第33卷 第3期 气 象 学 报 Vol: 33, No. 3
1963 年 8 月 ACTA METEOROLOGICA SINICA August, 1963

乱流大气中地形对风压場的作用*

杜 行 远
(中央气象局气象科学研究所)

提 要

本文从大气是乱流的介质这一点出发，討論了地形对风場和气压場的作用，推导出了考虑地形作用的正压預报模式．在地轉近似的假定下得到：当气压梯度与地形梯度相重合而方向相同(反)时，发生加(減)压．还討論了地形对准常定气压波形成的各种作用，指出南北两半球緯圈平均气压、季际变化的不同，可以由地形作用来解釋．

一

在考虑地形影响的工作中，多是把大气作为理想介质来处理，即認为在地形表面上，空气质点以地轉风沿山坡爬升[2-8]．这种处理方法当然是不够令人满意的．是不是空气质点都能以地轉风越过地形呢？这个問題并沒有得到解决[1,11,13]．

本文在討論地形对风場和气压場的作用时，在大气边界层内，将采用考虑乱流的阿克布罗模式[7,9,10,17]：

$$
\begin{aligned}
K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + lv &= lv_\Gamma, \\
K \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - lu &= -lu_\Gamma.
\end{aligned} \tag{1}
$$

这里 u, v, u_Γ, v_Γ 分别为实际风 $\mathbf{v}$ 和地轉风 $\mathbf{v}_\Gamma$ 的两个水平分量，在大气边界层内，作为常数．l 为地轉参数；K 为动粘系数．垂直方向上的两个边界条件是：
当 $z = \eta + d$ 时，

$$
\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} = \gamma \mathbf{v}, \tag{2}
$$

当 $z \to \infty$ 时，

$$
\mathbf{v} = \mathbf{v}_\Gamma. \tag{3}
$$

η 是地形高度；d 是大气貼地层高度；γ 是与乱流交换強度有关的参数．

在条件(2)、(3)下，求解联立方程(1)，就得到大气边界层内风压場的关系式：

$$
\begin{aligned}
u = u_\Gamma \left\{1 - \frac{e^{-\beta(z-\eta)}}{\gamma^2 + 2\beta\gamma + 2\beta^2}\left[(\gamma^2 + \gamma\beta)\cos\beta(z-\eta) - \gamma\beta\sin\beta(z-\eta)\right]\right\} - \\
- v_\Gamma \frac{e^{-\beta(z-\eta)}}{\gamma^2 + 2\beta\gamma + 2\beta^2}\left[\gamma\beta\cos\beta(z-\eta) + (\gamma^2+\gamma\beta)\sin\beta(z-\eta)\right],
\end{aligned} \tag{4}
$$

* 本文1962年12月21日收到．

$$v = u_{\Gamma}\frac{e^{-\beta(z-\eta)}}{\gamma^2+2\beta\gamma+2\beta^2}[\gamma\beta\cos\beta(z-\eta)+(\gamma^2+\gamma\beta)\sin\beta(z-\eta)]+$$
$$+v_{\Gamma}\left\{1-\frac{e^{-\beta(z-\eta)}}{\gamma^2+2\beta\gamma+2\beta^2}[(\gamma^2+\gamma\beta)\cos\beta(z-\eta)-\gamma\beta\sin\beta(z-\eta)]\right\}. \quad (5)$$

这里 $\beta=\sqrt{\frac{l}{2K}}$.

在(4)、(5)式中,我們作了 $\eta+d\approx\eta$ 的近似.

应用連續方程

$$\frac{\partial w}{\partial z}=-\nabla\cdot\mathbf{v} \quad (6)$$

可以求出在大气边界层中的垂直速度 w,为此先对(4)、(5)式进行水平散度运算,并注意到 η 是水平坐标的函数,可得

$$\nabla\cdot\mathbf{v}=-\frac{\gamma\beta e^{-\beta(z-\eta)}}{\gamma^2+2\beta\gamma+2\beta^2}\frac{1}{\rho l}\left\{\left[\cos\beta(z-\eta)+\frac{\beta+\gamma}{\beta}\sin\beta(z-\eta)\right]\Delta p+\right.$$
$$+[(\gamma+2\beta)\cos\beta(z-\eta)+\gamma\sin\beta(z-\eta)]\mathbf{k}\cdot\nabla p\times\nabla\eta+$$
$$\left.+[(\gamma+2\beta)\sin\beta(z-\eta)-\gamma\cos\beta(z-\eta)]\nabla p\cdot\nabla\eta\right\}. \quad (7)$$

这里,Δ 为水平拉普拉斯算符,∇ 为水平梯度算符,p 为气压,ρ 为空气密度,$\mathbf{k}$ 为垂直方向上的单位矢量.

