第 45 卷 第 2 期　　气 象 学 报　　Vol. 45, No. 2
1987 年 5 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　May, 1987

青藏高原大气贴地层的基本物理特点*

马玉堂　　徐兆生

（山东省潍坊市气象局）　（中国科学院地理研究所）

提　要

本文根据 1979 年 5—8 月高原大气科学实验的地面梯度观测资料，分析了大气贴地层中 $Ri, \Delta\theta, \Delta u, K, K_T$ 及湍流能量平衡各分量的基本特征。分析采用高原测站与平原测站对比的方法，从而揭示了高原大气贴地层动力过程和热力过程的某些特殊性，对高原贴地层的基本物理特点给出了一个较为全面的认识。

一、引　　言

多年以来，我国青藏高原气象学的研究取得了不少成果[1-2]，这些成果以天气气候学的研究为主。由于资料的限制和观测的困难，高原贴地层物理性质的研究较少，因而人们对高原贴地层的特点还缺乏足够的认识。

借助于 1979 年高原气象实验在地表和贴地层取得的大量观测资料，有可能对高原大气贴地层的物理学问题进行比较系统地研究。我们作了初步探讨，得到了一些有意义的结果。整个分析是以高原测站与平原测站相对比的方法进行的。所用各测站的地理位置及高度列入表 1。

表 1　各测站地理位置及高度

测站		纬度(N)	经度(E)	拔海高度(m)	地面平均气压(hPa)
高原测站	格尔木	36°25′	94°54′	2808	720
	拉　萨	29°40′	91°03′	3633	650
	狮泉河	32°30′	80°05′	4278	600
	那　曲	31°29′	92°03′	4507	590
	双　湖	32°38′	89°00′	4920	560
平原测站	南　京	32°12′	118°48′	25	1000

二、稳定度的基本特点

大气贴地层中的基本物理过程是湍流运动，而湍流运动的规律取决于层结稳定度，所以对于贴地层来说，稳定度特点是最基本的特点。表征稳定度的定量鉴别值最方便的是 Ri 数（理查孙数），我们便通过 Ri 数来讨论高原贴地层的稳定度特点。

* 本文于 1984 年 9 月 6 日收到，1985 年 8 月 25 日收到修改稿。

我们知道，Ri 数的表达式为

$$\mathrm{Ri}=\frac{g}{T}\frac{\dfrac{\partial\theta}{\partial z}}{\left(\dfrac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \tag{1}$$

式中 g 为重力加速度，T 为空气绝对温度，θ 为位温，u 为风速，z 为高度。因为温度梯度和风速梯度可以由对数内插公式比较精确地确定[3-4]，即

$$\frac{\partial\theta}{\partial z}=\frac{\theta_2-\theta_1}{z\ln\dfrac{z_2}{z_1}};\qquad \frac{\partial u}{\partial z}=\frac{u_2-u_1}{z\ln\dfrac{z_2}{z_1}} \tag{2}$$

其中 $z=\sqrt{z_1z_2}$，$\theta_2,\theta_1,u_2,u_1$ 分别是相应于高度 z_2 和 z_1 的位温和风速。所以，应用梯度观测中的温差资料和风速差资料便可以具体确定 Ri 值，即

$$\mathrm{Ri}=\frac{gz}{T}\frac{\Delta\theta}{(\Delta u)^2}\ln\frac{z_2}{z_1} \tag{3}$$

这里 $\Delta\theta=\theta_2-\theta_1$，　$\Delta u=u_2-u_1$。

利用(3)式对表 1 所列各站 1979 年 5—8 月各月各观测时刻的 Ri 数全部作了计算。考虑到资料情况和计算的方便，这里 $\Delta\theta$，Δu 都是取 2 m 与 0.5 m 间的值，这时 $z=\sqrt{z_1z_2}=1$ m，所以我们计算的是相应于 1 m 高度的理查孙数，分析也是对 1 m 高度 Ri数的分析。

