

过山波动对积云生成启动机制 作用的数值试验

桑建国

(北京大学地球物理系)

E. R. Reiter

(科罗拉多州立大学大气科学系)

提 要

本文用数值试验方法,讨论了对于较小尺度山脉过山波和背风坡积云形成的关系。证明了在中层大气层结稳定、水平风速较强的条件下,过山波可能成为背风坡积云形成的启动机制。

一、引 言

山地对于对流活动的影响,早已为人们所注意。普遍认为,迎风坡的强迫抬升作用,会使潮湿空气抬升到凝结高度,在条件性不稳定的大气中,就可能触发对流活动。这已被大量观测事实所证实,特别是对于尺度较大的山脉例如宽度超过100公里,大部分对流活动发生在迎风坡,而在背风坡则产生所谓雨影效应。但对于尺度较小的山情况则可能相反,观察到背风坡的对流活动常比迎风坡更为活跃^[1]。

Orville^[2]用立体摄影方法观测了山地地区的积云发展。他发现积云经常发生在过山波第一个波峰的地方,而且积云的发生和山顶上空的大气稳定度及与山脊垂直的风速分量大小有关。Kuo和Orville^[3]分析了多年雷达回波的统计资料,他们也发现,对于尺度较小的山,最大回波频率出现在背风坡。但是,可能由于过山波动的观测本身有很大的困难,到目前为止,还很少有过山波和对流活动之间关系的进一步报道。

本文采用数值模拟的方法研究了过山波和对流活动的关系。试验了在不同的温度层结、风速大小和风速切变条件下,迎风坡和背风坡的对流活动,并对有利于产生触发对流活动的过山波的条件进行了讨论。

在这个模拟试验中,着重考虑的是对流活动的初始形成条件。积云形成后的动力过程和微物理过程的讨论,已超出了本文的范围。因此本模式的所有试验都限于积云生成后的30分钟以内。

二、数值模式

本文采用了 Virginia 大学二维中尺度模式^[4], 并做了适当修正, 使它包括水汽的凝结过程在这个模式中, 垂直坐标做了下述变换:

$$\bar{z} = H(z - z_g)/(H - z_g) \quad (1)$$

其中 z 为 $(x, z; t)$ 坐标系中的垂直坐标, $z_g(x)$ 为地形高度, H 为模式的顶部高度, 经过变换后的坐标系, 可以追随地形的起伏。

在二维的 $(x, \bar{z}; t)$ 坐标系中, 水平动量方程可写为

$$\frac{du}{dt} = -\theta_v \frac{\partial \pi}{\partial x} + f_v + g(\bar{z} - H)/H \frac{\partial z_g}{\partial x} + F_u \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dt} = f u_g - f u + F_v \quad (3)$$

其中 F_u 和 F_v 为湍流扩散项, u_g 为假定的地转风风速, θ_v 为虚位温, π 为 Exner 函数, 其表达式分别为

$$\theta_v = \theta(1 + 0.61q)$$

$$\pi = c_p(p/P_0)^{R/c_p}$$

其中 p 为气压, $P_0 = 1000\text{mb}$ 为参考气压, R 和 c_p 分别为气体常数和定压比热。

连续方程可写为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} - \frac{u}{H - z_g} \frac{\partial z_g}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

其中 $\bar{w}$ 为 $(x, \bar{z}; t)$ 坐标系中的垂直速度, 它的表达式为

$$\bar{w} = w \frac{H}{H - z_g} + \frac{\bar{z} - H}{H - z_g} u \frac{\partial z_g}{\partial x} \quad (5)$$

准静力方程为

$$\frac{\partial \pi}{\partial \bar{z}} = - \frac{H - z_g}{H} \frac{g}{\theta_v} \quad (6)$$

包含水汽 q 、液态水 l 和位温 θ 的方程分别为

$$\frac{dq}{dt} = -c + F_q \quad (7)$$

$$\frac{dl}{dt} = c + F_l \quad (8)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{Lc}{\pi} + F_\theta \quad (9)$$

