

过山气流与大兴安岭焚风*

齐 瑛

傅抱璞

(中国科学院力学研究所, 北京 100080) (南京大学大气科学系, 南京 210008)

提 要 本文利用二维大气中尺度数值模式, 模拟了冬季 1 月份大兴安岭东坡的焚风现象, 并讨论了该焚风的成因。

关键词 过山气流 大兴安岭焚风 波破碎 内部水跃

1 引言

在我国东北地区, 大兴安岭东坡的焚风严重影响着该地区的气候。从我国 1 月份海平面平均气温分布图(图 1)知, 由大兴安岭焚风造成的“暖脊”是我国冬

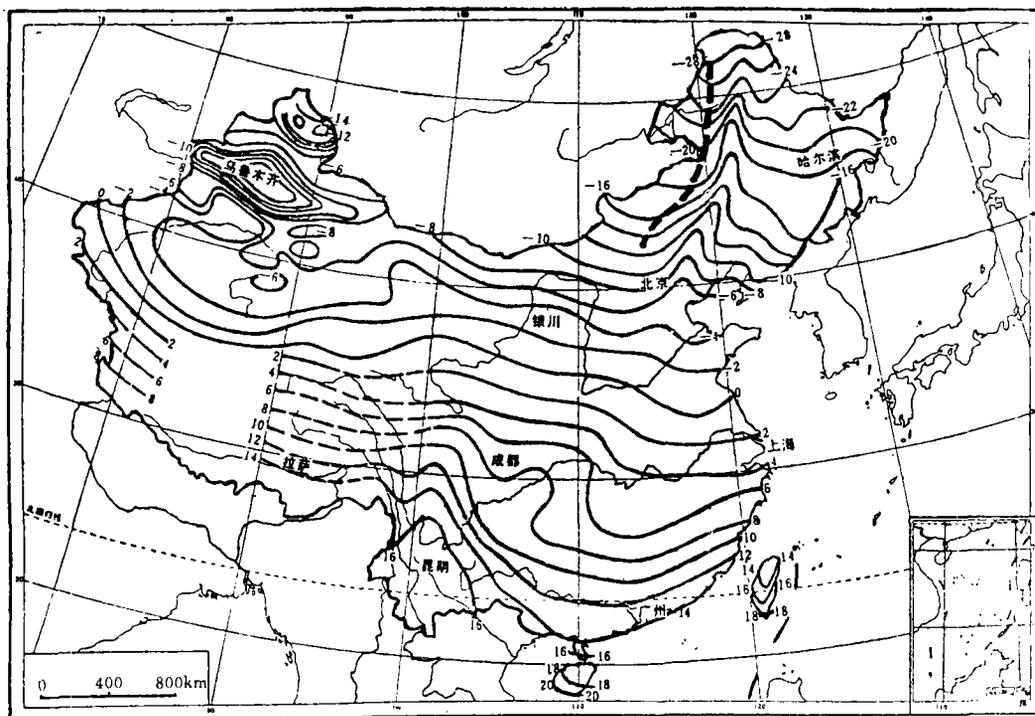


图 1 我国 1 月份海平面平均气温(°C)

Fig. 1 The average sea-level air temperatures in China in January

* 国家教委高校博士点专项基金资助课题。

来稿日期: 1991 年 11 月; 收到修改稿日期: 1992 年 8 月。

季地形影响气候的最典型现象之一(张家诚和林之光(1985)^[1])。但是,至今为止,关于大兴安岭焚风的成因尚没有明确的定论。

本文从考虑地形的动力强迫作用出发,对我国冬季 1 月份大兴安岭东坡上的焚风现象进行了气候数值模拟,并从理论上讨论了其成因机制。

2 模式介绍

2.1 基本方程组

假设模式大气干燥、不可压,且满足静力平衡。作下列地形坐标变换:

