中国科学: 地球科学 2014 年 第 44 卷 第 11 期: 2499 ~ 2514
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

绿洲和戈壁复杂下垫面平流对湍流特征的影响

陈晋北*, 胡隐樵, 吕世华, 余晔

中国科学院寒区旱区环境与工程研究所, 中国科学院寒旱区陆面过程与气候变化重点实验室, 兰州 730000
* E-mail: chenjinbei@lzb.ac.cn

收稿日期: 2013-12-17; 接受日期: 2014-07-10; 网络版发表日期: 2014-10-28
国家重大科学研究计划全球变化研究项目(编号: 2010CB951701-2)和国家自然科学基金项目(批准号: 91025011, 41130961)资助

摘要 利用绿洲和戈壁近地面层湍流实验资料对比研究表明, 在不稳定层结条件下, 绿洲和戈壁中温度归一化方差满足 $\varphi_\theta(z/\Lambda)=\alpha_\theta(-z/\Lambda)^{-1/3}$, 而绿洲湿度和 CO_2 归一化方差都满足 $\varphi_s(z/\Lambda)=\alpha_s(1-\beta_s z/\Lambda)^{-1/3}$; 受平流影响, 绿洲温度归一化方差量值较大, 而戈壁 CO_2 方差相对 M-O 函数关系有一定程度的偏离, 湿度方差则完全背离了方差 M-O 关系; 对上述结果分析表明, 平流条件下, 湿度方差满足关系式 $\sigma_{sm}^2=D^2\sigma_{sA}^2+\sigma_{sB}^2$; 其方差 M-O 关系由平流输送标量方差值的相对大小所决定. 对于湿度和 CO_2 等标量, 如果平流输送的标量方差比局地标量方差大得多, 则该标量方差观测值就会背离方差 M-O 关系, 当平流输送的标量方差接近或小于局地标量方差时, 标量方差观测值基本满足方差 M-O 关系.

关键词
大气近地面层(ASL)
湍流相似性
平流
复杂下垫面

对于均匀下垫面和定常条件下的大气湍流运动, 经典 Monin-Obukhov 相似理论(MOST)(Monin 和 Obukhov, 1954)是湍流输送研究的理论基础. 其中, 风速以及温度等标量方差 Monin-Obukhov(M-O)关系有效地描述了湍流的结构特征(Stull, 1988). 而湍流标量方差与相应的湍流垂直通量特征量间的这种特征为湍流通量的研究提供了一种手段(Hill, 1989). 基于标量方差 M-O 关系发展起来的通量方差关系在估算湍流通量和研究地面标量的源、汇特征中被广泛利用(Katul 等, 1995; Finnigan, 2008; Townsend, 1961; Asanuma 和 Brutsaert, 1999; De Bruin 等, 1999; Guo 等, 2009). 均匀下垫面湍流通量的观测和估算已日趋成熟, 但对于复杂条件下的湍流输送问题仍亟待新理论框架的建立(Finnigan, 2008; Detto 等, 2008), 湍流的结构特征也有待进一步解释. 在过去的近半个世纪, 大量的实验已揭示了一系列复杂条件下湍流方差 M-O 关系的一些基本特征. 动力和热力过程决定了湍流的产生和发展(胡隐樵等, 2007). 基于标量对地表变化的敏感性, 温度方差的 M-O 关系比湿度和 CO_2 等标量的 M-O 关系更加有效(Katul 等, 1995); 与垂直风速方差相比, 横向和纵向风速方差 M-O 关系的离散性更大(Detto 等, 2010); 同时标量湍流脉动的位相差, 以及他们的通量分布差异强烈地影响着湿度和 CO_2 等标量的湍流特征(Hill, 1989; Asanuma 和 Brutsaert, 1999; De Bruin 等, 1999); 与下垫面的非均匀尺度具有相当尺度的涡旋可以使标量湍流脉动方

中文引用格式: 陈晋北, 胡隐樵, 吕世华, 等. 2014. 绿洲和戈壁复杂下垫面平流对湍流特征的影响. 中国科学: 地球科学, 44: 2499–2514
英文引用格式: Chen J B, Hu Y Q, Lü S H, et al. 2014. Influence of advection on the characteristics of turbulence over uneven surface in the oasis and the Gobi Desert. Science China: Earth Sciences, 57: 2242–2258, doi: 10.1007/s11430-014-4910-8

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

差偏离 M-O 关系(Detto 等, 2008); 在标量源区的下风向, 平流输送可以将随机形成的羽输送到观测点, 导致标量湍流具有复杂性和非定常性(Detto 等, 2010). 另外, 在稳定边界层, 因为阵风和层流等非湍流机制的影响使得风速以及温度等标量的方差特征更为复杂(Mahrt, 1989; Mahrt 等, 1998; McNaughton 和 Laubach, 1998; Lamaud 和 Irvine, 2006). 通过对湍流方差偏离 M-O 关系的原因做实验分析, Detto 等(2010)将造成标量湍流脉动的因子分解成"内源因子"和"外源因子"两部分. 其中"内源因子"满足湍流脉动方差的 M-O 关系, 而诸如非均匀条件, 平流输送和卷夹等"外源因子"则干扰了湍流脉动方差的 M-O 关系.

理想的定常和均匀下垫面条件下的 M-O 关系较为成熟. 但自然界中的下垫面都是非均匀的, 复杂条件下的湍流研究已成为大气边界层气象学亟待解决的问题(张强和胡隐樵, 2001). 绿洲具有较为复杂的植被系统, 而戈壁是较平坦的沙石下垫面. 两者具有显著的动力、热力差异(Hu 等, 1988), 在同一个区域它们通过平流和湍流进行着能量和物质交换. 本文将利用绿洲-戈壁非均匀下垫面和青藏高原均匀下垫面上的近地面层湍流实验资料, 对比分析绿洲和戈壁风速方差以及温度、水汽和 CO_2 等标量方差 M-O 关系的特征, 以揭示不同下垫面的湍流结构差异及其形成原因; 并通过谱分析方法研究平流对标量方差的影响; 最后, 在一些假设的基础上, 讨论在绿洲和戈壁非均匀下垫面条件下, 平流对湍流方差 M-O 关系影响的可能机制.

1 基本理论

1.1 湍流方差的局地 M-O 相似性

绿洲和戈壁具有典型的复杂下垫面特征. 热量和物质的平流交换, 戈壁边界层中的热对流, 以及绿洲白天的稳定边界层都是它们的主要特征. M-O 相似性理论主要适用于均匀下垫面(Sorbian, 1989). 而局地 M-O 相似性理论被应用于存在平流的非均匀下垫面大气边界层, 也可描述稳定边界层和对流边界层(Shao 和 Hacher, 1990; 胡隐樵和张强, 1993), 因此本研究将利用局地 M-O 相似性理论.

在理想条件下, 风速以及温度等标量方差的局地 M-O 相似性关系可写成

$$\sigma_i / u_* = \varphi_i\left(z / \Lambda\right), \qquad i = u, v, w, \tag{1}$$

$$\sigma_s / \left|s_*\right| = \varphi_s\left(z / \Lambda\right), \qquad s = \theta, q, \rho_c, \tag{2}$$

式中, σ表示湍流方差, 下角标 i 代表风速矢量 u, v 和 w, s 代表位温 θ、湿度 q 和 CO_2 浓度 ρ_c 等标量; u_*是摩擦速度, 被定义为 $u_* = \left(\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2\right)^{1/4}$; s_*代表有关标量的湍流特征量, 被定义为 $s_* = -\overline{w's'}/u_*$; 文中 CO_2 方差简记为 σ_c; 局地 M-O 长度 Λ 为

$$\Lambda = \frac{-u_*^3 \overline{\theta_v}}{\kappa g \overline{w'\theta_v'}}. \tag{3}$$

大量研究显示, 在理想条件下, 当不稳定层结时 $\varphi_i\left(z / \Lambda\right)$ 和 $\varphi_s\left(z / \Lambda\right)$ 有以下形式(Panofsky 等, 1977; Padro, 1993; Katul 和 Hsieh, 1999):

$$\varphi_i\left(z / \Lambda\right) = c_1\left(1 - c_2\, z/\Lambda\right)^{1/3}; \tag{4}$$

$$\varphi_s\left(z / \Lambda\right) = \alpha_s\left(1 - \beta_s\, z/\Lambda\right)^{-1/3}; \tag{5}$$

式中, c_1, c_2, α_s 和 β_s 为待定系数. 在自由对流条件下相应的函数关系为(Wyngaard 等, 1971; Högström 和 Smedman-Högström, 1974; Kader 和 Yaglom, 1990)

$$\varphi_i\left(z / \Lambda\right) = c\left(-z/\Lambda\right)^{1/3}; \tag{6}$$

$$\varphi_s\left(z / \Lambda\right) = \alpha_s\left(-z/\Lambda\right)^{-1/3}. \tag{7}$$

式(6)的 c 为待定系数. 当 $z / \Lambda = -0.04$ 时, 大气向自由对流转换, 因此 $-z / \Lambda \geqslant 0.04$ 时, 温度方差函数满足关系式(7)(Wyngaard 等, 1971; Katul 等, 1995).

1.2 湍流的谱分析

方差谱或功率谱以及互谱可以精细地描述湍流在不同频率的特征. 在各向同性湍流中, 风速矢量的功率谱和温度等标量的方差谱分别满足 Kolmogorov −5/3 次标度律(Stull, 1988):

$$S_i\left(\kappa\right) = C_i \varepsilon_i^{2/3} \kappa^{-5/3}, \tag{8}$$

$$S_s\left(\kappa\right) = C_s \varepsilon_s^{-1/3} \kappa^{-5/3}, \tag{9}$$

式中, $S(\kappa)$代表对应波数 κ 的谱方差, C 是待定系数, ε 是湍流耗散率.

另外, Oncley 等(1996)定义一个互谱(cospectrum)的频率累计积分(frequency cumulative integral) Ogive 函数

$$Og_{x,y}\left(f_0\right) = \int_{\infty}^{f_0} Co_{x,y}\left(f\right) \mathrm{d}f. \tag{10}$$

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

$Co_{x,y}(f)$是$\overline{xy}$的互谱(姜海梅等, 2013), 即

$$Co_{x,y}(f)=\frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1}x(k)\cos\left(\frac{2\pi nk}{N}\right)\frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1}y(k)\cos\left(\frac{2\pi nk}{N}\right)+\frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1}x(k)\sin\left(\frac{2\pi nk}{N}\right)\frac{1}{N}\sum_{k=0}^{N-1}y(k)\sin\left(\frac{2\pi nk}{N}\right), \quad (11)$$

式中, N 代表数据量; n 是循环次数; 对于采样时间间隔 Δt, 频率 $f=n/(N\Delta t)$. 关系(10)是从高频到频率 f_0 区间的积分. Ogive 是对应频率 f_0 的一个积分函数. 当频率 f_0 足够低而 Ogive 函数趋于一个常数时, 表示函数 Ogive 趋于收敛. Oncley 等(1996)利用 Ogive 函数收敛点判断湍流满足各态历经假设的条件, 并以收敛点频率 f_0 所对应的时间作为湍流平均时间. 如果函数 Ogive 在频率 f_0 点收敛, 则可以利用关系式(10)描述从高频到 f_0 频段(∞, f_0)互谱的整体变化. Ogive 曲线斜率的绝对值越大表示对应频率段对互谱的贡献较大, 当 Ogive 曲线趋于平缓时, 则该频率段对互谱的贡献较小. 因此可根据 Ogive 函数曲线判断高、低频率成分在湍流通量中所占的比重. 本文就是利用 Ogive 函数分析不同频谱成份对湍流通量的贡献, 并揭示低频的平流对湍流的影响.

