

不稳定边界层下地形重力内波^{*}

刘辉志¹⁾ 张伯寅²⁾ 桑建国³⁾ 洪钟祥¹⁾ 胡 非¹⁾

1) (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, 北京 100029)

2) (北京大学湍流研究国家重点实验室, 北京 100871)

3) (北京大学地球物理系, 北京 100871)

摘 要 水槽实验及线性理论研究表明, 当低层大气处于近中性或不稳定时, 如果地形引起的动力扰动足够强, 地形扰动可在上部稳定层结中激发出重力内波, 波动反过来影响低层流场, 引起动量输送。低层大气处于近中性或不稳定时, 地形波同样对大气运动可产生波阻, 这应引起模式工作者的重视。最后讨论了大气粘性对中性或不稳定层结下地形波的影响。

关键词: 中性或不稳定层结; 地形波; 水槽实验; 大气粘性

1 引言

地形波产生的波动阻力在数值天气预报模式中的重要性早在 60 年代已经为人们所注意^[1]。自 80 年代以来, 随着电子计算机技术的飞速发展, 次网格地形产生的重力波阻在数值天气预报模式 (NWP) 或全球气候模式 (GCM) 中作用愈来愈明显, 人们开始建立了一些简单的参数化方案, 应用于数值天气预报模式或全球气候模式中, 来减少模式在模拟北半球西风带急流强度时所产生的系统偏差^[2,3]。不过, 目前这些参数化方案大多都是基于风速和稳定度都随高度不变的线性理论得到的结果, 尚处于初级阶段。另外以往讨论的均是大气处于稳定层结下地形引起的重力波阻, 而当近地层大气处于中性或不稳定时, 地形引起的重力波阻一般不予以考虑。

在研究冷空气爆发流经暖洋面所产生的对流活动中, 人们注意到对流边界层中对流云等活动与上部稳定层结中的重力内波可能有一定的关系。桑建国^[4,5]从对流边界层中对流活动和上部稳定层结中重力内波相互作用的观念出发, 发展了大涡旋结构的对流动理论。此理论表明, 边界层中热力扰动, 例如一个足够强的热泡, 若穿入上部稳定层结, 会在稳定层结中激发出重力内波。那么出现的问题是, 热力扰动如果被动力扰动代替, 会不会同样在上部稳定层结中产生重力内波?

实际大气中, 白天大气边界层通常是低层大气为近中性或不稳定, 上层覆盖着一稳定层结 (对流层内)。此时采用两层大气模式来近似表示对流层内大气状态, 低层大气处于近中性或不稳定。如果地形高度已接近上部稳定层结, 地形引起的动力扰动振幅足够大, 这时动力扰动会在稳定层结中造成上冲, 并在稳定层结中激发出重力内波, 波动

1999-01-12 收到, 1999-03-15 收到修改稿

^{*} 国家自然科学基金资助项目 49975011, 并得到中国科学院“九五”重点项目 KZ-952-S1-405 及北京大学校长基金的支持

造成的流场扰动反过来也影响低层气流, 从而引起动量输送。

本文着重讨论不稳定边界层下重力内波。首先在水槽中证实了低层大气为近中性时, 如果地形引起的动力扰动足够强, 地形扰动可在上部稳定层结中激发出重力内波。同时为了证实水槽实验的可靠性, 将实验结果与线性理论进行了比较。最后采用瑞利摩擦来代替湍流摩擦, 讨论了大气粘性对中性或不稳定层结下地形波的影响。

2 水槽模拟实验

2.1 实验装置与方法

实验是在北京大学湍流研究国家重点实验室的 $1\text{ m} \times 1.2\text{ m} \times 18\text{ m}$ (宽 $\times$ 高 $\times$ 长)

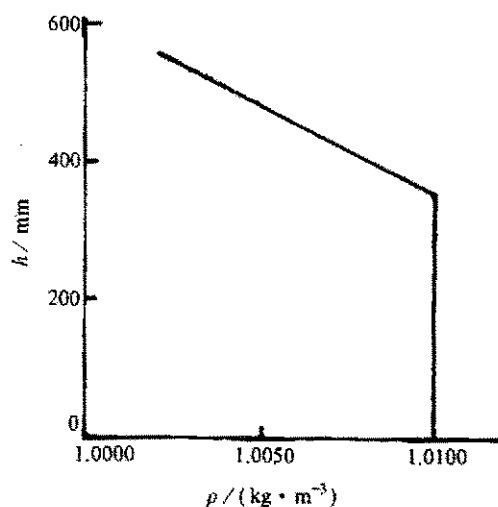


图1 水槽中盐水密度随高度的垂直分布

拖槽中进行的。所谓拖槽即模型被拖车拖动在静止的水介质中产生相对运动。由于介质水是静止的, 有条件在水槽中进行对应于各类不同大气条件的密度分层。水槽中用的水是普通自来水, 在不同深度用加入盐分多少的办法来构成不同的分层, 以模拟实际大气中的温度层结。本实验选择相当于下层为中性, 上层为稳定层结的密度分层。图1给出了水槽中盐水密度随高度垂直分布的情况。表示静力稳定度的 Brunt-Vaisala 频率 N

