南京信息工程大学

硕士学位论文

塔克拉玛干沙漠腹地近地层湍流特征的观测研究

姓名：温雅婷

申请学位级别：硕士

专业：气候系统与全球变化

指导教师：缪启龙

20080401

中文摘要

大气边界层是地表提供物质和能量的主要扩散和消耗场所。沙漠边界层的研究对沙漠地区陆－气相互作用的模拟有着极其密切的关系。塔克拉玛干沙漠是世界第二大流动沙漠，同时也是我国沙漠的典型代表。对塔克拉玛干流动沙漠腹地近地层的研究，可为沙漠周边城市的发展起到一定作用，同时也加深了沙漠腹地近地层的理论研究。本文利用沙漠腹地大气环境监测站塔中的 80m 梯度探测资料以及 10m 高度的 OPEC 快速响应探测系统的湍流资料，对大气边界层低层的湍流动力特征进行了详细的研究，同时分析了沙尘暴天气下湍流的相关特性，得出以下主要结论：

（1）不稳定层结条件和稳定层结条件下，沙漠腹地近地层无因次速度分量方差与稳定度 z/L 的关系在春季、夏季和冬季均符合相似理论的次幂规律，但最佳幂指数各有不同，并不是唯一的 1/3 次幂。不稳定层结条件下，无因次温度方差在夏季符合-1/3 次幂规律，其余情况离散度较大，规律不明显。近中性层结条件下，三个方向无因次速度分量方差均接近常数，总体表现为：u 方向最大，v 方向次之，w 方向最小；湍流强度也有着同样的规律。

（2）沙漠腹地湍流动能、摩擦速度和特征温度均表现出明显的日变化特征。摩擦速度则随稳定或不稳定程度的增大而减小，但最大值出现在 $z/L=-0.2$ 处。

（3）沙漠腹地的湍流动能与季节变化有关。夏季略高与春季，冬季最小；湍流总动能中水平方向的动能占主导地位，铅直方向的影响较小；强不稳定层结条件下，热力湍能供给率明显强于机械湍能供给率，稳定层结条件下，两者作用相当。无因次扰动动能 e/u_*^2 随稳定或不稳定程度的增大而增大，同时离散度也增大。

（4）欧拉时间自相关系数则表现出强衰减、渐衰减和缓慢衰减三种类型，且不同层结条件，沙尘天气的欧拉时间自相关系数衰减总体上强于晴天。

（5）不稳定层结条件下，春季晴天近地层的铅直脉动以 12-17s 的周期为

主，最小周期表现为 1-1.5s，春季沙尘暴时最主要的周期则在 6-10s 左右，最小周期为 0.3-0.5s。稳定层结条件下，春季晴天以周期 10-16s 的振荡为主，最短周期为 0.7-1s，而沙尘暴则在 11-20s 的周期上振荡最强，最小周期振荡在 0.4-0.6s 左右。

关键词：塔克拉玛干，沙漠腹地，近地层，湍流，欧拉时间自相关，小波分析

Abstract

The atmospheric boundary layer is the place of main proliferation and consumed for the surface material and the energy. The research in desert boundary layer has the extremely close relationship to the simulation of desert region Land - Gas interaction. The Taklimakan desert is the world second large flowing desert, simultaneously is also Chinese desert typical representative. The research to boundary layer over hinterland of Taklimakan flowing desert might have active function for desert peripheral city development, simultaneously also makes the desert hinterland surface layer fundamental research deeply. Using these data from the 80m gradient survey and OPEC fast response detection system at 10m height in the desert center atmospheric environment inspection station--tazhong, this article has amply researched the atmospheric boundary lower layer turbulence dynamical characteristics, analyzed the correlative turbulence characteristics in the sand storm weather process, draws the following main conclusions:

(1) Under the unstable and stable condition, the relations desert hinterland surface layer dimensionless component of velocity variance with the stability conform to the similarity theory power rules in spring, summer and winter but the best power has the difference respectively, not the only "1/3 power". Under the unstable condition, the dimensionless temperature variance conforms to the "-1/3 power" rules in summer, other seasons the dispersions are large, the rules are not obvious. Under near neutral condition, three direction dimensionless component of velocity variance are close constants, the overall performance is: The u direction is biggest, the v direction next best, the w direction is smallest. The turbulence intensity also has the similar rule.

(2) The desert hinterland turbulent kinetic energy, the rubbing speed and the characteristic temperature display obvious diurnal variation characteristic. The rubbing speed reduces along with the stable or unstable degree increases, but the maximum value appears at $z/L=-0.2$.

The Euler time autocorrelation coefficient displays the over damp and gradually weakens two types.

(3) The desert hinterland turbulent kinetic energy is related to the seasonal variation. The TKE is slightly larger in summer than spring, the smallest in winter. Horizontal direction's turbulent kinetic energy occupies the dominant position, the influence of plumb direction is small in the turbulent total kinetic energy. Under the unstable condition, the thermal energy provides obvious strongly than the mechanical. Under stable condition, both of them effect is equally. The dimensionless perturbation kinetic energy increases along with increase of stable or the unstable degree, the dispersion degree is also increase.

(4)The Euler time autocorrelation coefficient displays the fast decay, slow decay and gradual decay three types. During the different condition, Euler time autocorrelation coefficient in the sand storm decays strongly than fine day.

(5) Under the unstable condition, the standard day vertical pulsation peculiarity is primarily at the 12-17s time scale, the smallest time scale appears at 1-1.5s in spring, while the sand storm main time scale is about 6-10s, the smallest is 0.3-0.5s. Under the stable condition, at the standard day the time scale is around 10-16s primarily, the most short time scale is at 0.7-1s, the sand storm vibrates at the 11-20s time scale strongly, the smallest time scale is about 0.4-0.6s.

Key words: Taklimakan, Desert hinterland, Surface layer, Turbulent, Euler time autocorrelation, Wavelet analysis

学位论文独创性声明

本人郑重声明：

1、坚持以“求实、创新”的科学精神从事研究工作。

2、本论文是我个人在导师指导下进行的研究工作和取得的研究成果。

3、本论文中除引文外，所有实验、数据和有关材料均是真实的。

4、本论文中除引文和致谢的内容外，不包含其他人或其它机构已经发表或撰写过的研究成果。

5、其他同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了声明并表示了谢意。

作者签名：温雅婷

日　　期：2008.5.10

学位论文使用授权声明

本人完全了解南京信息工程大学有关保留、使用学位论文的规定，学校有权保留学位论文并向国家主管部门或其指定机构送交论文的电子版和纸质版；有权将学位论文用于非赢利目的的少量复制并允许论文进入学校图书馆被查阅；有权将学位论文的内容编入有关数据库进行检索；有权将学位论文的标题和摘要汇编出版。保密的学位论文在解密后适用本规定。

作者签名：温雅婷

日　　期：2008.5.10

第一章　绪论

1.1 大气边界层概述

大气边界层（Atmosphere Boundary Layer，ABL）是指大气层最底下的一个薄层[1]，它是大气与下垫面直接发生相互作用的层次。其厚度，一般白天约为 1.0km，夜间大约在 0.2km 左右[2]，地表提供的物质和能量主要消耗和扩散在这一层内。大气边界层是地球-大气之间物质和能量交换的桥梁，是地表提供的物质和能量的主要扩散和消耗场所。全球变化的区域响应以及地表变化和人类活动对气候的影响均是通过大气边界层过程来实现的。

大气边界层低层受下垫面的影响最直接，它的研究与天气预报、气候预测以及大气物理研究有着非常密切的关系。由于人类的生命活动几乎都是发生在这一层次内，所以大气边界层的研究又与工农业生产、环境保护等紧密相关。近年来，由于大量与大气运动有关的实际情况日益受到重视，国内外许多非气象领域的科学工作者也对大气边界层的研究产生了兴趣，人们在解决航空安全保障、高层建筑物设计、风能利用、空气污染防治、农业建设以及军事活动等问题的过程也需要对大气边界层有更深入的了解。

1.2 国内外大气边界层研究现状与进展

大气边界层气象学是大气科学中一门重要的基础理论学科，大气边界层气象学的发展，不仅受到观测系统和探测技术的制约，也受到数学、物理学等基础支撑学科发展水平的影响，并随着它们的发展而发展。大气边界层气象学是以湍流理论为基础的，是研究大气和它下垫面相互作用以及地球一大气之间物质和能量交换的一门新型气象学科分支。

1.2.1 国外大气边界层研究进展

边界层研究最重要组成部分就是大气边界层野外试验。国外早期较有名的是 1953 年在美国内布拉斯加洲进行的大平原野外湍流计划，1967 年澳大利亚进行的孟加拉（Wangara）试验，1979 年美国在俄克拉何马州进行的强风暴和中尺度试验（Sesame）。1983 年在美国俄克拉何马州进行的边界层试验（BLX83），1984 年在美国科罗拉多进行的凤凰二号计划（Phonix－II）[3-4]等。从 20 世纪 70 年代开始，随着大气探测技术和研究方法的发展，特

别是雷达技术、飞机机载观测、系留气球和小球探空观测以及卫星遥感和数值模拟等手段的出现，大气边界层的研究开始从近地层向整个边界层发展。

边界层理论上的研究始于 1883 年，Reynolds 首先在试验室发现了湍流[5]，随后 1904 年 Plandtl 首先提出了湍流混合长理论[6]，从而形成了最基本的湍流理论基础。1905 年 Ekman[7]从地球流体力学角度提出了著称于世的 Ekman 螺线，在此基础上形成了行星边界层的概念，他的基本观点仍沿用至今。但地球大气中的湍流现象直到 1915 年才由 Taylor[8]首先提出，并开始了最初的研究。湍流运动在大气中的发现使这一特殊运动形式更加引起科学家们的重视。这以后，湍流理论的发展进入了相对较快的阶段。1935 年 Taylor[9]提出了湍流均匀各向同性理论，得到了表征湍流细微结构的尺度，初步奠定了湍流统计理论的基础。随后 1938 年 Karman[10]等推导出了著名的 Karman－Howarth 方程，使湍流统计理论更加趋于成熟。1941 年前苏联科学家 Kolmogorov[11]把量纲分析原理用于湍流研究，推导出了著名的结构函数“2/3 律”。1959 年 Priestley[12]提出了自由对流大气湍流理论。可以说，到 20 世纪 50 年代以前经典的湍流理论基本上已经形成，但是在很长一个时期里，湍流研究是基本上不考虑热力层结的。

从 20 世纪 50 年代开始，由于农业、航空、大气污染和军事科学的需要，掀起了大气边界层研究的高潮。1954 年，Monin 和 Obukhov[13]提出了具有划时代意义的 Monin-Obukhov 相似性理论，建立了近地层湍流统计量和平均量之间的联系。1961 年，Blackadar[14]引入混合长假定，用数值模式成功地得到了中性时大气边界层具体的风矢端的螺旋图象。行星边界层的提出使人们认识到了大气边界层在大气中的特殊性和一些奇妙的规律。1971 年 Wyngaard[15]提出了局地自由对流近似，填补了近地面层相似理论在局地自由对流时的空白。1982 年，Dyer[16]等利用 1976 年澳大利亚国际湍流对比实验 ITCE 对其进行完善，使得该理论有了极大的应用价值。

相似性理论是大气边界层气象学中最主要的分析和研究手段之一，在建立了比较成熟的用于描述大气近地面层的 Monin-Obukhov 相似性理论以后，人们开始寻求类似的全边界层的相似性理论。这一方面，Neuwstadt[17]（1984）、Shao[18]（1990）等也做了大量工作。

1.2.2 国内大气边界层研究进展

周秀骥主持的长江三角洲地区区域环境、生态及其气候综合研究科学试验，首次研究了经济发达区域大气一生态系统与人类活动相互影响问题，揭示了大气－生态系统中物理、化学过程相互作用机制，并评估了区域大气一生态系统未来变化趋势[19-20]（1997，1999）。国内青藏高原大气科学试验中将大气边界层的研究做为一个重要的研究课题，设立了四个大气边界层综合观测基地，使用了自动化程度和精度较高的边界层探测仪器。通过试验和研究加深了高原陆气相互作用的物理过程对东亚及全球气候变化和中国区域灾害性天气发生、发展作用机理的了解[21]（2001）。