最后, 我们利用互谱和方差谱确定分段区间$[f_1, f_2]$, $[f_2, f_3]\ldots[f_{n-1}, f_n]$的相关系数谱

$$R_{w,s}(f)=\int_{f_1}^{f_2}\left[Co_{w,s}(f)\Big/\sqrt{S_w(f)S_s(f)}\right]\mathrm{d}f,\quad f_1>f_2, \quad (12)$$

以便分析湍流中不同频率成份(平流、大涡或平均垂直速度)对湍流通量的效应. 前人研究已表明(McBean 和 Miyake, 1972; Ricardo 等, 2001), 从高频到低频, 相关系数随频率减小先增加, 在频率 fz/U=0.1~0.01 左右达到最大值, 随后振荡.

1.3　平流对标量湍流的影响

标量方差预报方程(Stull, 1988)

$$\frac{\partial\overline{s'^2}}{\partial t}+\overline{U_j}\frac{\partial\overline{s'^2}}{\partial x_j}=-2\overline{s'u'_j}\frac{\partial\overline{s}}{\partial x_j}-\frac{\partial\overline{\left(u'_js'^2\right)}}{\partial x_j}-2\varepsilon_s, \quad (13)$$

指出, 标量方差被平流输运, 同时也被湍流所扩散和耗散. 在网格状差异的下垫面上, Asanuma 等(1999)提出, 来自两个不同下垫面 A 和 B 上的标量方差混合后为 $\sigma_{sm}^2=\frac{1}{2}\left(\sigma_{sA}^2+\sigma_{sB}^2\right)$. Moene 等(2006)研究了卷夹混合过程对湍流标量的影响, 提出混合后的标量方差 s_{*c} 与混合层顶的标量方差 s_* 和被卷夹的标量方差 s_{*e} 间存在线性关系 $s_{*c}^2=as_*^2+bs_{*e}^2$. 这些混合方案都表明, 经不同低频输运过程输送的标量湍流, 在新湍流场中仍然保留着一些原湍流脉动的信息.

我们首先假设, 在上风向 A 区湍流场的标量湍流脉动量为 s'_A, 它满足关系式(5)或(7). 经平流输送, 当气团到达 B 区后, s'_A 因湍流扩散和耗散衰减为 Ds'_A, 其中 D 为衰减率. 同时 B 区湍流场所激发的新湍流脉动量是 s'_B. 它们之间满足简单的线性累加关系, 这时的标量脉动量变成 $s'_{sm}=Ds'_A+s'_B$. 那么标量方差为

$$\sigma_{sm}^2=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(Ds'_A+s'_B\right)_i^2=D^2\sigma_{sA}^2+\sigma_{sB}^2+2D\mathrm{Cov}\left(s'_As'_B\right), \quad (14)$$

式中, σ_{sm} 为混合后标量 s 的湍流方差, σ_{sA} 和 σ_{sB} 分别为 s'_A 和 s'_B 的方差. $\mathrm{Cov}\left(s'_As'_B\right)$为 s'_A 和 s'_B 的协方差. 如果 s'_A 和 s'_B 是由 A 区和 B 区两个完全不同的湍流场所激发出来的, 那么 s'_A 和 s'_B 不具相关性, 即 $\mathrm{Cov}\left(s'_As'_B\right)\approx 0$. 这时关系式(14)可简化为

$$\sigma_{sm}^2=D^2\sigma_{sA}^2+\sigma_{sB}^2. \quad (15)$$

考虑到 s'_A 和 s'_B 都是由局地湍流场所激发, 那么它们应分别满足局地关系式:

$$\sigma_{sA}/s_{*A}=\varphi_{sA}(z/\Lambda), \quad (16)$$

$$\sigma_{sB}/s_{*B}=\varphi_{sB}(z/\Lambda). \quad (17)$$

继而可以利用关系式((15)~(17))和实验观测资料确定经平流输送后的湍流标量方差及其衰减率 D:

$$D\sigma_{sA}=\sqrt{\sigma_{sm}^2-\left[s_{*B}\varphi_{sB}(z/\Lambda)\right]^2}, \quad (18)$$

$$D=\sqrt{\sigma_{sm}^2-\left[s_{*B}\varphi_{sB}(z/\Lambda)\right]^2}\Big/\sigma_{sA}. \quad (19)$$

当在定常条件下, 从 x_1 到 x_2 积分关系式(13)后可得

$$\overline{s_2'^2}-\overline{s_1'^2}=\int_{x_1}^{x_2}\frac{1}{\overline{U_j}}\left[-2\overline{s'u'_j}\frac{\partial\overline{s}}{\partial x_j}-\frac{\partial\overline{\left(u'_js'^2\right)}}{\partial x_j}-2\varepsilon_s\right]\mathrm{d}x_j. \quad (20)$$

根据式(20), 对于水平平流输送, 可进一步推导 A 区标量湍流脉动量 s'_A 满足

$$D^2\overline{s'^2_A}-\overline{s'^2_A}=\left(D^2-1\right)\overline{s'^2_A}$$

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

$$=\int_{x_A}^{x_B}\frac{1}{\overline{V}}\left[-2\overline{s'u'}\frac{\partial\overline{s}}{\partial x}-\frac{\partial\left(\overline{u's'^2}\right)}{\partial x}-2\varepsilon_s\right]\mathrm{d}x, \tag{21}$$

式中, $\overline{V}$ 为一维水平风速. 由上式可知 $\left(D^2-1\right)\sim 1/\overline{V}$, 存在衰减率 $0<D<1$, 而且 D 将随 $\overline{V}$ 的增加而增大. 另外预计, 随湍流扩散的增强, 湍流标量方差加速衰减, 将导致衰减率 D 减小.

2 实验及数据处理

2.1 实验位置

甘肃金塔绿洲是由祁连山高山融雪灌溉引水形成的人工绿洲. 它介于 39.1°~40.28°N, 98.65°~99.13°E, 面积 1652.2 km^2. 绿洲及周围戈壁地形平坦, 海拔高度差约 80 m, 因其离祁连山较远, 受地形影响较小. 绿洲最南端是鸳鸯湖水库浇灌出的茂密绿洲. 湖水经几条水渠向东北和西北输送, 湖水流经处灌溉了周围的胡杨和红柳林, 围绕水渠形成的林带呈斑块状. 整个绿洲呈规则的正三角形, 观测区域就处于绿洲最南部, 在三角形的一个角上(图 1). 实验中一个 20 m 观测塔被设置于绿洲中(40.01°N, 98.93°E). 绿洲塔下垫面为落差约 1~2 m 的三层阶梯状农田, 交替种植着棉花、小麦、西红柿和玉米等多种作物. 农田东南、西北两边相距 400 m, 有高度 10 m 左右两排树组成的防风林, 东北、西南方向相距约 550 m 是高度 3 m 左右的民房. 另一个观测塔设置于临近绿洲的戈壁中(39.99°N, 98.97°E). 两观测塔间相距 3.66 km, 戈壁塔距最近农田 590 m.

为了与均匀下垫面湍流特征作比较, 以便更好地分析绿洲和戈壁间平流对湍流的影响, 文中选用青藏高原那曲(图 1)近地面层湍流观测资料. 该实验区地形平坦, 整个地区均匀生长着高度约 10 cm 的牧草. 最近山地距离观测点约 5 km.

2.2 实验仪器

在绿洲塔上, 距地表 10 m 高度安装一套涡旋相关系统. 该系统主要由三维超声风速仪(CSAT3, Campbell, USA)和开路 CO2/H2O 分析仪(Li7500, Li-Cor, USA)组成. 另外两套同样的涡旋相关系统被安置在戈壁塔上, 它们距地面分别是 10 和 1.84 m. 同时使用 Campbell 公司的风速、温度和湿度传感器进行了平均风、温和湿度梯度观测. 其中绿洲塔分为 2.0, 6.0, 13.2 和 19.10 m 四层, 戈壁塔分为 1.57, 2.8, 4.5, 8.0, 12.0 和 18.0 m 六层. 观测时间从 2008 年 6 月 11 日至 26 日, 观测期间农作物高度都低于 0.6 m. 所有 10 Hz 的风速、温度、湿度和 CO_2 数据分别使用一套 Campbell 公司的 CR3000 和两套 CR5000 采集, 并做 30 min 的统计处理. 实验期间除 19 和 20 日是阴天, 21 日有沙尘外其他时段都是晴天. 在中国科学院那曲高寒气候环境观测研究站有一套与金塔相同型号的涡动相关观测系统被使用. 观测高度为 3.08 m. 观测时间为 2011 年 7 月 23 日到 9 月 13 日. 这可被视为均匀下垫面湍流特征以便作对比分析.