設粗糙高度为 z_0,则有边界条件如下:

在 $z=\eta+z_0$ 处,

$$u=v=w=0. \quad (8)$$

設大气边界层高 $\tilde{z}$,则考虑到方程(6)和边界条件(8)、积分(7)式,可得在大气边界层頂部的垂直速度为:

$$\tilde{w}=\frac{\gamma^2}{\gamma^2+2\beta\gamma+2\beta^2}\frac{1}{\rho l}\left\{\frac{2\beta+\gamma}{2\beta\gamma}\Delta p+\left(1+\frac{\beta}{\gamma}\right)\mathbf{k}\cdot\nabla p\times\nabla\eta+\right.$$
$$\left.+\frac{\beta}{\gamma}\nabla p\cdot\nabla\eta\right\}. \quad (9)$$

在推导(9)式时,我們略去含有 $e^{-\beta(\tilde{z}-\eta)}$ 的小項,并作了 $\eta+z_0\approx\eta$ 和 $\nabla z_0\ll\nabla\eta$ 的近似. (9)式将作为討論自由大气运动时的一个边界条件. 因为大气边界层比大气本身的厚度小得多,所以条件(9)可以写在 $z=\eta$ 上.

如果遇到了山脉、空气質点全部以地轉风爬上去的話,那时地形梯度和气压梯度的标量乘积 $\nabla p\cdot\nabla\eta$ 等于零,而二者的向量乘积 $\nabla p\times\nabla\eta$ 的絕对值极大. 反之,当空气質点全部以地轉风繞山而过时,则有 $\nabla p\times\nabla\eta=0$,而 $|\nabla p\cdot\nabla\eta|=|\nabla p||\nabla\eta|$ 有极大值. 所以,在地轉近似的条件下,可以定义地形梯度和气压梯度的向量乘积(在垂直方向上的分量)为爬越作用項,而定义两者的标量乘积为繞流作用項.

从(9)式可知:非但爬越項,而且繞流項也可以产生垂直速度,从而引起风压場的变化,这是由于我們考虑了大气边界层內乱流作用的結果. 由于乱流的作用,在边界层內风向随高度經常向气压高的一側旋轉. 所以,当空气質点以地轉风沿着地形等高綫繞过山

脉时，仍然有爬越山脉的实际风. 爬越項就是考虑由于乱流而引起的实际风和地轉风之間方向的差别的.

(9) 式中爬越項和繞流項前面所乘系数的相对大小，取决于 β 和 γ 两个参数，但爬越項的系数总是大于繞流項的系数，即 $1+\frac{\beta}{\gamma}>\frac{\beta}{\gamma}$. 在(不)稳定层結下，$\gamma$ 的数值小(大)，而 β 是随稳定度的增大而增大[17]. 如取 $K=8$[米]^2[秒]$^{-1}$，$\gamma=10^{-2}$[米]$^{-1}$ 作为边界层內大气层結較稳定的情况，而以 $K=12.5$ [米]^2[秒]$^{-1}$，$\gamma=2\cdot10^{-2}$[米]$^{-1}$ 代表較不稳定时的条件. 取 $l=10^{-4}$[秒]$^{-1}$，再設等压綫与地形等高綫之間的夹角为 45°，那么可得在层結稳定和較不稳定情况下，$\frac{\beta}{\gamma}$ 的数值分别为 0.25 和 0.1，此时繞流項的貢献分别为爬越項的 $\frac{1}{5}$ 和 $\frac{1}{11}$. 但是，如地轉风向与地形等高綫接近重合，则在利用地轉风关系来計算边界层內的爬坡速度时，繞流項是决不能忽視的.

