第4卷 第4期 空间科学学报 Vol. 4, No. 4
1984年10月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1984

火星地形对火星大气运动的影响及火星尘暴发生的可能机制

李麦村 谢应齐
（中国科学院大气物理研究所） （云南大学地球物理系）

摘 要

本文在准地转模式的假定下，讨论了火星地形对火星大气的影响，并根据文章所提供的信息对火星尘暴发生的物理机制作了粗略的解释.

一、引 言

火星在类地行星中占有重要地位. 它有明显的大气层，每昼夜时间只比地球长半小时，一年也有四季之分，其表面平均温度最接近地球.

1971年8月"水手9号"宇宙探测器到达火星附近，作了围绕火星的轨道飞行. 获得了近7300张异常壮观的照片和许多情报. 表明火星表面存在类似于地球表面的由山脉、平原、低地、沟渠等组成的复杂地形. 同时，"水手9号"电视数据还表明，火星上有全球性尘暴发生，尘暴时速可高达160km/h[1,2].

因此，可以设想火星大气也象地球大气存在地转适应过程一样，存在着旋转适应过程. 所谓 Taylor-Proudman 定理也应当适用于火星大气运动[3]. 这就是说，非粘性、均匀、不可压的旋转火星大气可视为准水平、准地转的.

我们知道，准地转运动受地形作用将产生涡旋运动，著名的 Taylor 柱正是这种涡旋的一种典型现象[4]. 特别是在近地面层，气流受到地形抬升或绕流，大气涡旋运动得以发展，致使水平风速增大形成闭合涡旋，而在涡旋中心产生上升或下沉运动，从而形成天气系统，出现云系和降水等一系列天气现象. 火星大气中的"尘云"可能就是这种天气系统形成和发展的结果. 同时，使我们也联想到，可能正是由于火星表面有着复杂的地形构造而导致形成了地形强迫涡旋. 所谓火星"尘暴"也就可以被解释为，由于这种地形涡旋发展，在产生了较大水平风速和垂直气流后，地面尘土带到高空而形成的结果.

本文基于上述类比和设想，拟通过动力学研究，对上述各方面作一些初步讨论.

二、火星大气大尺度运动方程

非粘性、绝热、大尺度准地转火星大气运动，可以采用斜压准地转模式方程描述. 在

本文于1982年10月19日收到.

p 坐标系中，

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\nabla^2\phi}{\partial t}+J(\phi,\nabla^2\phi+f)=\bar{f}\dfrac{\partial\omega}{\partial p},\\ \dfrac{\partial}{\partial t}\dfrac{\partial\phi}{\partial p}+J\left(\phi,\dfrac{\partial\phi}{\partial p}\right)=-\dfrac{S}{\bar{f}}\omega.\end{cases}\tag{2.1}$$

其中 $\phi=\phi/\bar{f}$ 为地转流函数；ω 为 p 坐标系中垂直气流速度；f 为火星旋转角速度，而 $S(p)$ 代表静力稳定度，它有表达式

$$S(p)=-\frac{RT}{p\theta}\frac{\partial\theta}{\partial p}.$$

其余记号都沿用动力气象中常用写法.

由 (2.1) 有

$$\frac{\partial\nabla^2\phi}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\bar{f}^2}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)\right]+J(\phi,\nabla^2\phi+f)+\frac{\partial}{\partial p}\left[\frac{\bar{f}^2}{S}J\left(\phi,\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)\right]=0,$$

进一步，可得涡度守恒方程：

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+J(\phi,Q)=0,\tag{2.2}$$

其中

$$Q\equiv\nabla^2\phi+\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{\bar{f}^2}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)+\beta y\tag{2.3}$$

如改用 ϕ，则 (2.2) 与 (2.3) 依次为

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+J\left(\frac{\phi}{f},Q\right)=0,\tag{2.4}$$

$$Q\equiv\nabla^2\phi/f+\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{f}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)+\beta y.\tag{2.5}$$

相应地，热力学方程写成

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial\phi}{\partial p}+J\left(\frac{\phi}{f},\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)=-\frac{\omega}{f}S.\tag{2.6}$$

上面的 f 相当于前面的 $\bar{f}$，故作常值处理.