$$z^* = \bar{S} \cdot \frac{z - S_G}{\bar{S} - S_G}$$

式中 \bar{S} : 模式顶高; S_G : 地形函数, 本文取 y 方向为地形均一。在地形坐标系中的二维运动方程、位温方程及连续方程为:

$$\frac{du}{dt} = -\theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + f v + g \cdot \frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S}} \cdot \frac{\partial S_G}{\partial x} + \left(\frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \right) \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial z^*} \quad (2-1)$$

$$\frac{dv}{dt} = f u_s - f u + \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot \frac{\partial(-\overline{v'w'})}{\partial z^*} \quad (2-2)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot \frac{\partial(-\overline{\theta'w'})}{\partial z^*} \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - \frac{u}{\bar{S} - S_G} \cdot \frac{\partial S_G}{\partial x} = 0 \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z^*} = -\frac{\bar{S} - S_G}{\bar{S}} \cdot \frac{\partial S_G}{\partial x} \quad (2-5)$$

其中

$$\pi = C_p \left(\frac{P}{10^5} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

$$w^* = \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot w + \frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S} - S_G} \left(u \cdot \frac{\partial S_G}{\partial x} \right)$$

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

u, v, w 分别为风速在 x, y, z 方向上的分量, θ 为位温, π 为无量纲压力, g 为重力加速度, C_p 为定压比热, u_s 为 x 方向地转风, 带撇的量为湍流脉动量。我们采用二阶距方程闭合上述方程组。二阶矩方程中的压力相关项、粘性项以及三阶相关项应用 Mellor and Yanada (1974)^[2] 的参数化方案表示。在地形坐标系中, 二阶距方程:

$$\begin{aligned} \frac{d(\overline{u'u'_j})}{dt} = & -\overline{u'u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k^*} - \overline{u'u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k^*} + \frac{g}{\theta_0} (\overline{\theta'u'_i} \delta_{j3} + \overline{\theta'u'_j} \delta_{i3}) - \frac{g}{3l_1} \\ & \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_{00}} (\overline{u'u'_j} - \delta_{ij} \cdot \frac{q^2}{3}) + \frac{\alpha_0}{\alpha_{00}} C_1 q^2 \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i^*} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j^*} \right) - \frac{2}{3} \\ & \cdot \left[\frac{q^2}{\Lambda_1} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k^*} \left[q \lambda_1 \left(\frac{\partial \overline{u'u'_j}}{\partial x_k^*} + \left(\frac{\partial \overline{u'u'_k}}{\partial x_j^*} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_j^*} \right) \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (2-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(\overline{\theta' u'_i})}{dt} = & -\overline{u'_i u'_i} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x_i^*} - \overline{\theta' u'_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_i^*} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'^2} \\ & - \frac{q}{3l_2} \overline{\theta' u_i} + \frac{\partial}{\partial x_i^*} \left[q \lambda_2 \left(\frac{\partial \overline{\theta' u'_i}}{\partial x_i^*} + \frac{\partial \overline{\theta' u'_k}}{\partial x_i^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-7)$$

$$\frac{d \overline{\theta'^2}}{dt} = -2 \overline{\theta' u'_k} \frac{\partial \theta}{\partial x_k^*} - 2 \frac{q}{A_2} \overline{\theta'^2} + \frac{\partial}{\partial x_k^*} (q \lambda_3 \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_k^*}) \quad (2-8)$$

其中

$$\frac{\partial}{\partial x_i^*} = (\delta_{i1} + \delta_{i2}) \frac{\partial}{\partial x_i} + \left(\frac{z^* - \bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot \frac{\partial S_G}{\partial x} \cdot \delta_{i1} + \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot \delta_{i2} \right) \cdot \delta_{i3} \frac{\partial}{\partial x_i}$$

$$q^2 = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}$$

q^2 为湍流脉动动能的两倍, δ_0, α_0 为参考状态的位温和比容, α_0 为 α_0 的地面值。 $\delta_{ij} = 0 (i \neq j)$ 。 $\delta_{ij} = 1 (i = j)$, i, j, k 均可取 1, 2, 3 (l_1, l_2) = ($A_1 l, A_2 l$)。

