

三维重力内波和对流云街的启动机制^{*}

桑建国 谢 安

(北京大学地球物理系, 北京 100871)

张伯寅

(北京大学力学系, 北京 100871)

摘 要 在一个下部为弱不稳定层、上部为稳定层的二层模式中, 求解线性化的大气动力—热力学方程组, 表明一个孤立山丘所引发的重力内波, 在向下游传播过程中与边界层中对流相互作用, 形成大气低层的涡旋活动, 其图象与观测到的对流云街结构相似。

关键词 内波 对流 动力扰动

1 引言

对流云街是大气最有趣的现象之一, 但生活在地球表面上的大多数人都无机会看清它的全貌, 只有高空飞行的飞机和卫星的照片才能展示它的完整图象。看过这些照片的人都会对这些对流云系有规则的排列留下深刻的印象。

引用 Crossmann^[1]和 Brummer^[2]的观测研究, 对流云街具有下列一些特征: 对流云块大致沿基本气流方向排列成行, 长度可能由 20 至 500 km 不等, 云列之间距离相等, 间距 2 至 8 km; 云底高度为 0.8 至 2 km; 云底高与间距之比, 大致为 2 到 4。它通常发生于水平均匀强度较弱的对流边界层的顶部附近, 上部覆盖着逆温层, 因而经常出现于海面或均匀陆面的上午, 偶而在傍晚。观测还表明, 云街的出现还伴随一定风速或风向切变, 否则出现的将是随机分布的孤立的对流云块, 而不是排列有序的云街。

对于对流云街的成因有过许多不同的解释, 例如认为云块阴影使得太阳对地面加热也呈带状分布。正如 Scorer^[3]所指出的, 在海面上太阳对海面加热的不均匀, 需要相当长时间尺度才能表现出来。这无法解释云街经常出现在上午的事实。

云街的规则分布会使人想到大气波动的作用。对流边界层上的稳定层会起到大气波导的作用, 使波动从上游传播到具有对流形成条件的地方。Sawyer^[4]利用山岳波理论分析了稳定层中的波状高积云的形成。对于对流边界层中对流云街活动和上部稳定层中重力内波的关系目前尚无细致的研究。

观测表明, 某些云街确能发现有上游扰动源, 例如山脉的动力扰动, 工业区、城镇、森林大火等热力扰动, 海岛可兼有动力、热力两者的作用。广阔洋面上的云街, 其扰动源可能在相当远的上游。

根据上述推测, 用重力内波理论解释对流云街现象, 必须解决扰动源、向下游传播的重力波及对流边界层中对流活动之间的关系。鉴于对流云街的重要特征是对流云列在垂直于平均风向上的等距规则分布, 必须考虑到大气波动的三维分布。

1995-12-08 收到, 1996-02-04 收到修改稿

^{*} 国家自然科学基金项目, 并得到中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室的支持

本文作者从波动与对流相互作用的观点出发, 导出了对流云街结构的理论解^[5,6]。根据这个理论, 对流边界层中的贯透对流会在上部稳定层中激发出重力内波。而向下游传播的波动, 反过来又会诱发和调制下部边界层中的对流活动, 从而形成有序排列的涡旋。边界层中热泡的上冲或云街中的潜热释放可能提供波动的能源。但观测表明^[7], 无论是海面或陆面上的对流边界层中, 在云街或强热泡形成之前, 就存在固有的涡旋结构。这表明涡旋运动除了有热力扰动构成的源之外, 还存在更普遍的动力性质的启动机制。

本文将通过线性化的大气动力—热力方程组的解析解, 表明一个理想的孤立山丘, 可在下游产生一系列与云街结构相似的涡旋。从而表明高度为几百米、宽度为几公里的常见地形所产生的动力扰动, 都可能成为对流云街的启动机制。而云街的波数构成则主要由上、下层大气的动力热力结构决定。

2 三维大气波动方程

考虑三维定常线性化大气动力—热力方程组, 其中 x 轴取成平均风方向, 则

$$\bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} = -\bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\bar{u} \frac{\partial v}{\partial x} = -\bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} = -\bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}}{\theta} g, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{d\bar{\theta}}{dz} = M, \quad (5)$$

其中, u, v, w, θ, π 分别为风速分量, 位温和 Exner 函数的扰动值, $\bar{u}, \bar{\theta}(z)$ 分别为平均风速和平均位温。方程(5)右端的 M 表示热源所造成的非绝热加热项。