方程 (2.2) 应有边界条件：

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)+J\left(\frac{\phi}{f},\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)\right]_{p=0}=0,\tag{2.7}$$

$$-\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)+J\left(\frac{\phi}{f},\frac{\partial\phi}{\partial p}\right)\right]_{p=p_0}=S_0\omega.\tag{2.8}$$

(2.8) 式亦即

$$-S_0\frac{dh}{dt}=\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\phi}{\partial p}\right),\tag{2.9}$$

或

$$\frac{d}{dt}\left[S(p_0)h+\frac{\partial\phi}{\partial p}\right]=0,\quad p=p_0\text{ 时}.\tag{2.10}$$

其中 $h=\rho_0 gh'$ 为山脉地形高度，h' 为地形起伏，ρ_0 是火星地面大气密度.

三、火星大气运动向大地形的调整

对于有限区域地形，大尺度运动在其地形扰动发生后，运动总将趋向定常状态[5]. 由(2.4)、(2.7)、(2.8)及(2.10)可得定解问题为

$$J\left(\phi, \nabla^2\phi + \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{f^2}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right) + f\beta y\right) = 0, \tag{3.1}$$

$$J\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial p}\right) = 0, \quad p = 0 \text{ 时}, \tag{3.2}$$

$$J\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial p} + S_0 h\right) = 0, \quad p = p_0 \text{ 时}. \tag{3.3}$$

设 L 为水平特征速度，U 为速度特征尺度，f_0 是火星旋转特征角速度，S_0 为层结特征量，则 ϕ 的特征尺度是 f_0UL. 再设山脉高度特征尺度为 H、水平特征尺度为 L_1. 于是对(3.1)—(3.3)无量纲化，得到：

$$J\left(\phi, \nabla^2\phi + \frac{L^2}{L_0^2}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right) + \beta' y\right) = 0, \tag{3.4}$$

$$J\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial p}\right) = 0, \quad p = 0 \text{ 时}, \tag{3.5}$$

$$J\left(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial p} + \delta S h\right) = 0, \quad p = p_0 \text{ 时}. \tag{3.6}$$

这里

$$L_0^2 = P_0^2 S_0 / f_0^2, \quad (S_0 = S(p_0)),$$

$$\beta' = \beta L^2/U = L^2/L_s^2, \quad L_s^2 = U/\beta,$$

$$\delta = P_0 S_0 H / f_0 L_1 U = \frac{U}{f_0 L_1} \cdot \frac{P_0^2 S_0}{U^2} \cdot \frac{H}{H_0} = \varepsilon \cdot F_r \cdot \frac{H}{H_0},$$

而 $\varepsilon = U/f_0 L_1$ 为地形 Rossby 数，H_0 为火星均质大气高度，$F_r = P_0^2 S_0/U^2$ 为 Froude 数.

考虑到定常状态下位涡守恒有等位涡线与等高线重合. 为简化，从数学上说，满足以下定解问题的 ϕ 一定满足(3.4)—(3.6)：

$$\nabla^2\phi + \frac{L^2}{L_0^2}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{S}\frac{\partial\phi}{\partial p}\right) + \beta' y + \beta'\phi = 0, \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial p} + \delta S h = 0, \quad p = p_0 \text{ 时}, \tag{3.8}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial p} = 0, \qquad p = 0 \text{ 时}. \tag{3.9}$$

若令

$$\phi = -y + \Phi(x, y, p), \tag{3.10}$$

则有

$$\nabla^2\Phi + \frac{L^2}{L_0^2}\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{S}\frac{\partial\Phi}{\partial p}\right) + \beta'\Phi = 0, \tag{3.11}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = 0, \quad p = 0 \text{ 时}, \tag{3.12}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\delta S h(x, y), \quad p = p_0 \text{ 时}. \tag{3.13}$$

把 Φ 分成正压部分 $\Phi_T(x, y)$ 与斜压部分 $\Phi_C(x, y, p)$ 之和，即

$$\Phi(x, y, p) = \Phi_T(x, y) + \Phi_C(x, y, p). \tag{3.14}$$

其中

$$\Phi_T(x, y) = \int_{p_0}^{0} \Phi(x, y, p) dp, \tag{3.15}$$

$$\int_{p_0}^{0} \Phi_C(x, y, p) dp = 0. \tag{3.16}$$

于是将 (3.11) 对 p 从 p_0 到 0 积分，利用 (3.12)—(3.16) 有

$$\nabla^2 \Phi_T + \beta' \Phi_T + \frac{L^2}{L_0^2} \delta h(x, y) = 0; \tag{3.17}$$