由于大气边界层研究是以野外探测实验为基础的实验性很强的科学，在理论研究中，受经济条件进而受观测手段的限制，我国边界层研究起步较晚，但我国学者在大气边界层的研究中也有其特殊贡献：1940 年周培源先生[22]提出的湍流应力方程模式理论，被认为是湍流模式理论开始的标志。苏从先等[23]（1959）给出的近地面层通量廓线，与当时国外同类研究同步，被国外学者称为“苏氏定律”。周秀骥[24]（1977）提出的湍流分子动力学理论也很有独特的见解。周明煌[25]（1981）提出的大气边界层湍流场团块结构是对湍流结构的新认识。赵鸣[26]（1992）对边界层顶抽吸作用的研究是对 Charney-Eiassen 公式的很好发展。胡隐樵等[27]（1993）以野外实验验证了局地相似性理论，并建立了各种局地相似性理论之间的关系。在大气湍流理论研究方面，陈红岩等[28]（2000）深人分析了如何处理观测资料时间序列的线性和非向性趋势项以提高湍流通量计算精度的问题。胡非[29]（1998）和李昕（2001）等[30]区分出大气湍流中均匀各向同性小涡成分和大尺度含能涡旋成分，区分大小涡旋提取湍流的相干结构和湍流自相似结构，并且识别出了湍流湿度信号中的斜坡结构，定量给出斜坡结构对湍流通量的影响。

在大气湍流理论研究方面，胡非[1, 31]（1995）提出“最邻近最大作用假设”，从理论上导出了间歇性湍流中速度场概率密度分布函数的渐进表达式；将 Heisenherg 和周培源的一般湍流理论推广到大气湍流，导出并求解均匀剪切和密度分层条件下大气边界层湍流的谱动力学方程，提出“自回避随机行走涡管模型”，成功地解释了国际上关于湍流与非湍流交界面分形维数的实验测量结果，给出湍流速度场的分形几何性质与 Kolmogorov 能谱指数之

间的定量关系，并证明 Poincare 不等式对湍流运动的约束是产生间歇性的原因之一。刘罡等[32]（1998）还构造了一个与实际观测资料符合很好的湍流风速分布的分形模型。赵松年[33]（2003）提出一个新的 Richardson 级串模型，它不仅显示了湍流的能量级串是分形的、间歇的和不均匀的；而且，由其级串图案还可以预测，当尺度逐渐接近 Kolmogorov 耗散尺度时，小涡将逐渐充满流体所在的物理空间，与观测到的实际湍流图案相符。

1.3 国内沙漠边界层的研究进展

20 世纪 80 年代苏从先等[34]（1987）首次发现了干旱区边界层的绿洲“冷岛效应”结构。“黑河地区地一气相互作用野外观测实验研究（HEIFE）”（简称“黑河实验”）[35]，对河西走廊黑河流域中段的近地面层湍流通量和行星边界层结构、地面辐射能收支和辐射物理性质、行星边界层的数值试验等方面进行了综合研究（1987～1994），胡隐樵等和张强[36]（1994）首次发现了邻近绿洲的荒漠大气逆湿，并总结提出了绿洲与荒漠相互作用下热力内边界层的特征，同时还对局地相似性理论在非均匀下垫面近地面层的适应性做了一些研究[37]。为深化对中纬度半干旱草原气候一生态相互作用过程、机制及其对全球变化的响应与贡献的认识，一项名为“内蒙古半干旱草原土壤一植被一大气相互作用（IMGRASS）”项目在内蒙古锡林郭勒草原执行（1997～2001）。通过野外实验、过程分析和数值模式研究理解中纬度半干旱草原气候生态相互作用中的多种时空尺度和多种物理化学生物学过程的作用，以及人类活动的影响[38]。张强等[39]（2002）利用“我国西北干旱区陆一气相互作用试验”2000 年 5-6 月在甘肃敦煌进行的野外观测资料，对西北干旱区临近绿洲的荒漠戈壁大气湿度特征和在绿洲影响下大气的逆湿和负水汽通量与风向和大气稳定度的关系进行了分析研究。刘树华等[40](2002)建立了一个研究荒漠下垫面陆面物理过程与大气边界层相互作用的模式，并模拟了荒漠下垫面的土壤环境物理、地面热量通量、蒸发、蒸散及大气边界层结构特征，还对主要的环境物理参数进行了敏感性实验。梅凡民[41]（2006）利用风温廓线法在毛乌素沙漠的一块平坦沙地上进行了观测试验，并风别计算了中性、稳定和不稳定大气层结的空气动力学粗糙度。

1.4 研究意义

1.4.1 研究大气边界层的意义

人类直接生活在边界层中，边界层中气象场的变化直接关系人民的生产生活；同时，大气边界层在整个大气过程中起了重要的作用，因此研究大气边界层有非常重要的意义，在近代大气科学中是重要的一个分支学科，我们可以从边界层本身及边界层在整个大气中起的作用两方面来说明。

气象科学的一个重要的应用的天气预报。由于人类生活于大气底层，那么边界层气象要素的预报应是最主要的。而近代数值模拟预报的垂直分辨率在边界层内不可能非常细。要专门的预报边界层内气象要素的时空变化，必须有专门的边界层模式，这必须在对边界层有足够认识的基础上才能进行。这种边界层的预报是某些部门需要的。例如，环境部门为了做污染浓度预报，需要预先知道边界层大气中风速、风向、温度层结的垂直分布。农业部门需要预报最低温度以预防霜冻，机场需要预报低空风况，这些都需要有边界层模式作为大尺度预报模式的补充。即使没有这些特殊的需要，从提高精度来说，应用边界层模式来预报边界层要素也是需要的。不过从目前发展的状况来看，这种补充边界层模式的做法还不普遍。但边界层数值模拟工作则做的不少，从结合预报实践来说，还应做很多工作。在我国，有关的海洋部门已用边界层模式来进行海面风况的业务预报。总之，进行边界层预报应是提高天气预报服务于生产实践的效能的重要途径，是今后应该大力发展的。

农田水利建设中有许多问题需要依靠边界层的知识来解决，如水库建设的设计，蒸发量的估算，农田小气候中各要素的计算，改造自然如建设防护林带，土壤灌溉引起的气候变化问题以至农业生产规划等都要应用边界层气象学的方法来研究解决。而这些问题现代的研究多半已定量化，即根据边界层大气的规律用数学模式来解决。在我国，为解决西北干旱地区的农田水利建设问题，有关科研部门在黑河地区进行了大规模的边界层观测实验并开展国际协作研究。在东北，沙漠化威胁严重地区也进行了专门的实验研究。所提供的边界层研究讯息将为营造防护林及有关水利措施提供依据。又如我国三峡水库建设问题，有关部门也用边界层气象原理就水库建成以后对局地气候产生多大影响这类问题也进行了

初步研究 。

环保部门与大气边界层关系密切，因为污染物的扩散是在湍流边界层中进行。要弄清扩散规律就必须弄清楚大气边界层中风、温场和湍流场的规律，现代很多污染扩散模式是与边界层模式结合进行的。现代边界层的许多研究课题就是从环保部门提出来的。如美国环保局和能源部就资助了大量边界层方面的研究课题。

能源问题由于矿物资源的减少以及污染问题已越来越使人们找寻非矿物资源的能源，其中风能的利用已越来越受到重视，风力发电需要对边界层大气风的分布及变化规律有充分的了解。近年来，发达国家的能源部门就提供资助研究山地上空的风力分布，以利用那里有利的风力条件。风能的研究也促进了现代边界层的发展。

其他如建筑物的风振风压问题，实际上前者是建筑物的结构对大气湍流的频率响应问题，后者是建筑物经受的风力大小问题，建筑工程上的正确设计了来源于对大气边界层中风和湍流规律的深刻了解。因此边界层气象又进入了工程界，各种工程方面对大气边界层知识的需求导致“工程气象学”应运而生。

大气边界层中的过程是整个大气变化过程的一个重要环节，对天气，气候有重要影响，因此对天气、气候进行模拟和预报考虑到边界层内的过程。在大尺度的大气模式中，由于模式的分辨率很粗，铅直方向分层时边界层内甚至没有层次或仅有很少的层次，这时描述大气运动基本方程组中边界层摩擦以及湍流热及水汽输送的影响，只能通过简单的参数化方程来考虑。而参数化的方案需要根据人们对边界层过程的规律性来设计。对于中尺度模式，模式在水平及铅直方向的分辨率已比大尺度模式来得高，可以比大尺度模式更仔细地考虑边界层过程，因此能比较细致地模拟出一些中尺度现象。而模式中对边界层的考虑也是基于边界层本身研究的结果。至于气候模式，它的地区性更强烈，不同地区下垫面的特征必须考虑进去，这样，通过下垫面对边界层的影响把地气系统耦合起来以模拟不同地区的气候变化。至于边界层内的天气现象更需要基于边界层动力学的方程组来进行模拟和预报，总而言之，大气边界层的研究不仅对国民经济，对大气科学本身也是极端重要的。

1.4.2 研究塔克拉玛干沙漠大气边界层的意义

塔克拉玛干沙漠位于新疆南部塔里木盆地的中央，是我国最大的沙漠，面积 33.76×10^4km^2，约占全国沙质沙漠面积的 1/2，是世界上仅次于阿拉伯半岛鲁卜哈利沙漠的第二大流动沙漠。从其自然特征来说，塔克拉玛干沙漠具有世界自然条件的 8 大之最，即作为内陆距离海洋最远、气候最干燥、植被最少、沙丘类型最复杂、沙丘流动性最大，流动性沙漠面积占沙漠总面积最大、流沙层最厚、沙粒最细。它在我国沙漠中也具有独特性、典型性和代表性。首先是气候极端干旱，年降水量在 60mm 以下，沙漠东部少至 10mm 以下，干燥度在 24-60；其次是流动沙丘大面积分布，占整个沙漠面积的 85%；第三是沙丘形态复杂，有 1/2 左右的面积都是高大沙丘复合体[42]。

沙漠的形成是干旱气候的产物，塔克拉玛干沙漠位于亚洲内陆腹地，受湿润气候影响小，特别是青藏高原及其周边山地阻挡了东亚季风，使北部的塔里木盆地成为冬季干燥、夏季少雨的极端干旱区，同时丰富的流沙物质来源于第四纪古风成沙的发育，其流沙粒径平均为 0.087-0.110mm，是世界各大沙漠中粒径最细的。并且，塔克拉玛干沙漠既是内陆干旱区气候变化极为敏感的响应区域，也是我国沙尘暴的主要起源地之一；年平均出现沙尘暴 30 天以上、扬沙天气多达 70 天，浮尘天气高达 200 多天，发生期可跨越整个春夏季节，长达 7 个月之久。正是如此巨大面积的沙漠，复杂严酷的地理环境对我国西北干旱区的气候变化和生态环境有着重要影响；这些天气气候过程的发生发展与其沙漠下垫面—大气边界层的动力和热力过程有着极其密切的关系。

本研究利用塔克拉玛干沙漠大气环境监测站（塔中站）所具有的国家基本观测站、国家沙尘暴站和 80 米梯度观测铁塔系统，直接探测沙漠近地面层的气象要素、动量、感热和潜热通量，分析、研究流动沙漠区的近地层沙漠的湍流动力特征。(1) 经济意义：随着沙漠腹地和周边石油钻井、探井的增多，沙漠气候的研究显得更为重要。所以，对塔克拉玛干沙漠腹地地-气能量的深入研究，可为沙漠周边城市的气候变化和经济发展起到一定作用，同时也可以更好的为石油服务。(2)理论意义：目前，我国对流动沙漠腹地近地层湍流通量等方面的基础研究尚未开展，对沙尘源地流动沙漠的地-气相互作用物理过程认识不够。因此，开展流动沙漠近地层结构及湍流的观测研究，可拓展观测研究范围，开辟我国

干旱沙漠大气研究从地表常规气象观测到快速响应探测的新途径，而且对我国大气科学和地理科学中的沙漠环境问题起着不可取代的作用。

1.5 目前沙漠边界层研究中存在的问题

由于探测仪器设备和沙漠腹地及其恶劣的自然条件限制，目前沙漠大气边界层研究主要局限于沙漠边缘的短期野外观测资料，还未深入流动沙漠腹地进行系统性观测实验研究，对沙漠腹地近地层的垂直风速、温度、湿度廓线、动量、感热和潜热，湍流输送研究等都未开展，难以对沙源地的风沙活动有完整的认识。因此，严格地讲，研究流动沙漠的边界层结构特征及其湍流运动至今仍为空缺。

1.6 本文研究的主要内容

本文采用2006年4月～2007年1月由塔克拉玛干沙漠腹地塔中气象站的80m梯度探测资料和10m高度处OPEC快速相应探测系统的湍流资料，对沙漠腹地大气边界层低层的湍流动力结构特征进行了详细的分析和研究，初步确定了不同稳定层结条件下湍流统计特征量的变化情况，了解了沙漠腹地近地层的结构特征。同时对沙尘天气的气象要素和湍流特征进行分析，揭示了沙尘天气下沙漠腹地的湍流，廓线以及通量变化，为沙漠腹地沙尘暴的进一步研究提供了可靠的依据。具体内容如下：第2章简要介绍塔中站此次观测所用的仪器原理；第3章利用OPEC开路涡度协方差快速响应系统的湍流资料以及80m梯度探测系统资料对塔克拉玛干沙漠腹地边界层低层湍流特征进行分析；第4章对沙漠腹地湍流脉动进行了欧拉时间自相关分析及小波分析；第5章对本文的研究工作进行总结，并提出今后研究工作的方向。

本章参考文献

[1] 胡非. 湍流、间歇性与大气边界层. 北京:科学出版, 1995.