2.3 资料处理

由于电路脉冲和沙尘等其他原因造成的错误数据首先被删除. 为了消除日出日落前后, 湍流分层时

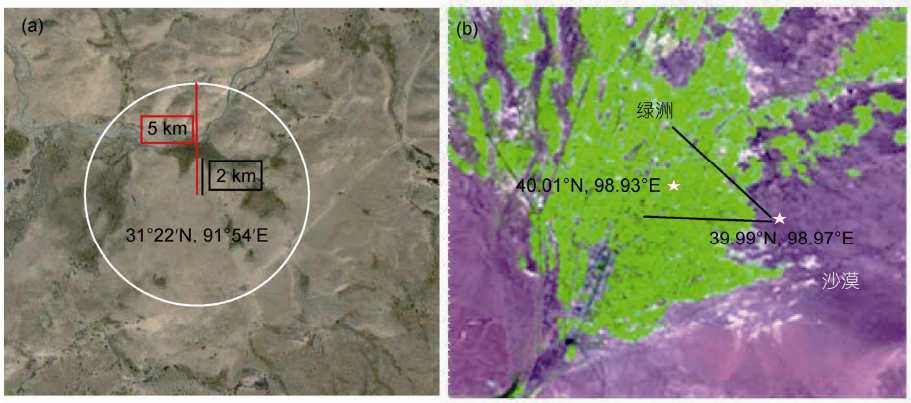

图 1 观测点概况图

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

上下层卷挟对平流效应研究的干扰, 资料中排除了北京时间 6:00~9:00 和 19:00~21:00 的数据. 另外, 夜间戈壁出现了一些较强的不稳定层结, 这可能是冷平流和间歇性湍流造成的, 这样的数据也被排除. 随后对剩余资料用平面拟合方法作倾斜修正. CSAT3 和 Li7500 的分离通过 5 min 最大相关性予以修正, 时间间隔约 0.1 s 左右. 然后将超声温度脉动修正为绝对温度脉动(Schotanus 等, 1983; Kaimal 和 Gaynor, 1991). 对于空气密度波动所造成的湿度和 CO_2 脉动, 我们没有做有关的修正. 因为水汽和 CO_2 是空气的组成成分, 它们的脉动同样是空气密度脉动的组成部分. 另外, 空气温度的湍流脉动是通过空气分子输运过程实现的. 利用温度脉动对水汽和 CO_2 等标量脉动所作的空气密度波动修正显然是值得商榷的. 而且在我们的初步分析中发现, 这样的修正会使得结果偏离式(4)~(7)的预测. 对于 Webb 修正(Webb 等, 1980), 它是考虑到水汽经蒸发从地表溢出时产生平均垂直速度, 而该垂直速度将对热量, 特别是水汽和 CO_2 等物质有输送效应. 因此可利用湍流的温度、湿度和垂直速度的方差及协方差估算垂直速度后, 最终确定有关的输送通量. 显然, Webb 修正是地表能量平衡的组成部分, 但它并不属于湍流通量($-u_*s_*$)的组成部分. 因此我们也没有做 Webb 修正. 最后绿洲 607 组资料, 剩余 506 组. 其中不稳定层结 65 组. 而且我们利用绿洲的剩余资料也确定了位移高度 d 为 0.57 m(Martano, 2002). 戈壁 10 和 1.84 m 高度资料分别为 607 组和 515 组, 各剩余 479 组和 405 组, 其中不稳定层结各为 303 组和 312 组. 考虑到那曲的海拔高度和青藏高原坡向对净辐射的影响, 北京时间 5:00~9:00 和 18:00~21:00 的资料被排除后, 其他资料重复了金塔资料的修正处理.

3　结果分析

3.1　绿洲、戈壁的温度和湿度分布特征

由于绿洲及其周围戈壁的热力差异造成的局地环流, 以及绿洲内边界层的逆温和戈壁内边界层的逆湿现象都是绿洲边界层的主要特征(苏从先等, 1987; Hu 等, 1988; 胡隐樵等, 1993; 陈晋北等, 2012). 在早期金塔绿洲边界层观测研究中, 已发现夏季白天金塔绿洲内边界层高度可达到 500~800 m(韦志刚等, 2005). 同时在 0~600 m 范围内, 临近绿洲的戈壁上存在的冷湿舌也证实了其内边界层的高度(奥银焕等, 2005). 为了了解本研究观测高度所处的位置, 以及绿洲和戈壁近地面层的大气层结特征. 在研究绿洲和戈壁标量湍流特征前, 首先分析有关标量的垂直廓线和垂直风速特征是有益的.

图 2 是观测期间绿洲和戈壁温度、湿度各时次的日平均垂直廓线图. 结果显示, 受戈壁平流的影响, 绿洲除北京时间 4:00~6:00 左右是不稳定层结外, 其他时间多为逆温稳定层结, 这意味着白天绿洲上层存在从戈壁至绿洲的热平流(苏从先等, 1987; Hu 等, 1988; 胡隐樵等, 1993; 陈晋北等, 2012); 同时绿洲的涡动相关系统也曾观测到负感热通量(苏从先等, 1987; Hu 等, 1988; 张强等, 1992). 作为水汽之源, 绿洲平均湿度廓线均为负梯度. 对于戈壁, 其平均日温度廓线显示, 白天大气是不稳定层结, 夜间是稳定层结; 但受绿洲水汽平流输送的影响, 戈壁平均日湿度廓线较为复杂. 在 3 m 以上均为负湿度梯度, 在 3 m 左右一直存在一个湿度高值区, 3 m 以下经常呈正湿度梯度分布和负潜热通量. 基于上述结果, 可以推断两地的观测高度分别处于绿洲和戈壁内边界层中. 另外, 取 30 min 的平均垂直速度做对比分析. 结果显示, 白天在绿洲中存在向下垂直速度, 同时戈壁存在向上的平均速度(陈晋北等, 2012), 观测区域具有明显的局地环流(图略). 这与早期的观测和模拟研究结果一致(文莉娟等, 2005).

3.2　绿洲和戈壁湍流归一化方差的 M-O 关系

3.2.1　速度方差的 M-O 关系

速度方差描述湍流能量大小, 表征湍流强度, 为此首先分析速度方差的 M-O 关系, 结果见图 3.

大气边界层湍流发展的根本原因是太阳对地表加热不均匀导致对流泡而激发湍流, 自然垂直速度方差是表征湍流发展强度的一个最基本的特征量. 图 3 给出了绿洲 10 m (a)以及戈壁 10 m(b)和 1.84 m(c)垂直风速方差的 M-O 关系, 那曲均匀下垫面上 3.08 m 垂直风速方差情况也在图(d)中给出. 根据数据拟合得到的方差 M-O 关系见表 1. 尽管绿洲和戈壁下垫面具有显著的差异, 同时受戈壁热空气影响绿洲大气层结也较为复杂, 但两观测点以及那曲归一化方差 σ_w/u_* 的 M-O 函数相当一致. 各图显示, 无论是不

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

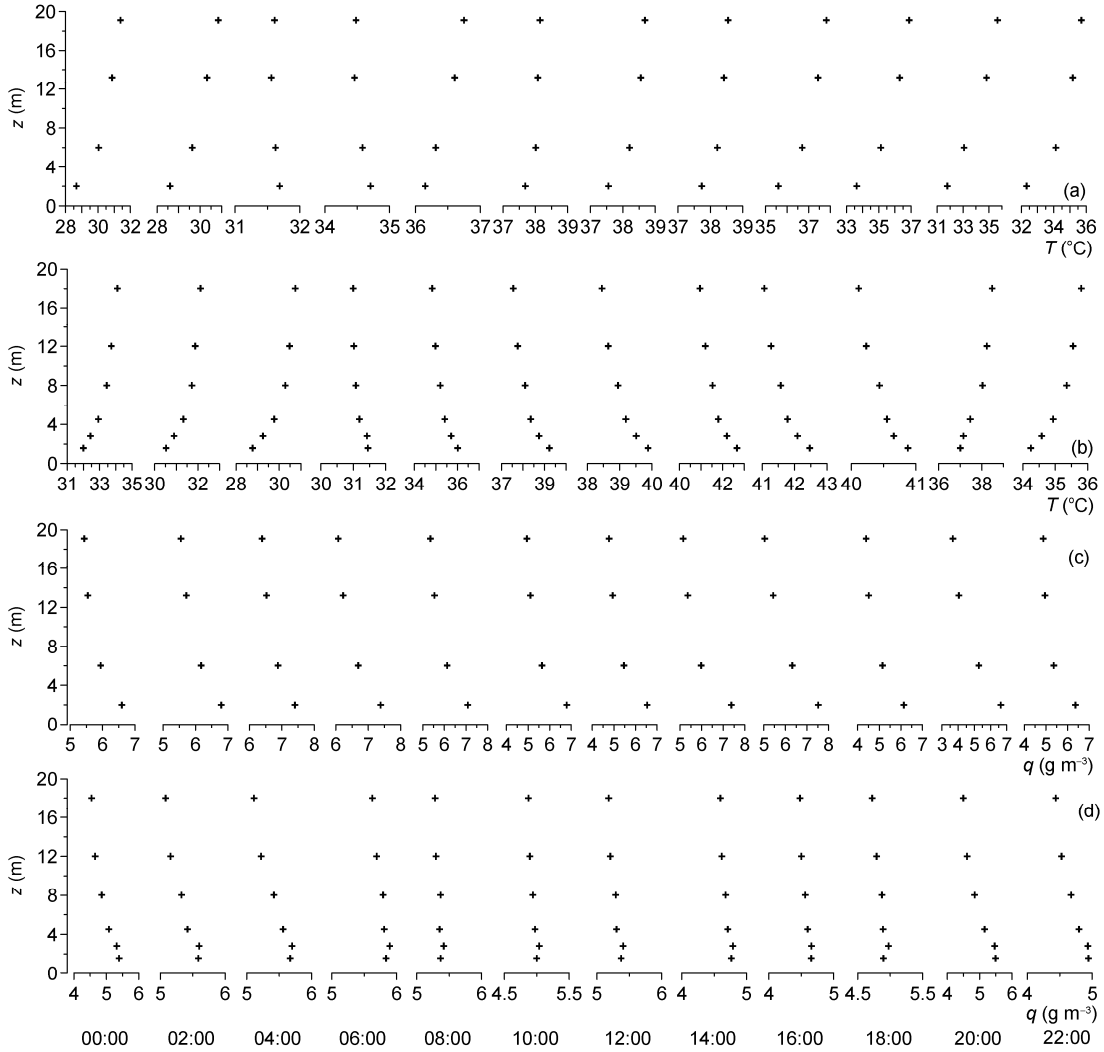

图 2　绿洲、戈壁温度((a), (b))和湿度((c), (d))各时次日平均垂直廓线图

稳定层结还是稳定层结, 垂直速度方差的观测值都对 M-O 函数曲线偏离很小. 结果表明, 下垫面条件的变化只影响垂直速度方差相似性函数的量值大小, 并不改变相似性函数形态, 这意味着下垫面条件并不改变湍流的基本物理特征.

图 4 和 5 分别给出纵向风速 u 和横向风速 v 方差在绿洲 10 m(a)、戈壁 10 m(b)和 1.84 m(c)以及那曲 3.08 m(d)的 M-O 关系. 纵向风速 u 和横向风速 v 方差的 M-O 关系、相关系数 R 和离散方差 S, 以及垂直速度 w 对应的 M-O 关系、相关系数 R 和离散方差 S 也都列入表 1 中. 图和表都表明对于不稳定层结, 无论是绿洲还是戈壁, 纵向风速 u 和横向风速 v 方差都基本满足 M-O 关系. 但相对于垂直速度方差的 M-O 关系要差一些, 相关系数小一些, 而离散方差大一些. 总体而言, 绿洲纵向风速和横向风速 M-O 相似性函数的相关系数比戈壁的小, 分别仅为 R=0.54 和 R=0.64; 而戈壁 10 m 高处相似性函数的相关系数较大, 分别可达 R=0.84 和 R=0.83, 比 1.84 m 高处相似性函数的相关系数 R=0.61 和 R=0.64 要大一些; 戈壁 1.84 m 高处相似性函数与那曲均匀下垫面相似性函数相关系数 R=0.60 和 R=0.64 一致. 这一现象似乎是地表动力非均匀性对湍流方差的影响, 显然绿洲比戈壁更不均匀; 相对而言, 在观测视野范围内戈壁高处比低处显得更为均匀.