在水平波数空间中, 上述扰动量可表示成为

$$(u, v, w, \theta, \pi) = [\tilde{u}(z), \tilde{v}(z), \tilde{w}(z), \tilde{\theta}(z), \tilde{\pi}(z)] \exp(ikx + i ly), \quad (6)$$

其中带波纹号的量表示波数空间中的 Fourier 分量, k 和 l 分别为 x 和 y 方向上的波数。将(6)代入(1)~(5)式, 得到方程为

$$\bar{u} k \tilde{u} = -\bar{\theta} k \tilde{\pi}, \quad (7)$$

$$\bar{u} k \tilde{v} = -\bar{\theta} l \tilde{\pi}, \quad (8)$$

$$i \bar{u} k \tilde{w} = -\bar{\theta} \frac{\partial \tilde{\pi}}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}}{\theta} g, \quad (9)$$

$$ik \tilde{u} + il \tilde{v} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

$$i\bar{u}k\bar{\theta} + \bar{w}\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \bar{M}. \quad (11)$$

由(7)~(11), 可得到垂直速度波数分量 $\bar{w}$ 的方程为

$$\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \left(\frac{1}{\bar{u}^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} - k^2 \right) \frac{k^2 + l^2}{k^2} \bar{w} = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\bar{M}}{\bar{u}^2}. \quad (12)$$

在上式推导中, 我们略去含 $\partial^2 \bar{u} / \partial z^2$ 的项。

如果假定波动的初始形成是由于纯动力作用, 例如山脉、海岛的动力扰动, 我们可不考虑热力扰动, 设 $\bar{M} = 0$ 。

3 动力扰动的解

假定大气由上下两层构成, 下层为对流边界层, 上层为稳定层。两层的界面处, 位温有跃升, 造成界面两侧的密度差为

$$\frac{\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2}{\bar{\rho}} = \frac{\bar{\theta}_2 - \bar{\theta}_1}{\bar{\theta}} = \frac{\Delta\theta}{\bar{\theta}}. \quad (13)$$

为求解方便, 我们把垂直速度转换为流线的垂直扰动 ζ 。垂直速度 w 和 ζ 的关系为

$$w = \frac{d\zeta}{Dt} = \frac{\partial\zeta}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial\zeta}{\partial x} + v\frac{\partial\zeta}{\partial y} + w\frac{\partial\zeta}{\partial z},$$

在定常状态下, 略去二阶量, 可得到线性化的关系式为

$$w = \bar{u}\frac{\partial\zeta}{\partial x} \quad \text{或} \quad \zeta = \int \frac{w}{\bar{u}} dx$$

类似于(6)式, ζ 可表示成为 $\zeta = \bar{\zeta} \exp(ikx + il y)$, 于是有 $\bar{w} = i\bar{u}k\bar{\zeta}$, 并得到关于 $\bar{\zeta}$ 的方程

$$\frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial z^2} + \left(\frac{1}{\bar{u}^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} - k^2 \right) \frac{k^2 + l^2}{k^2} \bar{\zeta} = 0, \quad (14)$$

在导出(14)式, 我们略去了含 $\partial \bar{u} / \partial z$ 的项^[3]。

在下层对流边界层中, $\frac{d\bar{\theta}}{dz} < 0$, 设 $-\frac{1}{\bar{u}^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = n^2$, 其中 $n > 0$ 。(14)式化成为

$$\frac{\partial^2 \bar{\zeta}_1}{\partial z^2} - (n^2 + k^2) \frac{k^2 + l^2}{k^2} \bar{\zeta}_1 = 0. \quad (15)$$

在上层稳定层中, 设 $\frac{1}{\bar{u}^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = m^2$, 则有

$$\frac{\partial^2 \tilde{\zeta}_2}{\partial z^2} + (m^2 - k^2) \frac{k^2 + l^2}{k^2} \tilde{\zeta}_2 = 0. \quad (16)$$

上述方程(15)和(16)的解分别为

$$\tilde{\zeta}_1 = A \operatorname{ch}(\lambda z) + B \operatorname{sh}(\lambda z), \quad (17)$$

$$\text{其中 } \lambda = \sqrt{(n^2 + k^2) \frac{k^2 + l^2}{k^2}};$$

$$\tilde{\zeta}_2 = \begin{cases} C e^{-\nu z} & \text{当 } k < m \\ C e^{-\mu z} & \text{当 } k > m \end{cases} \quad (18)$$

$$\text{其中 } \nu = \sqrt{(m^2 - k^2) \frac{k^2 + l^2}{k^2}}, \mu = \sqrt{(k^2 - m^2) \frac{k^2 + l^2}{k^2}}.$$