$$\nabla^2 \Phi_C + \beta' \Phi_C + \frac{L^2}{L_0^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{S} \frac{\partial \Phi_C}{\partial p} \right) - \frac{L^2}{L_0^2} \delta h(x, y) = 0, \tag{3.18}$$

$$\frac{\partial \Phi_C}{\partial p} = 0 \quad p = 0 \text{ 时}, \tag{3.19}$$

$$\frac{\partial \Phi_C}{\partial p} = -\delta S h(x, y), \quad p = p_0 \text{ 时}. \tag{3.20}$$

下面讨论火星大地形对火星大气的影响．已知火星半球约为地球半径之半，而其旋转角速度又与地球自转角速度相当(火星自转周期为 24 小时 37 分)[2]．因此有 $\beta_{火} = \partial f / \partial y \approx 2\beta_{地}$．根据已有的资料[6-8]，在火星上可取

$$U \approx 70\text{m/s}, \quad L_1 \approx 3000\text{km}, \quad P_0 \approx 10\text{mb},$$

$$\varepsilon = U / f_0 L_1 \approx 0.16, \quad f_0 \approx 0.729 \times 2 \times 10^{-4}\text{s}^{-1},$$

$$S_0 \approx 4 \times 10^{1}\text{m}^2/\text{mb}^2 \cdot \text{s}^2, \quad L_0 = \sqrt{P_0^2 S_0 / f_0^2} \approx 434\text{km},$$

于是

$$L_S \approx 700\text{km}.$$

其中，类似地球大气将火星大尺度系统水平特征尺度取为 10^6m．显然 $\beta' = (L/L_S)^2 \gg 1$，$(L/L_0)^2 \gg 1$ 和 $(L/L_0)^2 \gg \beta'$，$F_r \approx 1$，$H/H_0 \approx 0.3$，所以，对 (3.17) 进行尺度分析，可得

$$\Phi_T \approx -\frac{L^2}{L_0^2} \cdot \frac{\delta}{\beta'} h(x, y). \tag{3.21}$$

这样一来，有

$$\Phi_T \approx \frac{1}{40} h_M. \tag{3.22}$$

这里 h_M 为地形最大高度．由此看来，地形可以引起的火星平均层上位势高度变化约为地形最大高度的 $\frac{1}{40}$．据观测事实，若火星地形起伏为 4～5km，则上述位势高度扰动可达 100—125 位势米．此量不能说是很小的．

再对 (3.18) 尺度分析，有

$$\frac{\partial^2 \Phi_C}{\partial p^2} = S\delta h(x, y). \tag{3.23}$$

将此式积分，并利用 (3.16)、(3.19) 和 (3.20)，得到

$$\Phi_C = S\delta h\left(\frac{p^2}{2} - \frac{p_0^2}{6}\right). \tag{3.24}$$

根据前面结果：

$$\Phi_C \approx 0.38\left(\frac{p^2}{2} - \frac{p_0^2}{6}\right)h. \tag{3.25}$$

因此，在火星地面上 $\Phi_C \approx 12.8h_M$. 这表明 Φ_C 可以加强的环流约为最大山脉高度的 12.8 倍. 这是相当可观的.

可以看出，无论是火星上的高山区还是盆地区，形成的流场均以地面为最强. 在南半球地面为气旋式环流，此环流随高度递减，在 $p = \frac{1}{\sqrt{3}} p_0$ 处为零，再往上则为反时针环流. 这种情况在另一半球上则相反.

注意到火星大气只有地球大气密度的 1%[2]，火星表面重力加速度为 3.76m/s²[8]. 据此修改在计算地球大气中等压面上地转风速的公式及地形性垂直速度计算公式. 经过估算可粗略地得知，火星上 3km 高的山脉即可导致火星表面风场(地转气流)达到51m/s，可得到约 47cm/s 的上升或下沉气流，这样的速度显然比地球上大得多. 如此大的风速就将使火星表面沙粒和尘土迁移搬运、尘埃吹扬，而在上升气流中浮托，出现所谓"尘暴". 文献[2]中指出的"水手 9 号"电视数据表明，尘暴或尘云速度超过 200km/h. 这与本文估算的 184km/h 是接近的.