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

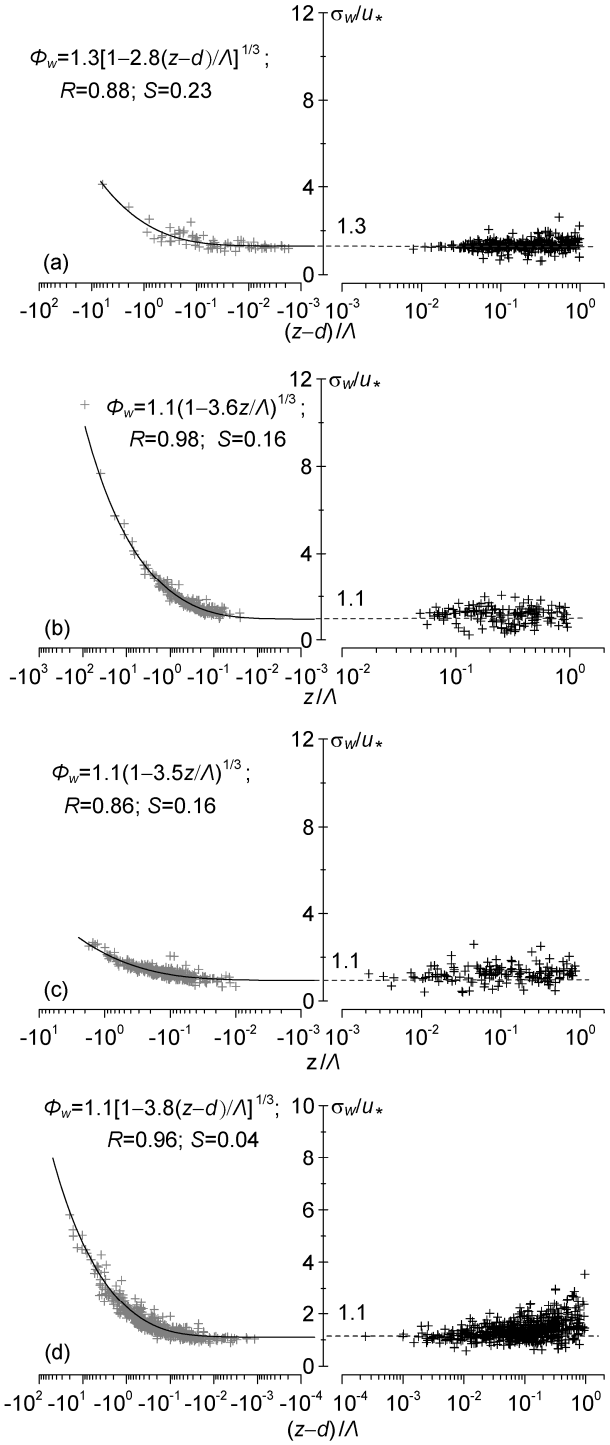

图 3　绿洲(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)和那曲 3.08 m 垂直风速 *w* 的方差 M-O 相似性关系

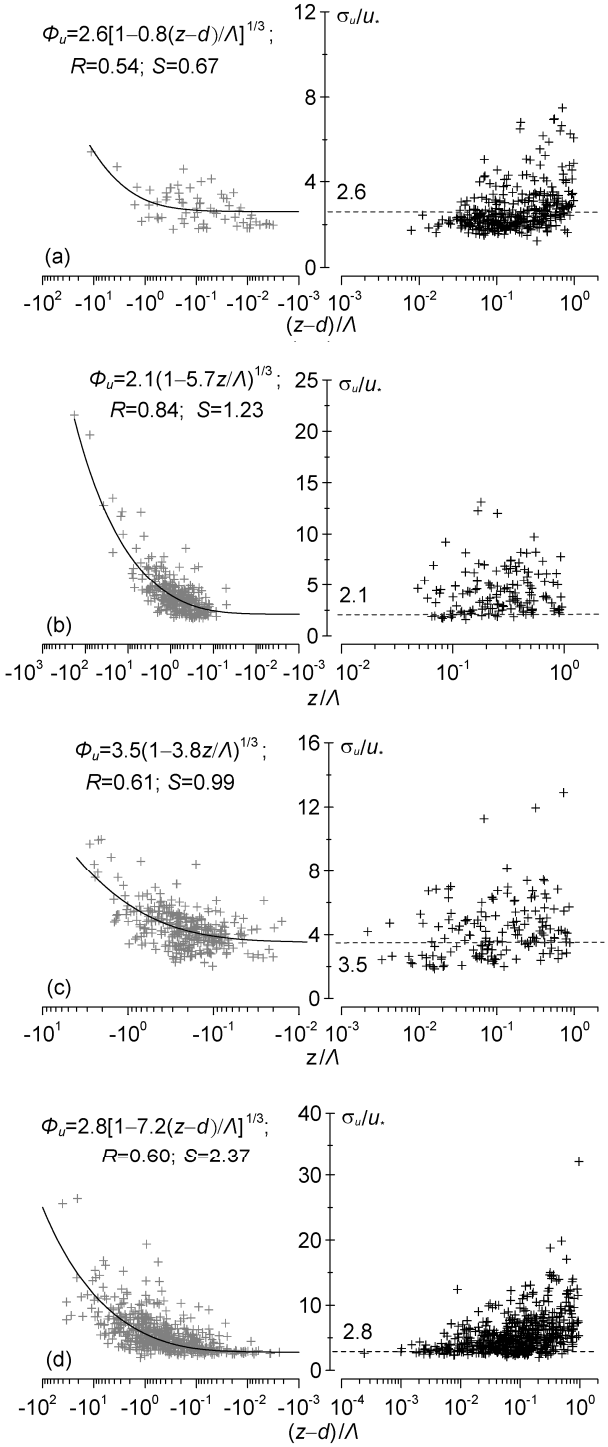

图 4　绿洲 10 m(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)和那曲 3.08 m 纵风速 *u* 方差 M-O 相似性关系

3.2.2　温度方差的 M-O 函数关系

在最初的研究中，针对绿洲和戈壁观测点不同上风向气流的温、湿特征，对湍流特征作了分类比较. 结果显示，绿洲观测点 45°~315°的扇形区域受戈壁

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

表 1　不稳定层结条件下风速方差的 M-O 相似性关系

	位置/高度(m)	M-O 相似性关系	相关系数 R	离散方差 S
垂直速度 w	绿洲/10	$\Phi_w=1.3[1-2.8(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.88	S=0.23
	戈壁/10	$\Phi_w=1.1(1-3.6z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.98	S=0.16
	戈壁/1.84	$\Phi_w=1.1(1-3.5z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.86	S=0.16
	那曲/3.08	$\Phi_w=1.1[1-3.8(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.86	S=0.16
纵向风速 u	绿洲/10	$\Phi_u=2.6[1-0.8(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.54	S=0.67
	戈壁/10	$\Phi_u=2.1(1-5.7z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.84	S =1.23
	戈壁/1.84	$\Phi_u=3.5(1-3.8z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.61	S=0.99
	那曲/3.08	$\Phi_u=2.8[1-7.2(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.60	S=2.37
横向风速 v	绿洲/10	$\Phi_v=2.5[1-1.7(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.64	S=0.75
	戈壁/10	$\Phi_v=2.1(1-7.1z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.83	S =1.38
	戈壁/1.84	$\Phi_v=2.9(1-12.1z/\Lambda)^{1/3}$	R=0.64	S=1.41
	那曲/3.08	$\Phi_v=2.8[1-6.2(z-d)/\Lambda]^{1/3}$	R=0.64	S=2.12

平流影响. 而北方则是斑块状的胡杨和红柳林, 来自该区域的气流同样较为干热; 至于戈壁观测点, 由于临近绿洲边缘, 又被绿洲三面包围, 易受绿洲局地环流影响. 绿洲及戈壁的温度、湿度和 CO_2 方差的 M-O 函数关系不随风向改变而变化. 因此在下面的标量方差结果分析中, 没有对不同风向的资料做分类比较.

另外, 在分析标量方差时我们注意到, 由于标量的垂直湍流通量特征量 s_*随输送方向存在正负变化, 图形绘制本应在坐标轴的第一、三象限. 考虑到方差为正, 而且利用 π 相似理论对其作归一化处理不应改变其特征. 同时也为了方便对近中性层结方差性质的描述和对比分析. 我们对温度方差在不稳定层结时取$-\sigma_\theta/\theta_*$, 在稳定层结时取 σ_θ/θ_*. 而对于较复杂的湿度和 CO_2 方差取 $\sigma_q/|q_*|$ 和 $\sigma_c/|\rho_{c*}|$.

图 6 是绿洲和戈壁温度方差的 M-O 函数关系. 不稳定层结条件下, 绿洲 10 m 温度方差的 M-O 函数拟合曲线为$-\sigma_\theta/\theta_*=3.6[-(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$, 而戈壁 10.0 和 1.84 m 温度方差的 M-O 函数关系拟合曲线分别为$-\sigma_\theta/\theta_*=1.1(-z/\Lambda)^{-1/3}$ 和$-\sigma_\theta/\theta_*=1.0(-z/\Lambda)^{-1/3}$. 戈壁温度方差 M-O 函数拟合曲线相关系数很高, 离散很小, 10 m 高处也有 R=0.86, 1.84 m 处相关系数可达 R=0.90, 离散方差分别为 S=0.26 和 S=0.23; 它们与那曲 M-O 函数拟合曲线$-\sigma_\theta/\theta_*=1.2[-(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$($R$=0.86 和 S=0.64)较为一致; 可能受戈壁热平流的影响, 绿洲$-\sigma_\theta/\theta_*$的量值相对较大, M-O 函数拟合曲线相关系数较低, 且更为离散, 其相关系数虽然为 R=0.70, 但因为 Φ_θ 值整体比戈壁偏大 10 倍左右, 因此离散方差高达 S=6.00. 对于稳定层结条件, 无论是绿洲、戈壁还是那曲温度方差$-\sigma_\theta/\theta_*$的 M-O 函数拟合曲线离散都相当大, 而且绿洲温度方差 M-O 函数拟合曲线在不稳定和稳定层结条件下与纵坐标的趋势性交点不完全一致, 而且不连续, 都是向下偏离不稳定层结 M-O 函数向中性层结延伸所预测的稳定层结常数值. 根据图 2 戈壁湿度垂直廓线可推断, 戈壁低层受绿洲冷湿平流的影响, 加强了戈壁层结不稳定性, 可能使湍流发展更充分, 致使戈壁不稳定层结条件下 1.84 m 和 10.0 m 的温度方差 M-O 函数拟合曲线离散很小.