其中 F_q 、 F_l 和 F_θ 为湍流扩散项, L 为水汽的凝结潜热, c 为凝结率。... c 的决定是根据一个简单的假定: 大气中的水不存在过饱和状态。也就是说, 当混合比大于饱和混合比 r_s 时, 其超过的部分将做为凝结率在下一个时间步长中从水汽方程中清除出去。

$$r_s = 0.622e_s/(p - e_s)$$

其中饱和水汽压 e_s 由 Teten 公式决定

$$e_s = 6.11 \exp \left[\frac{17.17(T - 273.16)}{T - 35.36} \right]$$

在上述表达式中,全微分符号 $\frac{d}{dt}$ 表示

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial \bar{z}}$$

在式(2)、(3)、(7)、(8)和(9)中的 F_u , F_v , F_θ , F_q 和 F_l 分别表示水平动量、位温、水汽和液态水的湍流扩散项,它们具有下列形式

$$F_\phi = \left(\frac{H}{H - z_g} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(K_z^* \frac{\partial \phi}{\partial \bar{z}} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad (10)$$

其中 ϕ 可以是 u 、 v 、 θ 、 q 或 l 。水平湍流交换系数 K_H 假定为常数, $K_H = 100 \text{ 米}^2/\text{秒}$ 。垂直交换系数 K_z 将在下节中讨论。

前面已提过,这个模式的下边界可取成任意形状。在这个模拟试验中,我们把山地地形函数 $z_g(x)$ 取成钟形:

$$z_g(x) = h \frac{a^2}{(x - x_0)^2 + a^2} + 1500 \text{ 米} \quad (11)$$

其中 $h = 1000 \text{ 米}$ 为山峰的相对高度; x 为从左边界算起的距离,公里; x_0 为山峰的位置,公里, $a = 5 \text{ 公里}$ 。为山的半宽。

在水平方向上,我们取 90 个格点,水平网格距为 1.6 公里。垂直方向上取 16 层,它们的高度 $\bar{z}$ 在下面的五层分别为 0, 50, 100, 500 和 1000 米,以上各层的间隔为 1000 米。模式的顶部高度为 $H = 12000 \text{ 米}$ 。

差分格式采用 Lax-Wendroff 显式格式,时间步长为 20 秒。

为了说明在不同条件下,过山波对对流活动的启动作用,共试验了四个例子,分别代表不同的初始温度场和初始风场,见表 1。

表 1 温度场和风场的初始条件

	温度垂直递减率		风速廓线
例 1	$\Gamma = 7^\circ\text{C}/\text{公里}$ $\Gamma = -10^\circ\text{C}/\text{公里}$ $\Gamma = 6.5^\circ\text{C}/\text{公里}$	低于 3000 米 3000—3500 米 高于 3500 米	均匀无切变 $u = 10 \text{ 米/秒}$
例 2	同例 1		均匀无切变 $u = 4 \text{ 米/秒}$
例 3	同例 1		有垂直切变 $u = \ln(\bar{z}/z_0) \text{ 米/秒}$
例 4	$\Gamma = 7^\circ\text{C}/\text{公里}$ $\Gamma = 6.5^\circ\text{C}/\text{公里}$	低于 3000 米 高于 3000 米	同例 1

其中取 $z_0 = 0.1 \text{ 米}$

初始湿度场在 4 个例子中取成一样: 假定比湿 q 随高度是线性递减的。

$$q = 17.5 \text{ 克/千克} - 4 \text{ 克/千克}/1000 \text{ 米} \times z \text{ 米}$$

$$z < 2500 \text{ 米}$$

$$\begin{aligned}
 q &= 8.0 \text{ 克/千克} - 1 \text{ 克/千克}/1000 \text{ 米} \times z \text{ 米} \\
 &\quad 2500 \text{ 米} < z < 8000 \text{ 米} \\
 q &= 0.01 \text{ 克/千克} \quad z > 8000 \text{ 米}
 \end{aligned}$$

三、行星边界层和湍流交换系数

在这个模式中,我们只考虑气象场在短时间内的变化,因此略去了行星边界层高度和近地面层高度的日变化,将它们分别定为 1000 米和 100 米。

在近地面层中,动量和热量(包括水分)的垂直交换系数 K_m 和 K_θ 可表示为

$$K_m = \frac{\kappa u_* z}{\phi_m} \quad (12)$$

$$K_\theta = \frac{\kappa u_* z}{\phi_\theta} \quad (13)$$

其中卡曼常数 κ 取为 0.35, u_* 为摩擦速度,经验函数 ϕ_m 和 ϕ_θ 在稳定条件下,可表示为

$$\phi_m = 1 + 4.7z/L \quad (14)$$

$$\phi_\theta = 0.74 + 4.7z/L \quad (15)$$

其中 Monin-Obkhov 长度 $L = \bar{\theta} u_*^3 / \kappa g \bar{\theta}_*$

对于摩擦速度 u_* 和摩擦位温 θ_* , 我们采用 Businger^[5] 给出的表达式

$$u_* = \kappa u / [\ln(z/z_0) - \phi_m(z/L)] \quad (16)$$

$$\theta_* = \kappa(\theta(z) - \theta_{z_0}) / 0.74 [\ln(z/z_0) - \phi_\theta(z/L)] \quad (17)$$