图 1 给出了高原与平原测站 7 月及 5—8 月 Ri 数的平均日变过程。7 月是夏季代表月，各测站的计算结果都标在图中。5—8 月平均情况，高原与平原 Ri 数的差异性在表现形态上与 7 月相同，所以图中只给出了平均日变过程线，而未给出各站计算值，以免繁琐。由图 1 可以看到一个非常明显的特点，即在整个暖季中，高原贴地层的 Ri 数的绝对值都明显地大于平原，高原贴地层的稳定度呈现一种极端性，即与平原相比，高原贴地层在白天表现出更加强烈的不稳定性，而夜间则表现出更大的稳定性。中午前后高原 Ri 数的绝对值平均可达平原地区的 10 倍左右，夜间也有类似的明显差异。这一结果表明，高原贴地层湍流运动的规律对中性层结下湍流运动规律的偏离比平原地区要大得多，因而高原贴地层湍流运动的研究也比平原地区要复杂得多。

在以上的对比分析中，平原测站只有南京一地，为检验其代表性，我们特对比了以往东北地区平原测站的一些观测结果[5]，发现 Ri 数的表现与南京相一致，从而肯定了南京测站对于平原地区的广泛代表性，也进一步肯定了高原贴地层稳定度特点的客观性。

三、$\Delta\theta$，Δu 的基本特点

为探讨高原贴地层 Ri 数极端性特点的成因，我们来分析 Ri 表达式中两个因子 $\Delta\theta$，Δu 在高原与平原之间的差异。这里，位温差 $\Delta\theta$ 是用实际温度差 ΔT 代替的，因为在 0.5—2 m 间这样微小的高度范围内，位温差和实际温度差是完全可以看作相等的。分析发现，$\Delta\theta$ 在高原与平原间没有明显的差异(见图 2)，但 Δu 却有显著不同(见图 3)。由图 3 可以看到，在整个暖季内，不论白天还是夜间，高原地区的 Δu 值都是远远小于平原

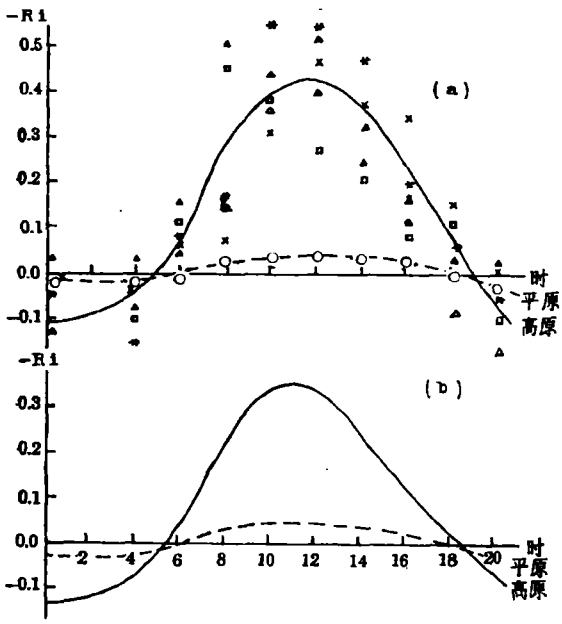


图 1 高原与平原 1 m 高度上 Ri 数的比较
((a) 7 月平均,(b) 5—8 月平均;
○ 南京(平原), × 格尔木(高原)
▲ 双湖,□ 那曲,* 狮泉河,△ 拉萨)

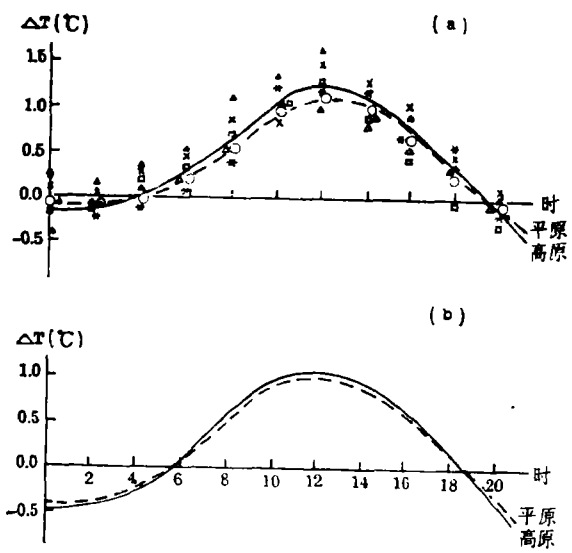


图 2 高原与平原 ΔT 之比较
((a) 7 月平均,(b) 5—8 月平均;
○ 南京(平原),▲ 双湖,□ 那曲,* 狮泉河,
△ 拉萨,× 格尔木(高原))