3.2.3　CO_2 的归一化方差特征

绿洲是 CO_2 之汇(胡隐樵等, 1993). 在实验期间, 与戈壁的 CO_2 浓度相比, 绿洲观测点 CO_2 减少量不超过 25%. 图 7 是绿洲和戈壁 CO_2 归一化方差关系. 结果显示, 不稳定层结条件下, 绿洲 10 m 的 CO_2 方差满足 M-O 相似性函数关系 $\sigma_c/|\rho_{c*}|=2.1[1-9.8(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$, 戈壁 1.84 m 和 10.0 m 处 CO_2 方差满足 M-O 相似性函数关系 $\sigma_c/|\rho_{c*}|=3.3[1-18.6z/\Lambda]^{-1/3}$ 和 $\sigma_c/|\rho_{c*}|=2.6[1-8.1z/\Lambda]^{-1/3}$. 绿洲 10 m 的 CO_2 方差较好地遵循 M-O 相似性函数关系, 相关系数较高且离散较小. 而戈壁 1.84 m 的 CO_2 方差对 M-O 函数关系有些偏离, 但戈壁 10 m 高度的 CO_2 方差除 24 个值对 M-O 关系有较大偏离外, 其余结果较满足 M-O 函数关系. 那曲虽然下垫面均匀, 但是牧场牛羊的影响造成了 CO_2 方差较大地偏离了 M-O 相似性函数关系, 因此图中用虚线给出了与湿度方差一致的拟合曲线(具体依据见 3.2.4 节的分析), 及其相对 CO_2 的相关系数和离散方差. 在稳定层结条件下, 与温度方差一样,

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

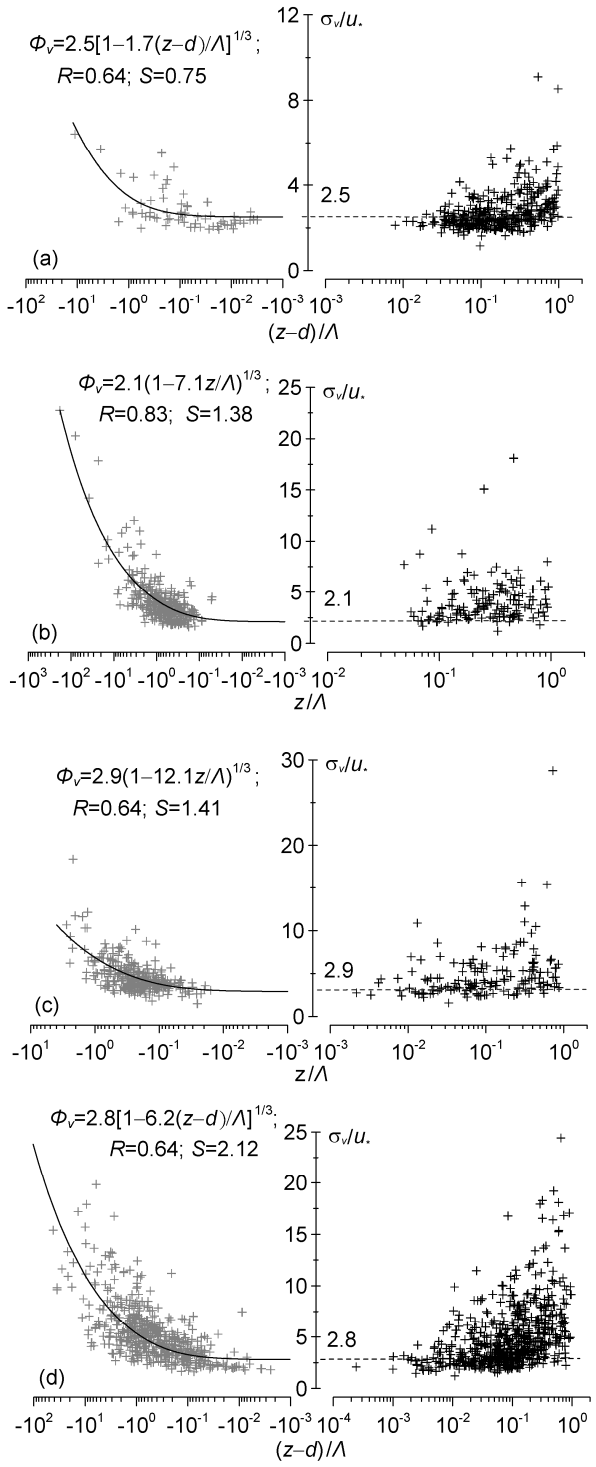

图 5　绿洲 10 m(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)和那曲 3.08 m 横风速 *v* 方差 M-O 相似性关系

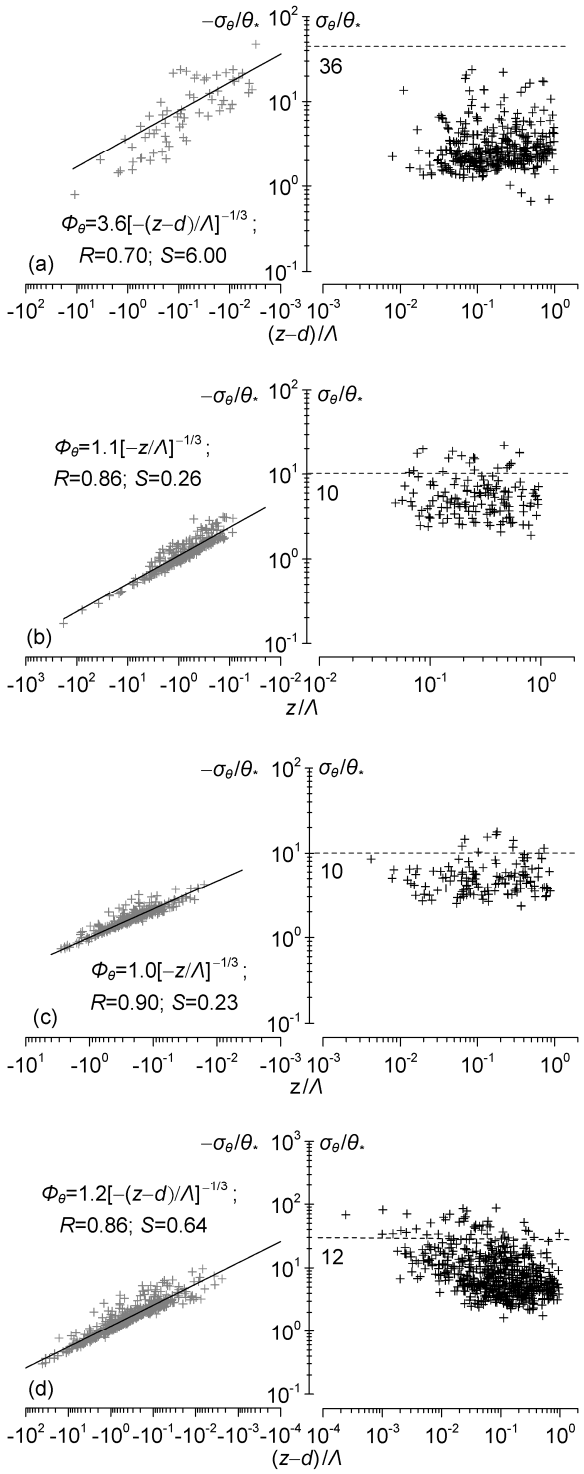

图 6　绿洲(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)以及那曲 3.08 m 温度方差 M-O 相似性关系

无论是绿洲还是戈壁 CO_2 方差离散性都很大且不成形. 但与温度相反, CO_2 方差观测值都是向上偏离不稳定层结 M-O 函数向中性层结延伸所预测的稳定层结常数值.

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

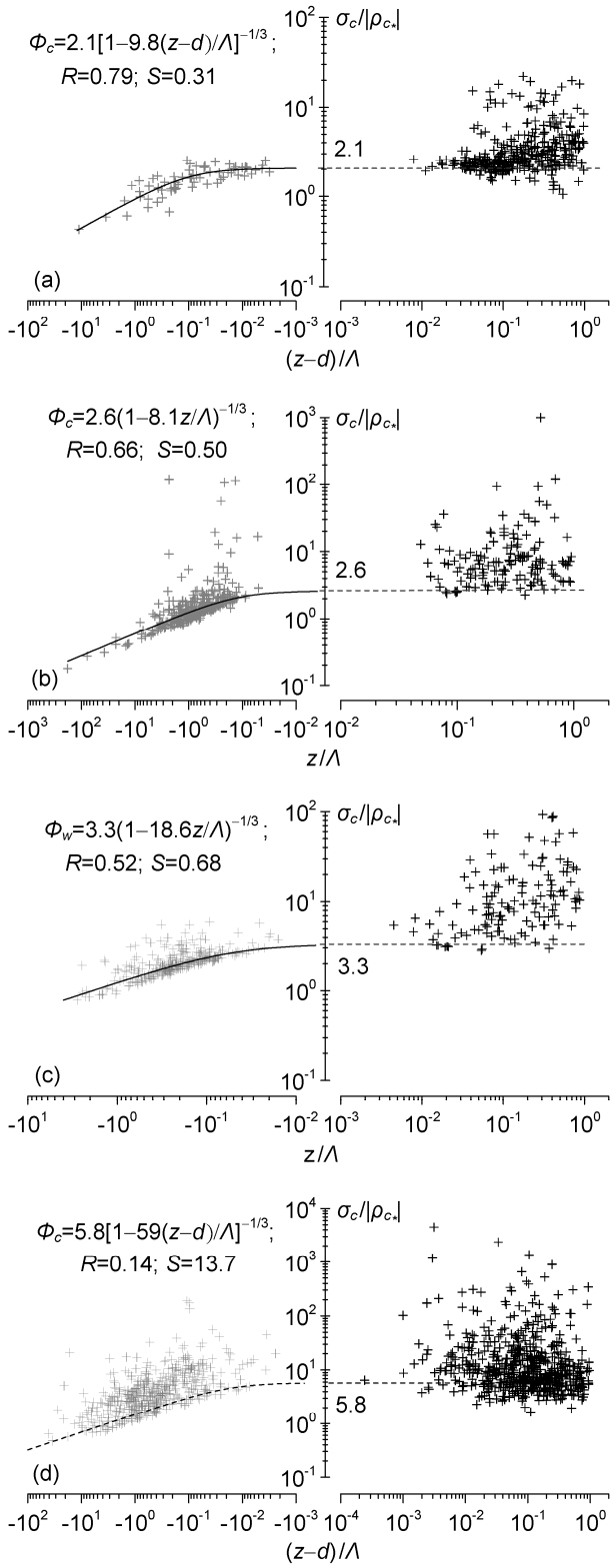

图 7　绿洲 10 m(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)和那曲 3.08 mCO_2 方差的 M-O 相似性关系