在水槽中可表示为 $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$, 相当于大

气中的 $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$ 。

地形模型设计为二维钟形山脊, 模型山高为 10 cm, 半山宽度为 15 cm, x 方向为模型拖动方向, 宽度为 60 cm, y 方向为 90 cm。模型材料选用木材, 表面做涂蜡防潮处理。地形模型固定在拖车上, 由直流电机控制车速, 拖车速度代表风速。通过水流与地形模型的相对运动来模拟地形产生的扰动图像。用照相机和录像机记录下每次实验流动形态, 以便在实验后做反复观察。

流动显示采用在某几个固定高度上布置薄层水溶染料的办法 (染料密度与该高度上盐水密度相等), 通过整层流体运动来显示流经二维地形产生的扰动分布图像。

2.2 相似性条件

利用水介质模拟大气, 一般应满足下列相似条件, 即几何相似、大气层结状态相似、Reynolds 数相似和 Froude 数相似等。相似参数的实现并非在任何一类实验中都能同时得到满足。例如, Reynolds 数与 Froude 数同时存在水槽实验中, Reynolds 数是表示流动惯性力和粘性力比值的一个参数, 根据实际大气运动, 一般 Reynolds 数在大气中可达 $10^7 \sim 10^{10}$, 尽管这在实验室中难以实现, 但在实验中也应越大越好, 以使实验 Reynolds 数与实际更接近。而 Froude 数是表示大气浮力的影响, 其参数值直接受风速影响, 为了实现 Froude 数的相似, 其风速值不能太大, 太大了浮力效应将被破

坏, 所以 Froude 数与 Reynolds 数相似难以同时达到。Snyder^[6]已经证明, 在考虑地形阻塞与分流问题中, 如果 Reynolds 数超过某临界值, 对其相似性要求可降低, 而主要考虑 Froude 数相似原则。这里模拟地形波, 也主要考虑 Froude 数相似。Froude 数是在整层大气中采用的参数, 在两层大气模式中沿用 $Fr = \bar{u} / (Nh)$ 表达式, 其中 $\bar{u}$ 表示该层中的平均风速, N 为该层静力稳定度, h 表示特征高度, 可为地形高度或宽度。

2.3 实验结果

通过改变拖车车速等, 进行了多组实验, 其主要结果如下: 下层为均匀流, 上层为线性连续分层。这相当于大气中低层为中性, 上层为稳定层结的情形。此时上层静力稳定度 N 为 0.62 s^{-1} , 下层为中性 ($N=0$)。拖车车速分别取 2 cm/s 、 4 cm/s 和 6 cm/s 。下层流体厚度为地形高度的 2 倍。流动状态显示如图 2 所示。