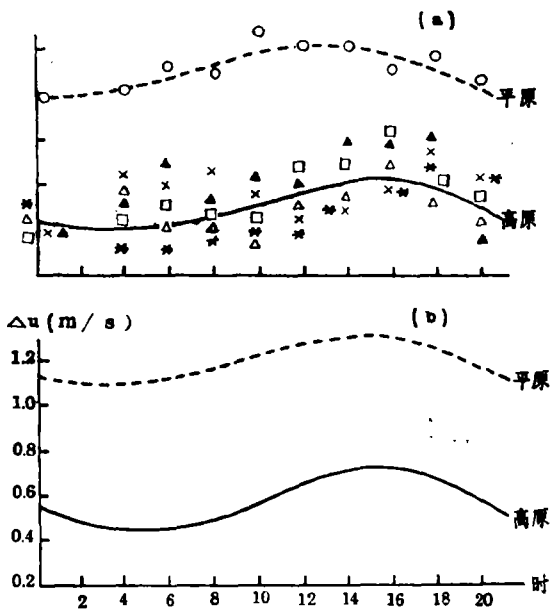


图 3 高原与平原 Δu 之比较
((a) 7 月平均,(b) 5—8 月平均;
○ 南京(平原),▲ 双湖,□ 那曲,* 狮泉河,
△ 拉萨,× 格尔木(高原))

区。平均而言，高原的 Δu 值大约只是平原地区的 1/3—1/2。由于 Δu 在 Ri 数中的影响是二次方的，所以便造成了高原贴地层 Ri 数绝对值显著大于平原的巨大差异。

高原地区 Δu 小于平原的原因，从发生学的观点来分析，主要是高原较小的空气密度造成的。因为贴地层风速的垂直切变(Δu)是流体粘滞性的一种表现，而粘滞性是与空气密度相关的。可以设想，无粘滞性的流体是不会产生流速切变的。高原较小的空气密度使其具有较小的粘滞性，从而造成了高原贴地层 Δu 值普遍小于平原的现象。

四、湍流交换的基本特点

由于稳定度制约着湍流运动的规律性，而 Δu 除影响稳定度外还对一些物理量的大小有直接影响，所以高原贴地层 Ri 和 Δu 的特点将会使得高原贴地层湍流运动的各种物理量与平原有较大的不同。

贴地层湍流运动的最基本物理过程是动量、热量、水汽等的垂直湍流输送与交换，因而我们这里将主要讨论动量、热量、水汽湍流系数的问题。一般文献认为水汽湍流系数与热量湍流系数是可以看作相等的[3]，因而我们可以只讨论动量湍流系数与热量湍流系数在高原与平原之间的差异。

根据湍流相似理论基本公式

$$\varphi_m=\frac{\kappa z}{V_*}\frac{\partial u}{\partial z} \tag{4}$$

$$\varphi_h=\frac{\kappa z}{T_*}\frac{\partial \theta}{\partial z} \tag{5}$$

其中 $T_*=-P/c_p\rho V_*$，V_* 为动力速度，κ 为卡曼常数。得到动量湍流系数与热量湍流系数的计算公式

表 2　不同作者得到的$\beta_m,\beta_h,\gamma_m,\gamma_h$值

作　　者	γ_m	β_m	γ_h	β_h	$\varphi_m(0)$	κ
Businger(1971)	15	4.7	9	6.4	0.74	0.35
Paulson(1970) Badgley(1972)	16	7	16	7	1	0.40
Webb(1970)	18	5.2	9	5.2	1	0.41
Dyer and Hicks	16	—	16	—	1	0.40

$$K=\frac{z}{\varphi_m^2}\frac{\kappa^2\Delta u}{\ln\frac{z_2}{z_1}} \tag{6}$$

$$K_T=\frac{z}{\varphi_m\varphi_h}\frac{\kappa^2\Delta u}{\ln\frac{z_2}{z_1}} \tag{7}$$

这里 K,K_T 分别是动量湍流系数和热量湍流系数。可见，湍流系数的计算主要取决于 φ_m,φ_h 的确定。据许多作者的实验研究，φ_m,φ_h 有以下形式[6]

$$\varphi_m=\begin{cases}1+\beta_m z/L & (z/L\geqslant 0)\\ (1-\gamma_m z/L)^{-1/4} & (z/L\leqslant 0)\end{cases} \tag{8}$$

$$\varphi_h=\begin{cases}1+\beta_h z/L & (z/L\geqslant 0)\\ (1-\gamma_h z/L)^{-1/2} & (z/L\leqslant 0)\end{cases} \tag{9}$$