再根据 (3.22)、(3.25)，则 (3.10) 可近似成

$$\phi = -y - (6.33 - 0.19p^2)h(x, y),$$

于是可得三维流场的流线分布，其方程为

$$y + (6.33 - 0.19p^2)h(x, y) = C(\text{常数}). \tag{3.26}$$

为确定起见，假定地形取半椭球体形状：

$$h(x, y) = \begin{cases} \dfrac{H_{\max}}{R}\sqrt{R^2 - x^2 - y^2}, & (x, y) \in \sigma \\ 0, & (x, y) \bar{\in} \sigma \end{cases} \tag{3.27}$$

这里 σ 为平面区域： $0 \leqslant x^2 + y^2 \leqslant R^2$，而 $H_{\max}$ 为地形最大高度(图 1).

在此假设下，流线方程为

$$A(R^2 - x^2 - y^2) = (C - y)^2, \tag{3.28}$$

其中

$$A = (6.33 - 0.19p^2)^2 \frac{H_{\max}^2}{R^2}. \tag{3.29}$$

稍经变化，(3.28) 可改写为

$$\frac{x^2}{(R^2 - C^2/1 + A)} + \frac{(y - C/(1 + A))^2}{A\left(R^2 - \dfrac{C^2}{1 + A}\right)\Big/(1 + A)} = 1. \tag{3.30}$$

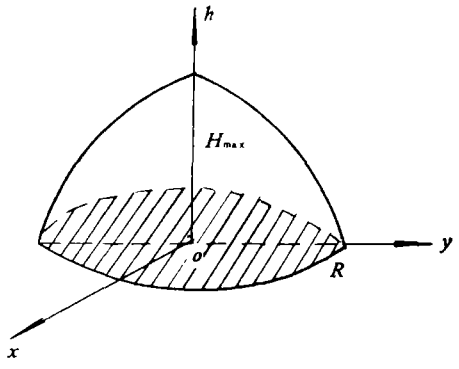


图 1　地形示意图

Fig. 1　Schematic diagram of the topography

只要 $C^2 < (1+A)R^2$，(3.30)是一个椭圆．其中心在点$(0,\ C/(1+A))$，长、短半轴平方分别是

$$\left(R^2 - \frac{C^2}{1+A}\right) \quad 与 \quad A\left(R^2 - \frac{C^2}{1+A}\right)\Big/(1+A).$$

据此，得出结论：

1．无地形影响时，流场分布未受扰动．由(2.36)可得流线族为 $y = C$（常数），这表明未受扰动的基本气流是假设为西风气流．

2．由于地形影响，地形上空将由平直西风气流变成涡漩，产生气旋或反气旋式闭合环流．其涡漩中心在点 $M\left(0, -\frac{C}{1+A}\right)$．具体位置将随层次高度不同、或者随山脉坡度 H_{max}/R 的不同而沿南北向(y 轴方向)移动．显然，对固定地形坡度，当考虑 $C > 0$ 时，越向高层；当 $p = p_0$ 到 $p = 5.77$mb 时，由于 A 值随之减少到零，则 $y_M = C/(1+A)$ 之值逐渐增加，因而涡漩中心位置将逐渐向北移动；而后 p 由 5.77mb 继续减少时，由于 A 值随之增大，则 y_M 之值又逐渐减小，相应地涡漩中心位置又逐渐反过来向南退移．这就是所谓地形徘徊涡漩 (trapped Vortex)[9]．