解(17)和(18)中的系数 A , B 和 C , 可通过边界条件和分界面条件确定。

如设界面在 $z = 0$ 处, 第一个界面条件设为, 界面两侧流线扰动连续, 即, 在 $z = 0$ 处有

$$\zeta_1 = \zeta_2 \quad \text{或} \quad \tilde{\zeta}_1 = \tilde{\zeta}_2 \quad (19)$$

第二个界面条件由界面两侧气压连续假定得出。根据 Bernoulli 原理, 在界面两侧分别有:

$$\begin{aligned} \frac{P_0}{\rho_1} + \frac{1}{2} \bar{u}_1^2 &= \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} [(\bar{u}_1 + u_1)^2 + v_1^2 + w_1^2] + g \zeta_1, \\ \frac{P_0}{\rho_2} + \frac{1}{2} \bar{u}_2^2 &= \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} [(\bar{u}_2 + u_2)^2 + v_2^2 + w_2^2] + g \zeta_2, \end{aligned}$$

其中方程左端表示上游无穷远外的无扰动状态, 右端表示受扰后的状态, 根据气压连续条件, $P_1 = P_2$, 得

$$\bar{u}_1 u_1 = g \frac{\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1} \zeta_1 + \bar{u}_2 u_2,$$

或

$$\bar{u}_1 \tilde{u}_1 = g \frac{\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1} \tilde{\zeta}_1 + \bar{u}_2 \tilde{u}_2, \quad (20)$$

其中略去了二阶小量 u^2, v^2, w^2 。(20)式的详细推导可见于文献[3]。

由(7), (8), (10)式可得到,

$$\tilde{u} = i \frac{k}{k^2 + l^2} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z}, \quad (21)$$

并利用 $\frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = i k u \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial z}$, 代入(20)式得

$$\frac{\partial \tilde{\zeta}_1}{\partial z} = \frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma \tilde{\zeta}_1 + \frac{\partial \tilde{\zeta}_2}{\partial z}, \quad (22)$$

其中 $\gamma = \frac{g}{u_1^2} \frac{\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1} = \frac{g}{u_1^2} \frac{\Delta \theta}{\theta}$ 为表示界面两侧密度差 (或位温跃升) 的参数。(22) 式即为 $z = 0$ 处的第二个界面条件。

下边界条件设在 $z = -h$ 处, 其中 h 为下层对流边界层的厚度。设地表的地形为一中心位于坐标原点的孤立山丘, 地形廓线为

$$H \frac{a^2 b^2}{(a^2 + x^2)(b^2 + y^2)},$$

其中 H 为山顶高度, a 和 b 分别为山丘在 x 和 y 方向上的半宽度。设地表面流线扰动完全沿地形表面, 即

$$\zeta(x, y, -h) = H \frac{a^2 b^2}{(a^2 + x^2)(b^2 + y^2)}, \quad (23)$$

展开成 Fourier 分量形式,

$$\zeta(x, y, -h) = Hab \int_0^\infty \int_0^\infty e^{-ak} e^{-bl} e^{i(kx + ly)} dk dl$$

或

$$\tilde{\zeta}(k, l, -h) = Hab e^{-ak} e^{-bl}, \quad (24)$$

(24) 式即为地表面 $z = -h$ 处的边界条件。

利用条件 (19), (22) 和 (24), 确定解 (17) 和 (18) 中的系数 A , B 和 C 。得到 ζ_1 的低波数分量为

$$\tilde{\zeta}_{1l} = Hab e^{-ak} e^{-bl} \frac{\lambda \operatorname{ch}(\lambda z) + \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma + i\nu \right) \operatorname{sh}(\lambda z)}{\lambda \operatorname{ch}(\lambda h) - \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma + i\nu \right) \operatorname{sh}(\lambda h)}, \quad \text{当 } k < m \quad (25)$$

ζ_1 的高波数分量为

$$\tilde{\zeta}_{1h} = Hab e^{-ak} e^{-bl} \frac{\lambda \operatorname{ch}(\lambda z) + \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu \right) \operatorname{sh}(\lambda z)}{\lambda \operatorname{ch}(\lambda h) - \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu \right) \operatorname{sh}(\lambda h)}, \quad \text{当 } k > m \quad (26)$$

流线扰动 ζ_1 应为各分量的 Fourier 积分,

$$\zeta_1 = \int_0^m \int_0^\infty \tilde{\zeta}_{1l} e^{ily} e^{ikx} dldk + \int_m^\infty \int_0^\infty \tilde{\zeta}_{1h} e^{ily} e^{ikx} dldk. \quad (27)$$