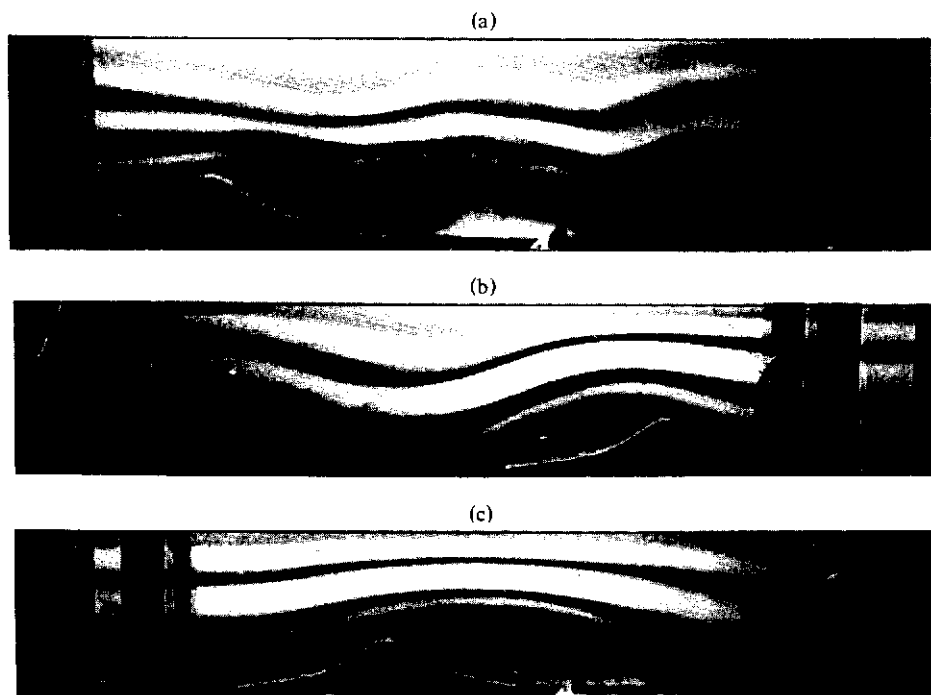


图2 流经二维山脊的流场分布(水槽中), 其层结条件是下层为均匀流, 上层为线性分层
(a) 拖车车速为 2 cm/s ; (b) 拖车车速为 4 cm/s ; (c) 拖车车速为 6 cm/s

比较图 2a、b、c, 可以发现在这种层结条件下(下层为均匀流), 当气流流经二维山脊后, 在上层稳定层结中出现了波动, 随着车速加快, 下层中性层结中也可出现波动。波动的波长随车速增大而变长, 位相在上下之间基本一致。这表明, 只要地形足够高, 地形产生的扰动可在上部稳定层结中激发出重力内波。

3 理论解析模式

由于与不稳定层结相连的对流及湍流扩散无法以解析形式包含在大气波动方程中,

这就给采用解析模式求解白天不稳定边界层下气流流经二维山脊后流场的解析解带来了困难。以下假设下层大气处于近中性或弱不稳定层结（上层仍为稳定层结），这样可假定此时地形造成流线的垂直扰动不至太多受到有组织的对流及湍流混合的影响，在解析模式中可忽略对流及湍流混合的作用，从而简化求解方程。

考虑绝热条件下，二维不可压，无粘和无旋气流流经二维山脊的稳态解。假定气流扰动幅度不太大，流线垂直位移满足线性化的大气波动方程

$$\nabla^2 \zeta + \left(\frac{N^2}{u^2} \right) \zeta = 0. \quad (1)$$

假设流线扰动 ζ 是由不同波数 k 组成，(1) 式可改写为

$$\frac{\partial^2 \tilde{\zeta}}{\partial z^2} + \left(\frac{N^2}{u^2} - k^2 \right) \tilde{\zeta} = 0, \quad (2)$$

其中， $\tilde{\zeta}$ 表示 ζ 的 k 波数分量。与实际大气中所不同的是，水槽中上层流体厚度为有限深。以下讨论上层流体厚度为有限深情形下，地形扰动的解析解。

假设下层大气中 $\partial \bar{\theta}_1 / \partial z < 0$ ，这相当于大多数白天对流边界层。此时取 $\left(-\frac{1}{u_1^2} \frac{g}{\bar{\theta}_1} \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} \right)^{1/2} = n$ ，上层大气为稳定层结，其 Scorer 参数用 l_2 表示。两层之间位温跃变（或密度差）用 $\gamma = \frac{g}{u^2} \frac{\Delta \theta}{\bar{\theta}}$ 来表示。大气波动方程在下层和上层大气中可表示为

$$\frac{\partial^2 \tilde{\zeta}_1}{\partial z^2} - (k^2 + n^2) \tilde{\zeta}_1 = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\zeta}_2}{\partial z^2} + (l_2^2 - k^2) \tilde{\zeta}_2 = 0. \quad (4)$$

用 H_1 和 H_2 分别表示下层及上层大气厚度，两层界面取在 $z=0$ 处，在地表 $z = -H_1$ 处，地形起伏为一钟形山脊， $\zeta(x)|_{z=-H_1} = H \frac{a^2}{x^2 + a^2}$ ，上边界条件取刚盖边界条件，即 $\zeta|_{z=H_2} = 0$ 。仿照 Scorer^[7] 的研究，可求得流线垂直位移的解析表达式。

流线扰动的低波数分量为

$$\tilde{\zeta}_{1l} = \frac{Hae^{-ak}}{F_1 \cdot [\gamma \sin(vH_2) - v \cos(vH_2) \operatorname{sh}(\lambda z) + \lambda \sin(vH_2) \operatorname{ch}(\lambda z)]}, \quad (5)$$

$$\tilde{\zeta}_{2l} = \frac{Hae^{-ak}}{F_1 \cdot \lambda \sin(vH_2 - vz)}, \quad (6)$$