(A_1, A_2) = ($B_1 l, B_2 l$), $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0.23 l$, (A_1, A_2, B_1, B_2) = (0.78, 0.78, 15.0, 8.0), $C_1 = 0.056$ 。 l 为混合长度:

$$l = \begin{cases} L_1 & \frac{\partial \theta}{\partial z} \leq 0, \\ \frac{L_1 \cdot L_2}{L_1 + L_2} & \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0. \end{cases}$$

其中

$$L_1 = \frac{\frac{kz^* \bar{S}}{\bar{S} - S_G}}{1 + \frac{kz^* \bar{S}}{L_0 \cdot (\bar{S} - S_G)}}; \quad L_2 = \frac{0.53q}{\left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z^*} \cdot \frac{\bar{S} - S_G}{\bar{S}} \right)^{\frac{1}{2}}}; \quad L_0 = \frac{0.1 \int_0^{\infty} qz^* \left(\frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \right)^2 dz^*}{\int_0^{\infty} q \cdot \frac{\bar{S}}{\bar{S} - S_G} \cdot dz^*}$$

方程(2-1)~(2-8)由此构成了一组闭合的基本方程组。

2.2 差分方案

本模式在水平方向取等间距网格 $\Delta x = 5\text{km}$, 共 31 个格点, 垂直方向取不等间距网格, 共 92 层。各变量在网格上的分布采用跳点格式, u, v, θ, π 在垂直层的奇数网格点上, 二阶量 $\overline{u' u'}$, $\overline{u' \theta'}$, $\overline{\theta'^2}$ 以及 w 在垂直层的偶数网格点上。非线性平流项取显式上游差分, 方程(2-6)~(2-8)中的压力相关项、粘性项以及三阶相关场均取隐式方案。为了有效地模拟重力内波, 本模式计算步骤采用 Sun(1983)^[3] 提出的向前-向后计算方案(forward-backward scheme)。

2.3 初、边值条件

(1) 下边界条件

在下边界, $z^* = z_0$ (z_0 为地表粗糙度), $u = v = w^* = 0$, 忽略地表的加热源作用, ($\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$)。二阶量 $\overline{u' u'}$, $\overline{u' \theta'}$, $\overline{\theta'^2}$ 由二阶距方程计算给定: 假设(2-6)~(2-8)中的局地时变项、平流项以及扩散项在近地面层内为小量而忽略, 由此方程(2-6)~(2-8)变为一组诊断方程, 根据新算得的平均量 u, v, θ 通过叠代求得。

(2) 上边界条件

在模式顶, u, v 以及 $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ 取常数, 所有二阶湍流量为 θ, π 根据地转平衡关系确定。在模

式顶部引入一吸收层,以吸收模式顶部的反射波^[4]。

(3) 侧边界条件

在侧边界, u 、 v 、 θ 根据辐射边界条件^[5]确定,并在离侧边界 $4\Delta x$ 范围取为海绵边界层。其它变量在侧边界取一阶导数为 0。

(4) 初始条件

假设初始时刻各变量在水平方向均一。

3 模拟结果与观测资料

作者^①曾对上述模式的模拟能力作了检验,证实了本模式具有能力模拟各种中尺度山地气象现象。本文将利用该模式研究大兴安岭焚风成因。由于大兴安岭山系基本呈南北走向,而且从图 1 知,位于大兴安岭东坡上的暖脊在南北方向伸展约 10 个纬度,因此,我们可以将研究大兴安岭的焚风视为二维问题。本文取北纬 $43^{\circ}30'$ 的剖面地形,为了使该地形具有代表意义而将其中的小地形作了平滑处理。初始时刻的层结取我国 1 月份东北地区的平均气温递减率 $\partial T/\partial z = -0.0045\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$ 。地转风速取典型值 $u_g = 10\text{m/s}$ 。为了讨论纯粹的地形动力作用对大兴安岭焚风的影响,不考虑地面的加热源作用,地表粗糙度取 0.1m 。由此对冬季 1 月份干燥的西风气流翻越大兴安岭所造成的东坡上的焚风进行了气候数值模拟。