按山岳波理论^[3], (27)式中第一个积分相当于过山波, 它所形成的扰动不向下游传播, 第二个积分相当于背风波, 它所形成的扰动向下游传播, 引起下游的对流活动, 因此我们主要讨论这部分的性质。

$$\tilde{\zeta}_{1h} = \int_m^\infty \int_0^\infty H a b e^{-ak} e^{-bl} \frac{\lambda \operatorname{ch}(\lambda z) + \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu\right) \operatorname{sh}(\lambda z)}{\lambda \operatorname{ch}(\lambda h) - \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu\right) \operatorname{sh}(\lambda h)} e^{ily} e^{ikx} dk, \quad (27)$$

当被积函数的分母为零, 即

$$\lambda \operatorname{ch}(\lambda z) = \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu\right) \operatorname{sh}(\lambda z). \quad (28)$$

被积函数出现奇点, 这个积分可按留数定理求出,

$$\begin{aligned} \tilde{\zeta}_{1h} &= 2\pi i \int_m^\infty H a b e^{-ak} e^{-bl} \times \\ &\quad \times \frac{\lambda^* \operatorname{ch}(\lambda^* z) + \left(\frac{k^{*2} + l^{*2}}{k^{*2}} \gamma - \mu^*\right) \operatorname{sh}(\lambda^* z)}{\frac{\partial}{\partial l} \left[\lambda \operatorname{ch}(\lambda h) - \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu\right) \operatorname{sh}(\lambda h) \right] \Big|_{l=l^*}} e^{ily} e^{ikx} dk \quad (\text{取实数部分}) \\ &= 2\pi H a b e^{-bl^*} \int_m^\infty e^{-ak^*} \frac{\lambda^*}{G(k^*, l^*)} \frac{\operatorname{sh}[\lambda^* (h+z)]}{\operatorname{sh}(\lambda^* h)} \sin(k^* x + l^* y) dk^*. \quad (29) \end{aligned}$$

其中 $G(k^*, l^*) = \frac{\partial}{\partial l} \left[\lambda \operatorname{ch}(\lambda h) - \left(\frac{k^2 + l^2}{k^2} \gamma - \mu\right) \operatorname{sh}(\lambda h) \right] \Big|_{l=l^*}$ 。 $k = k^*$, $l = l^*$ 为满足

$$(28) \text{ 式的波数对, } \lambda^* = \sqrt{\frac{k^{*2} + l^{*2}}{k^{*2}} (k^{*2} + n^2)}, \mu^* = \sqrt{\frac{k^{*2} + l^{*2}}{k^{*2}} (k^{*2} - m^2)}.$$

根据关系 $\tilde{w} = ik \tilde{u} \tilde{\zeta}$, $\tilde{v} = -\frac{lk}{k^2 + l^2} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial z}$ 及 $\tilde{u} = -\frac{k^2}{k^2 + l^2} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial z}$, 可得到

$$w_1 = -2\pi H a b e^{-bl} \int_m^\infty e^{-ak} \tilde{u}_1 k \frac{\lambda}{G(k, l)} \frac{\operatorname{sh}[\lambda (h+z)]}{\operatorname{sh}(\lambda h)} \cos(kx + ly) dk, \quad (30)$$

$$u_1 = 2\pi H a b e^{-bl} \int_m^\infty e^{-ak} \tilde{u}_1 \frac{k^2}{k^2 + l^2} \frac{\lambda}{G(k, l)} \frac{\operatorname{sh}[\lambda (h+z)]}{\operatorname{sh}(\lambda h)} \sin(kx + ly) dk, \quad (31)$$

$$v_1 = 2\pi H a b e^{-bl} \int_m^\infty e^{-ak} \tilde{u}_1 \frac{kl}{k^2 + l^2} \frac{\lambda}{G(k, l)} \frac{\operatorname{sh}[\lambda (h+z)]}{\operatorname{sh}(\lambda h)} \sin(kx + ly) dk, \quad (32)$$

其中在变量 k, l 和 λ 中略去了上标中的 * 号。

同样方法可得到上部稳定层中的 ζ_2, w_2, u_2, v_2 , 例如 ζ_2

$$\zeta_2 = 2\pi H a b e^{-bl} \int_m^\infty e^{-ak} \frac{\lambda}{G(k, l)} e^{-\mu z} \sin(kx + ly) dk. \quad (33)$$