其中， $F_1 = \lambda \sin(vH_2) \operatorname{ch}(\lambda H_1) - [\gamma \sin(vH_2) - v \cos(vH_2)] \operatorname{sh}(\lambda H_1)$ ， $\lambda = \sqrt{n^2 + k^2}$ ， $v = \sqrt{l_2^2 - k^2}$ 。

高波数分量为

$$\tilde{\zeta}_{1h} = \frac{Hae^{-ak}}{F_2 [\gamma \operatorname{sh}(\mu H_2) - \mu \operatorname{ch}(\mu H_2) \operatorname{sh}(\lambda z) + \lambda \operatorname{sh}(\mu H_2) \operatorname{ch}(\lambda z)]}, \quad (7)$$

$$\tilde{\zeta}_{2h} = \frac{Hae^{-ak}}{F_2 \lambda \operatorname{sh}(\mu H_2 - \mu z)}, \quad (8)$$

其中, $F_2 = \lambda \text{sh}(\mu H_2) \text{ch}(\lambda H_1) - [\gamma \text{sh}(\mu H_2) - \mu \text{ch}(\mu H_2)] \text{sh}(\mu H_1)$, $\lambda = \sqrt{n^2 + k^2}$, $\mu = \sqrt{k^2 - l_2^2}$ 。

根据 Smith^[8]给出的方法, 通过数值积分可求得上述各项在物理空间上的表达式, 即得到在物理空间上的流线垂直位移分布。

由于当 $n=0$ 时, 此时无背风波动产生, 地形波受大气条件影响很大, 水槽中测量稳定度有误差, 再加上本身水槽实验与真实大气有很多不同之处, 主要在定性上进行对比。在理论模式中 n 尽量取小些, 但并不为零。

根据几何相似及 Froude 数相似, 对不同地形、大气条件的实例讨论如下。

例 1: 取地形条件为山高 $H=500$ m, 半山宽度 $a=1\,000$ m, $H_1=1\,000$ m, $H_2=2\,000$ m; 大气条件为, $n=0.000\,75\text{ m}^{-1}$, $l_2=0.003\,25\text{ m}^{-1}$, $\gamma=0.004$ 。此时地形扰动分布如图 3 所示。从图 3 可以发现在两层界面附近山的背风面后面出现波动, 波长为 2.0 km 左右。

例 2: 地形等条件均不变, 仅减小上下层 Scorer 参数, 这相当于增大风速。 $n=0.000\,5\text{ m}^{-1}$, $l_2=0.002\,05\text{ m}^{-1}$, 其余参数不变。图 4 给出了此时地形波流线。比较图 3 和图 4 可以看出, 随着风速增大, 背风面波动振幅增大, 在下层近中性层结中也出现背风波动, 此时波长约为 2.6 km, 波长变长。这与水槽实验得到结果定性上基本一致 (见图 2)。

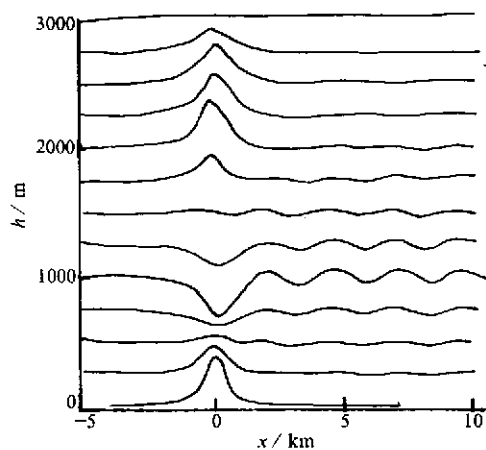


图 3 地形波流线

地形、大气条件: $H=500$ m, $a=1\,000$ m,
 $H_1=1\,000$ m, $H_2=2\,000$ m;
 $n=0.000\,75\text{ m}^{-1}$, $l_2=0.003\,25\text{ m}^{-1}$, $\gamma=0.004$