3.2.4　湿度的归一化方差特征

根据图 2 绿洲与戈壁湿度垂直廓线对比可知, 作为水汽之源, 局地环流将绿洲的水汽平流输送至戈壁, 绿洲的湿度是戈壁湿度的 1.0~1.5 倍. 图 8 是湿度方差 M-O 相似性函数关系的分析结果. 在不稳定层结条件下, 绿洲湿度归一化方差 $\sigma_q/|q_*|$ 与稳定度参数 $-(z-d)/\Lambda$ 间可确定函数关系 $\sigma_q/|q_*|=2.1[1-8.2(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$(图 8(a)). 这一函数关系与绿洲 CO_2 归一化方差的 M-O 函数关系相当一致. 图 9 给出了两者归一化方差的比较结果进一步表明, 虽然绿洲内 CO_2 和水汽的垂直湍流通量方向相反, 但两者湍流方差的 M-O 函数关系是一致的. 可以设想, 如果不受平流水汽输送影响. 那么与绿洲一样, 戈壁湿度归一化方差 $\sigma_q/|q_*|$ 应该有类似于 CO_2 归一化方差的形式. 图 8(b)和(c)则表明, 戈壁 10.0 m 和 1.84 m 的湿度归一化方差 $\sigma_q/|q_*|$ 都向上远离 M-O 函数关系. 为了比较它们偏离的程度, 参照戈壁 CO_2 函数关系 $\sigma_c/|\rho_{c*}|=3.3[1-18.6z/\Lambda]^{-1/3}$ 和 $\sigma_c/|\rho_{c*}|=2.6[1-8.1z/\Lambda]^{-1/3}$, 图中用虚线绘制了预测的湿度方差 M-O 函数曲线. 对比可知, 这些湿度方差的观测量值一致地大于 M-O 函数的预测值. 在稳定层结条件下, 湿度方差也同 CO_2 方差一样与温度方差结果相反, 观测值都是向上远偏离不稳定层结 M-O 函数向中性层结延伸所预测的稳定层结常数值, 且都离散很大.

综合温度、湿度和 CO_2 方差的 M-O 相似性关系结果, 受平流影响, 在不稳定层结条件下, 绿洲温度方差仍能确定 M-O 函数关系拟合曲线, 只是 $-\sigma_\theta/\theta_*$ 量值较大; 戈壁湿度方差 $\sigma_q/|q_*|$ 不但量值较大, 而且远远偏离 M-O 关系的预测; 而戈壁温度方差和绿洲湿度方差, 以及绿洲和戈壁的 CO_2 方差都能拟合得到 M-O 方差关系曲线. 但是对于稳定层结, 无论在绿洲和戈壁非均匀下垫面, 还是那曲平坦下垫面条件下, 这些标量方差都偏离了 M-O 关系. 基于这些结果, 为了排除未知因素的干扰, 比较分析平流对湍流的影响机理, 下面只取不稳定层结条件下的资料作研究.

3.3　绿洲和戈壁湍流谱特征

为了揭示绿洲和戈壁湍流谱的基本特征, 并分析标量方差 M-O 关系形成的原因. 下面对比绿洲和

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

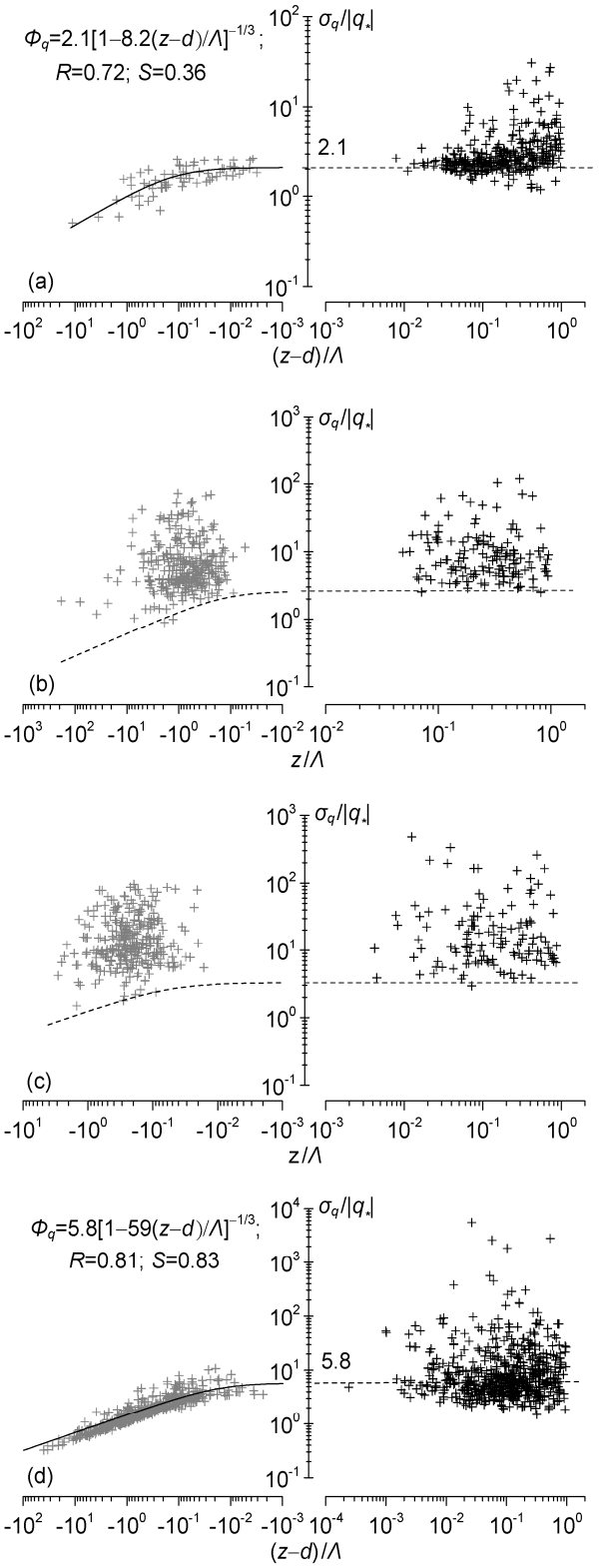

图 8　绿洲(a)以及戈壁 10 m(b), 1.84 m(c)以及那曲 3.08 m 湿度的方差 M-O 相似性关系

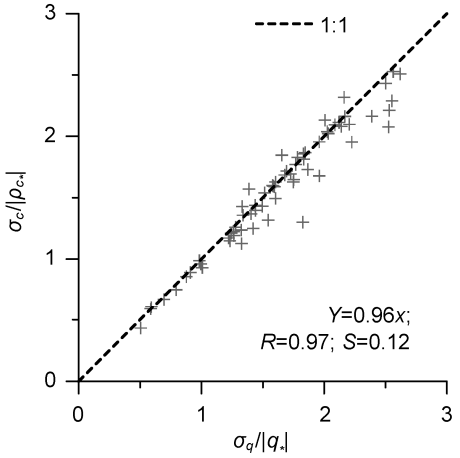

图 9　绿洲 10 m 高度湿度和 CO_2 归一化方差比较

戈壁观测点北京时间 6 月 12 日湍流发展较强时(12:00~13:00), 典型不稳定层结条件下垂直速度、温度、CO_2 和湿度的方差谱、相关系数谱和 Ogive 累计频率谱特征. 为了与均匀下垫面结果作比较分析, 类似条件下那曲 8 月 7 日 11:00~12:00 温度、CO_2 和湿度相关系数谱以及 Ogive 累计频率谱特征也被给出.

图 10 给出绿洲(a)和戈壁(b) 10 m 各湍流分量的方差谱, 图中对应的绿洲稳定度 $(z-d)/\Lambda=-0.01$, 戈壁稳定度 $z/\Lambda=-0.46$. 图 10(a)和(b)表明, 无论是绿洲还是戈壁的垂直速度以及温度、CO_2 和湿度等标量的方差谱惯性区都能很好地满足−5/3 标度律.

图 11 是与图 10 相对应的垂直速度与各湍流标量的 Ogive 函数与相关系数谱. 图 12(a)~(c)给出那曲稳定度$(z-d)/\Lambda=-1.22$ 时温度、CO_2 和湿度的 Ogive 函数与相关系数谱以便对比. 图 11 和 12 比较表明 Ogive 函数与相关系数谱有如下特点:

(1) 不稳定层结时, 绿洲和戈壁温度和湿度 Ogive 函数都是随频率降低的升函数; CO_2 的 Ogive 函数是随着频率降低的降函数. 理论上随着频率的降低, Ogive 积分函数趋于收敛(图 12)(Oncley 等, 1996). 图 11 显示, 绿洲和戈壁的 CO_2, 戈壁的温度和绿洲的湿度, 随着频率的降低 Ogive 函数有趋于某个常数的收敛迹象; 而对于绿洲温度和戈壁湿度, 在本应收敛的低频部分, 绿洲温度 Ogive 函数的呈现上下波动的特点, 戈壁湿度 Ogive 函数在低频范围更是呈现大幅振荡, 它们的低频部分均对其通量产生较大影响.