4 实例计算

设下部对流边界层, 厚度 $h=1200$ m, $\partial\bar{\theta}/\partial z = -0.3$ K/100 m, $\bar{\theta}=300$ K, $\bar{u}_1 = 10$ m/s, 得到 $n = \left(-\frac{1}{\bar{u}_1^2} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}\right)^{1/2} = 0.001$ m⁻¹。在上部稳定层中 $\frac{\partial\bar{\theta}_2}{\partial z} = 0.35$ K/100 m, $\bar{\theta}_2 = 300$ K, 在冷空气爆为初期, 上下层风向较为一致, 因此可取 $\bar{v}_2 = 0$ 。 $\bar{u}_2 = 20$ m/s, 得到 $m = \left(\frac{1}{\bar{u}_2^2} \frac{g}{\bar{\theta}_2} \frac{\partial\bar{\theta}_2}{\partial z}\right)^{1/2} = 0.0005$ m⁻¹。在边界层顶位温跃升为 $\Delta\theta = 3$ K, 得到 $\gamma = 0.0003$ m⁻¹。引起扰动的山丘设为 $H = 500$ m, $a = b = 2000$ m。

在上述给定的 n, m, γ 数值下, 同时满足条件 $k > m, \lambda^* = \sqrt{\frac{k^2 + l^{*2}}{k^2} (k^2 + n^2)}$, $\mu^* = \sqrt{\frac{k^2 + l^{*2}}{k^2} (k^2 - m^2)}$ 及 $\lambda^* \operatorname{cth}(\lambda^* h) = \frac{k^2 + l^{*2}}{k^2} \gamma - \mu^*$ 的波数 k 和 l^* , 如图 1 中 (k, l) 平面上的虚线所示。因此积分(29)~(33)并非对整个波数空间, 而只是 (k, l) 平面中的一条曲线。积分可用数值方法求出, 例如积分(29)可表示成为

$$\zeta_1 = \sum_{k_i=m}^{\infty} A_m(k_i), \quad (34)$$

其中 $A_m(k_i) = 2\pi H a b e^{-bl_i} e^{-ak_i} \frac{\lambda_i}{G(k_i, l_i)} \frac{\operatorname{sh}[\lambda_i(h+z)]}{\operatorname{sh}(\lambda_i h)} \sin(k_i x + l_i y) \Delta k_i$, k_i, l_i 为满足(28)式的各波数分量, 波数分量 (k_i, l_i) 对 ζ 的贡献以 A_m 表示。 $A_m(k_i)$ 值在图 1 中以

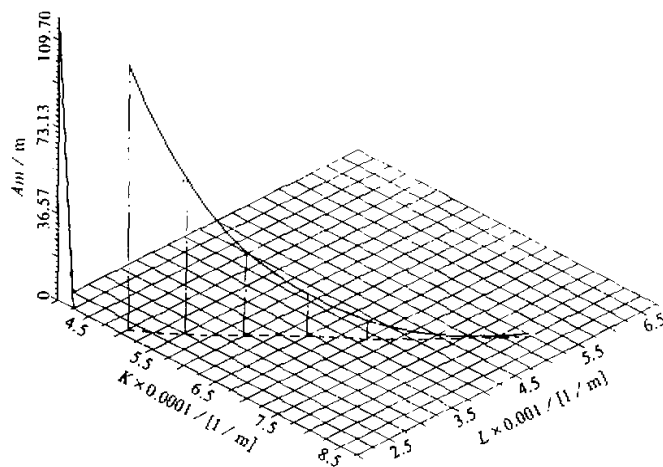


图 1 对流云街中的波数选择关系

(k, l) 平面中的虚线表示满足波数选择关系(28)式的波数 k^* 和 l^* , 实线为 (k^*, l^*) 波数分量对流线垂直位移 ζ 的贡献。其中截止波数 $k_c = m = 0.0005$ m⁻¹, $l_c = 0.0021$ m⁻¹

实线表示, 其覆盖的面积即为 ζ_1 值大小的量度。由图上可见 $A_m(k_i, l_i)$ 的值随 k_i, l_i 的增大衰减很快。这表明积分(29) (或级数(34)) 是很快收敛的。

同样方法可计算 w 和 u, v 的值。

图 2 和图 3 分别为 (x, z) 和 (y, z) 剖面上的风场。图 2 为沿平均风方向上风速分量 $(\bar{u} + u, w)$ 图。在此图上风场扰动主要表现为波动。在地形下游 30 km 范围内大致包括三个波。波动主体是在上部稳定层中, 向上随高度略有衰减, 衰减因子为 $e^{-\alpha z}$ 。波动向下影响对流边界层的较高部分, 而在近地面处扰动很小。在界面两侧的的稳定层和对流边界层中, 扰动分量 u_2 和 u_1 是反号的 (因为 $u \propto \partial \zeta / \partial z$)。图上可以看出分界面上扰动分量造成的风速切变。图 2 上的波长大约 10 km 左右。在此例中, 截断波数 $k_c = m = 0.0005 \text{ m}^{-1}$, 截断波长 $L_{cc} = 2\pi / k_c \approx 12.5 \text{ km}$ 。由此可见波动的主要部分是由大于但又