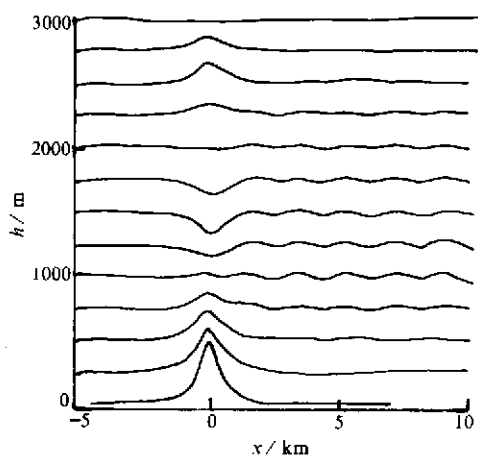


图 4 地形波流线

除了 $n=0.000\,5\text{ m}^{-1}$, $l_2=0.002\,05\text{ m}^{-1}$ 外,
 其余参数与图 3 中一样

4 大气粘性的影响

粘性在实际大气中总是存在的。粘性对过山气流的影响的研究目前尚不多见。过去理论及模式研究全都假定大气是无粘的, 粘性的影响未予以考虑。这一方面是由于无粘

假设得到的结果基本上可解释大多数观测到的过山气流现象; 另一方面也是由于理论研究上引入粘性项后的求解困难。这里采用 Hsu^[9]一文中描述粘性的方法, 即通过引入瑞利摩擦系数, 近似表示大气中的粘性效应, 探讨粘性耗散的本质。虽然瑞利摩擦项表达式是线性的, 不过它仍可定性地描述粘性机制。同时采用线性表达式来表示粘性, 这也为理论求解提供了方便。在两层大气模式中, 当低层大气为近中性或不稳定层结时, 此时采用瑞利摩擦来近似代替湍流摩擦。

加入粘性项后, 二维无旋、不可压和绝热条件下, 线性化大气动力学-热力学方程组为

$$\bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} + v u = -\bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial x}, \quad (9)$$

$$\bar{u} \frac{\partial w}{\partial x} + v w = -\bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial z} + \frac{\theta}{\bar{\theta}} g, \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \theta = -w \frac{d\bar{\theta}}{dz}, \quad (12)$$

其中, v 为瑞利摩擦系数, 用来表示大气中的粘性。

同样经过 Fourier 变换, 可以得到有关垂直扰动速度 $\tilde{w}$ 波数分量方程为

$$\partial^2 \tilde{w} / \partial z^2 + \lambda^2 \tilde{w} = 0, \quad (13)$$

其中, $\lambda^2 = [(N/\bar{u})^2 / (k - i v / \bar{u})^2 - 1] k^2$, N 为浮力频率。

为了求解方便, 同样可得到流线位移垂直扰动 $\tilde{\zeta}$ 方程为

$$\partial^2 \tilde{\zeta} / \partial z^2 + \lambda^2 \tilde{\zeta} = 0. \quad (14)$$

假设大气由两层组成。下层大气为不稳定层结时, $\partial \bar{\theta}_1 / \partial z < 0$, 设 $\left(-\frac{1}{\bar{u}_1^2} \frac{g}{\bar{\theta}_1} \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z}\right)^{1/2} = n$, $n > 0$; 上层大气仍为稳定层结, 其 Scorer 参数仍用 l_2 来表示, $\gamma = \frac{g}{\bar{u}_1^2} \frac{\Delta \theta}{\bar{\theta}}$ 表示边界层顶位温跃变 (或密度差)。

两层大气界面设在 $z=0$ 处, 在地表 $z=-h$ 处, 地形起伏为一钟形山脊,

$$\zeta(x)|_{z=-h_1} = H \frac{a^2}{x^2 + a^2}.$$

下层和上层大气中大气波动方程为

$$\partial^2 \tilde{\zeta}_1 / \partial z^2 - \lambda^2 \tilde{\zeta}_1 = 0, \quad (15)$$

$$\partial^2 \tilde{\zeta}_2 / \partial z^2 + \varepsilon^2 \tilde{\zeta}_2 = 0, \quad (16)$$

其中, $\lambda^2 = [n_2 / (k - i v_1 / \bar{u}_1)^2 + 1] k^2$, $\varepsilon^2 = [l_2^2 / (k - i v_2 / \bar{u}_2)^2 - 1] k^2$, v_1 和 v_2 分别表示下层和上层大气中瑞利摩擦系数, 两者可以不等, 这里取 $v_1 = v_2$ 。

界面及下边界条件为

$$\zeta_1 = \zeta_2, \quad z = 0 \tag{17}$$

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial z} = \frac{k^2}{(k - i\nu/\bar{u})^2} \gamma \zeta_1 + \frac{\partial \zeta_2}{\partial z}, \quad z = 0 \tag{18}$$

$$\zeta_1|_{z=-h} = Hae^{-ak}, \quad z = -h \tag{19}$$

根据式 (17) ~ (19), 可以求得流线垂直位移波数分量为

$$\zeta_1 = Hae^{-ak} \frac{(1+a)e^{\lambda z} + (1-a)e^{-\lambda z}}{(1+a)e^{-\lambda h} + (1-a)e^{\lambda h}}, \tag{20}$$

$$\zeta_2 = Hae^{-ak} \frac{2e^{i\epsilon z}}{(1+a)e^{-\lambda h} + (1-a)e^{\lambda h}}, \tag{21}$$