式中 L 为 Монин-Обухов 长度，β,γ 为参数，可由实验确定，不同作者曾得到不同的结果[6]，见表 2 。

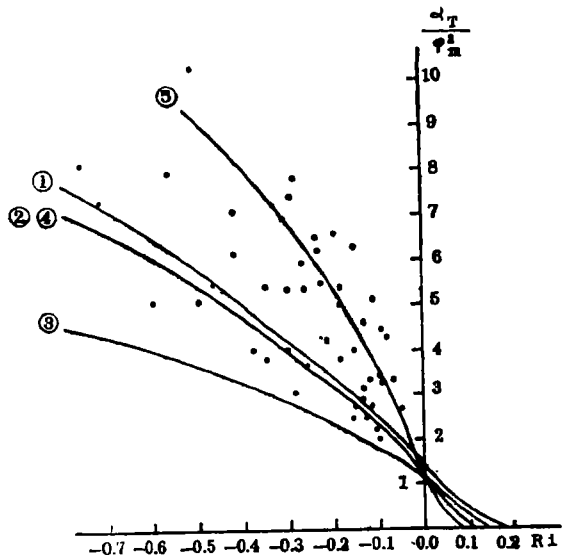


图 4 $\frac{\alpha_T}{\varphi_m^2}$实验结果与文献结果的比较

（• 实验数据；① 据 Businger；② 据 Paulson, Badgley；③ 据 Webb；④ 据 Dyer, Hicks；⑤ 据 Леготина-Орленко）

我们由于实验条件的限制，对 φ_m，φ_h 的形式和参数不能通过现有的实验资料来确定，但可以设法对表 2 中各作者的参数作某种程度的验证，以决定 K,K_T 计算时 φ_m,φ 的选值。

由相似理论基本公式 $1/\varphi_m\varphi_h$ 或 α_T/φ_m^2 可写成

$$\frac{1}{\varphi_m\varphi_h}=\frac{\alpha_T}{\varphi_m^2}=-\frac{\left(\ln\frac{z_2}{z_1}\right)^2}{c_p\rho\kappa^2\Delta u\Delta\theta}P \tag{10}$$

式中 c_p 为定压比热，ρ 为空气密度，P 为湍流热通量，$\alpha_T=K_T/K$。由(10)可知，只要有 $\Delta u,\Delta\theta,P$ 值就可以确定 $1/\varphi_m\varphi_h$。分析表明，当观测在极端干旱条件下进行时，蒸发可忽略不计，这时根据地表热平衡方程，P 值可通过辐射平衡 B 及土中热通量 H 的观测间接得到，即 $P=B-H$。高原大气实验期间，格尔木测站的某些观测资料符合这个条件，因此我们使用这些资料用 (10) 式计算了 $1/\varphi_m\varphi_h$ 值及其相应的 Ri 数，结果给在图 4 中，同时

将根据表 2 各作者计算的 $1/\varphi_m\varphi_h$ 值及相应的 Ri 数也一并绘出，另外还绘出了 Лего-тина-Орленко 的结果[3]。由图 4 可见，实验数据散布在 ①、②、④、⑤ 各线之间，这一方面验证了①、②、④、⑤各线在一定程度上的客观性，另一方面也证明了我们这一验证方法的合理性。由于我们验证的 $1/\varphi_m\varphi_h$ 是普遍函数，所以虽只用格尔木一站资料，但应具有广泛代表性。因而我们在具体计算 K，K_T 时，对于 φ_m，φ_h 选用了①、②、④、⑤各作者参数的平均值。

基于图 4 和式(10)，用(6)式和(7)式计算了各站各月各观测时刻的 K 及 K_T 值，$\Delta\theta$，Δu仍为 0.5—2 m 间值，所以计算出的是 1 m高度的湍流系数。计算结果给在图 5、图 6 中。