其中无量纲风速切变函数 ϕ_m 和无量纲位温梯度 ϕ_θ 在 $L > 0$ 时可表示成线性表达式

$$\phi_\theta = -6.35z/L$$

$$\phi_m = 0.74\phi_\theta$$

根据风速 u 和位温 θ 在 $\bar{z} = 100$ 米和 $\bar{z} = 50$ 米处的值 u_{100} 、 u_{50} 、 θ_{100} 和 θ_{50} , 利用关系(16)、(17)可以得出近地面层顶附近 u_* 和 θ_* 的数值

$$u_* = \kappa(u_{100} - u_{50}) / [\ln(100/50) + 4.7 \times 50/L]$$

$$\theta_* = \kappa(\theta_{100} - \theta_{50}) / 0.74 [\ln(100/50) + 6.35 \times 50/L]$$

在行星边界层顶 $\bar{z} = 1000$ 米处的垂直交换系数,可假设为任意一个较小的数值,如 $K_{1000} = 0.01$ 米²/秒。对于 $\bar{z} = 500$ 米处的交换系数 K_{500} , 我们采用 O'Brien^[6] 所建议的内插多项式形式

$$K_{500} = K_{1000} + 500^2/900^2 \left\{ K_{100} - K_{1000} + 400 \left[\left(\frac{\partial K}{\partial z} \right)_{100} + 2(K_{500} - K_{1000})/900 \right] \right\}$$

其中 K_{1000} 、 K_{500} 和 K_{100} 分别为高度 1000 米, 500 米和 100 米处的垂直交换系数, $\left(\frac{\partial K}{\partial z} \right)_{100}$ 为 100 米处的交换系数的垂直梯度, 由 100 米和 50 米处的 K 值决定。

四、边界条件和初始场的确定

为了消除波动在边界上的反射, 对于变量 u , v 和 $\bar{\omega}$, 我们在上边界和左、右侧边界

设置了吸收层,目前是使模式内部产生的波动在到达边界之前在吸收层内逐渐被削弱,例如在左侧边界,取 10 个网格点为吸收层,在这一层中风速 u 在每一步都表示成

$$u_{ia} = u_{ib} - (u_{ib} - u_{i0})(11 - i)/10$$

其中 $i = 1, 2, \dots, 10$ 为 x 方向上从左算起的网格点的编号; u_{ia} 和 u_{ib} 分别为处理后和处理前水平风速 u 在网格点 i 上的数值; u_{i0} 为该点上 u 的初始值。类似地,在上边界取 5 个网格,在右边界取 10 个网格为吸收层。这样处理可以有效地吸收由模式内部向外传播的波。

其他的边界条件取为

在地面, $\bar{z} = 0$ 处

$$q = \text{常数} \quad \theta_v = \text{常数} \quad u = v = \bar{w} = 0$$

在上边界, $\bar{z} = H$ 处

$$q = \text{常数} \quad \theta_v = \text{常数} \quad \pi = \text{常数}$$

在侧面边界

$$\frac{\partial}{\partial x} (\theta_v, q) = 0$$

为了建立稳定的初始流场和温度场,我们首先在没有湿度场(即 $q = 0$) 的情况下启动模式。一般,如风速为 u , 山的半宽为 a , 当模拟时间 t_s 足够长,例如 $t_s u/a \geq 20$, 流场已基本稳定。这时我们取 t_s 时刻计算出的流场和温度场做为初始场,再加入湿度场,进行对流活动的模拟。例如,在计算例 1 时,风速为 10 米/秒,当模拟时间 $t_s = 10000$ 秒时,流场已趋于定常,这时稳定了的流场就取为例 1 开始对流模拟的初始场。在下面各例中, t_s 各不相同,不再一一说明。