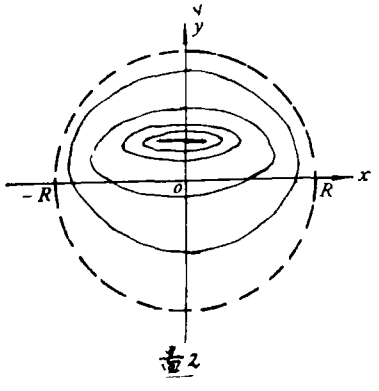


图 2　涡漩随 p 的变化

Fig. 2　The Vortex Versus p

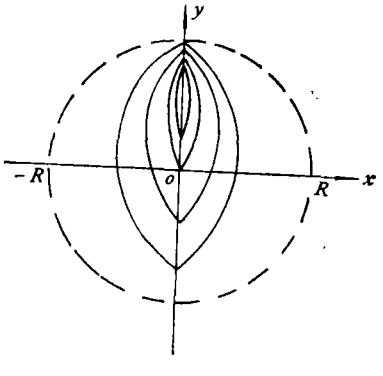


图 3　涡漩随 H_{max}/R 的变化

Fig. 3　The Vortex Versus H_{max}/R

3.在同一大气层次上，当山脉坡度增加时，A 值随之增加．所以，高的山脉其上空形成的涡漩位置较相对低的山脉上空形成的涡漩位置更偏南或偏北．

4.涡漩长短半轴之比值 $\mu=\left(1+\frac{1}{A}\right)^{1/2}$．因而，在固定地形坡度的情形下，对于同一条流线(相同 C 值)所示涡漩，当 p 从 p_0 减至 5.77mb 时，越到高空涡漩越扁平(中心北移)；而当 p 继续减少时情况则相反(中心又向南回退)．图 2 给出的就是涡漩移动的情况．

同理，当考虑同一高度层次而山脉坡度不同时，H_{max}/R 增加，A 随之增大，μ 值就递减．因而涡漩逐渐成为南北向拉伸、东西向压缩的情况．图 3 就是其示意图．

四、中间尺度地形的动力作用

现在来讨论中间尺度地形（$L\approx 300-500$km）对火星大气运动的影响．由于此时 $\beta'\ll 1$，根据尺度分析，(3.17) 成为

$$\nabla^2\Phi_T=-\alpha_1 h(x,y), \tag{4.1}$$

其中 $\alpha_1=\frac{L^2}{L_0^2}\delta$．上式为泊松方程，由 (3.27) 有

$$\Phi_T(x,y)=\frac{\alpha_1}{2\pi}\iint_\sigma h(\xi,\eta)\ln\frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2}}d\xi d\eta. \tag{4.2}$$

又 (3.18) 可简化为

$$\nabla^2\Phi_C+\frac{L^2}{SL_0^2}\frac{\partial^2\Phi_C}{\partial p^2}=\alpha_1 h(x,y).$$

记 $\alpha_2=L^2/SL_0^2$，$p=\alpha_2 p'$，则在新坐标系 (x,y,p') 下有泊松方程：

$$\frac{\partial^2\Phi_C}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Phi_C}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Phi_C}{\partial p'^2}=\alpha_1 h(x,y). \tag{4.3}$$

取 V 为以区域 σ 边界为准线、p'（亦即 p）为轴的柱面中界于 $p=p_0$ 与 $p=0$ 的空间区域，则有

$$\Phi_C(x,y,p)=-\frac{1}{4\pi}\iiint_V\frac{\alpha_1 h(\xi,\eta)}{[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(p'-\zeta)^2]^{1/2}}d\xi d\eta d\zeta$$

$$=\frac{\alpha_1}{4\pi}\iint_\sigma h(\xi,\eta)\ln\left[\frac{p+\alpha_2\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+p^2/\alpha_2^2}}{p_0-p+\alpha_2\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+\frac{(p-p_0)^2}{\alpha_2^2}}}\right]d\xi d\eta. \tag{4.4}$$

于是，由 (3.10) 可得中间尺度地形影响下，火星大气流场三维结构的流线方程为

$$\iint_\sigma h(\xi,\eta)\ln\frac{p+\alpha_2\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+p^2/\alpha_2^2}}{[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2][p_0-p+\alpha_2\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+(p-p_0)^2/\alpha_2^2}]}d\xi d\eta$$

$$=\frac{4\pi}{\alpha_1}(y+C). \tag{4.5}$$

由于 $\alpha_2 \ll 1$，故一定存在点 $M^*(x^*, y^*) \in \sigma$，使

$$\ln \frac{p + \alpha_2 \sqrt{r^{*2} + p^2/\alpha_2^2}}{r^{*2}(p_0 - p + \alpha_2 \sqrt{r^{*2} + (p + p_0)^2/\alpha_2^2}} \iint_\sigma h(\xi, \eta) d\sigma = \frac{4\pi}{\alpha_1}(y + C)$$

成立．其中 $r^{*2} = (x - x^*)^2 + (y - y^*)^2$．再利用 (3.27)．上式中略去包含小量 α_2^2 的项，则有

$$\ln\left(r^{*-2} \cdot \frac{p}{p_0 - p}\right) = 6(y + C)/\alpha_1 R^2 H_{\max}, \tag{4.6}$$