其中, $a = \frac{k^2}{(k - i\nu/\bar{u})^2} \frac{\gamma}{\lambda} + i\frac{\epsilon}{\lambda}$, ϵ 的实部和虚部均要求大于或等于零。

根据 Smith^[8]给出的方法, 通过数值积分 (或 FFT) 可求得上述各式的积分值, 得到其在物理空间上的解。

下面根据实例来讨论在下层大气为不稳定边界层时, 粘性对地形波的影响。假设上下层中瑞利摩擦系数相等。

例 3: 取地形和大气条件为: 山高 $H=500\text{ m}$, $a=10\text{ km}$; 下层大气厚度 $h=1\,000\text{ m}$, $\bar{u}_1=5\text{ m s}^{-1}$, $n=0.001\text{ m}^{-1}$; 上层大气 $\bar{u}_2=10\text{ m s}^{-1}$, $l_2=0.001\text{ m}^{-1}$, $\gamma=0.001\text{ m}^{-1}$ 。瑞利摩擦系数 (近似表示湍流摩擦) 为 $\nu=10^{-4}\text{ s}^{-1}$ 及 10^{-3} s^{-1} 。图 5a、b 分别给出了 $\nu=10^{-4}\text{ s}^{-1}$ 及 10^{-3} s^{-1} 时地形波的流线。可以发现粘性增大, 过山波动减弱。

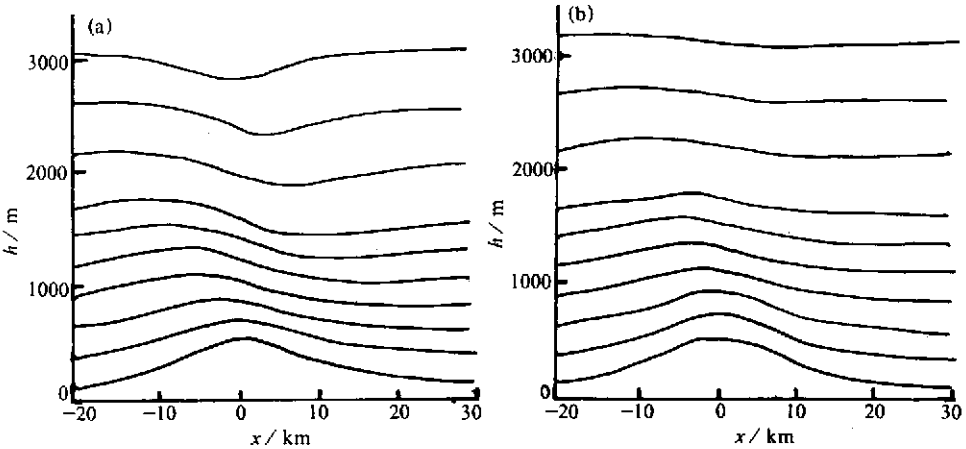


图 5 粘性存在时下层大气为不稳定边界层时地形波的流线

地形和大气条件: 山高 $H=500\text{ m}$, $a=10\text{ km}$; 下层大气厚度 $h=1\,000\text{ m}$, $\bar{u}_1=5\text{ m s}^{-1}$, $n=0.001\text{ m}^{-1}$; 上层大气 $\bar{u}_2=10\text{ m s}^{-1}$, $l_2=0.001\text{ m}^{-1}$, $\gamma=0.001\text{ m}^{-1}$
(a) 瑞利摩擦系数 $\nu=10^{-4}\text{ s}^{-1}$; (b) 瑞利摩擦系数 $\nu=10^{-3}\text{ s}^{-1}$

例 4: 地形变陡, 山高 H 不变, $a=2\text{ km}$, $\gamma=0.001\text{ m}^{-1}$, 其余参数与例 3 一样, $\nu=10^{-4}\text{ s}^{-1}$, 图 6a 给出此时地形波流线。陡峭地形产生地形波振幅比平缓地形大, 此

时仍只有静力过山波。图 6b 给出了 $\gamma=0.004 \text{ m}^{-1}$ 时地形波流线, 其余参数与图 6a 中的相同, 从图可以发现这种大气条件在背风面的两层界面处出现背风波, 过山波 (非拦截部分) 振幅减弱, 与无粘情形下相同, 低层大气处于不稳定或中性状态时, 背风波动的出现与两层间位温跃变有关。图 6c 给出了无粘情形下地形波的流线, 可以发现粘性的存在, 主要减弱地形波的强度。