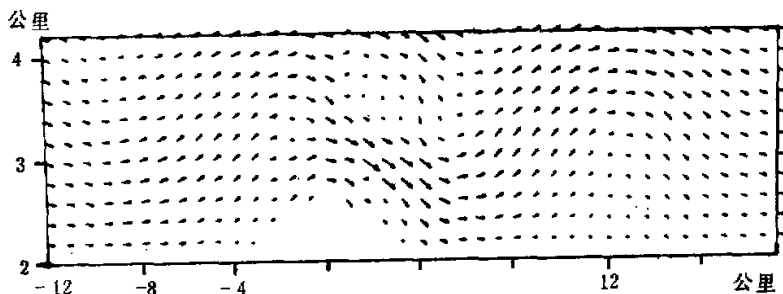


图 1 在 $q = 0$ 情况下, $t_s = 10000$ 秒时过山气流的流场。垂直坐标为海拔高度(公里),横坐标为距山峰水平距离(公里)。图中空白处为山的地形

图 1 为例 1 中 $t_s = 10000$ 秒时, $x-z$ 剖面上风场的向量图。在这张图上向量之间的水平间隔为 800 米,垂直间隔为 200 米。由这张图上可以看出气流越过山脊时的流动状态,背风波动已经形成并趋稳定。第一个波谷在背风坡距山顶 6 公里处,第一个波峰大约在 12 公里处。整个背风波长大约十余公里。最大风速发生在背风坡上空 400—500 米处。由图右下角的向量尺度表明最大风速为 14.5 米/秒。

五、结果与讨论

例 1

在这个例子中, 温度的初始场在低层是条件性不稳定的, 这是夏季常见的情况。在 3000 到 4000 米之间有一个稳定层。4000 米以上到 7000 米重新为条件性不稳定的。初始风场为整层均匀的 10 米/秒。

图 2 表示在湿度场加入后, 4800 秒时的位温分布。可以看到由于在山顶部有一强稳定层, 背风坡波动相当显著。气流越过山脊后干绝热下沉, 在背风坡大气低层形成一个暖中心, 在暖中心上部是一块绝对不稳定区域。这个区域与过山波的第一个波峰重合, 约在山峰下游十几公里处。

在这个图上可以看到两个凝结区。第一个在迎风坡距山峰约 8 公里处。这块云的中心大约距山坡表面 1000 米左右。它的形成显然是由于湿空气沿山坡的强迫抬升而形成的, 而且位于条件性不稳定区域内, 可以认为是对流性的。第二个凝结区位于背风坡, 和 Orville^[2] 观测到的现象一致, 大约位于背风坡第一个波峰所处的位置。在这个区域里由于波动所造成的上升运动和不稳定的温度层结, 是这个区域里积云形成的启动机制。

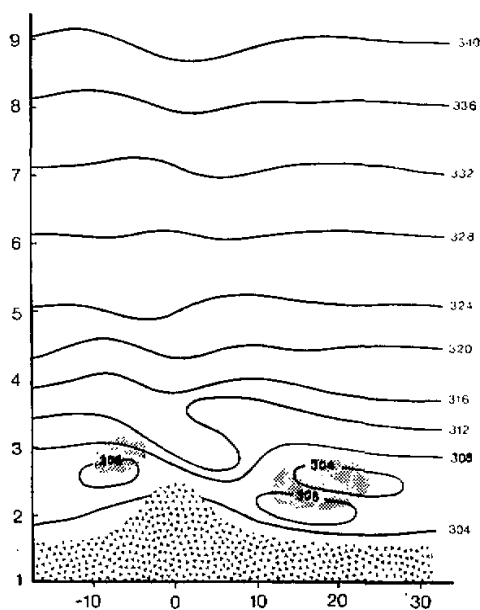


图 2 例 1, 在湿度场加入后 4800 秒时等位温线分布的垂直剖面。粗实线为位温线 (K)。点阴影区为对流性凝结区

例 2

在这个例子中, 初始的温度场与湿度场和例 1 一样。但初始风场由 10 米/秒降为 4 米/秒。图 3 为 4800 秒时的情况, 和图 2 相比可以看出例 2 中背风坡的波动很弱, 凝结只发生在迎风坡。观测表明^[2], 当垂直于山脊的低层风速小于 5 米/秒时, 背风坡没有积云发展。这是由于较弱的风速不足以激发足够强度的背风波^[6], 因此背风坡的对流活动也得不到发展。

例 3

这个例子的初始场与例 1 的不同之处在于初始风场的垂直结构。我们令这个例子中的初始风场为高度坐标 z 的对数函数。这样, 在高过山坡 1000 米处, 例 1 和例 3 中的水平风速相差不多。在低于 200 米处则有较大不同, 在例 3 中, 距地表面 150 米处, 风速只有 4 米/秒, 这与例 2 类似。比较图 4 与图 2, 可以看出在水平风速有垂直切变时, 过山波