当模式积分到 40h 时,模拟结果已基本达到定常,故以下给出的结果均取为模式积分 40h 的结果。图 2 为算得的二维风矢量与温度分布图,从图 2a 矢量图可知,在迎、背风坡流场出现明显的不对称分布,背风陡坡上出现很强的下坡风,其最大风速达 21m/s ,这与大兴安岭东坡冬季 1 月份经常出现大风($>17\text{m/s}$ 日数 >8 天)的气候统计资料相符合。从图 2b 不难发现,在背风坡上空有一伸展很高的暖舌。为了便于比较,我们同时给出了该地形上海平面气温的水平与垂直分布图(如图 3)。从图 3b 知,在迎风坡由爬坡运动而引起的气温直减率较背风坡由下坡运动而引起的升温率要小。从图 3a 知,在迎风坡上由海拔 1250m 的坡麓爬坡到山顶降温约 2.5°C ,而在背风坡上由山顶降到 1250m 升温可达 3.5°C 左右,实际上由山顶降到陡坡的坡麓升温达 6.5°C 左右。与图 1 比较,由粗虚线表示的大兴安岭山脊位置恰好与海平面气温分布的“冷槽”相对应。沿北纬 $43^{\circ}30'$ 的纬度线上,该“冷槽”与西坡的坡麓温度相差 2°C 左右,而与东坡陡坡的坡麓(恰好与海平面气温分布的“暖脊”相对应)相差 5°C 左右。可见,模拟结果与气候统计结果相吻合。但是,我们的模拟结果中,背风缓坡上随着下坡运动仍然是升温,这一点与图 1 中气温已开始下降不符。这是由于本文仅考虑了地形的动力作用而未考虑下垫面热状况所致。这说明了大兴安岭地区,仅仅由于地形动力强迫形成的现象,才与本模拟结果相符。