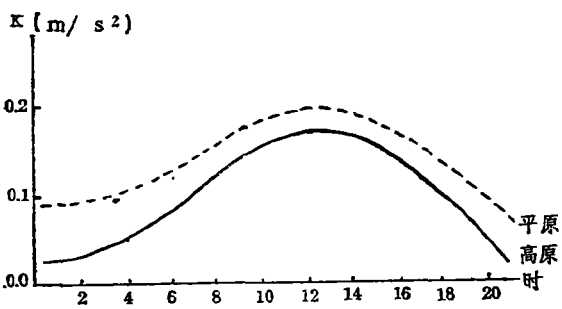


图 5　高原与平原动量湍流系数 K 的比较（5—8 月平均）

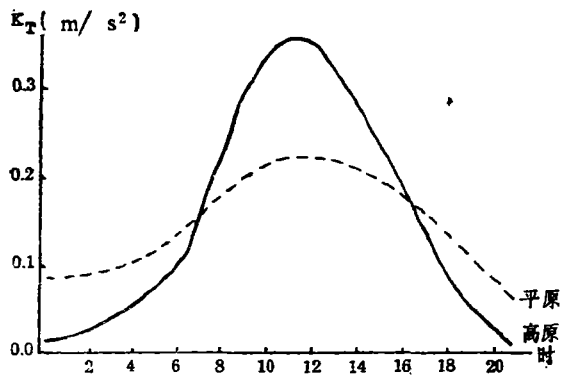


图 6　高原与平原热量湍流系数 K_T 的比较(5—8 月平均)

由图 5，6 我们首先看到，K 及 K_T 在高原与平原之间存在着明显的差异，尤其是热量湍流系数的差别更大。图中表明，动量湍流系数高原是小于平原的，全天各时刻都是如此。这说明，高原地区湍流动量交换能力不如平原地区高。热量湍流系数则表现出昼夜不同的差异，在白天高原比平原大，即高原地区白天热量湍流交换的能力比平原地区更强；夜间相反，高原热量湍流交换能力较弱。湍流系数的这些特点，将对高原地区贴地层整个的动力、热力状况产生深刻的影响，使高原贴地层中动量输送和热量输送在数量上显著地异于平原。对此，特作如下分析。

在湍流半经验理论中，动量通量与热量通量的表达式为

$$\tau=\rho K\frac{\partial u}{\partial z} \tag{11}$$

$$P=-c_p\rho K_T\frac{\partial\theta}{\partial z} \tag{12}$$

其中 τ 为动量通量。将$\frac{\partial u}{\partial z}$、$\frac{\partial\theta}{\partial z}$用对数内插公式代替，并取 Δu，$\Delta\theta$ 为 0.5—2 m 间值，则 τ，P 的具体计算可变为以下公式

$$\tau=0.72\,\rho K\Delta u \tag{13}$$

$$P=0.72\,c_p\rho K_T\Delta\theta \tag{14}$$

这里为去掉负号，$\Delta\theta$ 已取成 $\Delta\theta=\theta_1-\theta_2$。可见 τ，P 的大小分别取决于 K，Δu 及 K_T，$\Delta\theta$。

这样，由图 2—3 和图 5—6 便可以讨论高原动量通量和热量通量的特点。由于 Δu，K，ρ 都是高原比平原小，所以动量通量在高原与平原之间就有异常显著的差异。平均来说，高原地区的湍流动量通量大约只是平原地区的 1/4—1/7。关于热量通量，由于 $\Delta\theta$ 在平原与高原之间差异不大，所以造成差别的影响因素主要是 K_T 和 ρ。白天，高原 K_T 比平原大，中午前后大约是平原的 1.6 倍左右，而高原的 ρ 值平均是平原的 0.6 倍，所以白天高原湍流热通量与平原基本相等或略少一些。夜间，高原 K_T 平均为平原的 0.5 倍，所以其热通量大约只是平原的 30 %。因此，对湍流热通量来说，高原与平原的差异主要在夜间。但是，由于湍流热通量的日总量主要取决于白天的值，所以就热通量总量来说，高原与平原地区基本上还是相等的。值得指出的是，由于高原地区空气质量比平原地区要少一半，所以相同的湍流热通量在高原地区所造成的加热效应要比平原地区大一倍。

五、湍流能量平衡各分量的基本特点

湍流能量平衡问题是湍流物理过程的本质问题。下面我们讨论湍流能量平衡各分量在高原与平原之间的差异。

湍流能量平衡方程一般写成如下形式

$$\frac{\partial E}{\partial t}=K\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2-K_T\frac{g}{T}\frac{\partial\theta}{\partial z}-D \tag{15}$$

这里 E 为单位质量的湍流动能，$K\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2$ 表示平均运动动能在摩擦力作用下向湍流能