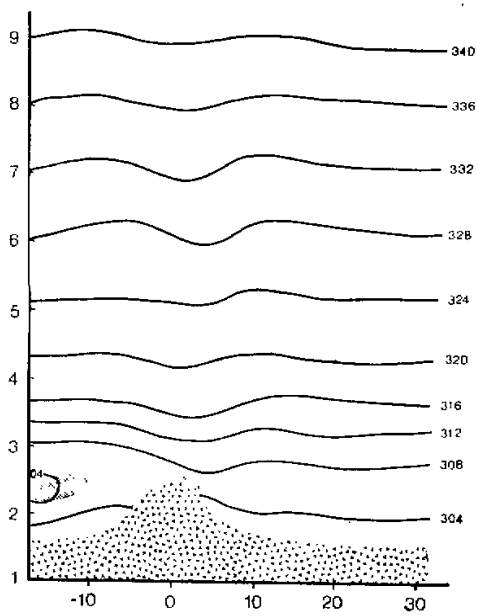


图 3 例 2, 说明同图 2

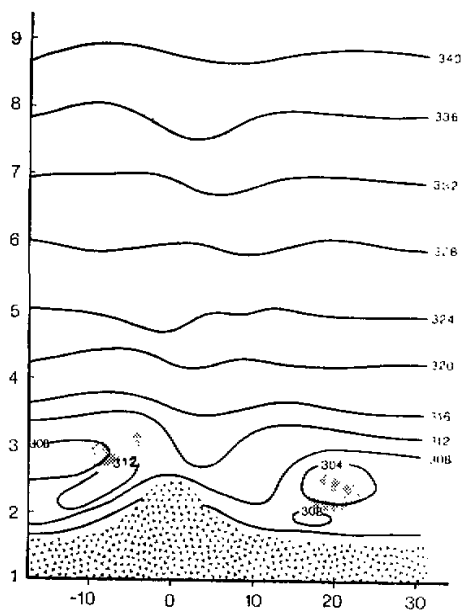
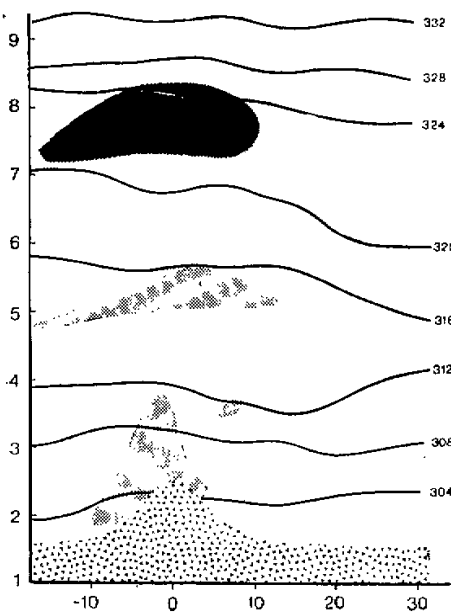
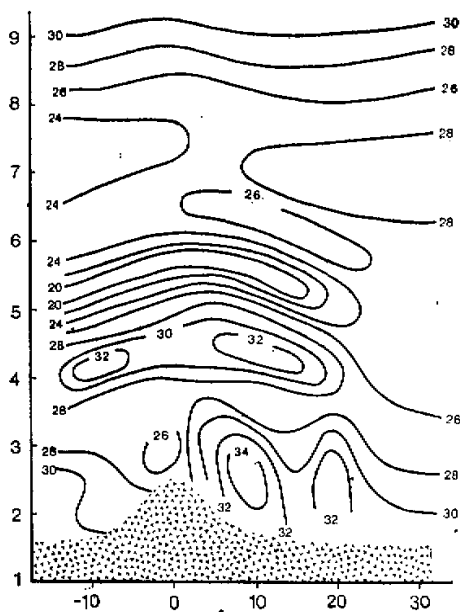


图 4 例 3, 说明同图 2

图 5 例 4, 斜线阴影区为非对流性凝结区,
其他说明同图 2图 6 例 4 在 4800 秒时湿静力
能 E (10^4 米²/秒²) 分布的垂直剖面

动表现更为复杂一些,但在这两个例子中,过山波的波峰、波谷和凝结区的分布都是类似的。这表明在例 3 中尽管低层风速较小,但一定强度的风速垂直切变仍能形成背风波,触发背风坡对流云的生成。例 3 中的下沉增温区和凝结区都比例 1 小一些。这表明靠近地表面气层内的水平风速也会影响到波动的强度。