[2] 张强. 大气边界层研究综述. 干旱气象, 2003, 21, 74-78.

[3] Garratt J R. The Atmospheric Boundary-Layer. Cambridge: Cambridge University Press, 1992: 1-316.

[4] 周秀骥等译, 大气边界层探测, 北京: 气象出版社, 1990, 1-295.

[5] 蔡树棠, 刘宇陆. 湍流理论[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 1993.1-6.

[6] Hu Yinqiao. Boundary-layer meteorology [J]. Advance in Earth Sciences, 1991, 6(6): 57-59.

[7] Ekman V W. On the influence of the Earth rotation on ocean current [J]. Arkiv Mat Astron Fysik, 1905, 2(11): 1~53.

[8] Taylor C. Eddy motion in the atmospherie [J]. Phil Trans, 1915.

[9] Taylor C. Statistical theory of turbulence, Parts I-4 [J]. Pro Roy Soc A, 1935, 151: 421.

[10] Hinze J O. Turbulence, An Introduction to its Mechanism and Theory [M]. New York: Mc Graw-Hill Book Company, INC, 1959.

[11] Kolmogorov A N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number [J]. Dokl Akad Naud SSSR, 1941, 30: 301-305.

[12] Priestley C H B. Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere [M]. Chicago: University of Chicago Press, 1959.

[13] Moinn A S, Obukhov A M. Basic laws of turbulent mixing in theatmosphere near the ground [J]. Tr Akad Nauk SSSR Geofiz inst, 1954, 24 (151): 163-187.

[14] Blackadar A K. The vertical distribution of wind and turbulent ex2change in a neutral atmosphere [J]. J Geophys Res, 1962, 67: 3095-3102.

[15] Wyngaard J C, Cote O R, Izumi Y. Local free convection, similarilty, and the budgets of shear stress and heat flux [J]. J Atmos Sci, 1971, 28: 11171-11182.

[16] Dyer A J, Bradley E F. An alternative analysis of flux — gradientrelationships at the 1976 ITCE [J]. Boundary-Layer Meteorology, 1982, 22: 3-19.

[17] Nieuwstadt F T M. The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer [J]. J Atmos Sci, 1984, 41: 2202-2216.

[18] Shao Y, Hacher J M. Local similarity relationships in a horizontalhomogeneous boundary layer [J]. Boundary-Layer Meteorology, 1990, 52: 17-40.

[19] 周秀骥. 长江三角洲低层大气物理化学过程和生态过程的相互作用. 中国气象科学院年报(英文版), 1999.

[20] 周秀骥, 李维亮. 中国地区大气臭氧变化及其对气候环境的影响—国家自然科学重大基金项目. 中

国气象科学院年报(英文版)，1997.

[21] 罗云峰，李维亮，周秀骥. 20 世纪 80 年代中国地区大气气溶胶光学特征的平均状况分析，气象学报, 2001, 59 (1): 77-86.

[22] 周培源. 关于 Reynolds 求似应力方法的推广和湍流的性质[J]. 中国物理学报, 1940, (4): 1-33.

[23] 苏从先. 关于层结大气中近地层湍流交换的基本规律[J]. 气象学报, 1959 , 30(1): 114-118.

[24] 周秀骥. 湍流分子动力学理论[J]. 大气科学, 1977, (4): 300-305.

[25] 周明煌. 大气边界中湍流场的团块结构[J]. 中国科学, 1981, (5): 614-622.

[26] 赵鸣. 自由对流与稳定层结边界层风廓线的解析表达和边界层顶的抽吸速度[J]. 大气科学, 1992, 16(1): 18-28.

[27] 胡隐樵，张强. 论大气边界层的局地相似性[J]. 大气科学, 1993, 17(1): 10-20.

[28] 陈红岩，胡非，曾庆存. 处理时间序列提高计算湍流通量的精度. 气候与环境研究，2000, 5(5): 304-311.

[29] 胡非. 大气边界层湍流涡旋结构的小波分解. 气候与环境研究, 1998, 3(2):97-105.

[30] Li Xin, Hu Fei, Liu Gang et al. Multi-scal fractal characteristics of atmospheric boundary-layer turbulence. Advances in Atmospheric Sciences. 2001, 18, 787-792.

[31] 胡非. 间歇性湍流速度场的概率分布. 基础科学研究新进展，北京:中国科学技术出版社，1995, 256-259.

[32] 刘罡，李听，胡非. 大气边界层风速脉动的分形模拟. 气候与环境研究, 1998, 3(3): 260~265.

[33] Zhao Songnian, Synchro-cascade pattern in the atmospheric turbulence, J. Geophys. Res. 2003, 108 (D8), ACL4-1-ACL4 8.

[34] 苏从先，胡隐樵. 绿洲和湖泊的冷岛效应[J]. 科学通报, 1987, 10: 756-758.

[35] “黑河试验”核心小组. 黑河地区地气相互作用观测试验研究（HEIFE）[J]. 地球科学进展, 1991, 6(4) : 34-38.

[36] 胡隐樵，高由禧. 黑河实验（HEIFE）一对干旱地区陆面过程的一些新认识[J]. 气象学报, 1994, 52 (3): 285-296.

[37] 张强，胡隐樵. 局地相似性在近地面层大气中的一个应用[J]. 气象学报, 1994, 52(2): 212-222.

[38] 吕达仁，陈佐忠，陈家宜等. 内蒙古半干旱草原土壤－植被－大气相互作用[M]. 北京：气象出版社，2005.

[39] 张强, 卫国安, 黄荣辉. 绿洲对其临近荒漠大气水分循环的影响—敦煌试验数据分析[J]. 自然科学进展，2002, 12(2): 170-175.

[40] 刘树华，张景光，刘昌明等. 荒漠下垫面陆面过程和大气边界层相互作用敏感性实验[J]. 中国沙漠，2002, 22(6): 636-644.

[41] 梅凡民, J. Rajot, S. Alfaro等. 平坦沙地的空气动力学粗糙度变化及其物理意义[J]. 自然科学进展，2006, 16(3): 325~330.

[42] 李江风. 塔克拉玛干沙漠和周边山区天气气候[M]. 北京，气象出版社, 2003, 9.

第二章　实验仪器和数据介绍

位于塔克拉玛干沙漠腹地的塔中气象站(东经 83° 39′、北纬 38° 58′、海拔 1099.3m)作为流动沙漠大气近地层湍流探测实验基地，该站是目前世界上唯一深入流动沙漠腹地 200km 以上的大气环境观测实验站。2006 年 3 月底建成了 80 米垂直梯度探测系统，塔中梯度观测系统设计为地面以上 10 层，地中与地表面 9 层，在塔体 10m 设置开路涡度协方差 OPEC 快速响应探测系统。

2.1 梯度探测系统

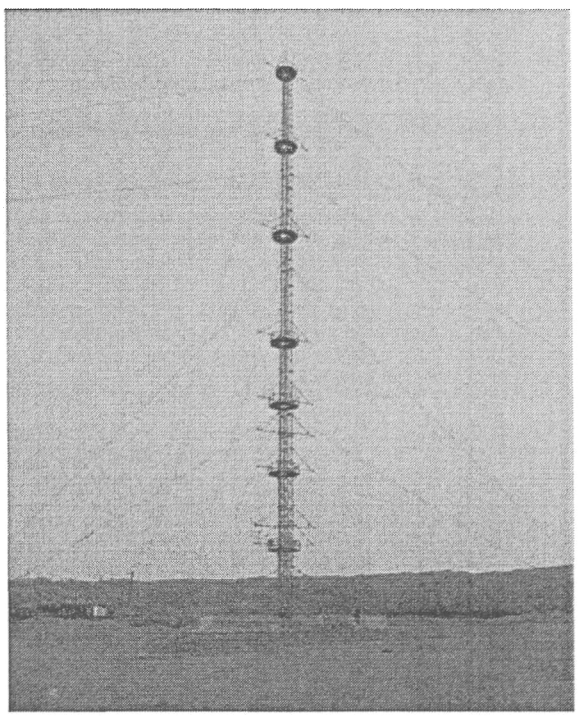


图 2.1　塔中 80 m 观测塔梯度探测系统全景图

塔中80m观测塔梯度探测系统位于塔中气象站旁边（见图2.1），是塔克拉玛干沙漠塔中大气环境观测实验站的重要组成部分。梯度铁塔始建于2002年，2006年3月底完成梯度探测系统设备的全面安装和试运行阶段，从2006年4月1日起，开始正式采集数据。塔体东面150m和西面500m左右处均是50m上下的高大复合型纵向沙垄；从塔体到东、西面最高沙垄距离均约为800m左右。观测塔塔址东面50m和西面80m左右的沙坡上都生长有人工种植的柽柳、

沙拐枣、梭梭等。东面沙垄坡度较大，西面沙垄坡面较平缓；南面400m远处是塔中石油作业区，拥有一些高度超过10m的建筑物；北面约2.5km处是塔里木沙漠公路，公路两侧已经人为绿化，生长着一些柽柳、沙拐枣、梭梭、芦苇等植物。总体上，这里地形呈南北走向，地势狭长平缓，东西相距1.6km，南北相距约8km。该塔塔体采用通风良好的钢管拉线式桁架结构，塔体上下具有相同的等边三角形横截面，边长为1.8m的正三角形中空，利于风从中通过。塔身由相隔120° 的4组钢丝绳（每组1根）分别固定在六个地锚上。

塔上共有10个层次观测平台，高度分别为0.5m、1m、2m、4m、10m、20m、32m、47 m、63m、80m。这样的分层有利于更加细致地探测沙漠近地层大气气象要素垂直梯度的变化。铁塔的10个观测层次上均按盛行风向装有两个活动伸臂，一个指向东南，一个指向西北，臂端离塔柱边缘约3m。安装两个伸臂是为了避免由于气流通过塔体时造成的绕流对测风传感器的影响。在梯度铁塔的1m、2m、4m、10m、20m、32m、47m、63m、80m横臂左侧（西北向）离横臂边缘5cm处安装了风向风速探头，在横臂右侧（东南向）离横臂115cm处安装了温湿度探头。风向风速探头感应部分的实际高度高出铁塔横臂46 cm，因此安装在1 m 横臂上的风向风速探头的实际高度为1.46m，其它层次依次类推。温湿度探头感应部分的实际高度高出铁塔横臂24cm（即安装在1m横臂上的温湿度探头的实际安装高度为1.24m，其它层次也依次类推）。在0.5m横臂上的风速探头感应部分（没有安装风向传感器）实际高度为0.75m，温湿度探头感应部分高度为0.53m。风向风速横臂指向正北，风向风速横臂与铁塔横臂存在20° 的夹角。铁塔10个层次上探测的基本要素为：水平风向、风速、温度和相对湿度；大气中温度和湿度传感器都采用了防辐射和通风措施。塔中80m观测塔梯度探测系统安装的风速仪、风向仪、温度仪、湿度仪等探测仪器均采用国际公认的先进探测传感器，其性能如下：

风速仪：芬兰VAISALA公司产WAA151型风速传感器。WAA151是低启动风速、快速响应的三杯式光电子风速计。传感轴采用铝镁硅合金，并作阳极处理。圆锥形风杯采用镁制并用碳化纤维加固，风杯直径50mm，转臂扫描半径91mm，风杆高240mm；风速量程为0.4～75m/s，风杯启动风速＜0.35m/s，距离常数为2.0，风速在0.4～60m/s时测量精度为±0.17m/s（标准偏差）。

风向仪：芬兰VAISALA公司产WAV151型风向传感器。WAV151是低启动风速的光电子风向仪。采用双片锲型硅铝合金，并作过阳极处理的尾翼风向杯，尺寸为300（高）×90（直径）mm，风标扫描半径172mm，阻尼比0.19，延迟距离0.4m；传感器风向测量范围0～360°，启动风速＜0.4m/s，分辨率5.6°，精度优于±3°。

温度仪：芬兰VAISALA 公司产HMP45D(QMH102)型温度传感器。采用铂电阻作为传感器，有通风和防辐射措施（温湿度传感器防辐射罩为DTR502 型），测量范围-39.2～＋60℃，输出量程为-40～＋60℃，测量精度为±0.2℃（20℃）。