(2) 在那曲均匀下垫面条件下, 温度和湿度的相

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

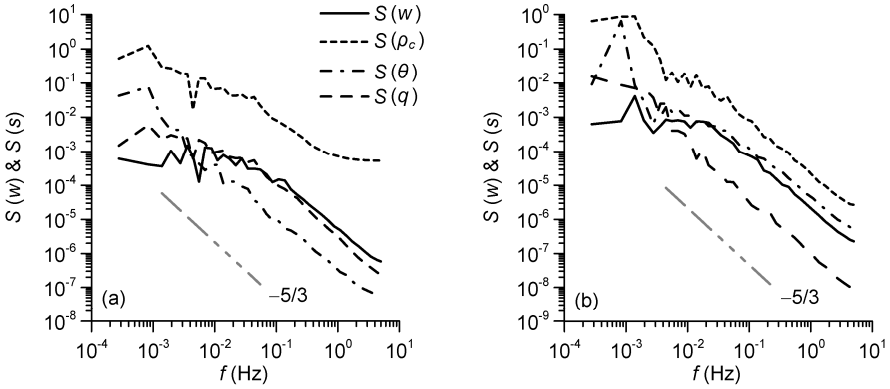

图 10　绿洲(a)和戈壁(b)10 m 高度各湍流分量的方差谱

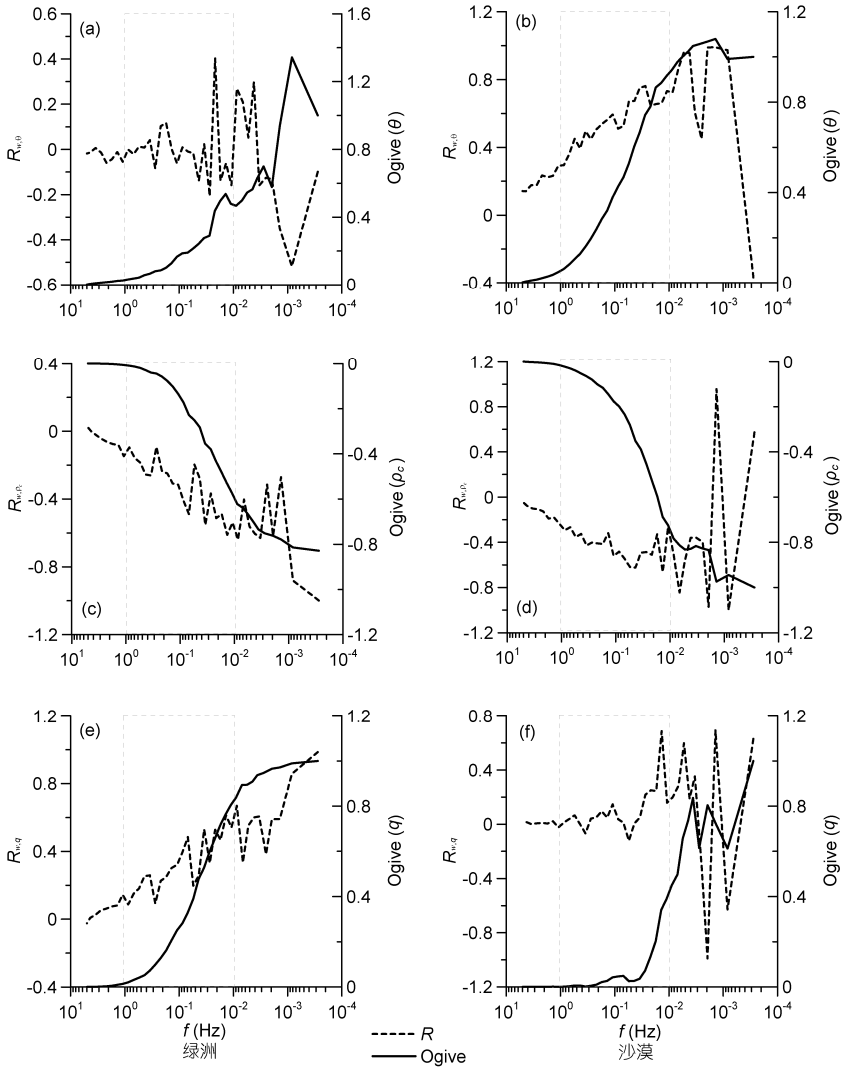

图 11　绿洲和戈壁 10 m 高度垂直速度和各湍流标量的 Ogive 累计频率谱与相关系数数谱

(a), (c)和(e)分别是绿洲关于温度、CO_2 和湿度的 Ogive 累计频率谱与相关系数谱, 对应稳定度$(z-d)/\Lambda = -0.01$; (b), (d)和(f)分别是戈壁关于温度、CO_2 和湿度的 Ogive 累计频率谱与相关系数谱, 对应稳定度 $z/\Lambda = -0.46$

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

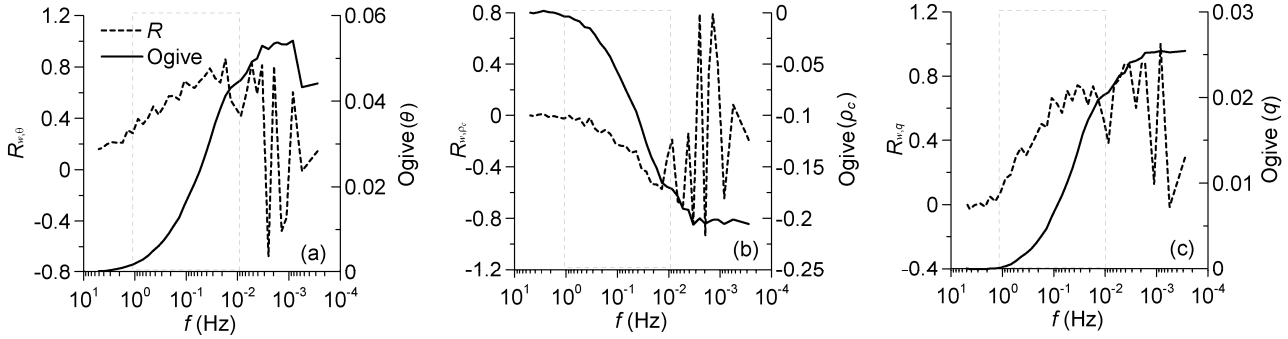

图 12　那曲 3.08 m 高度湍流垂直速度以及温度(a)、CO_2(b)和湿度(c)的 Ogive 累计频率谱与相关系数谱

对应稳定度$(z\text{-}d)/\Lambda=-1.22$

关系数谱值先随着频率降低和 Ogive 函数增加而增大; 当频率小于 10^{-2} Hz 后, Ogive 函数趋于收敛, 同时相关系数随频率降低而减小(姜海梅等, 2013; McBean 和 Miyake, 1972). 不考虑负号, CO_2 相关系数谱值与上述结果变化趋势类似. 对于非均匀下垫面, 绿洲湿度和戈壁温度的相关系数谱值先随着频率降低和Ogive函数增加而增大; 当频率小于 10^{-2} Hz 后, 绿洲湿度 Ogive 函数趋于收敛, 戈壁温度 Ogive 函数在最低频处有所减小; 同时, 绿洲湿度相关系数随频率降低而略有减小后又增大, 戈壁温度相关系数随频率降低变化较小; 另外, 绿洲 CO_2 的 Ogive 函数和相关系数谱值的变化趋势与绿洲湿度类似, 只是负号相反. 但戈壁 CO_2 的 Ogive 函数和相关系数谱值的变化与那曲的结果类似. 对于绿洲温度和戈壁湿度, 在 10^1~10^{-2} Hz 范围内, 它们的相关系数谱值随着频率降低在正负值间呈波动变化. 对应 Ogive 函数虽然增加, 但其斜率较小; 当频率小于 10^{-2} Hz 后, 它们的 Ogive 函数斜率迅速增大, 相关系数谱值仍在正负值间大幅波动.

(3) 满足方差M-O相似性关系的标量Ogive函数都随频率的降低先增加后收敛, 意味着大于 10^{-2} Hz 的高频部分对标量 Ogive 函数贡献较大, 而低频对标量Ogive函数贡献小; 相反, CO_2 的 Ogive 函数是随频率降低的降函数, 高频对 CO_2 的 Ogive 函数的贡献大, 而低频对 Ogive 函数贡献小. Ogive 函数低频积分部分对应着平流响应, 平流物质输送和能量通量. 而从 Ogive 函数定义可知, 低频对 Ogive 函数贡献大, 则意味着低频对垂直速度与湍流量协方差的影响大, 也就是说对湍流垂直通量的影响大. 随着频率的降低, Ogive 函数应趋向收敛于某个常数, 收敛快也意味着低频对垂直速度与湍流量协方差的影响快速消失, 收敛慢则意味着低频对垂直速度与湍流量协方差的影响持续. 所以低频对温度和湿度 Ogive 函数贡献大, 对 CO_2 的 Ogive 函数贡献小, 意味着平流对温度和湿度湍流垂直通量贡献大, 对 CO_2 湍流垂直通量贡献小. 随着频率的降低, 绿洲的温度和戈壁的湿度 Ogive 函数呈现上下波动, 显示出平流对绿洲的热量和戈壁的水汽湍流垂直通量有更大的影响.

3.4　绿洲平流对戈壁湿度方差的影响

矢量方差和标量方差都表征它们的湍流强度. 在均匀定常条件下标量方差的 M-O 相似性关系揭示湍流的垂直速度强度和标量强度与有关湍流通量间的关系(Hill, 1989). 在非均匀下垫面上, 标量方差对 M-O 相似性关系的偏离原因可能为揭示非均匀下垫面上的湍流输送机理提供线索. 因此下面利用位于上下游的绿洲和戈壁观测资料研究局地平流对湍流标量方差输送的可能机制.

首先取戈壁观测点上风向为 275°~345°的资料, 此时的影响区域是绿洲观测点(图 1). 在相同时段绿洲和戈壁都是不稳定层结条件下, 首先利用关系式(17)和 q_{*B} 的观测值确定了戈壁湍流场所激发的湿度方差 σ_{qB}. 其中 $\varphi_q\left(z/\Lambda\right)$ 的参数使用了戈壁 CO_2 方差函数关系 $\sigma_c/\left|\rho_{c*}\right|=3.3[1-18.6z/\Lambda]^{-1/3}$ 的系数. 这是因为在绿洲中和平流干扰较小的情况下, 它们具有较一致的函数关系. 因此推断, 不受平流影响时戈壁湿度与 CO_2 归一化方差的关系也应一致. 随后根据关系式(18)估算了经平流输送衰减后的绿洲水汽方差 $D\sigma_{qA}$. 图 13 是绿洲湿度方差 σ_{qA} 和平流输送衰减后

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

的水汽方差 $D\sigma_{qA}$ 随绿洲稳定度参数$-(z-d)/\Lambda$ 的变化情况. 由结果可知, 衰减后的绿洲湿度方差基本满足 $D\sigma_{qA}$~$[(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$ 的函数关系. 虽然因为衰减律不同, 函数关系有一定的偏离, 但结果比图 8(b)有了本质的改善. 图 14(a)和(b)是衰减律 D 随风速和稳定度参数 z/Λ 的变化情况. 与(21)式预测结果基本一致. D 随风速增加而增大, 随稳定度参数 z/Λ 增大而减小. 另外, 我们也利用假设 $\sigma_{sm}^2=\left(\sigma_{sA}^2+\sigma_{sB}^2\right)/2$ 估算 $D\sigma_{qA}$, 结果发现 D 值大于 1 的情况. 这显然违背了物理衰减规律.