即

$$r^{*2} = \left(\frac{p_0}{p} - 1\right)^{-1} k_1 e^{-ky}. \tag{4.7}$$

其中 $k = 6/\alpha_1 R^2 H_{\max}$，$k_1 = e^{-kC}$．引进极点在 M^*、极轴与 x 轴正向平行的极坐标系 (ρ, θ) (图 4)．则 (4.7) 成为

$$\rho^2 = E e^{-k\rho \sin\theta}, \tag{4.8}$$

其中

$$E = \left(\frac{p_0}{p} - 1\right)^{-1} k_1 e^{-ky^*}.$$

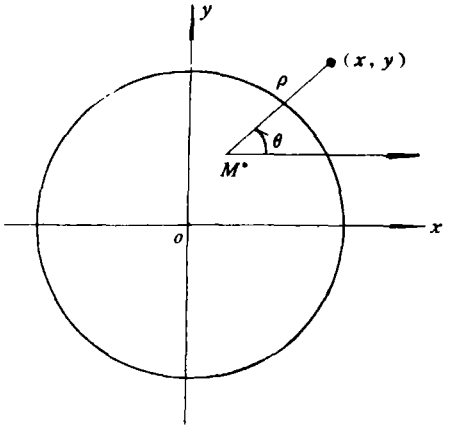


图 4　新的极坐标系

Fig. 4　New polar coordinate system

由 (4.8) 可以看出，在中间尺度地形影响下，火星大气也定将在地形上空形成绕 M^* 的闭合涡漩．在高空不同层次上，由于 E 值逐渐减小，因而涡漩形状将随之发生变化．同理，地形水平尺度和高度不同，也将导致 E 值的变化，涡漩也将是不同的．因为在旋转流体中上升气流速度是与运动尺度成反比的．故大尺度波动过程，运动准水平性比较明显，产生的上升气流不如中间尺度地形大．中间尺度地形上空形成的这种涡漩，总固定在地形附近(因 $M^* \in \sigma$)．这同样也产生了徘徊涡漩[9]．按前面估算方法，可估算出 1km 高中间尺度山脉竟可引起地转风速约 100m/s、上升气流 1.9 m/s．如此强度的闭合环流显然对于尘暴的形成有极大作用．

五、地形起伏与火星大气环流的关系

观测事实表明[1,2]，火星与地球一样，可以认为存在一个巨大的绕极涡漩，在中纬度为一西风急流．由于地形对西风急流的扰动，产生行星波和槽脊．察看一下火星南半球，可知沿 40°S 存在着大尺度高山和峡谷，在大型高山之东西均存在着大型谷地．因此沿着径向，在中纬度地形起伏可视为准周期性的．这样的地形起伏，对火星大气环流自然会产生巨大影响，从而激发出准周期性的长波和超长波．

现在来考虑地形及 Φ_T 均取如下单波解情形．设

$$h(x, y) = \tilde{h}(x)\cos ny, \tag{5.1}$$

$$\Phi_T(x, y) = \tilde{\Phi}_T(x)\cos ny. \tag{5.2}$$

其中 $n = 2\pi/L_y$ 为 y 方向波数，而 L_y 是山脉沿径向上的波长．将 (5.1)、(5.2) 代入 (3.17) 可得

$$\frac{d^2\tilde{\Phi}_T}{dx^2} + (\beta' - n^2)\tilde{\Phi}_T = -\alpha_1\tilde{h}(x). \tag{5.3}$$

考虑到，在火星上与地球上不同，存在低于海平面的盆地和峡谷，因而沿 40°S 的地形高度也可进一步近似表成如下周期函数，即

$$\tilde{h}(x) = b\sin\lambda x. \tag{5.4}$$

这里 $\lambda = 2\pi/L_h$，L_h 为地形起伏波长．于是 (5.3) 成为

$$\frac{d^2\tilde{\Phi}_T}{dx^2} + (\beta' - n^2)\tilde{\Phi}_T = -\alpha_1 b\sin\lambda x, \tag{5.5}$$