湿度仪：芬兰VAISALA 公司产HMP45D(QMH102)型湿度传感器。采用高分子薄膜电容作为传感器，量程为0.8～100%RH；输出范围0～100%RH，出厂参考精度为±1 %RH（20 ℃）；野外标校精度为±2%RH（0～90%RH）和±3%RH（90～100%RH），响应时间（90%）在20℃有过滤膜时为15s。长期稳定性优于1%RH每年。

2.2 OPEC 涡度探测系统

在铁塔的8m平台上（探头实际安装高度为9.5m）安装有一套三维超声风速仪和温度仪，作为OPEC开路涡度相关快速响应探测系统，利用工业数控机实时监测 u 、 v 、 w 超声风速和脉动温度变化。

三维超声风速仪：英国GILL公司生产，型号为R3-50的全天候三维超声风速计。探测U、V、W 三维风速和声速。三维风速和声速采样频率都为50Hz，数据输出频率0.4～50Hz；风速量程为0～45m/s，精度＜1%实际风速，分辨率为0.01m/s，风速偏移＜±0.01m/s；风向精度＜±1° 实际风向，分辨率1°；声速测量范围、精度及分辨率分别为300～370m/s、＜±0.5%（风速＜30m/s时）、0.01m/s；尺寸是750mm×240mm。

2.3 数据处理及计算方法

塔中80m观测塔梯度探测系统数据量庞大，瞬时数据采集频率为每3秒一组。在原始资料中，由于仪器的系统误差，仪器发生故障以及传输和记录过程中的其它原因，会出现一些虚假的数据，这些数据一旦被诊断出来，就必须进行订正或者剔除，否则在下面的理论分析中出现很多错误的结果，影响结果的可靠性。为了最大限度的保护原始资料，在处理

数据的时候只对明显的错误的数据进行剔除和订正处理，下面是判断数据是否有问题的基本原则：

（1）不符合一般统计特征，如温度超过60 ℃，风速达100 m/s；

（2）没有物理意义，如风向大于360°，风速数值为负值；

（3）不满足时空变化的连续性，除非在特殊天气条件下(如锋面过境)，气象要素不可能在有限的时空范围内发生极剧烈的变化，而在具体的质量控制过程中会遇到上下相临层次的风速差别很大的情况；

（4）因为信号传送或者仪器工作发生故障而导致的数据遗失、数据乱码或者小数点漂移。

本文采用的数据均来自 OPEC 开路涡度协方差快速响应系统和 80m 梯度探测系统，因仪器原因暂时没有获得秋季时间段的数据。

在采集的数据中选取天气现象单一、能见度高且总云量几乎为 0 的天为标准天气进行分析计算。通过筛选将 2006 年 4 月 5 日、28 日、29 日作为春季的标准天，将 2006 年 8 月 20 日、28 日、31 日作为夏季的标准天，将 2007 年 1 月 29 日、30 日、31 日、2 月 1 日作为冬季的标准天，为了了解沙尘暴爆发时与晴天标准日在沙漠腹地大气边界层低层的湍流特征的不同，选择 2006 年 4 月 10 日作为沙尘暴天气爆发的典型时刻。

对原始梯度资料和湍流资料进行了如下处理：

①去除野点。对于第n个数据，将其前后 5 个数据求平均$\overline{x'}_n=\frac{1}{11}\sum_{j=-5}^{5}x'_{n+j}$，再求出该点的涨落方差$\sigma^2{}_n=\frac{1}{11}\sum_{j=-5}^{5}\left(\overline{x'}_{n+j}-\overline{x}_n\right)^2$，对于$x'_n\in\left[\overline{x'}_n-3\sigma_n,\overline{x'}_n+3\sigma_n\right]$的数据认为是正确的，在这个范围以外的数据作为野点去除，并以第$n-1$个数据代替。

②对风速的水平分量进行水平转换，原始数据中风速的水平分量以自东向西为正，将X轴正方向调整到主风向，使得该坐标下$u>0$。

③去掉非定常、数据明显错误的数据组。

④获得的所有资料均以北京时间记录，经过时差计算（塔中地方时＝北京时－2 小时

25 分 24 秒），将北京时间全部换算为地方时间。

⑤样本时间长度对计算湍流宏观统计特征量有影响，一般每个样本时间长度取为 30～45min，本文每个样本时间长度取为 30min，对该时间长度内的数据进行平均、方差等各种湍流特征量的计算。

湍流数据的处理采用涡旋相关法，处理过程中用到的主要计算公式有：

三维风速、温度脉动量

$$u'=u-\bar{u},\ v'=v-\bar{v},\ w'=w-\bar{w},\ T'=T-\bar{T};\tag{2.1}$$

风速、温度脉动标准差

$$\sigma_u=\sqrt{\overline{u'u'}},\ \sigma_v=\sqrt{\overline{v'v'}},\ \sigma_w=\sqrt{\overline{w'w'}},\ \sigma_T=\sqrt{\overline{T'T'}};\tag{2.2}$$

摩擦速度 $u_*=\left[\overline{(u'w')}^2+\overline{(v'w')}^2\right]^{1/4}$；(2.3)

特征温度 $T_*=\dfrac{\overline{w'T'}}{u_*}$；(2.4)

Monin-Obukhov 长度 $L=-\dfrac{u_*^3}{k\dfrac{g}{\bar{T}}\overline{w'T'}}$；(2.5)

稳定度 $\zeta=z/L$；(2.6)

式中 u、v、w、T 分别为三维超声风速仪所测得的风速、温度瞬时值，$\bar{u}$、$\bar{v}$、$\bar{w}$、$\bar{T}$ 为平均值，且 T 以开氏度为单位；k 为 *Karman* 常数（$k=0.4$），g 为重力加速度（$g=9.8m/s^2$）；z 为观测点的高度。

第三章　沙漠腹地大气边界层湍流特征

3.1 引言

在 90 年代的“黑河试验”中,胡隐樵,高由禧[1]首次发现了临近绿洲的“冷岛效应”和“逆湿现象”,并总结提出了绿洲与荒漠相互作用下热力内边界层的特征。近 20 年来，随着沙漠油田开发和沙漠公路的贯通，使沙漠腹地的沙丘形态和一些风沙环境特征得到进一步的认识。目前的研究虽然在认识和探索沙漠天气气候和沙漠大气边界层物理过程方面取得了一定的成就，但由于探测仪器设备和沙漠腹地恶劣的自然条件限制，目前塔克拉玛干沙漠大气边界层研究主要局限于沙漠边缘的短期野外观测资料，还未深入流动沙漠腹地进行系统性观测实验研究。因此，系统研究该沙漠腹地近地层的湍流动力特征可为沙漠腹地地-气相互作用的研究提供观测事实。

3.2 摩擦速度和特征温度分析

湍流是由近地面风切变产生或改变的，此时的雷诺应力就成为一个重要的尺度变量，摩擦速度表示近地面层雷诺应力的大小，是表征空气运动性质的参量。

摩擦速度u_*和特征温度T_*分别采用式（2.3）和（2.4）计算获得。图 3.1 为塔中平均摩擦速度u_*和特征温度T_*的日变化情况，可以看到u_*具有明显的日变化特征。春季和冬季在日出后 6 时左右开始逐渐增大，12 时达到最大值，正午过后开始减小，直到夜间 21 时减为最小。夏季则在凌晨 3 时左右摩擦速度就开始增加，10 时即达到最大值，随后减小直到夜间 21 时达到最小值。这是由于白天和夜间近地层稳定状态不同引起的。白天，大气近地层处于不稳定状态，对流比较旺盛，使得影响摩擦速度变化的因子$u'w'$和$v'w'$比较大；夜间，近地层处于稳定状态，对流减弱，$u'w'$和$v'w'$明显减小，故而摩擦速度减小。特征温度T_*同样也具有日变化特征，规律和u_*正好相反。从稳定度的变化情况来看，在不稳定层结条件下，随着不稳定程度的增加摩擦速度u_*缓慢减小；但处于稳定层结条件时，随稳定度的增加却有迅速减小的趋势，达到极稳定程度后变化幅度不大。需要注意的是，摩

擦速度u_*的最大值没有出现在近中性层结处，从图 3.2 中看到摩擦速度最大值出现在弱不稳定时，即$z/L=-0.2$时出现最大值。这与刘熙明等[2]分析白洋淀水陆非均匀下垫面时得到的在$z/L=-0.5$时最大相类似。

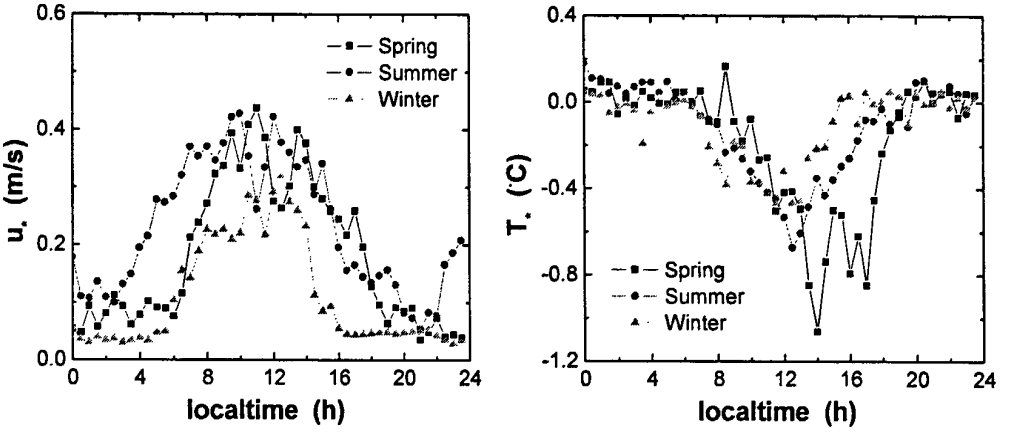


图 3.1 塔中平均摩擦速度（u_*）和特征温度（T_*）的日变化

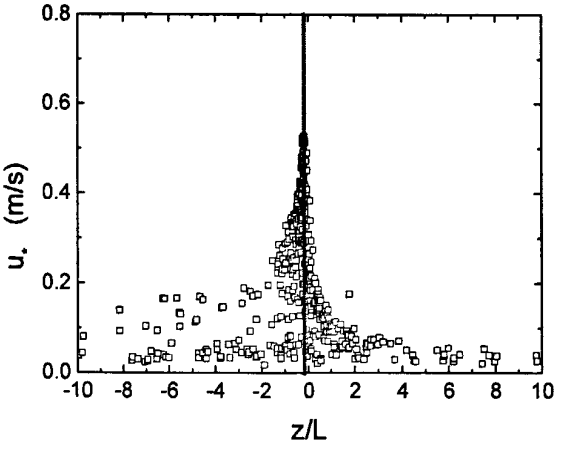


图 3.2 摩擦速度（u_*）随稳定度（z/L）的变化（图中直线表示$z/L=-0.2$）

3.3 不同季节普适函数的分析

3.3.1 无因次速度方差

大气湍流运动的形成一是机械因素的（或动力）湍流，二是热力因素的湍流。在近地层，湍流运动既决定于动力因子，又决定于热力因素，其湍流在时间上、空间上都是十分

复杂的，强烈的受近地层热力层结和地表性质的影响。人们在阐述大气边界层湍流特征时，常用脉动量的方差表示。而风场、温度场是最主要的，因为这两个要素决定了近地层的湍流状态。

近地面层中风速分量和温度的方差随稳定度的变化多年来一直受到人们的关注。根据 Monin-Obukhov 相似理论，速度分量（u、v、w）方差和温度方差无量纲化后取决于稳定度，并在近地层中可以用 z/L 的普适函数来表示，即

$$\sigma_\alpha / u_* = \phi_\alpha(z/L), \quad \alpha = u,v,w$$

$$\sigma_T / T_* = \phi_T(z/L)$$

式中 σ_α、σ_T 分别为速度分量方差和温度方差，u_* 为摩擦速度，T_* 为特征温度，z 为观测高度，L 为 Monin-Obukhov 长度，ϕ_α、ϕ_T 分别为风速风量方差和温度方差的普适函数，z/L 是边界层稳定度的一种参数，当 $z/L<0$ 时表示不稳定，$z/L>0$ 时表示稳定。