二

現在我們利用边界条件 (9)，来推求一个預报气压变化的正压模式. 用 q 表示位势高度傾向 $\frac{\partial H}{\partial t}$，那么，基本預报方程为：

$$\Delta q+\frac{l^2}{c^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\zeta^2\frac{\partial q}{\partial\zeta}\right)=F \tag{10}$$

这里

$$F=-A_\Omega+\frac{l}{c^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}(\zeta A_T),$$

$$A_\Omega=\left(H,\frac{g}{l}\Delta H+l\right),$$

$$A_T=-\zeta g\left(H,\frac{\partial H}{\partial\zeta}\right),\quad c^2=\frac{R^2T(\Gamma_a-\Gamma)}{g}.$$

方程(10)的两个边界条件是：

当 $\zeta=0$ 时 $\zeta\frac{\partial q}{\partial\zeta}$ 有限，而在地形高度上有：

$$\zeta\frac{\partial q}{\partial\zeta}+\frac{R(\Gamma_a-\Gamma)}{g}q=\frac{A_T}{l}+\tilde{w},$$

其中 $\tilde{w}$ 由(9)式决定.

假定地形高度上的 q, H 值与整层大气的平均值 $\bar{q}$, $\bar{H}$ 成正比，则利用給出的边界条件，将(10)式沿垂直方向，自地形高度积分到大气上界后，得：

$$(\Delta-\mu_0^2)\bar{q}=-\left(\bar{H},\mu_1^2\frac{g}{l}\Delta\bar{H}+l\right)-$$
$$-\mu_2^2\Delta\bar{H}-\mu_3^2\mathbf{k}\cdot\nabla\bar{H}\times\nabla\eta-\mu_4^2\nabla\bar{H}\cdot\nabla\eta. \tag{11}$$

这就是我們所要求的正压預报方程式. 它里面的系数的意义是这样的：μ_0^2 考虑整层大气的輻散效应，可用以抑制超长波的后退現象[18]. μ_1^2 考虑整层大气平均风速与 500 毫巴面上风速的差别，可用以調整正压模式預报中系統移动速度偏慢的現象[19]. 由于乱流

摩擦作用，在(反)气旋涡度地区，将有气流的輻合(散)，从而引起气压場的变化，这种变化是由含有 μ_2^2 的項所考虑的[20]. 在大气边界层內实际爬越地形的风速风向，都和500毫巴等压面上地轉风的风速风向有所差別，μ_3^2 就是考虑两者风速之間的差別，而含有 μ_4^2 的項是考虑两个风向之間的差別. μ_0^2、μ_1^2、μ_2^2、μ_3^2 和 μ_4^2 五个系数，都是地形高度 η 的函数，它們的数值可根据預报的实际效果来选取. 美国的数值預报經驗表明：地形愈高，选取 μ_2^2 和 μ_3^2 的数值也就应愈大[21].

如果在預报区域內把 μ_0^2 近似地視作常数，那么(11)式对 $\bar{q}$ 将是赫姆霍茨方程，其解可写作：

$$\bar{q}(x, y, t) = -\frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} K_0(\mu_0 r')\tilde{F}(x', y', t)\,dx'\,dy'. \tag{12}$$

$$r'^2 = (x'-x)^2 + (y'-y)^2,$$

K_0 为变形的汉开尔函数，$\tilde{F}$ 代表(11)式的右端. 借助(12)式，可以討論(11)式右端諸項对变高的貢献. 現在我們把代表乱流大气中地形对风压場的作用的第三項和第四項，叙述如下.

(11)式右端第三項是爬越項. 从(12)式可看出：在地形的向风坡，气流上升輻合，引起加压；在地形的背风坡，气流下沉輻散，造成減压.

第四項是繞流項. 靠近地形的一側，由于水平摩擦作用較大，引起地轉风偏差，有自高气压区吹向低气压区的风速分量，同时风速的絕对数值变小，而在远离地形的一側，并不完全如此. 这样就产生了流場的輻散、輻合和风速的水平切变. 在同向区(气压水平梯度与地形梯度的交角的絕对值小于90°)产生流綫輻合和反气旋性曲率，可以导致加压，有高压脊生成. 而在反向区(气压水平梯度与地形梯度的交角的絕对值大于90°)产生流綫輻散和气旋性曲率，則导致減压，有低压槽生成.

地形繞流作用可以解释，当西风流經高原地区时，在高原的南側(反向区)往往有槽生成，而在其北側(同向区)有脊生成的現象. 我国的西藏高原，是世界上最大的高原，在它的附近，这一繞流現象也最为显著.

爬越作用与繞流作用，是相互丰富相互补充的. 这可以用西风流过某高原地区的过程来說明. 如果只計及爬越作用，那么先在高原的西端(向风面)产生加压，在东端背风面引起減压；之后，根据地轉风关系，将有一北风的分量生成，然后再使高原的北側加压，南側減压，这就象在文献[5]中計算的結果那样.

