且随波数增大其分量的振幅逐渐减小,因此,最低波数,即截止波数 $k_c, l_c$ 开始的一段波数域在合成扰动中贡献最大。由上述分析可知,对流波的形状、排列、走向、间距等特征主要由 $k_c$ 和 $l_c$ 为起始端的波数域中的波数数值决定。式(4)及相应表达式表明,截止波数由 $\mu = 0$ ,即 $\frac{m^2}{(k_c + \alpha c)^2} = 0$ 决定。且当 $\mu = 0$

$$有 \quad l^2 = \frac{k_c^2 + n^2}{y^2} \coth^2(\lambda h) - k^2 \quad (7)$$

在冷空气爆发初期,冷空气和暖洋之间的巨大温差,造成低层强烈不稳定,其位温曲线如图11中曲线1所示。在两层模式中,以曲线2近似。由此得到较大的 $n$ 和 $m$ 值,相应的 $k_c$ 和 $l_c$ 值也大。且如图5所示比值 $k/l$ 较小。因而在冷空气爆发初期,形成的对流形式是云街,其横风向波长远小于顺风向波长,形成狭长、大致顺风向的对流云带。

在暖洋面上变性冷空气的位温廓线,可用图11曲线3表示,其主要变化表现为,不稳定性减小,边界层增厚( $h$ 增大),相应地导致边界层顶位温跃变 $\Delta\theta$ 增大( $Y$ 值增大)或上层位温梯度值减小。虽然冷空气变化后期,随着风速变小会使 $n$ 和 $m$ 有所增加。但从总的趋势上,变性后的冷空气比爆发初期,参数 $n$ 和 $m$ 都在减小。从式(6)和(7)可看出, $n$ 和 $m$ 减小,或 $h$ 和 $Y$ 增加,都会使截止波数 $l_c$ 减小,即对流元在横向方向间距增大。并且比值 $k/l$ 变大,使得横风向波长和顺风向波长在数值上接近,对流带与 $X$ 轴的交角趋向45°:

导致对流元尺度增大的另一重要因素是上下层的风向切变,随着 $\alpha$ 的增大,在 $m$ 相同情况下,必然使得截止波数 $k_c$ 和 $l_c$ 减小,构成扰动的波数域也随之展宽,多变的扰动分量组合,使得对流带断裂,形成孤立、分散的对流单体。

在上述讨论中,所讨论的都是 $k > 0, l > 0$ 情况,波数向量 $K$ 指向( $x > 0, y > 0$ )区域。事实上,方程(4)还有 $k > 0, l < 0$ 的解,在此种模态中波数向量 $K$ 指向( $x > 0, y < 0$ )方向,即波动在第四象限传播。理论解表明<sup>[12]</sup>当 $\alpha > 0, (k > 0, l < 0)$ 模态的振幅远小于( $k > 0, l > 0$ )模态;反之, $\alpha < 0$ ,则( $k > 0, l < 0$ )的模态占优势。当冷空气爆发时,大气低层是冷平流,导致风随高度逆时针转,即 $\alpha > 0$ 。因此,上述讨论的( $k > 0, l > 0$ )模态是一种正常情况。观测统计也表明<sup>[15]</sup>,大多数情况下,对流云街走向偏向平均风的左方。

以上根据对流波动理论分析了一次冷空气爆发流经暖洋面所形成的浅对流过程。从上述分析中可以理解对流边界层中的大涡运动,是在对流和波动的相互作用过程中形成的。大涡以及稳定层中的波动从对流不稳定中获得能量,而其形态则由波动过程,亦即上下层大气条件所制约。对流边界层及其上部稳定层之间耦合关系的研究,对于认识边界层过程以及大气中的干、湿对流过程,都具有重要意义。

上述分析也应适用于陆面过程。尽管陆面由于其强烈的水平不均一性,以及水汽不够丰富等原因,难以形成大范围均匀、图象易辨如云街、单体那样的对流云带,但陆面上的大涡活动仍可理解为对流和波动相互作用的结果。这已经反映在某些大气探测和数值模拟