（一）不稳定层结比较

在近地面层研究中，大量不同观测资料，对于 ϕ_α 和 ϕ_T 的函数形式也不完全相同。对大气层结处于强不稳定达到对流状态时，控制湍流脉动以及相应所引起的动量传输机制将主要受控于浮力因子 g/T。此时，无因次速度分量方差和无因次温度方差均满足相似理论的幂次规律，即

$$\sigma_\alpha / u_* = C_{\alpha 1}(1 - C_{\alpha 2} z/L)^n \tag{3.1}$$

$$\sigma_T / T_* = \beta(-z/L)^{-m} \tag{3.2}$$

式中 $C_{\alpha 1}$、$C_{\alpha 2}$ 为速度方差经验系数，β 为温度方差经验系数，n 和 m 分别为经验指数。

不稳定层结下无量纲速度分量的方差与 z/L 的关系，在大多数的研究中认为满足 1/3 次幂定律，已有很多学者的研究证明了这一点。王介民等[3]在黑河戈壁地区的观测表明近地层不稳定层结下 σ_w / u_* 与 z/L 之间存在 1/3 次幂律；Hedde 和 Durand[4]在海洋上观测结

果发现近地层不稳定层结下$\sigma_{u、v}/u_*$与z/L之间存在 1/3 次幂律；Andreas 等[5]在草地植被不均匀地面上的观测也发现，σ_u/u_*在不稳定层结时可服从 1/3 次幂律。不过具体函数关系形式,不同作者给出的系数不同，这主要与具体观测地点有关。Panofsky 和 Dutton[6]等人给出无量纲速度分量的方差在不稳定层结时与z/L有以下经验公式：

$$\sigma_w/u_* = 1.25(1-3z/L)^{1/3} \quad , \quad z/L<0$$

仲雷等[7]也给出了珠穆朗玛峰绒布河谷不稳定层结下的拟合函数：

$$\begin{matrix}\sigma_u/u_* \\ \sigma_v/u_* = \\ \sigma_w/u_*\end{matrix}\begin{cases}3.33(1-0.04z/L)^{1/3} \\ 3.66(1-0.02z/L)^{1/3} \\ 1.17(1-0.003z/L)^{1/3}\end{cases}, \quad 0.001<-z/L<10000 。$$

图 3.3、3.4、3.5 分别给出了塔中春季、夏季、冬季在 10m 高度上通过资料计算的不稳定层结情况下，无因次速度方差与稳定度$-z/L$之间的关系。从图中可以看到，在不稳

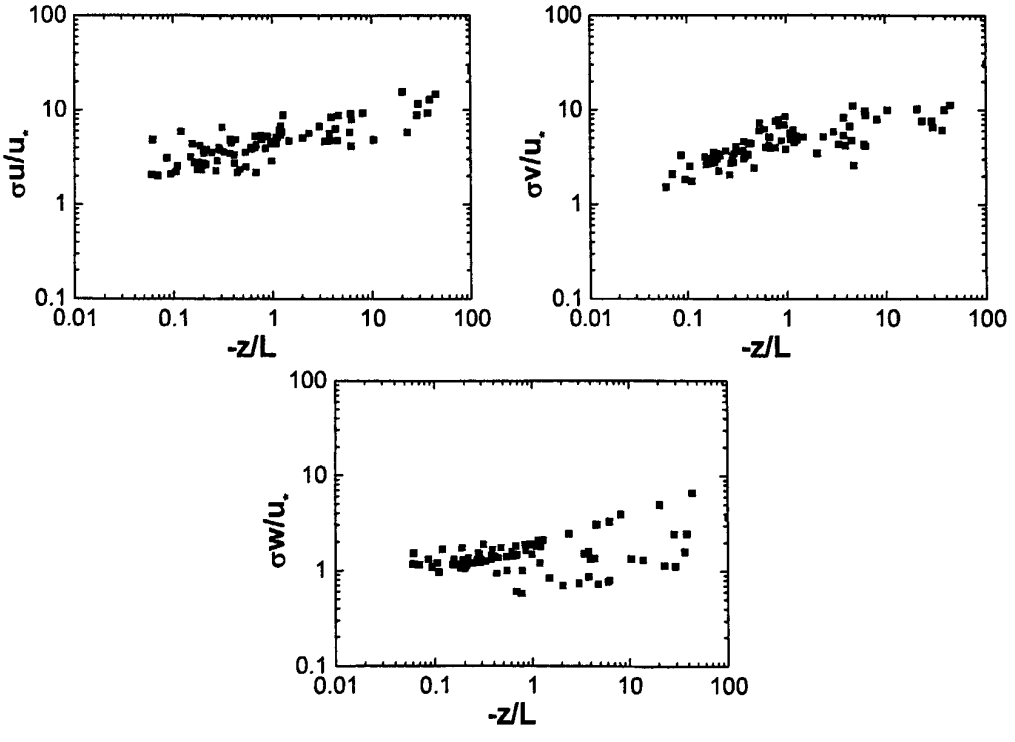


图 3.3　春季不稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_*）与稳定度（$-z/L$）的关系

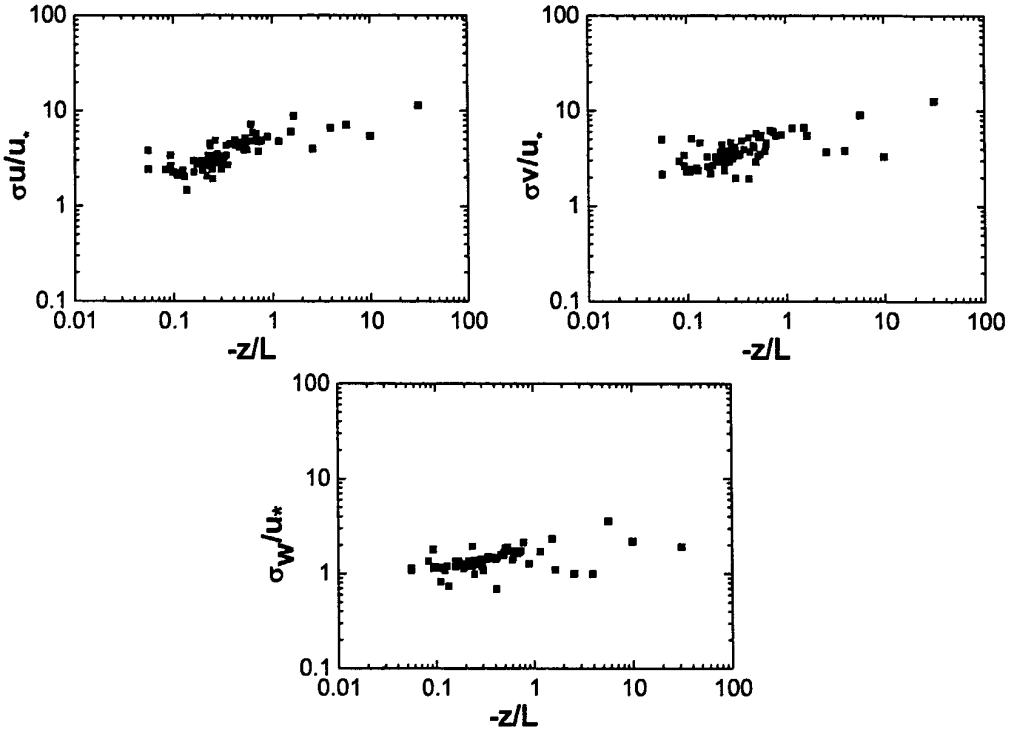
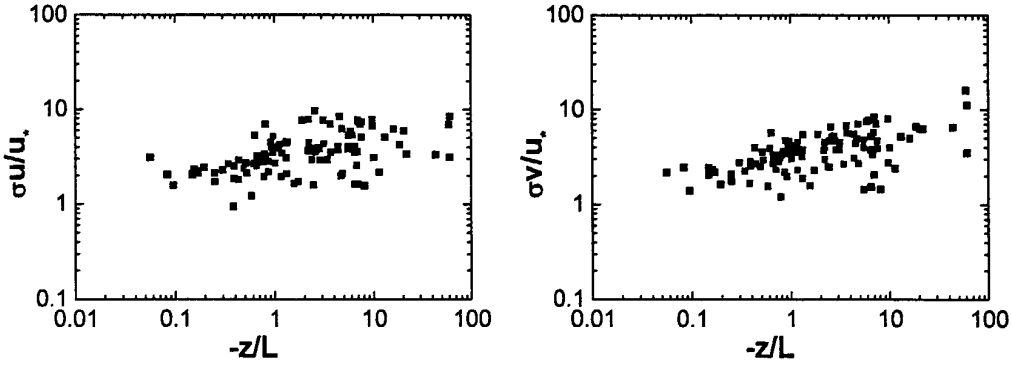


图 3.4　夏季不稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u / u_*、σ_v / u_*、σ_w / u_*）

与稳定度（$-z / L$）的关系



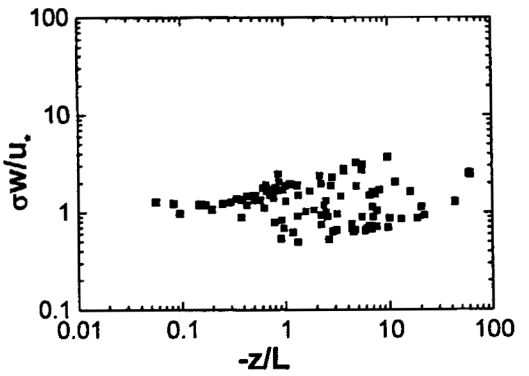


图 3.5　冬季不稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_*）与稳定度（$-z/L$）的关系

定层结条件下($-z/L<0.5$)，春季、夏季和冬季的无因次速度分量方差与稳定度的关系均随不稳定程度的增加而增加，夏季的离散度最小，春季次之，冬季离散程度则相对较大。

本文对沙漠腹地近地层湍流速度方差是否满足次幂律做了进一步的研究，为了更详细的了解该地区的湍流特性，文中不仅对 1/3 次幂进行了拟合，同时也对 1/4 次幂、1/2 次幂以及线性律做了相对应的拟合，具体的经验系数和相关系数见表 1。结果表明：在不稳定层结条件下，塔克拉玛干沙漠腹地的无因次速度分量方差与z/L的关系也可以满足 1/3 次幂规律，但 1/3 次幂并不是最佳的次幂规律。春季$\sigma_{u、w}/u_*$与z/L的变化关系更符合 1/4

表 3.1　不稳定层结条件下不同季节普适函数的拟合情况

	不稳定　$\sigma_\alpha/u_*=C_{\alpha1}(1-C_{\alpha2}z/L)^n$								
		σu/u*			σv/u*			σw/u*	
	n	R^2	C_{u1}	C_{u2}	R^2	C_{v1}	C_{v2}	R^2	C_{w1}	C_{w2}
春季	1/4	*0.711*	*2.72*	*5.49*	0.410	3.45	1.76	*0.642*	*1.11*	*3.91*
	1/3	0.705	3.16	1.70	0.588	3.14	1.76	0.634	1.23	1.38
	1/2	0.668	3.71	0.32	0.625	3.76	0.29	0.590	1.39	0.29
	1	0.611	4.08	0.06	*0.694*	*4.09*	*0.05*	0.529	1.51	0.06
夏季	1/4	—	—	—	—	—	—	-	-	-
	1/3	0.216	1.89	13.94	0.140	2.25	9.60	0.136	1.08	3.13
	1/2	0.231	1.98	5.94	*0.141*	*2.38*	*3.97*	0.138	1.09	1.77
	1	*0.246*	*2.05*	*2.06*	0.140	2.49	1.39	*0.140*	*1.10*	*0.76*
冬季	1/4	0.225	1.50	23.63	—	—	—	*0.125*	*1.08*	*3.50*
	1/3	0.213	2.03	3.07	0.275	1.62	8.82	0.124	1.10	1.91
	1/2	0.296	1.57	4.30	*0.276*	*1.80*	*2.83*	0.122	1.13	0.96
	1	*0.317*	*1.67*	*1.24*	0.273	1.94	0.84	0.119	1.15	0.38

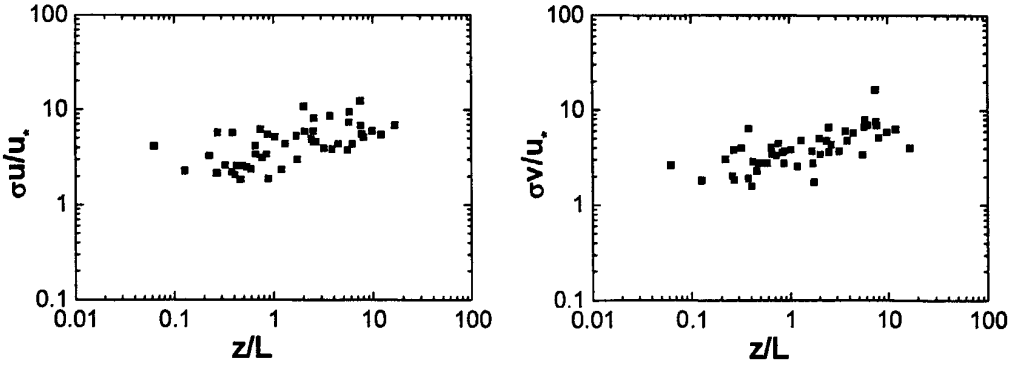
注：斜体加粗表示相关系数最大的拟合情况

次幂律，σ_v/u_*则表现出很好的线性趋势；夏季$\sigma_{u、w}/u_*$随z/L的变化更接近线性规律，而σ_v/u_*却与 1/2 次幂的关系更加吻合；冬季的σ_u/u_*更满足线性关系，σ_v/u_*满足 1/2 次幂律，σ_w/u_*则表现为更好的z/L的 1/4 次幂律。这可能与沙漠腹地的局地特性有关。