反之，如果只考虑繞流作用而忽略爬越作用，那么此时首先是在高原南側(反向区)产生槽，北側(同向区)生成脊.

天气經驗告訴我們，高原南側槽的生成和北側脊的生成，并不落后于东端減压区或西端加压区的出現. 这启示我們：如果在預报模式中，同时将爬越和繞流两种作用都考虑进去，則会比只考虑爬越作用，得到更符合大气实际演变过程的結果.

三

現在来討論一下爬越項和繞流項在准常定气压波形成中所起的作用. 为此，在(9)式中将略去右端括号內的第一項.

在球极坐标 φ, θ, z 中，将运动方程、連續方程和絕热方程对緯向环流进行綫性化．以一横表示緯圈平均值，以一撇表示扰动值，則綫性化后的方程組，可写作[6]：

$$\alpha \frac{\partial \bar{\rho} u'}{\partial \varphi} + 2(\alpha + \omega) \cos\theta \cdot \bar{\rho} \cdot v' = -\frac{1}{a \sin\theta} \frac{\partial p'}{\partial \varphi}, \tag{13}$$

$$\alpha \frac{\partial \bar{\rho} v'}{\partial \varphi} - 2(\alpha + \omega) \cos\theta \cdot \bar{\rho} \cdot u' = -\frac{1}{a} \frac{\partial p'}{\partial \theta}, \tag{14}$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -g\rho', \tag{15}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} w'}{\partial z} + \frac{1}{a \sin\theta} \frac{\partial \bar{\rho} v' \sin\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{a \sin\theta} \left(\frac{\partial \bar{\rho} u'}{\partial \varphi} + \alpha a \sin\theta \frac{\partial \rho'}{\partial \varphi} \right) = 0, \tag{16}$$

$$\alpha \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}^{\kappa}} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{p'}{\bar{p}} - \kappa \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}^{\kappa}} + w' \frac{\partial}{\partial z} \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}^{\kappa}} = 0. \tag{17}$$

这里 κ 为定压比热与定容比热之比．a 为地球半径．$\alpha = \dfrac{\bar{u}}{a \sin\theta}$ 为环流指数．ω 为地球自轉角速度．

方程組 (13)—(17) 对 z 是二級的，在垂直方向須要两个边界条件，它們是：

假定在均質大气上界 $z = D$ 处，$p' = 0$　　(18)

和綫性化(9)式后得到的

$$w' = \frac{\gamma^2 \alpha}{\gamma^2 + 2\beta\gamma + 2\beta^2} \left[\left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right) \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} + \frac{\beta \sin\theta}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \right]. \tag{19}$$

为簡单起見，条件(19)将写在 $z = 0$ 面上．

将地形高度 η 用球函数展开：

$$\eta(\theta, \varphi) = \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} (A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi) p_n^m(\cos\theta)$$

代入(19)式得：

$$\begin{aligned} w' = \frac{\gamma^2 \alpha}{\gamma^2 + 2\beta\gamma + 2\beta^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} \Bigg\{ & m \left(1 + \frac{\beta}{\gamma}\right) (B_n^m \cos m\varphi - A_n^m \sin m\varphi) p_n^m(\cos\theta) + \\ & + \frac{\beta}{\gamma} (A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi) \left[\frac{n(n-m+1)}{2n+1} p_{n+1}^m(\cos\theta) - \right. \\ & \left. - \frac{(n+1)(n+m)}{2n+1} p_{n-1}^m(\cos\theta) \right] \Bigg\}. \end{aligned}$$

我們求解以下形式的气压扰动值：

$$p' = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{n} (\phi_n^m \cos m\varphi + \psi_n^m \sin m\varphi) p_n^m(\cos\theta). \tag{20}$$

經过一些推算，可知 $\phi_n^m(z)$ 应滿足方程：

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \phi_n^m}{dz^2} + \left(\frac{g}{\kappa R T} + \frac{4 M \omega g \cos^2\theta}{a^2 \alpha T \Omega} \right) \frac{d\phi_n^m}{dz} + \\ & + \frac{\Gamma_a - \Gamma}{a^2 T \Omega} g \left[n(n+1) + \frac{2\omega}{\alpha} \left(1 + \frac{8\omega^2 \cos^2\theta}{\Omega} \right) \right] \phi_n^m = 0. \end{aligned} \tag{21}$$