研究中<sup>[6, 14]</sup>。对流波动理论提出的观念有助于大涡运动的观测、数值模拟和流体力学实验研究。同时通过这些研究, 也可进一步阐明非定常、非线性、科氏力和粘性等因子在大涡过程中的作用。

本研究项目得到自然科学基金及大气边界层和大气化学国家重点实验室的支持。

## 参考文献

- [ 1 ] Grossman R L. Analysis of vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair weather, trade-wind boundary layer. *Boundary-Layer Meteor*, 1982, 23(3): 323- 357.
- [ 2 ] Chou S H, Atlas D and Yeh E N. Turbulence in a convective marine atmospheric boundary layer. *J Atmos Sci*, 1986, 43(6): 547- 564.
- [ 3 ] Brummer B. Structure, dynamics and energetics of boundary layer rolls from KonTur aircraft observations. *Beitr Phys Atmos*, 1985, 58(2): 237- 254.
- [ 4 ] Chou S H and Ferguson M D. Heat flux and roll circulations over the Western Gulf stream during an intense cold air outbreak. *Boundary-Layer Meteor*, 1991, 55(3): 255- 282.
- [ 5 ] Young G S. Turbulence structure of the convective boundary layer. Part 1: Phoenix 78 aircraft observations of thermals and their environment. *J Atmos Sci*, 1988, 45(4): 727- 735.
- [ 6 ] Kuettner J P, Hilderbrand P A and Clark T A. Convection waves: Observations of gravity wave systems over convectively active boundary layer. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1987, 113(476): 445- 467.
- [ 7 ] Drazin P G and Reid W H. *Hydrodynamic Stability*. Cambridge: Cambridge University Press, 1981. 45- 60.
- [ 8 ] Lilly D K. On the instability of Ekman boundary flow. *J Atmos Sci*, 1966, 23(5): 481- 494.
- [ 9 ] Agee E M. An introduction to shallow convective systems. in *Cloud Dynamics*, Norwell, Mass.: D Reidel, 1987. 3- 30.
- [ 10 ] Eltling D and Brown R A. Roll vortices in the planetary boundary layer: A review. *Boundary-Layer Meteor*, 1993, 65(3): 215- 248.
- [ 11 ] Sang J G. On formation of convective roll vortices by internal gravity waves: A theoretical study. *Meteor Atmos Phys*, 1991, 46(1): 15- 28.
- [ 12 ] Sang J G. On the dynamics of convective waves. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1993, 119(512): 715- 732.
- [ 13 ] Scorer R S. *Cloud Investigation by Satellite*. Chichester: Ellis Horwood Publishers, 1986. 40- 50.
- [ 14 ] Clark T L, Hauf T and Kuettner J P. Convectively forced internal gravity waves: Results from two-dimensional numerical experiments. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1986, 112(474): 899- 925.
- [ 15 ] Atkinson B W. *Meso-scale Atmospheric Circulation*. London: Academic Press, 1981. 101- 120.

# VORTEX MOTIONS IN THE ATMOSPHERIC CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Sang Jianguo

*(Department of Geophysics, Peking University, Beijing, 100871)*

## Abstract

Large vortices with scales ranging from hundreds meters to tens of kilometers are generally found in the atmospheric convective boundary layer (CBL).

These vortices play important roles in the vertical transport of momentum, heat, water vapor and other tracers in the boundary layer. On the basis of the view of interaction between the convection in CBL and the gravity waves in the upper stable layer the author developed a convection-wave theory on the formation of large vortices. According to the theory the wave number spectrum of the large vortices mainly depends on the atmospheric conditions in both of the upper and lower layers, such as wind speed, wind direction shear, stratification as well as temperature jump.

In the present paper satellite image and weather data in a case of cold air outbreak over warm ocean are analyzed to study every stage of the convective processes, such as cloud street, convective cell as well as their transformation. According to the theory the wave number compositions for cloud street and convective cell are calculated, respectively, on the basis of the atmospheric conditions at every stage. The distribution of vertical motions, convergent band, disturbed interface are obtained and compared with the cloud patterns in the convective processes.

Thus the study seems to offer a likely explanation for the formation of large vortices in CBL.

**Key words:** Convection wave theory, Large vortex, Cloud street, Convective cell.