从表 3.1 也可以看到，春季三个方向拟合函数的相关系数 R^2 都超过了 0.64，相关性都达到了 80%以上，说明春季的拟合结果是最接近实际观测数值的；夏季和冬季整体的相关系数都比较小，夏季 R^2 只在 0.25 以下，相关性不到 50%，冬季的 R^2 也仅有 0.3 左右，相关性仍然达不到 60%；这有可能表示冬夏沙漠腹地下垫面的的局地特性对湍流的影响比较大。

图 3.3、3.4、3.5 的纵坐标表现出σ_u/u_*、σ_v/u_*的数值明显大于σ_w/u_*，表 3.1 的拟合情况也反映出，在最佳拟合的函数中，虽然次幂规律有所区别，但经验系数C_{w1}的数值在每一个季节都表现为最小，C_{u1}和C_{v1}的值比较接近，均大于C_{w1}，也说明受湍流运动影响较大的是水平方向，较小的是铅直方向。

（二） 稳定层结比较



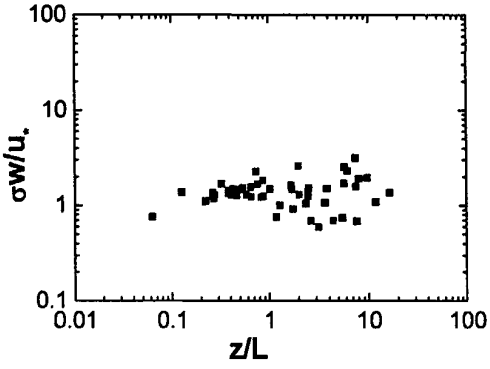


图 3.6　春季稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_*）

与稳定度（z/L）的关系

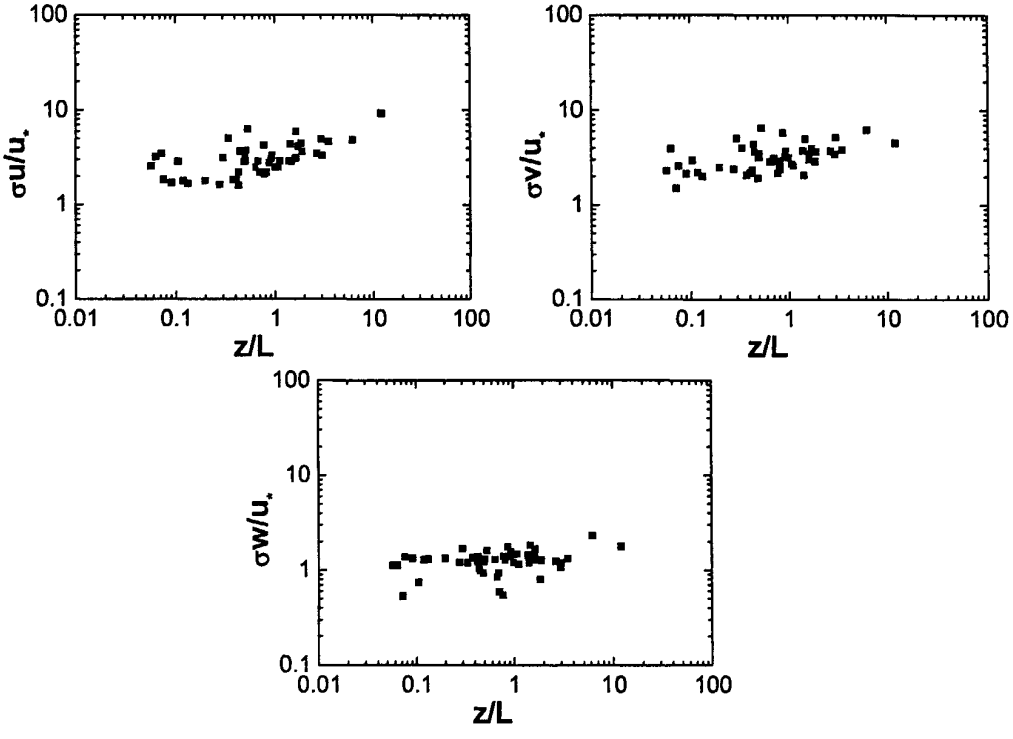


图 3.7　夏季稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_*）

与稳定度（z/L）的关系

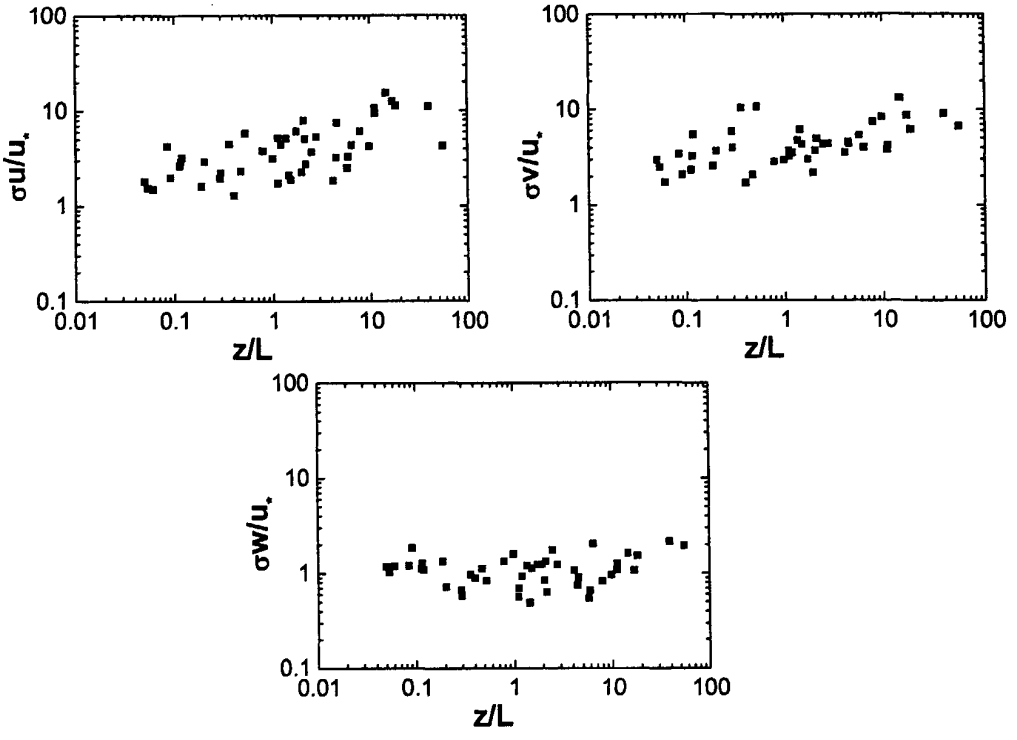


图 3.8　冬季稳定层结条件下无因次速度分量方差（σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_*）与稳定度（z/L）的关系

图 3.6、3.7、3.8 分别给出了春季、夏季和冬季稳定层结条件下无因次速度分量方差 σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_* 与稳定度 z/L 的关系。不论春季、夏季还是冬季，稳定层结条件下的无因次速度分量方差明显比不稳定层结条件下离散程度大，同样也是夏季的离散度最小，冬季最大。稳定层结条件下，σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_* 随着稳定度 z/L 的增大而增大，本文同样对 1/4 次幂、1/3 次幂、1/2 次幂以及线性律做了相对应的拟合，具体的经验系数和相关系数见表 3.2。

从拟合函数情况来看，稳定层结条件下，同样均可以用 1/3 次幂来描述，但不是最佳的描述。春季 $\sigma_{u、v}/u_*$ 随稳定度参数 z/L 的变化关系更符合 1/4 次幂规律，σ_w/u_* 则表现为更接近线性规律，其中 v 方向的 R^2 达到 0.488，相对更接近实际观测资料；夏季 σ_u/u_* 随着稳定度参数 z/L 的关系更满足线性规律，相关系数 R^2 达到 0.508，σ_v/u_* 随 z/L 的变化

表 3.2 稳定层结条件下不同季节普适函数的拟合情况

	稳定 $\sigma_\alpha/u_*=C_{\alpha 1}(1+C_{\alpha 2}z/L)^n$								
		σu/u*			σv/u*			σw/u*	
	n	R^2	C_{u1}	C_{u2}	R^2	C_{v1}	C_{v2}	R^2	C_{w1}	C_{w2}
春季	1/4	*0.342*	*2.61*	*4.27*	*0.488*	*2.17*	*5.59*	0.292	1.27	0.76
	1/3	0.324	2.99	1.14	0.444	2.75	0.92	0.296	1.29	0.41
	1/2	0.294	3.30	0.35	0.384	3.16	0.24	*0.299*	*1.31*	*0.2*
	1	0.260	3.56	0.09	0.319	3.49	0.06	0.299	1.33	0.08
夏季	1/4	0.394	2.17	5.16	*0.115*	*2.65*	*1.37*	0.176	1.21	0.37
	1/3	0.440	2.27	2.23	0.112	2.71	0.74	0.179	1.21	0.23
	1/2	0.484	2.43	0.79	0.110	2.77	0.37	*0.180*	*1.22*	*0.12*
	1	*0.508*	*2.65*	*0.19*	0.107	2.81	0.15	0.177	1.23	0.05
冬季	1/4	—	—	—	*0.480*	*2.81*	*2.13*	0.239	1.07	0.2
	1/3	*0.436*	*2.26*	*2.71*	0.464	3.06	0.64	0.243	1.08	0.11
	1/2	0.365	2.96	0.35	0.407	3.41	0.16	0.248	1.09	0.06
	1	0.238	3.76	0.04	0.321	3.8	0.03	*0.252*	*1.1*	*0.02*

注：斜体加粗表示相关系数最大的拟合情况

更倾向于 1/4 次幂律，σ_w/u_* 则更加符合 1/2 次幂律；冬季 σ_u/u_* 符合 1/3 次幂律，σ_v/u_* 满足 1/4 次幂律，σ_w/u_* 则与线性规律更加吻合，其中 v 方向的相关性最好，R^2 达到 0.48。这一点与不稳定层结条件下的变化是不一致的。

从拟合的相关系数来看，稳定层结条件下的相关性在春季比不稳定层结条件下明显降低，夏季和冬季反而有所上升，说明在稳定层结条件下冬夏的拟合情况优于不稳定层结，更接近于实际观测结果。

由此可见，塔克拉玛干沙漠腹地无因次速度方差分量随稳定度参数的变化情况在不稳定层结和稳定层结下有所不同，虽然都可以用 1/3 次幂来拟合，但最佳拟合函数次幂不是唯一确定的，它随着季节以及三方向的分量而变化。这一点与其他地区的结果有所不同。

（三）近中性层结比较

在大气处于近中性层结时，近地层以机械湍流为主，无因次速度分量方差接近于常数，即 $\sigma_u/u_* = A$，$\sigma_v/u_* = B$，$\sigma_w/u_* = C$。本文取 $|z/L| \le 0.05$ 的范围作为近中性层结。表 3.3 列出了不同下垫面近中性层结条件时无因次风速分量方差数值的比较。

从表 3.3 可以看到，近中性层结时，沙漠腹地 σ_u/u_* 和 σ_v/u_* 的数值为 2.33、2.10

均在其他不同下垫面所得结果 2.16～2.65 和 1.62～2.22 范围之内，σ_w/u_*的数值 1.12 比 1.16～1.47 的范围略小，这可能与沙漠腹地塔中观测站的局地特征有关。沙漠腹地u、v、w三个方向无因次速度分量方差总体表现为：σ_u/u_*最大，σ_v/u_*次之，σ_w/u_*最小，该结果与各不同下垫面的观测结果均一致，尤其接近与 HEIFE 戈壁和内蒙古锡林郭勒草原。