这里 $\Omega = \alpha^2 m^2 - 4\omega^2 \cos^2\theta$．$M$ 代表赤道与极地間的气温差，可取其平均值 $\approx 50°$．

方程(21)的两个边界条件是在 $z=D$ 处，$\phi_n^m=0$. (22)

和 $z=0$ 时：

$$\frac{d\phi_n^m}{dz}+\left(\frac{g}{\kappa RT}-\frac{gM}{a\omega a^2T}\right)\phi_n^m+$$
$$+\frac{D\bar{\rho}g(\Gamma_a-\Gamma)\gamma^2}{T(2\beta^2+2\gamma\beta+\gamma^2)}\left[\left(1+\frac{\beta}{\gamma}\right)A_n^m-\frac{\beta}{\gamma}\left\{\frac{(n-1)(n-m)}{m(2n-1)}B_{n-1}^m-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\frac{(n+2)(n+m+1)}{m(2n+3)}B_{n+1}^m\right\}\right]=0. \tag{23}$$

当 $m<\frac{2\omega\cos\theta}{a}$ 时，方程(21)的两个特征根是实数，卽只要不是在赤道附近，大地形产生的扰动随高度总是以指数函数单調衰減．当 $m>\frac{2\omega\cos\theta}{a}$ 时，两特征根呈共軛复数，卽小地形产生的扰动，随高度的衰減是波浪式的，而且符号亦在改变．如以 δ_1 和 δ_2 表示(21)式的两个特征根，則其解可以写成：

$$\phi_n^m=c_1e^{\delta_1z}+c_2e^{\delta_2z}. \tag{24}$$

其中系数 c_1 和 c_2 可以从(22)、(23)两边界条件定出．我們只在这里指出 c_1 和 c_2 都是正比于：

$$\left(1+\frac{\beta}{\gamma}\right)A_n^m-\frac{\beta}{\gamma}\left[\frac{(n-1)(n-m)}{m(2n-1)}B_{n-1}^m-\frac{(n+2)(n+m+1)}{m(2n+3)}B_{n+1}^m\right]. \tag{25}$$

注意，等式(24)的右端，将也是 ψ_n^m 的解答，只要把 A_n^m 改写成 B_n^m，把 B_n^m 改写成負的 A_n^m 就可以了．最后，将求得的 ϕ_n^m 和 ψ_n^m 代入(20)式，就得到所需要的准常定气压扰动量．

由(25)式可知，繞流作用对气压扰动量的貢献(相对于爬越作用)的大小，取决于 $\frac{\beta}{\gamma}$，$\frac{(n-1)(n-m)}{m(2n-1)}$ 及 $\frac{(n+2)(n+m+1)}{m(2n+3)}$ 三个系数．对于第一个系数，前面已經討論过．根据第二和第三两个系数随 m 和 n 的变化情况，可以看出：繞流作用对于大地形(m 小)，如我国的西藏高原，特别显著．

为了驗証所得到的結果，我們将考虑緯圈平均气压及其变化．因为平均气流是緯向的，所以爬越作用不致引起緯圈平均气压的变化．根据文献[15]中的資料，我們将多年緯圈季平均气压的四个季际变化的絕对值的总和，作为緯圈平均气压的准常定扰动量 $|p'|$．因为 $|p'|$ 是四个季际的总和，所以其値在南北两半球同一緯圈上的差异，不能够用南北两半球上季节的不同来解释．

根据文献[16]中的資料，我們又計算了緯圈平均地形高度的梯度的絕对值 $\left|\frac{d\bar{\eta}}{d\theta}\right|$．南北两半球呈五的整倍数的緯圈上的 $|p'|$ 和 $\left|\frac{d\bar{\eta}}{d\theta}\right|$ 的数值，都列在下面的表中．$|p'|$ 的单位，采用毫巴．$\left|\frac{d\bar{\eta}}{d\theta}\right|$ 的单位是每十个緯度間距百英尺．

从表中比較南北两半球同一緯圈上的数值，可以发現，在 $\left|\frac{d\bar{\eta}}{d\theta}\right|$ 較大(小)的那个半球上，$|p'|$ 也是比較大（小）的(只是在低緯度記有＊号的三个緯圈上，出現了例外)．这就是說，多年緯圈季平均气压四个季际变化的絕对値总和在南北两半球的同一緯圈上的差别，可以用地形繞流作用来說明．