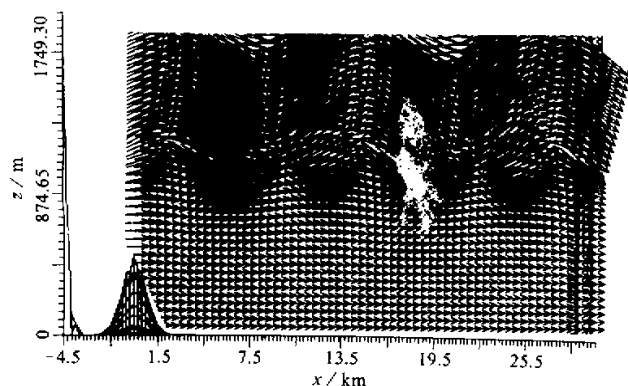


图 2 (X, Z) 垂直剖面上风速 $(\bar{u} + u, w)$ 向量分布

接近截断波数的波数分量构成的。比 k_c 小的波数分量是垂直上传播的非陷波, 不向下游传播, 而比 k_c 大很多的波数分量的振幅很小 (图 1 中实线的远端) 对下游波动的贡献很小。

图 3 为 $x = 10 \text{ km}$ 处 (Y, Z) 剖面上扰动分量 (v, w) 分布。表现为在边界层顶附近的涡旋。在 10 km 宽的范围内, 大致包括 6 个顺时针和反时针依次排列的涡旋。两层界面 (即边界层顶) 的起伏形成 3 个波, 其波长平均约为 3 km, 和截止波数 $k_c = 0.0021 \text{ m}^{-1}$ 的波长相近。

从这两张图上可看出, 由于对流边界层和上部稳定层之间的相互作用, 一个孤立山丘在下游所产生的流场扰动, 在顺风方向是一系列向下游传播的波, 其波长由

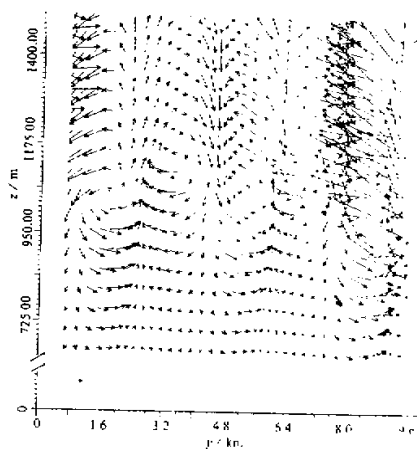


图 3 (Y, Z) 垂直剖面上风速 (v, w) 分布
在 700 m 高度以下的风场向量, 由于 v, w 值很小, 没有画出

截断波数 (k_c 或 m), 即上部稳定层中的温度层结和风速决定。在横风方向上扰动表现为一系列涡旋, 其波长由波数选择关系(28)决定, 即由上、下层大气温度层结、风速、边界层厚度及边界层顶位温跃变等反映大气动力、热力结构的参数决定。卫星云图分析表明, 陆面上冷空气爆发流至暖洋面上, 在离开海岸线几十公里或上百公里之后, 开始出现云街。其形成的原因可解释为: 当陆面干冷空气接触暖洋面后, 由于下垫面加热增湿而形成对流性内边界层。内边界层顶高度随离海岸的距离而增高。当内边界层顶达到上部稳定层底时, 其增长速率变缓。由于边界层顶部逆温层的阻挡及边界层内的湍流混合而使其中的湿度和位温趋于均匀, 并在对流边界层顶附近接近饱和状态。在边界层顶的抬升区, 即 $\zeta|_{z=0} > 0$ 区域, 可能超过抬升凝结高度而成云; 而下沉区则成为云街间隙中的晴空区。图 4 给出了边界层顶抬升区 (即 $\zeta|_{z=0} > 0$ 区域) 的分布。此图大致反映了云街的分布。配合图 2 和 3, 可判断出对流边界层中大涡旋和对流云街的结构。Brummer^[8]根据大西洋北海海域的 KONTUR 试验中的飞机观测资料分析了云街涡旋的细致结构。他的分析表明, 云带形成在边界层顶顺时针涡旋的位置上, 这和图 3 和 4 中给出的图象一致。