表 3.3　不同下垫面近中性层结条件下无因次速度分量方差值

试验地点	σu/u*	σv/u*	σw/u*
塔中（沙漠腹地 10m）※	2.33	2.10	1.12
HEIFE 戈壁化音(4.9m) [8]	2.65	2.22	1.21
内蒙古锡林郭勒草原（3.45m）[8]	2.29	2.12	1.18
北京（城郊）[8]	2.33	1.97	1.16
广州（城市 35m）[9]	2.32	1.89	1.47
南京（城市 50m）[10]	2.16	1.62	1.28
Subletter,KS（平原）[11]	2.45	1.90	1.25
Lander,B.C（平原）[11]	2.20	1.90	1.40
Beach Island,SC（平原）[11]	2.30	1.90	1.35
Erie,CO（起伏地形）[11]	2.65	2.00	1.20

注：※为本文观测结果

3.3.2 温度湍流方差

（一）不稳定层结比较

在强不稳定层结条件下无因次温度方差σ_T/T_*随稳定度$-z/L$的变化符合-1/3 次幂规律。图 3.9 分别给出了春季、夏季、冬季在不稳定层结条件下无因次温度方差$-\sigma_T/T_*$与稳定度$-z/L$的关系。

从图 3.9 可以看出，随着不稳定度$-z/L$的增加，无因次温度方差σ_T/T_*逐渐减小。夏季σ_T/T_*随着$-z/L$的变化离散度最小，基本满足-1/3 次幂律，经验系数$\beta=-1.60$；与黑河戈壁的$\sigma_T/T_*=-0.96(-z/L)^{-1/3}$（$z/L\le-0.35$）[3]相比略小，与珠峰的

$\sigma_T / T_* = -3.5(-z/L)^{-1/3}$（$z/L<0$）[12]相比又大，这与下垫面的局地特性有关。春季和冬季σ_T / T_*的离散度较大，但总体上仍表现出随$-z/L$的增加而减小的趋势。

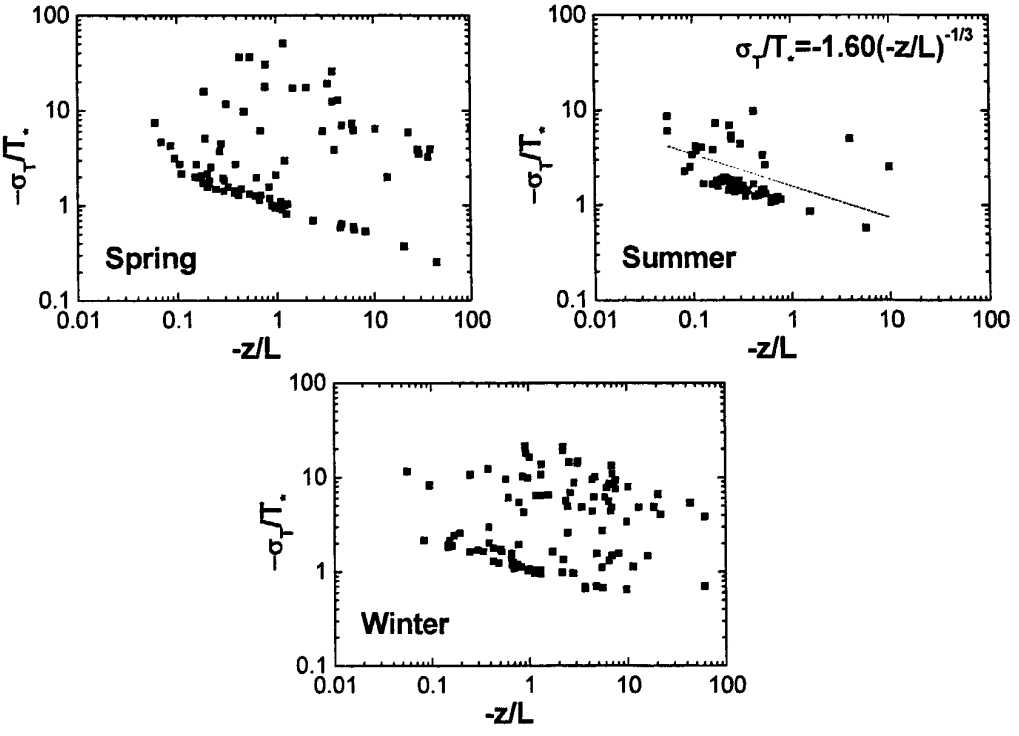
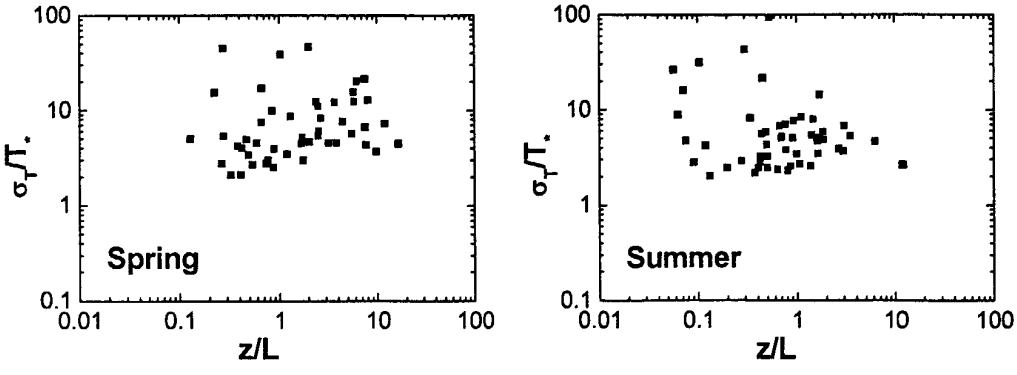
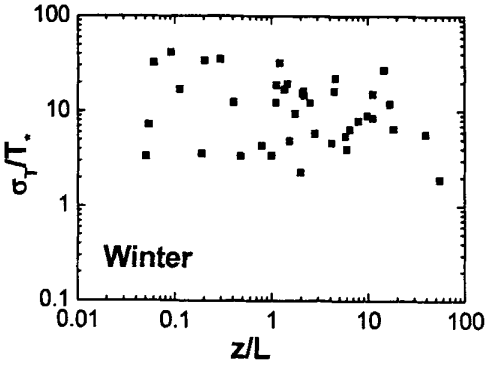


图 3.9　不稳定层结条件下不同季节无因次温度方差（$-\sigma_T / T_*$）与稳定度（$-z/L$）的关系

（二）稳定层结





（c）冬季

图 3.10　稳定层结条件下无因次温度方差（σ_T / T_*）与稳定度（z / L）的关系

（a、b、c 分别表示春季、夏季、冬季）

从图 3.10 看来各个季节稳定层结条件下σ_T / T_*的离散度较大，随稳定度的变化不明显，不符合-1/3 次幂的普适函数关系，缺乏拟合基础。特别是接近中性层结时离散度更大，这可能与接近中性层结时热通量很小，测量误差较大有关。

表 3.4 不同稳定层结条件下无因次速度和温度方差与稳定度的最佳拟合情况

无因次方差		σu/u*	σv/u*	σw/u*	σT/T*
普适函数		$\sigma_\alpha/u_*=C_{\alpha1}(1-C_{\alpha2}z/L)^n$			$\sigma_T/T_*=\beta(-z/L)^{-1/3}$
经验系数		n			β
不稳定	春季	1/4	1	1/4	—
	夏季	1	1/2	1	-1.60
	冬季	1	1/2	1/4	—
稳定	春季	1/4	1/4	1/2	不符
	夏季	1	1/4	1/2	不符
	冬季	1/3	1/4	1	不符

3.4 湍流强度

湍流强度表示大气湍流运动的强弱，是表征湍流特征的重要参数。研究湍流强度随风速和稳定度的变化关系对进一步了解沙漠腹地近地层的湍流特征有着重要意义。湍流湍强可以定义为风速分布方差与平均风速的比值，在三个方向可以分别表示为$\sigma_u / \bar{u}$、$\sigma_v / \bar{u}$和$\sigma_w / \bar{u}$。

铅直湍强$\sigma_w/\bar{u}$在不同季节随稳定度、风速的变化见图3.11。从图中看出，在不同稳定层结条件下，随着风速的增加，铅直湍强减小的趋势很明显；当风速大小固定时，铅直湍强$\sigma_w/\bar{u}$随稳定度的变化也很明显，表现为不稳定－近中性－稳定，$\sigma_w/\bar{u}$逐渐减小。而在稳定层结下，铅直湍强随风速变化较小。