例 4

这个例子是为了说明初始温度场对背风坡对流云形成的作用。与前三个例子不同,在这个例子中,3000—3500 米这一层中没有逆温。从 3000 米开始,温度递减率都是 $6.5^{\circ}\text{C}/\text{公里}$ 。例 4 中风速分布与例 1 一样,都是 10 米/秒 的整层均匀风速。图 5 表示例 4 在 4800 秒时的位温分布。在这种情况下只有一些不规则的振幅很小的波动。图 6 表示例 4 在 4800 秒时的湿静力能量 $E = c_p T + gz + Lq$ 的分布。从图 6 上可以看到两个条件不稳定层,一个是由地面到 3500 米左右,另一个由 4000 到 5000 米。图 5 上的凝结区有三层,最低一层在迎风坡低层条件不稳定层内,厚度约 2000 米,上面为稳定层次所覆盖。第二层凝结区与第二层条件不稳定层大致重合,约由 4300 到 5500 米。第三层凝结区形成在 7000—8000 米左右。从这里的层结结构看,云应是稳定性的。在这个例子中,背风坡低层没有凝结区形成,这是因为中层大气稳定度不够强,不能产生大振幅的过山波动。

对比例 1 和例 4,可以看到过山波动对背风坡对流活动的触发作用。触发作用表现在波动在低层大气中引起的层结不稳定和波峰处的上升运动。而造成强波动的条件是中层大气的稳定层结和较强的风速或风速切变。陶诗言^[7]曾提到过,山顶上空的稳定性层结和风速随高度增加是背风坡暴雨的有利条件。结合上述例子可以设想,如果低层不稳定能量强到可以突破上面的稳定层结,则强对流得以发展。这似乎也可以解释某些背风坡地区的冰雹多频现象。

六、小 结

本文目的在于用数值模拟方法揭示背风坡对流活动与大气条件——如温度层结和风速分布等之间的关系。由上述几个例子,可以得出下列结论:

- 1) 如果具备适当的湿度条件,过山波可能成为背风坡对流云形成的启动机制;
- 2) 较强的水平风速(或风速切变)和中层稳定的温度层结对背风坡的对流云形成是有利的;
- 3) 稳定度较小的温度层结对于迎风坡对流云的形成是有利的,但可能不大利于背风坡的对流活动。

上述结论与文中提到的一些观测事实基本相符。

参 考 文 献

- [1] Smith, R. B., The influence of mountains on the atmosphere, *Advances in Geophysics*, Vol. 21, 172—173, Academic Press, 1979.

- [2] Orville, H. D., A photogrammetric study of the initiation of cumulus clouds over mountainous terrain, *J. Atmos. Sci.*, 19, 173—179, 1965.
- [3] Kuo, J. T., and Orville, H. D., A radar climatology of summertime convective clouds in Black Hills, *J. Appl. Meteor.*, 12, 359—368, 1973.
- [4] Mahrer, V., and Pielke, R. A., A numerical study of the two-dimensional version of the University of Virginia Mesoscale Model, *J. Atmos. Sci.*, 32, 2144—2155, 1975.
- [5] Businger, J. A., Turbulence transfer in the atmospheric surface layer. Workshop in Micrometeorology, Amer. Meteor. Soc., Chapt. 2, 1973.
- [6] O'Brien, J. J., A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1213—1215, 1970.
- [7] 陶诗言, 中国之暴雨, 科学出版社, 第二章, 1980.
- [8] Queney, P. et al., The airflow over mountains, WMO Tech. Note, No. 34, 1960.

NUMERICAL EXPERIMENTS OF THE EFFECTS OF MOUNTAIN WAVES ON THE INITIATION OF CONVECTIVE CLOUDS IN LEE SIDE

Sang Jianguo

(Department of Geophysics Beijing University)

Elmar R. Reiter

(Department of Atmospheric Science Colorado State University)

Abstract

A series of numerical experiments has been carried out to discuss the relation between the mountain waves and the formation of cumulus clouds in lee side of a small mountain. The results agree with the observational evidence that stable stratification in the lower mid-troposphere and strong wind speed are the favorable conditions for mountain waves and also for the formation of lee side convective clouds. It is shown that mountain waves may act as the initiation mechanism for cumulus clouds.