① 齐瑛,中尺度地形强迫气流与大气边界层相互作用的理论及我国典型山地气候现象的研究,博士论文,南京大学,1992 年 6 月

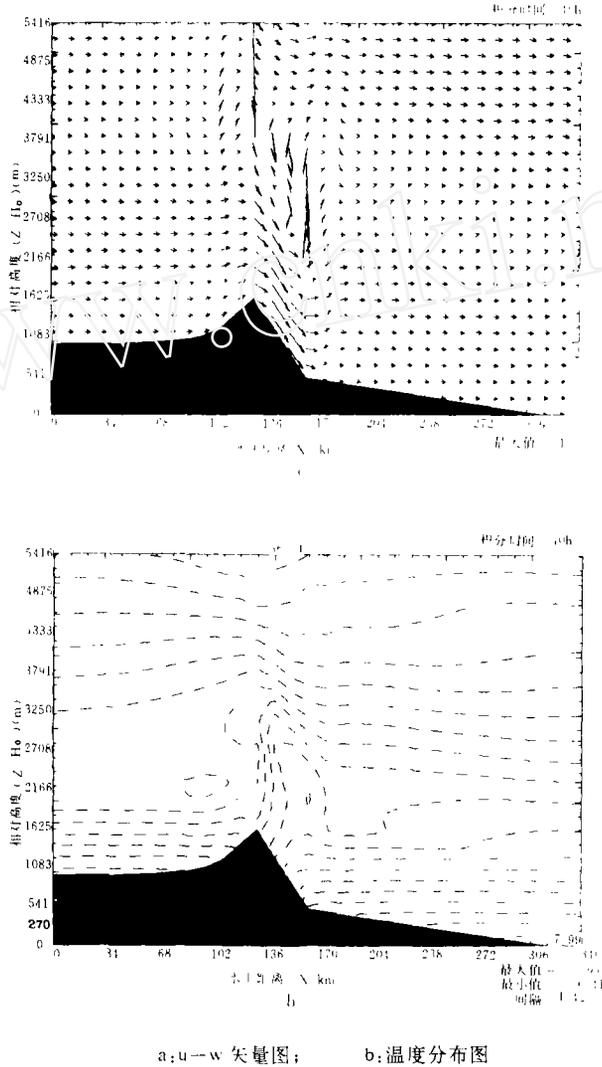
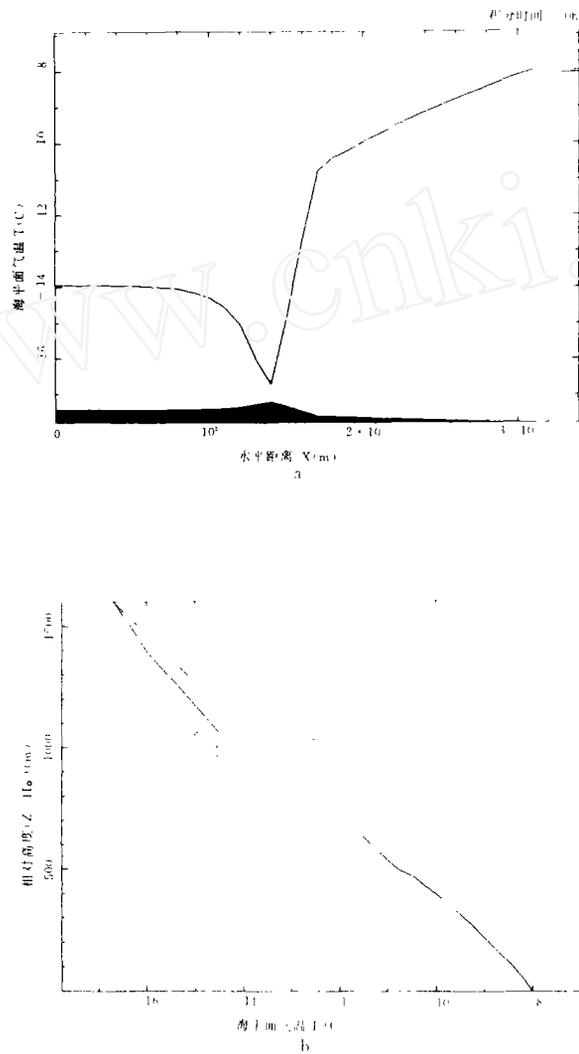


图 2 大兴安岭 43°30'N 剖面地形上的模拟结果

Fig. 2 The simulations over the topography of Daxinganling Mountains at 43°30'N cross section (a; u-w Vectors; b; Temperatures)

上述的数值模拟结果与气候统计资料对比, 得出: 地形的动力强迫作用造成了大兴安岭东坡上的焚风。大兴安岭东坡上的焚风“暖脊”是由于东坡陡坡上强下坡风造成的显著绝热下沉增温所致。