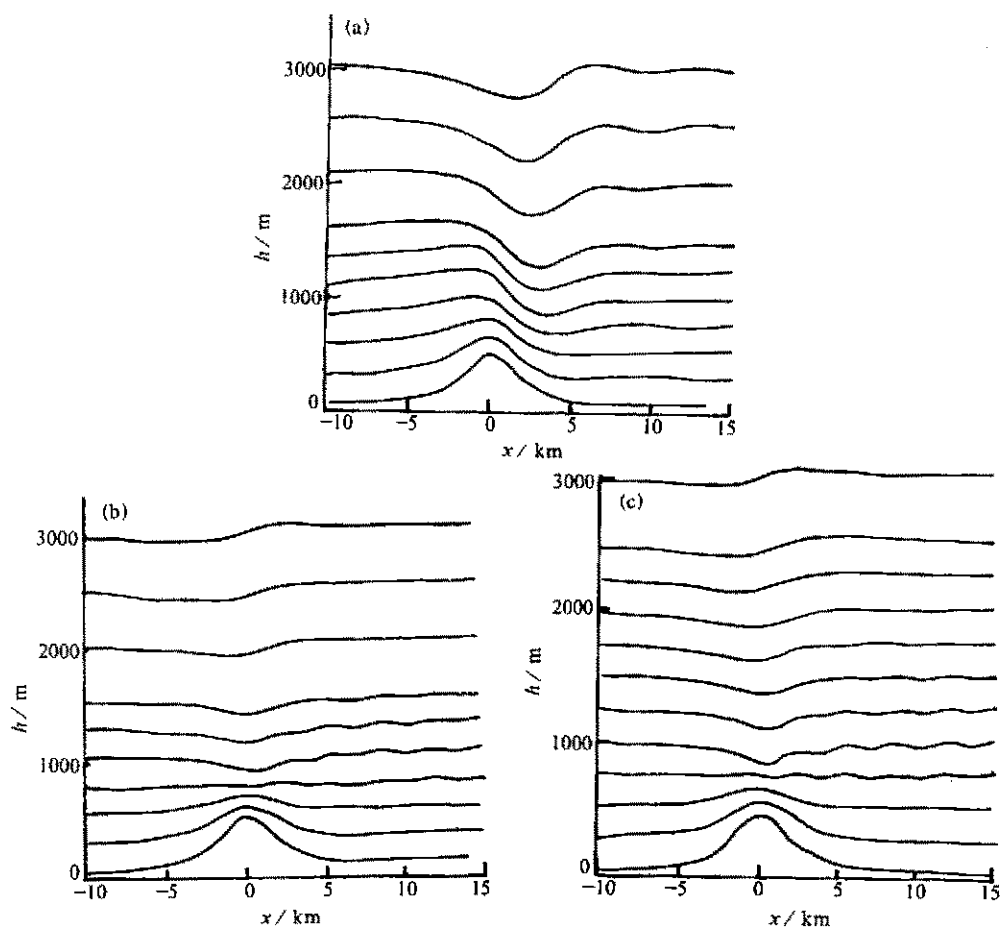


图 6 下层大气为不稳定边界层时地形波的流线

(a) 除了 $a=2 \text{ km}$ 外, 地形和大气条件中其余参数与图 5 中的相同, 瑞利摩擦系数 $\nu=10^{-4} \text{ s}^{-1}$;

(b) 除了 $\gamma=0.004 \text{ m}^{-1}$ 外, 其余参数与图 6a 中的相同; (c) 对应图 6b 无粘情形下下层大气为不稳定边界层时地形波的流线

例 5: 保持山高与下层大气厚度之比不变, H 降至 250 m , 低层大气厚度 $h=500 \text{ m}$, $n=0.001 \text{ m}^{-1}$, $l_2=0.001 \text{ m}^{-1}$, $a=2 \text{ km}$, $\gamma=0.004 \text{ m}^{-1}$ 。图 7a 给出 $\nu=10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 时地形波流线。与图 6b 相比, 发现此时在低层不稳定层中背风面出现波动, 振幅要比图 6b 中的大, 与无粘情形下相同, 低层不稳定边界层越薄, 地形扰动与上部稳定层结产生较强的相互作用, 从而激发出较强波动。当 $\nu=10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 时, 如图 7b 所示, 背风波消失, 波动减弱。从上面分析可以看出, 粘性的存在, 阻碍地形波的发展。