这正与具有周期干扰力，而无阻尼的弹性振动的控制方程一致．因而，火星大气受地形周期起伏的动力作用机制可与上述振动相类比．

在大地形情况下，$\beta' \gg 1$，可认为 $\beta' - n^2 = a^2 > 0$．此时，(5.5) 对应齐次方程有通解：

$$\tilde{\Phi}_T = A\sin(ax + \gamma), \tag{5.6}$$

这可认为是在无地形扰动时，火星大气中原有的波动，其频率 $a = \sqrt{\beta' - n^2}$、周期 $T = 2\pi\sqrt{\beta' - n^2}$，波动振幅为 A、初相为 γ．对于 (5.5)，当 $\lambda \neq a$ 时有解：

$$\tilde{\Phi}_T = A\sin(ax + \gamma) - \frac{\alpha_1 b}{\beta' - n^2 - \lambda^2}\sin\lambda x. \tag{5.7}$$

由此看出，由(5.5)所确定的波动是把原有火星大气固有频率为 a 的波动和频率为 λ 的地形强迫振动迭合而得到的．如果 $a < \lambda$ 即 $\beta' < n^2 + \lambda^2$，时，则地形动力作用引起的强迫振动的位相与地形扰动位相相同；但当 $\beta' > n^2 + \lambda^2$ 时，就相差 π．它的振幅正比于地形扰动的振幅，也正比于量 $1/|\beta' - n^2 - \lambda^2|$．显然，当 λ 与 $\sqrt{\beta' - n^2}$ 很接近时，此量是很大的．这表明当 $\lambda \neq a$ 时，火星大气将出现两种可能情况，一种是在山脉迎风坡气流上升，背风坡处开始产生下沉运动；另一种则相反．不论何种情况均造成行星尺度的波动过程，产生大范围的尘暴．应该注意，在 $\lambda = a$ 即 $\beta' = n^2 + \lambda^2$ 时，(5.5) 有通解：

$$\tilde{\Phi}_T = A\sin(ax + \gamma) + \frac{\alpha_1 b}{2a}x\cos\lambda x. \tag{5.8}$$

上式第二项表明，此时地形动力作用引起的波动振幅将随离开地形中心的距离而无限制

增大．也就表明产生共振波，地形的动力作用产生了最强大的波状扰动．

六、结　论

通过讨论看出，由于地形影响，必将在地形上空形成涡漩，涡漩中心将随山脉坡度改变及大气所在层次不同而变化．一般表现为向南或向北移动．而且，地形影响形成的流场以地面最强．在大尺度地形下，地形扰动可产生地面最大风速约 51m/s、上升气流约 47cm/s；而在中间尺度地形下，则可产生 100m/s 的地面最大风速和 1.9m/s 的上升气流．火星上的尘暴可能就是由这些"天气系统"的影响而形成的．

当然，本文是在准地转假定下讨论的，但由于火星大气平均气流较地转大气大，而尺度又稍小，因而火星大气的 Rossby 数可能大些．所以这样的大气非地转风可能较强．注意到火星大气特征气压小，因而其重力波速较小．这样一来垂直气流就较大，天气系统发生发展就应比大气中激烈些．看来非地转模式可能会更适用于火星大气，这方面尚有待进一步讨论．

参　考　文　献

[1] W. K. 汉布林，地球动力系统，殷维翰等译，地质出版社，1975．
[2] Jocobs, J. A., A Textbook on Geonomy, Adam Hilger, London, 1974.
[3] 王斌，翁衡毅，地球物理流体动力学导论，海洋出版社，1981．
[4] Mass, C. and C. Sagc, *J. Atmos. Sci.*, Vol. **10**, p. 1148, 1976.
[5] Okamura, Y., *Pap. Met. Ceophys.*, Vol. **27**, p. 1, 1976.
[6] 戴文赛，太阳系演化学，上海科技出版社，1979．
[7] S. J. 英格利斯，行星、恒星、星系，李致森等译，科学出版社，1972．
[8] F. J. 索金斯，地球的演化，张友南等译，科技文献出版社，1982．
[9] Johnson, E. R., *J. Fluid Mech.*, Vol. **15**, p. 209, 1978.

The Effects of Topography of the Mars upon the Atmospheric Motion of the Mars and the Possible Mechanism That Produced the Dust Storm on the Mars

Li Mai-cun

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Xie Ying-qi

(Dept. of Geophysics, Yunnan University)

Abstract

In this paper, the influence of the surface topography to the atmosphere of the Mars is examined on the assumption of a quasi-geostrophic model, and a rough explanation is given for the possible physical mechanism that produces the dust storm on the Mars.