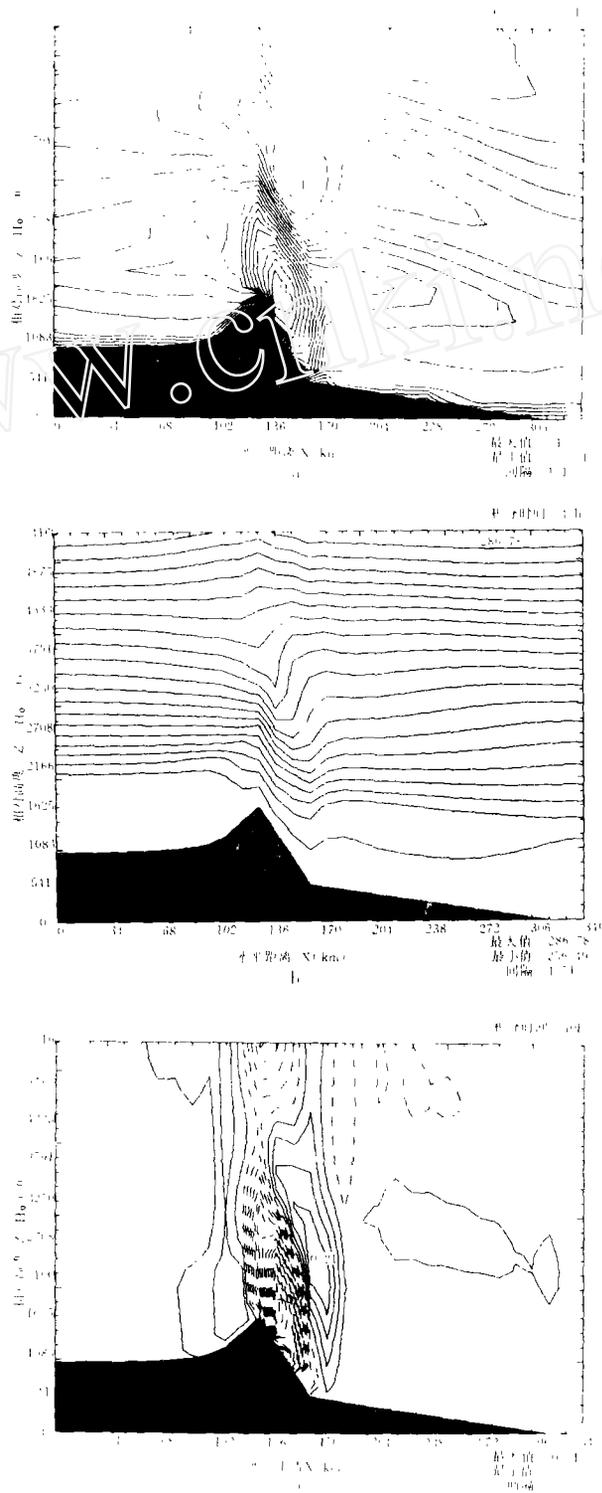
a: 海平面气温水平分布; b: 海平面气温垂直分布

图 3 大兴安岭 43°30'N 剖面地形上海平面气温分布

Fig. 3 The Simulated sea-level air temperatures over the topography of Daxinganling Mountains at 43°30'N cross section (a: Horizontal distribution; b: Vertical distribution)

4 大兴安岭焚风的动力成因

为了进一步讨论大兴安岭焚风的动力成因,我们给出了水平风速、位温、以



a: 水平风速; b: 位温; c: 垂直速度

图 4 大兴安岭 43°30'N 剖面地形上的模拟结果

Fig. 4 The simulations over the topography of Daxinganling Mountains at 43°30'N cross section (a. Horizontal speeds; b. Potential temperatures; c. Vertical speeds)

及垂直速度分布图(图 4)。由图 4a 可见,在大兴安岭背风陡坡上,低层为很强的下坡风,其上出现反向气流(-2.41m/s),与此对应地,在图 4b 位温场中,等位温线几乎垂直,表明大兴安岭背风陡坡上的地形波已破碎。从图 4a 可见,在低层,气流经过迎风坡时被加速,过山顶后,仍被加速。说明低层过山气流在山顶从迎风坡的次临界流状态转化为背风坡的超临界流状态。根据 Peltier and Clark(1979)^[7]的波破碎区反射理论:大兴安岭背风陡坡之上的波破碎区对来自低层的重力内波的反射是造成低层过山气流在背风陡坡上得以继续加速进而发展成强下坡风的主要原因。