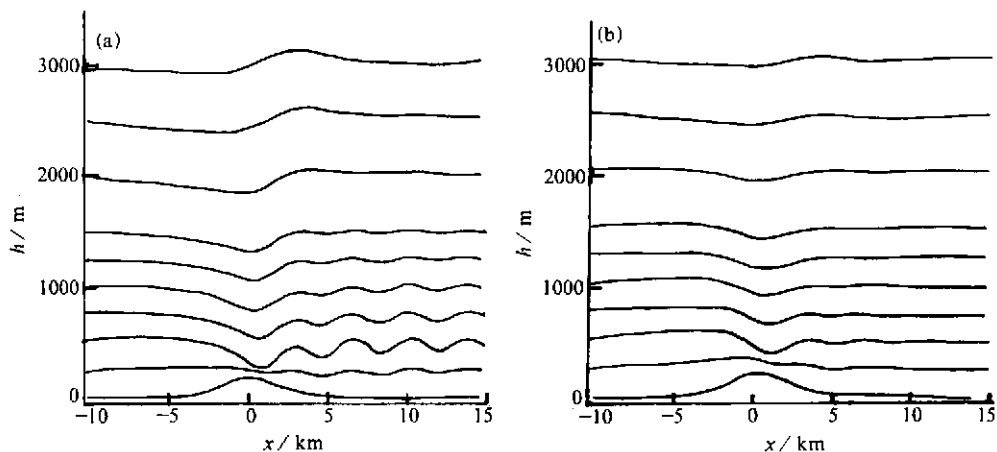


图7 粘性存在时下层大气为不稳定边界层时地形波的流线

地形和大气条件为: 山高 $H=250\text{ m}$, $a=2\text{ km}$; 下层大气厚度 $h=500\text{ m}$, $n=0.001\text{ m}^{-1}$;

上层大气 $l_2=0.001\text{ m}^{-1}$, $\gamma=0.004\text{ m}^{-1}$

(a) 瑞利摩擦系数 $\nu=10^{-4}\text{ s}^{-1}$; (b) 瑞利摩擦系数 $\nu=10^{-3}\text{ s}^{-1}$

5 小结与讨论

本文水槽实验及线性理论研究表明, 当低层大气处于近中性或不稳定时, 如果地形引起的动力扰动足够强, 地形扰动可在上部稳定层结中激发出重力内波, 波动反过来影响低层流场, 引起动量输送。低层大气处于近中性或不稳定时, 地形波同样对大气运动可产生波阻, 这应引起模式工作者的重视。最后讨论了大气粘性对中性或不稳定层结下地形波的影响, 指出粘性对地形波的产生和发展起阻碍作用。

参 考 文 献

- 1 Sawyer, J. S., The introduction of the effects of topography into methods of numerical forecasting, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1959, **85**, 31~43.
- 2 McFarlane, N. A., The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere, *J. Atmos. Sci.*, 1987, **44**, 1775~1800.
- 3 Miller, M. J., T. N. Palmer and R. Swinbank, Parameterization and influence of subgridscale orography in general circulation and numerical weather prediction models, *Meteor. Atmos. Phys.*, 1989, **44**, 84~109.
- 4 Sang, J. G., On formation of convective roll vortices by internal gravity waves: A theoretical study, *Meteor. Atmos. Phys.*, 1991, **46**, 15~28.
- 5 Sang, J. G., On the dynamics of convection waves, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1993, **119**, 715~732.
- 6 Snyder, W. H., Fluid modeling of pollutant transport and diffusion in stably stratified flow over complex terrain, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1985, **17**, 239~266.
- 7 Scorer, R. S., *Environmental Aerodynamics*, Ellis Horwood Publishers, Chichester, 1978, 488pp.
- 8 Smith, R. B., Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain, *Tellus*, 1980, **32**, 348~364.
- 9 Hsu, H. M., Study of linear steady atmospheric flow above a finite surface heating, *J. Atmos. Sci.*, 1987, **44**, 186~199.

Mountain Gravity Internal Waves in the Lower Unstable Boundary Layer

Liu Huizhi¹⁾, Zhang Boyin²⁾, Sang Jianguo³⁾, Hong Zhongxiang¹⁾ and Hu Fei

1) (*State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*)

2) (*State Key Laboratory for Turbulent Research, Peking University, Beijing 100871*)

3) (*Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871*)

Abstract According to tank experiments and theoretical analyses, if the elevation of the terrain is close to the upper stable layer the vertical disturbances induced by the terrain may stimulate internal waves in the upper stable layer even though the lower atmospheric boundary layer is neutral or unstable. The waves may in turn influence the flow fields in the lower layer and lead to momentum flux. The mountain waves may exert wave drags to the atmosphere even though when the lower atmospheric boundary layer is neutral or unstable. These phenomena should be taken into consideration in performing a large scale numerical model or a climate model. The effects of the atmospheric viscosity (represented by the linear Rayleigh friction) on the mountain waves are also discussed when the lower atmospheric boundary layer is neutral or unstable.

Key words: neutral or unstable boundary layer; mountain wave; tank experiment; atmospheric viscosity