4 讨论

根据 Detto 等(2010)提出的"内源因子"和"外源因子"方案, 以及上述分析结果可作如下推断: 对于绿洲温度方差, 平流将戈壁的热空气输送到绿洲后, 绿洲空气受强湍流脉动影响, 温度方差有所增大, 可以暂时称其为"外源因子"温度方差 $\sigma_{\theta ex}=\sqrt{\overline{\theta'^2_{\mathrm{desert}}}}$. 而绿洲的"内源因子"温度方差 $\sigma_{\theta en}=\sqrt{\overline{\theta'^2_{\mathrm{oasis}}}}$ 是局地流场和热力层结的结果, 因受热平流和下垫面粗糙度的影响, 具有较稳定层结和较大摩擦速度 u_*的绿洲大气具有相对较小的湍流特征温度 θ_*, $\sigma_{\theta en}$ 与之相对应. 这时空气的$-\sigma_\theta/\theta_*$具有更大的量值. 但是温度作为湍流形成的因子, 即使受到平流的影响, 其方差仍然满足 $[-(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$ 的结构. 反之, 来自绿洲的较冷空气, 不但温度方差较小, 而且冷平流增强了戈壁大气的层结不稳定性. 与戈壁局地湍流成形成的温度方差相比较小, 以至于这个"外源因子"温度方差对"内源因子"温度方差影响不大. 结果就是, 空气仍满足 $(-z/\Lambda)^{-1/3}$ 相似性关系, 只是略有离散; 对于戈壁湿度, 因为其水汽源于绿洲, 因此"外源因子"湿度方差 $\sigma_{\mathrm{qex}}=\sqrt{\overline{q'^2_{\mathrm{oasis}}}}$ 占据湿度方差的主要部分, 而"内源因子"湿度方差 $\sigma_{\mathrm{qen}}=\sqrt{\overline{q'^2_{\mathrm{desert}}}}$ 是在湿度较小条件下, 由局地湍流场造成的, 其量值较小. 因此戈壁湿度归一化方差远大于 M-O 关系预测的归一化方差. 与温度类似, 相反的戈壁干热空气只造成绿洲的水汽方差比例关系较小的离散, 而不改变其函数关系; 对于绿洲和戈壁 CO_2 归一化方差都基本满足 M-O 关系, 是由于两观测点 CO_2 方差的"外源因子"和"内源因子"间差异较小造成的. 而戈壁 10 m 高度 CO_2 方差偏离 M-O 关系预测的方差结果可能是由于绿洲和戈壁 CO_2 差异较大时, 出现了类似湿度的湍流特征.

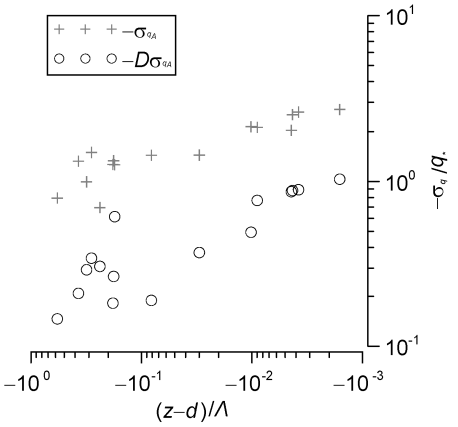

图 13 绿洲湿度归一化方差和衰减后的湿度方差随$(z-d)/\Lambda$的变化

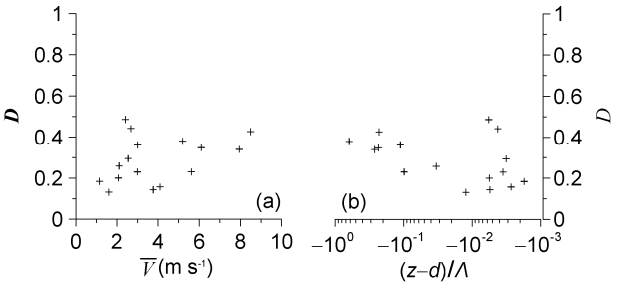

图 14 绿洲湿度方差衰减率 D 随平均风速(a)和稳定度参数$(z-d)/\Lambda$(b)的变化

5 结论

在绿洲和戈壁非均匀下垫面条件下, 由于两区域空气的温度和水汽存在较大的差异, 在局地平流输送的影响下, 不稳定层结时绿洲温度方差满足函数关系 $\alpha_\theta[(z-d)/\Lambda]^{-1/3}$, 但是$-\sigma_\theta/\theta_*$的量值比均匀下垫面条件的量值有所增大; 同样条件下的湿度和 CO_2 都满足关系式(5). 戈壁温度满足关系式(7), CO_2 方差基本满足关系式(5), 而湿度方差则完全背离了 M-O 关系; 因为戈壁和绿洲 CO_2 浓度差异较小, 所以平流对 CO_2 方差 M-O 关系的影响较小; 由于戈壁水汽来源于绿洲的平流输送, 绿洲湿度方差特征被部分保留下来, 并对于戈壁湿度方差产生严重影响. 经讨论推断, 标量湍流的 M-O 关系受平流输送过来的标量方差量值差异, 即"外源因子"和"内源因子"方差的相

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

对大小所决定. 如果平流输送的“外源因子”标量方差较大, 那么标量方差观测值就会背离 M-O 关系, 而当“内源因子”标量方差相对较大时, 标量方差观测值可基本满足 M-O 关系.

参考文献

奥银焕, 吕世华, 陈世强, 等. 2005. 夏季金塔绿洲及邻近戈壁的冷湿舌及边界层特征分析. 高原气象, 24: 503–508

陈晋北, 吕世华, 余晔. 2012. 绿洲和戈壁近地面层热量和物质输送特征对比. 地球物理学报, 55: 1817–1830

胡隐樵, 张强. 1993. 论大气边界层的局地相似性. 大气科学, 17: 10–20

胡隐樵, 王俊勤, 左洪超. 1993. 临近绿洲的沙漠上空近地面层内水汽输送特征. 高原气象, 12: 125–132

胡隐樵, 陈晋北, 左洪超. 2007. 湍流强度定理和湍流发展的宏观机制. 中国科学: 地球科学, 37: 272–281

姜海梅, 刘树华, 刘和平. 2013. 扰动近地层湍流互谱特征研究. 北京大学学报(自然科学版), 49: 435–442

苏从先, 胡隐樵, 张永丰, 等. 1987. 河西地区绿洲的小气候特征和“冷岛效应”. 大气科学, 11: 390–396

韦志刚, 吕世华, 胡泽勇, 等. 2005. 夏季金塔边界层风、温度和湿度结构特征的初步分析. 高原气象, 24: 846–856

文莉娟, 吕世华, 张宇, 等. 2005. 夏季金塔绿洲风环流的数值模拟及结构分析. 高原气象, 24: 478–486

张强, 胡隐樵, 王喜红. 1992. 黑河地区绿洲内农田微气象特征. 高原气象, 11: 361–370

张强, 胡隐樵. 2001. 大气边界层物理学的研究进展和面临的科学问题. 地球科学进展, 16: 526–532

Asanuma J, Brutsaert W. 1999. The effect of chessboard variability of the surface fluxes on the aggregated turbulence fields in a convective atmospheric surface layer. Bound-Layer Meteor, 91: 37–50

De Bruin H A R, Van Den Hurk B J J M, Kroon L J M. 1999. On the temperature-humidity correlation and similarity. Bound-Layer Meteor, 93: 453–468

Detto M, Katul G, Mancini M, et al. 2008. Surface heterogeneity and its signature in higher-order scalar similarity relationships. Agric For Meteorol, 148: 902–916

Detto M, Baldocchi D, Katul G G. 2010. Scaling properties of biologically active scalar concentration fluctuations in the atmospheric surface layer over a managed peatland. Bound-Layer Meteor, 136: 407–430

Finnigan J J. 2008. An introduction to flux measurements in difficult conditions. Ecol Appl, 18: 1340–1350

Guo X, Zhang H, Cai X, et al. 2009. Flux-variance method for latent heat and carbon dioxide fluxes in unstable condition. Bound-Layer Meteor, 131: 363–384

Hill R J. 1989. Implications of Monin-Obukhov similarity theory for scalar quantities. J Atmos Sci, 46: 2236–2244

Högström U, Smedman-Högström A S. 1974. Turbulence mechanisms at an agricultural site. Bound-Layer Meteor, 7: 373–389

Hu Y Q, Su C X, Zhang Y F. 1988. Research on the microclimate characteristics and cold island effect over a reservoir in the Hexi. Adv Atmos Sci, 5: 117–126

Kader B A, Yaglom A M. 1990. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. J Fluid Mech, 212: 637–662

Kaimal J C, Gaynor J E. 1991. Another look at sonic thermometry. Boundary-Layer Meteorol. 56: 401–410

Katul G, Goltz S M, Hsieh, C I, et al. 1995. Estimation of surface heat and momentum fluxes using the flux-variance method above uniform and nonuniform terrain. Bound-Layer Meteor, 74: 237–260

Katul G G, Hsieh C I. 1999. A note on the flux-variance similarity relationships for heat and water vapour in the unstable atmospheric surface layer. Bound-Layer Meteor, 90: 327–338

Lamaud E, Irvine M. 2006. Temperature and humidity dissimilarity and heat-to-water-vapour transport efficiency above and within a pine forest canopy: The role of the Bowen ratio. Bound-Layer Meteor, 120: 87–109

Mahrt L. 1989. Intermittency of atmospheric-turbulence. J Atmos Sci, 46: 79–95

Mahrt L, Sun J, Blumen W, et al. 1998. Nocturnal boundary-layer regimes. Bound-Layer Meteor, 88: 255–278

Martano P. 2002. Estimation of surface roughness length and displacement height from single-level sonic anemometer data. J Appl Meteorol, 39: 708–715

McBean G A, Miyake M. 1972. The turbulent transfer mechanisms in the atmospheric surface layer. Q J R Meteorol Soc, 98: 383–398

McNaughton K G, Laubach J. 1998. Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion. Bound-Layer Meteor, 88: 479–504

Moene A F, Michels B I, Holtslag A A M. 2006. Scaling variances of scalars in a convective boundary layer under different entrainment regimes. Bound-Layer Meteor, 120: 257–274

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499

Monin A S, Obukhov A M. 1954. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. Trans Geophys Inst Akad Nauk USSR, 151: 163–187

Oncley S P, Friehe C A, Larue J C, et al. 1996. Surface-layer fluxes, profiles, and turbulence measurements over uniform terrain under near-neutral conditions. J Atmos Sci, 53: 1029–1044

Padro J. 1993. An investigation of flux-variance methods and universal functions applied to three land-use types in unstable conditions. Bound-Layer Meteor, 66: 413–425

Panofsky H A, Lenschow D H, Wyngaard J C. 1977. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under unstable conditions. Bound-Layer Meteor, 11: 355–361

Ricardo K S, David R F, Kathleen E M. 2001. Importance of low-frequency contributions to eddy fluxes observed over rough surfaces. J Appl Meteorol, 40: 2178–2192

Schotanus P, Nieuwstadt F T M, de Bruin H A R. 1983. Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. Bound-Layer Meteor. 26: 81–93

Shao Y, Hacher J M. 1990. Local similarity relationships in a horizontal inhomogeneous boundary layer. Bound-Layer Meteor, 52: 17–40

Sorbian Z. 1989. Structure of the Atmospheric Boundary Layer. London: Prentice Hall. 317

Stull R B. 1988. An Introduction to Boundary-Layer Meteorology. 2nd ed. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. 666

Townsend A A. 1961. Equilibrium layers and wall turbulence. J Fluid Mech, 11: 97–120

Webb E K, Pearman G I, Leuning R. 1980. Correction of the flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. Q J R Meteorol Soc, 106: 85–100

Wyngaard J C, Coté O R, Izumi Y. 1971. Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux. J Atmos Sci, 28: 1171–1182

https://engine.scichina.com/doi/10.1360/zd-2014-44-11-2499