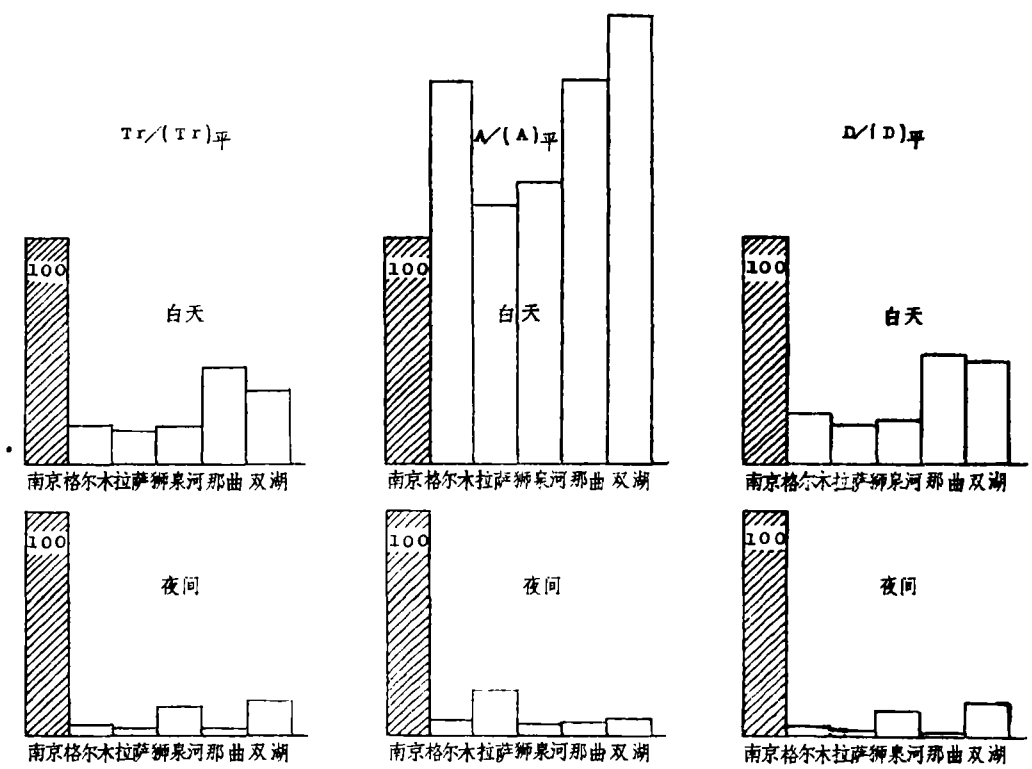


图 7 高原与平原湍流能量平衡各分量的比较

量的转化率，一般用 T_r 表示；$K_T\frac{g}{T}\frac{\partial\theta}{\partial z}$ 表示反抗阿基米德力的功对于湍流能量的消耗，一般用 A 表示；D 表示湍能向热能的耗散与湍能扩散之和。我们应用实验期间的观测资料，结合(2)、(6)、(7) 式对(15)式中的 T_r 和 A 分别作了计算。另外，根据湍流运动日变过程的特点，认为在早晨及中午前后湍流的发展处于转折时刻，这时 $\frac{\partial E}{\partial t}$ 可认为是零，因此 D 可由下式计算，即

$$D=T_r-A \tag{16}$$

图 7 绘出了能量平衡各分量的计算平均结果(5—8 月)，它清楚地反映了这些分量在高原与平原间的差异。

图中最明显的一个特点，就是高原湍流能量平衡各分量，除白天的 A 外，其值都小于平原。T_r 白天只是平原地区的 20—30%，夜间更小，大约只是平原地区的 5—10%。D 值的对比基本同于 T_r，这是因为在一般情况下，湍流能量平衡方程中 T_r 的绝对值要比 A 的绝对值大得多的缘故。

A 的绝对值在白天大于平原说明，白天高原贴地层来自热力因素的湍流能量要比平原地区多，平均而言，大约是平原地区的 1.4 倍。但夜间仍然是高原 A 值较小，只是平原地区的 10 %左右。

六、几 点 结 论

1．高原地区大气贴地层稳定度，与平原地区相比，具有极端化特点，即在白天更加不稳定，而在夜间则更加稳定。因而高原地区贴地层湍流运动的规律，将会比平原地区更加偏离平衡状态下的规律。