緯　度	$\left\|\frac{d\bar{\eta}}{d\theta}\right\|$		$\|p'\|$	
	北半球	南半球	北半球	南半球
90			19.0	—
85	555	348	18.38	—
80	609	432	12.68	—
75	171	865	11.86	—
70	258	1474	9.70	12.98
65	14	936	10.62	11.86
60	231	133	8.54	4.15
55	126	44	6.38	4.06
50	380	77	9.14	3.04
45	530	59	9.72	2.62
40	761	72	11.48	1.76
*35	14	248	13.42	5.58
30	1094	302	13.32	10.66
*25	859	191	12.88	13.42
*20	330	87	10.32	12.36
15	77	91	7.30	9.90
10	74	109	3.38	5.98
5	46	62	0.70	4.06
0	14		2.7	

参　考　文　献

[1] Хргиан, А. Х., Очерки развития Метеорологии, Гл. 13, 1959.

[2] Stewart, H. J., A theory of the effect of obstacles on the waves in the westerlies, *J. Met.*, **5** (1948).

[3] 廖洞賢、刘宏德、李毓芳，一个考虑了地形作用的正压模式，气象学报，**31** (1961)，第 3 期．

[4] 朱永禔，Об учете динамического влияния горных массивов в нелинейной задаче долгосрочного прогноза метеорологических элементов, *Изв. АН СССР. Сер. Геоф.*, № 12, 1959.

[5] 朱永禔，斜压大气中地形扰动过程的一个数值試驗，气象学报，**32** (1962)，第 1 期．

[6] Мусаелян, Ш. А., О волнах, порождаемых горным препятствием в воздушном потоке (пространственная задача на сфере.), *Тр. Цип*, 43 (70), 1956.

[7] Кибель, И. А., Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды, Гл. II 及 XI 1957 (有中譯本)．

[8] 杜行远，高原地形对气压变化的影响，气象学报，**31** (1960)，第 2 期．

[9] Решетникова, К. А., Определение вертикальных токов из уравнений динамики турбулентной атмосфере и анализ их среднемесячных значений,. *Тр. ГГО.*, 71, 1957.

[10] Шехтман, Е. Д., Влияние горных массивов Юго-восточного казахстана на динамику атмосферных процессов, *Тр. казахского НИГМИ*, 1960.

[11] Sheppard, P. A., Airflow over mountains, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **82** (1956), N354.

[12] Drazin, P. G., On the steady flow of a fluid of variable density past an obstacle, *Tellus*, **13** (1961), N2.

[13] 杜行远，К вопросу об уровне конвекции, *Метеор. и. Гидр.*, N. 7, 1959.

[14] 中央气象局数値預报組，用球函数展开北半球地形的計算，气象学报，**30** (1959)，第 4 期．

[15] Карты многолетних среднемесячных значений атмосферного давления, Цип, 1960.
[16] Berkofsky, L. and Bertoni, E. A., Mean topographic charts for the entire earth, *Bull. Amer. Met. Soc.*, **36** (1955), N 7.
[17] Лайхтмана, Д. Л. и Юдина, М. И., Основы динамической метеорологии. под ред, 1955. (有中譯本)
[18] Cressman, G. P., Barotropic divergence and very long atmospheric waves, *MWR*, **86** (1958), N8.
[19] 刘瑞芝、赵明哲,正压模式中系統移动速度問題的研究,气象学报, **32** (1962), 第2期.
[20] Дубов А. С., Об учете приземного трения при прогнозе поля давления, *Тр. ГГО.*, 71, 1957.
[21] Fawcett E. B., Six years of operational NWP, *J. Appl. Met.*, **1** (1962), N3.

ВЛИЯНИЕ ОРОГРАФИИ НА ПОЛЯ ВЕТРА И ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Ду Син-юань

(Научно-исследовательский институт метеорологии при центральном метеорологическом управлении)

Резюме

В данной работе исследованы различные роли орографии в изменении полей ветра и давления с учетом турбулентности атмосферы. При геострофичности получено, что в случае совпадения барического градиента с градиентом изогипс орографии имеет место рост давления. Если оба градиента совпадается, но имеет обратные направления, то давление будет падать.

Выведена баротропная модель с учетом орографии и турбулентности.

Показано, что разница многолетних среднемесячных значений давления, осредненных по широтам, в обеих полушариях может быть объяснена различием в распределении орографии.