从图 4a 还可以看到,强下坡风仅出现在背风陡坡的中上部,至陡坡下部,水平风速急剧减速。从图 4b、4c 还知,垂直速度由陡坡上的大规模下沉运动($w_{\max} = -0.77\text{m/s}$)转为陡坡坡麓处的上升运动($w_{\max} = 0.22\text{m/s}$),等位温面在陡坡坡麓处被抬起。这些现象表明:在背风陡坡的坡麓处出现了静止的内部水跃(internal hydraulic jump)^[8]。该静止水跃终止了背风陡坡上的下坡风向下游的发展,进而控制了大兴安岭东坡的焚风仅发生于陡坡上。根据作者^[9]关于地形形状对过山气流影响的讨论结果可知,大兴安岭东坡陡坡的显著强迫下沉作用是在陡坡坡麓处形成静止的内部水跃的直接动力原因。

5 结论

本文利用二维大气中尺度数值模式,模拟了我国东北地区冬季 1 月份大兴安岭东坡的焚风现象,证实了该焚风正是由于地形的动力强迫所致,并讨论其动力成因,结论如下:

- (1)大兴安岭东坡上的焚风“暖脊”是东坡陡坡上的强下坡风的显著绝热下沉增温所致。
- (2)大兴安岭东坡陡坡之上的波破碎区导致了大兴安岭焚风的强下坡风的形成。
- (3)大兴安岭东坡陡坡坡麓处的静止水跃控制了大兴安岭焚风仅发生于陡坡上。

参 考 文 献

- 1 张家诚、林之光. 中国气候,上海科学技术出版社,1985,603.
- 2 Mellor GL, Yamada T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**(1974), 1791—1806.
- 3 Sun WY. A forward-backward time integration scheme to treat internal gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, **108**(1980), 402—407.
- 4 Klemp JB, Lilly DK. Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**(1978), 78—107.
- 5 Orlandi L. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**(1976), 251—269.
- 6 Qi Y, Fu B. Theoretical study on the interaction between airflow over mountain and the atmospheric boundary layer. *Bound. Layer Meteor.*, **64**(1993), 101—126.
- 7 Peltier WR, Clark TL. The evolution and stability of finite amplitude mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **36**(1979), 1498—1529.
- 8 Saito K, Ikawa M. A numerical study of the local downslope wind "Yama-ji-Kaze" in Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**(1991), 31—56.
- 9 齐瑛,傅抱璞. 过山气流与地形形状,南京大学学报(自然科学版), **28**(1992), 633—643.

作 者 简 介

齐瑛,女,1964年出生,1992年获南京大学大气科学系博士学位,现在中国科学院力学研究所从事博士后研究工作。曾在国内外刊物上发表“*Theoretical Study on the Interaction between Airflow over Mountain and the Atmospheric Boundary Layer*”.等论文十余篇。

AIRFLOW OVER MOUNTAIN AND DAXINGANLING FOEHN

Qi Ying

(*Institute of Mechanics CAS, Beijing 105080*)

Fu Baopu

(*Dept. of Atmospheric Sciences, Nanjing University 210008*)

Key words airflow over mountain, daxinganling foehn, wave breaking, Internal hydraulic jump

Abstract

In China, Daxinganling foehn results in a long "warm ridge", which stretches from 40°N to 52°N in the Northeast region, in the distribution of sea-level average air temperatures in winter. Therefore, Daxinganling foehn seriously influences the climate of China.

In this paper, a mesoscale numerical model, which has the ability to simulate the mesoscale mountain climates such as Boulder downslope windstorm in America, is used. By using this model, the foehn on the eastern slope of Daxinganling Mountains in the Northeast China in the winter is successfully simulated. The cause of formation for this foehn is discussed, and the following conclusions are obtained:

(1) The Daxinganling foehn "warm ridge" at the east slope is due to the intense adiabatic subsidence of the strong downslope wind at the eastern steep slope.

(2) The wave-breaking region over the Daxinganling eastern steep slope results in the strong downslope wind of the foehn.

(3) The static hydraulic jump at the foot of the Daxinganling eastern steep slope makes the foehn occur only at the steep slope.