当气流越过一孤立山丘时, 扰动的陷波成分沿水平波数向量 $\vec{K} = k\vec{i} + l\vec{j}$ 传播, 其中 $\vec{i}$ 和 $\vec{j}$ 分别 x 和 y 方向上单位向量, $\vec{K}$ 和波速向量 $\vec{K}$ 方向一致。云街的排列方向实际是波峰的同相位线排列方向。它们和平均风方向之间的夹角 α , 可由波数分量的比值确定, $\alpha = \arctan(k/l)$ 。如果按截断波数 k_c 和 l_c 估计, α 约为 14° 。

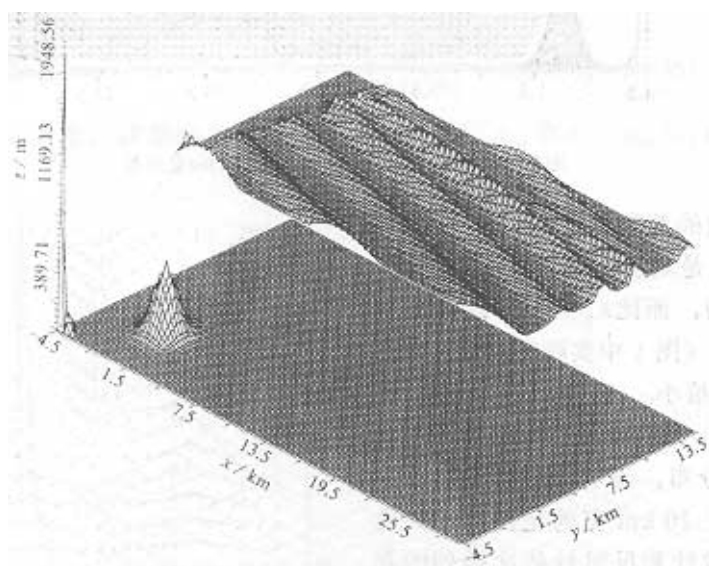


图 4 对流边界层顶 (即界面 $\zeta|_{z=0} = 0$) 的扰动变化, 及其与动力扰动源的相对位置
此图只画出 $\zeta|_{z=0} > 0$ 的区域, 它大概反映出云街的图象

5 讨论

本节我们将讨论大气温度场和风场结构对云街特征的影响。对流的云街的重要特征是

云带的间隔和云底的高度。对流云底的高度主要取决于边界层的厚度与水汽、温度的垂直分布。下面我们将主要讨论大气参数对云带宽度的作用。

对流带的宽度主要取决于波数 k 和 l^* 。由于我们只讨论扰动的高波数部分,即满足 $k > m$ 条件的波数。低于 m 的波不向下游传播。因此最低波数 k_c 由 m 决定, $k_c = m$ 。和 k_c 相应的 l_c^* 由(28)式决定。给定 m 就对应着一对波数 (k_c, l_c^*) ,称之为截断波数。在节四所给的例子中, $k_c = m = 0.0005 \text{ m}^{-1}$, 得到 $l_c^* = 0.0021 \text{ m}^{-1}$, 相应的最大波长 $L_c = \frac{2\pi}{(l_c^{*2} + k_c^2)^{1/2}} = \frac{2\pi}{K_c} = 2910 \text{ m}$, 其中 $K = \sqrt{k^2 + l^2}$ 为波数向量 $\vec{K}$ 的大小。图2中

对流带宽度约为3 km, 大致和 L_c 相近。可见云街宽度主要由 l_c^* 决定。

将上节例子中所列大气参数 $n = 0.001 \text{ m}^{-1}$, $m = 0.0005 \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 0.0003 \text{ m}^{-1}$ 定为参考状态。下面讨论当大气偏离参考状态时, 对云带宽度会造成何种影响。

当上部稳定层中稳定度增大, 例如取 $\partial\bar{\theta}/\partial z = 1.22 \text{ K}/100 \text{ m}$, 其他大气状态不变, 则得到 $m = 0.001 \text{ m}^{-1}$, 于是 $k_c = 0.001 \text{ m}^{-1}$ 。根据(28)式, 得到 $l_c^* = 0.0045 \text{ m}^{-1}$, $L_c = 2\pi/K_c = 1400 \text{ m}^{-1}$ 。由此可见, 上层稳定度增大时, 云带变窄。当边界层顶部上部有很强逆温时, 会使对流带非常窄, 以致没有足够宽度的上升区和下沉区提供对流云的生成条件, 这时没有云街形成。此结论从云物理的观点上是合理的, 也符合观测事实。