2．造成高原地区贴地层稳定度极端化特点的主要原因是风速梯度值的明显减小。$\Delta u_{2-0.5}$ 高原地区平均只有平原地区的 1/3—1/2，而 Δu 的小值是与高原地区小的空气密度相联系的。因为小的密度具有小的粘滞性——内摩擦，从而削弱了风速的垂直切变。

3．高原地区贴地层的动量湍流系数小于平原，平均为平原地区的 80 %，而热量湍流系数在白天却是高原大于平原，平均是平原地区的 1.6 倍。Δu 值与 K 值在高原与平原地区的差异共同造成了高原的湍流动量通量大大小于平原，它大约只是平原地区的 1/4—1/7。湍流热通量总量值在高原与平原间无明显差异，但由于高原空气稀薄，所以相同的湍流热量输送，在高原地区将会造成比平原地区更加显著的加热效应。

4．湍流能量平衡各分量在高原与平原间都有明显差异。高原平均运动动能向湍流能量的转化率较低，白天大约只是平原地区的 20%—30 %，夜间更少，大约只有平原地区的 5—10 %。来自热浮力功的湍流能量，高原地区白天比平原多，大约是平原地区的 1.4 倍。所以高原贴地层湍流运动中，热力因素的影响要比平原地区大，而动力因素的影响却远远小于平原。

参 考 文 献

[1] 杨鉴初等，西藏高原气象学，科学出版社，1960。
[2] 叶笃正、高由禧，青藏高原气象学，科学出版社，1979。

[3] Лайхатман, Д. Л., Физика пограничного слоя атмосферы, Гидрометеоиздат, Л, 1970.
[4] Леготина, С. И., и Л. Р. О рленко, О расчете турбулентных потоков тепла и влаги по данным градиентных измерений, Тр. ГГО, 402, 29—39, 1978.
[5] 马玉堂、姚文权、徐兆生，垦荒的若干小气候效应，气象学报，40卷，第3期，1982。
[6] Busch, N. E., On the mechanics of atmospheric turbulence, Workshop on Micrometeorology, Boston, 1—65, 1973.

THE BASIC PHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE ATMOSPHERE NEAR THE GROUND OVER THE QINGHAI-XIZANG PLATEAU

Ma Yutang* Xu Zhaosheng

(Institute of Geography, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, the primary characteristics of Ri, $\Delta\theta$, ΔU, K, K_T and the components of turbulent energy balance are revealed by using the data observed over the Plateau surface during QXPMEX, May—August 1979. Comparison is made between the relevant observations on the Plateau and that over the plain Some special aspects of the near ground dynamical and thermal processes over the Plateau are analysed.

* Ma Yutang: Weifang Meteorological Bureau, Shandong Province.

关于"降水的振荡机理"问题

关于降水的振荡机理，我在1982年元月在湖北气象研究所和1984年3月在上海气象研究所讲学时，都是以鲁特卡模型讲的。该模型为

$$A + X \xrightarrow{k_1} 2X$$

$$X + y \xrightarrow{k_2} 2Y$$

$$y + B \xrightarrow{k_3} E + B$$

以后林杏奇同志和我都感到其中第一式的意义不妥，于1984年9月和12月我们两次相遇时，都作过一点简单的议论。而后各自独立地写成论文。林文题为"降水的振荡机理"发表于《气象学报》1986年第1期，我和另一同志（该同志参加一些工作）以题为"雨滴形成的稳定性分析"一文报予"全国统计物理气象学术会议"筹备处。今阅林文，感到有些可商榷的地方，提出讨论，请读者们指正。

林文中说："大水滴则通过大、小水滴共存发生的扩散转移和大水滴碰并小水滴以及振动破裂等方式，数量在不断增多"。这话说的不确切。大水滴碰并小水滴是大水滴的增大，而不是增多。大水滴增大后由于上升气流（大水滴下降也相当于气流上升）的冲击而破碎成几个水滴，再与小水滴碰并增长。这是著名的朗格缪连锁效应。大水滴的破碎是因上升气流的冲击，不是因大水滴的振动，大水滴的振动（布朗运动的振动）速度是很小的，由于水的表面张力，大水滴不会因振动而破裂。

林文中说："A为流入系统水汽的净入流量，X为云体内的小水滴数量"。这话不妥，我们知道流量是指单位时间说的，如A为流量则和X的量纲不同，实际上A是水汽的浓度。

林文中说："k_1为水汽相变为水的速率，k_2为大水滴量增加的速率，……"。应说是"速率常数"，水汽凝结成小水滴

（下接228页）