当对流边界层中不稳定度减少, 例如取 $\partial\bar{\theta}/\partial z = -0.08 \text{ K}/100 \text{ m}$, 得到 $n = 0.0005 \text{ m}^{-1}$, 若 m 和 γ 保持参考状态, 则有 $k_c = 0.0005 \text{ m}^{-1}$, $l_c^* = 0.001 \text{ m}^{-1}$, $L_c = 2\pi/K_c = 5600 \text{ m}$ 。即对流带的间隔变宽。当 $n \rightarrow 0$, 即近中性状态, 得到 $l_c^* = 0.00065 \text{ m}^{-1}$, $L_c = 7.6 \text{ km}$ 。这大约是冷空气爆发初期对流云带的极限宽度。观测表明云街的最大宽度约为8 km, 和这个极限宽度大致接近。

相反, 边界层中不稳定增强, 会使云带变窄, 因此强不稳定时, 只能形成孤立的对流云块, 而不会形成云街。这已被观测证实。

风速的作用和位温梯度的作用相反。较强的风速, 使得参数 m 或 n 保持适当小的数值, 提供使云带维持的足够宽度的上升区和下沉区。海面上较强的风速和水平均匀的大气状态以及丰富的水汽大概是海面上经常发现云街的原因。而在陆面上, 较小的风速和易于出现的强不稳定常常会使已经出现的云街破坏成分散的随机分布的对流云块。

类似的分析表明, 边界层顶两侧密度差, 即 γ , 对云带宽度也产生影响, 过大或过小的密度差, 都会使云带过宽或过窄, 从而阻止云街的形成。

在我们的模式中, 边界层厚度 h 的变化, 似乎在云街宽度不产生显著影响。由(28)式中可知, 在一般 λ^* 和 h 的变化范围内, 都有 $\text{ch}(\lambda^* h) \approx \text{sh}(\lambda^* h)$, 因此 h 的变化对等式两端参数数值影响不大, 除非在 h 和 λ^* 都非常小的情况下。

本文上述分析表明, 扰动产生的波动, 可以在没有云街的情况下存在。只有在一定的水汽条件下, 才使原有被动的对流带上发展出云街, 并使波动成为可见的。因此预先存在的波动构成了云街的启动机制。一般来说, 由于大气中湍流粘性耗散, 波动传播过程中, 波动能量也不断消耗。卫星云图表明, 云街常常可延续上百个波列, 说明波动不断地获得能量来源。凝结和辐射可能起到提供能量的作用。但线性模式还能力处理这些物理过程。因此本文的讨论只限于对流云街的启动, 而不反映它的维持和发展过程。

参 考 文 献

- 1 Grossmann, R.L., 1982, An analysis of vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair weather, trade-wind boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 323~357.
- 2 Brummer, B., 1985, Structure, dynamics and energetics of boundary layer rolls from KONTUR aircraft observations, *Beitr. Phys. Atmosph.*, **58**, 237~254.
- 3 Scorer, R.S., 1978, *Environmental Aerodynamics*, Ellis Horwood Publisher, Chichester, 488pp.
- 4 Sawyer, J.S., 1962, Gravity waves in the atmosphere as a three-dimensional problem, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **88**, 412~425.
- 5 Sang, J.G., 1991, On formation of convective roll vortices by internal gravity waves: a theoretical study, *Meteorol. Atmos. Phys.*, **46**, 15~28.
- 6 Sang, J.G., 1993, On the dynamics of convection waves, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **119**, 715~732.
- 7 Etling, D. and Brown, R. A., 1993, Roll vortices in the planetary boundary layer: a review, *Boundary-Layer Meteorol.*, **65**, 215~248.
- 8 Brummer, B., Bakan, S. and Hinzpeter, H. 1985, KONTUR: Observations of cloud streets and open cellular structure, *Dynam. Atmos. Oceans*, **9**, 281~296.

Three-Dimensional Internal Gravity Waves and Initiation of Convective Cloud Streets

Sang Jianguo and Xie An

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Zhang Boyin

(Department of Mechanics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract By using a two-layer model the linear atmospheric equations system is solved analytically to study the disturbed flow fields induced by an isolated hill. The solutions show that the initiated internal waves propagating downstream in the upper stable layer interact with the convections in the lower convective layer and form the large vortices with structure similar to that observed in the convective cloud streets.

Key words internal wave convection dynamic disturbance