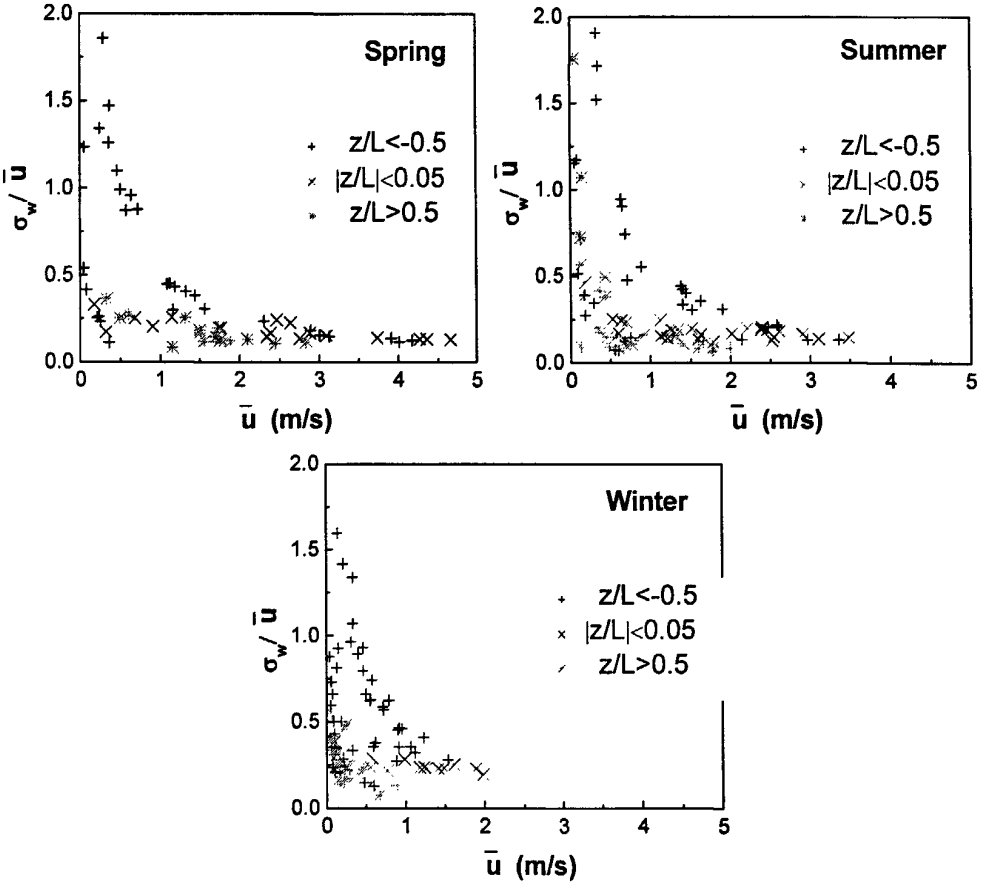


图3.11　不同季节铅直湍强与稳定度、风速间的关系

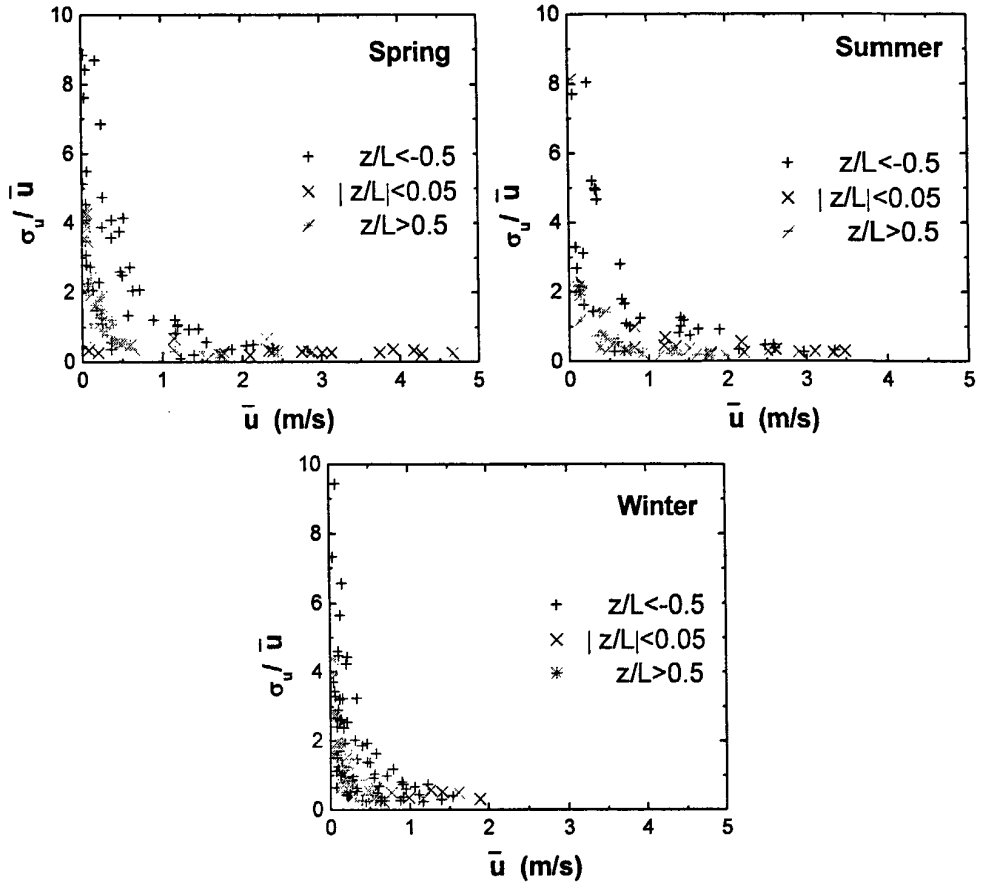
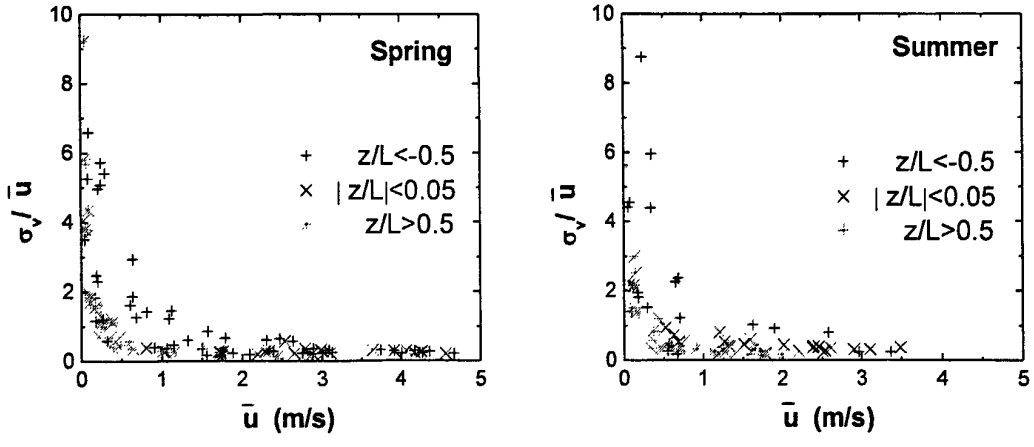


图 3.12 不同季节纵向湍强随稳定度、风速的变化关系



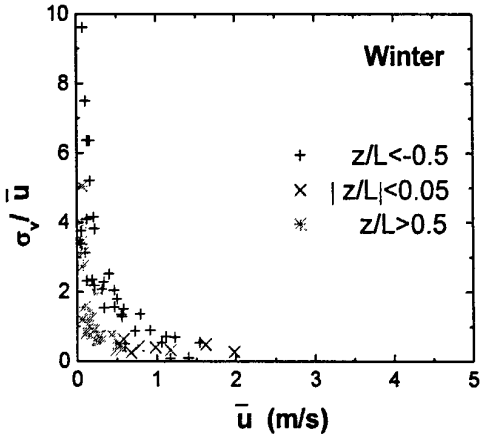
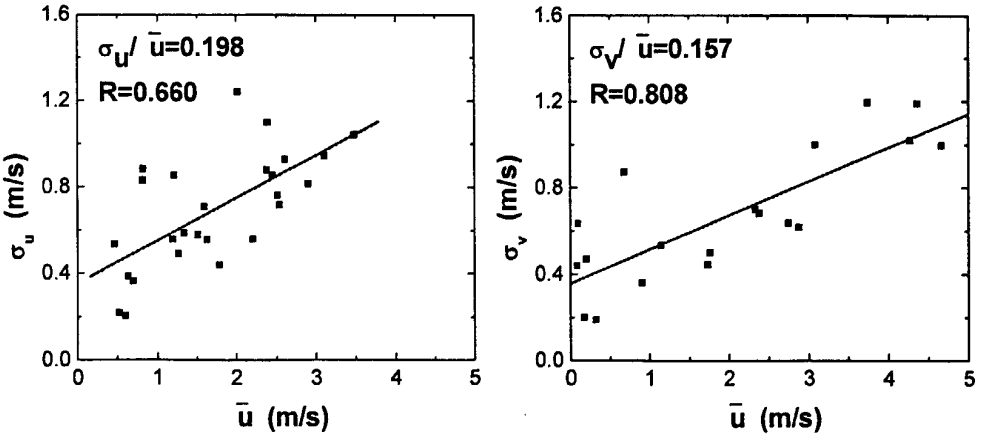


图 3.13 不同季节横向湍强随稳定度、风速的变化关系

图 3.12、3.13 分别是不同季节纵向湍强和横向湍强随稳定度、风速的变化关系，表明纵向湍强、横向湍强均随风速增大而迅速减小。与铅直湍强一样，风速固定时，$\sigma_u/\bar{u}$ 和 $\sigma_v/\bar{u}$ 随稳定度的变化也比较明显，随不稳定程度减小，稳定程度的增加，$\sigma_u/\bar{u}$ 和 $\sigma_v/\bar{u}$ 逐渐减小。同时对比图 3.11、3.12、3.13 发现，横向湍强与纵向湍强大小接近，都比铅直湍强大 4 倍左右，也说明了湍流强度主要由水平方向的分量决定，铅直分量的作用比较小。



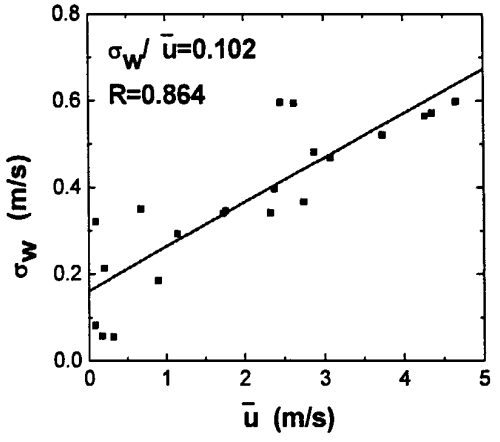


图 3.14　近中性层结情况下σ_u、σ_v、σ_w与 10 米高度处平均风速$\bar{u}$的关系

大量研究表明，在近中性层结条件下，三个方向的湍流强度与平均风速变化无关，即速度分量差σ_u、σ_v、σ_w与平均风速$\bar{u}$成正比。本文给出了近中性层结条件下，σ_u、σ_v、σ_w随平均风速$\bar{u}$的变化关系（见图 3.14）。从图中清楚地看到σ_u、σ_v、σ_w与 10 米高度处平均风速$\bar{u}$均成线性正比关系，这在前面不稳定层结和稳定层结下湍强变化图中也可以看出，且w方向的相关性最好，总体上表现为$\sigma_u/\bar{u} > \sigma_v/\bar{u} > \sigma_w/\bar{u}$，同样也说明了铅直湍强对湍流强度的影响很小。从表 3.5 不同下垫面的湍流强度来看，塔中沙漠腹地与地形比较平坦的美国中部草原和黑河戈壁的数值接近，比北京、南京、广州等城市的小，这样的结果也反映了沙漠腹地没有建筑物影响，下垫面的粗糙度小于城市地区，机械湍流较弱，湍流强度也相应减小。

表 3.5　不同下垫面近中性层结条件下湍流强度的比较

湍流强度	σ u/ū	σ v/ū	σ w/ū
广州（28m）[9]	0.39	0.32	0.30
南京（50m）[10]	0.29	0.22	0.16
北京[13]	0.26	0.22	0.15
美国中部草原[11]	0.18	0.10	0.06
黑河戈壁地区[14]	0.19	0.21	0.09
塔中（沙漠腹地 10m）※	0.20	0.16	0.10

注：※为本文观测结果

3.5 湍流动能和无因次扰动动能

湍流动能也是研究湍流边界层一个最重要的参数，它是湍流强度的量度。湍流动能涉及整个边界层的动量、热量、水汽的输送过程。深入探讨沙漠腹地的湍流动能有助于了解沙漠地区陆－气输送机制，为进一步研究沙漠腹地的动量、热量、水汽输送提供理论和观测依据。

湍流动能 e 表示为：$e=\frac{1}{2}\left(u'^2+v'^2+w'^2\right)$ (3.3)

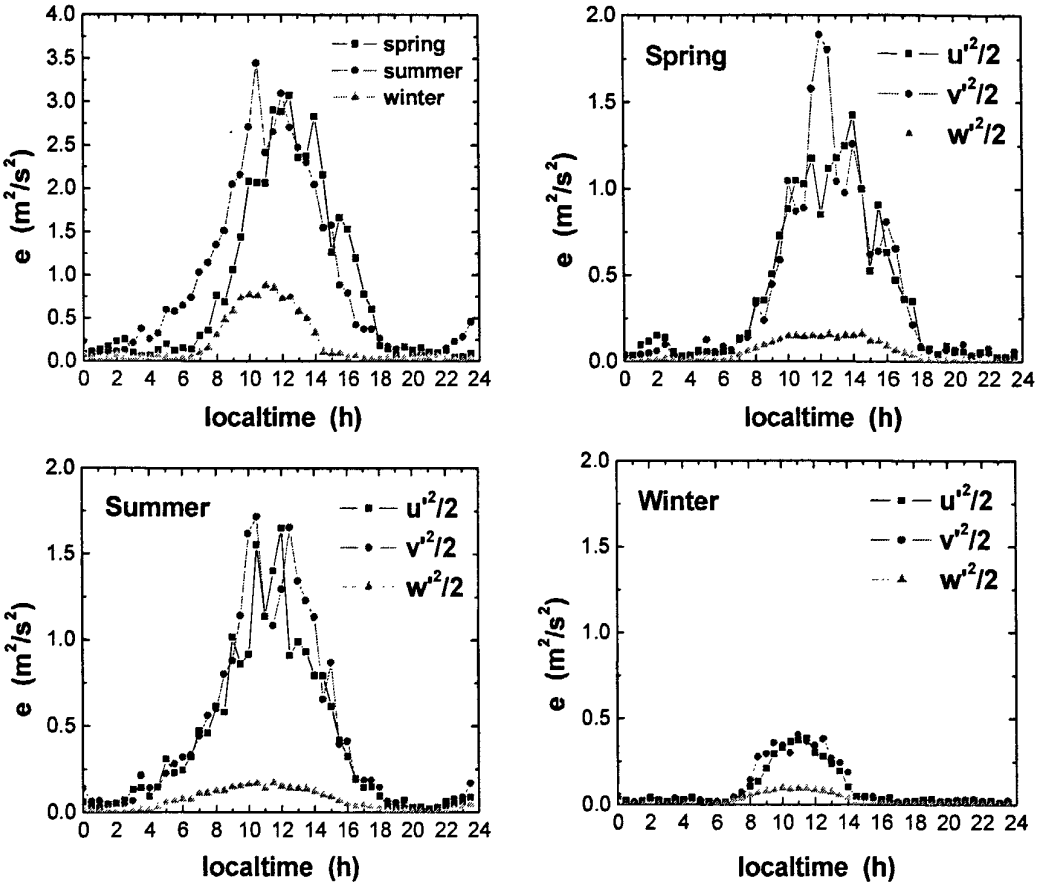


图 3.15 不同季节沙漠腹地塔中平均湍流动能（e）及其各分量的日变化

图 3.15 给出了湍流动能的日变化，黑色方块代表春季，红色圆点代表夏季，绿色三角代表冬季。从图中可见，三个季节湍流动能日变化均为明显的一高一低分布。春季日变化极大值出现在正午 12 时（塔中地方时间，以下相同），极小值在夜间 22～23 时左右；夏季极大值、极小值分别出现在 10～11 时和 20～21 时；冬季则分别在 11 时和 22～23 时左右，

夏季日变化比春季滞后约 1～2 小时，冬季同夏季变化规律大致相同。从湍流动能的大小来看与季节变化有很大关系，夏季湍流动能值略高于春季，而冬季则表现出明显的减小，冬季极大值仅表现为夏季的 1/3 弱。

从各季节的湍流动能分量来看，春季、夏季、冬季都表现为 u 方向湍能最大，v 方向略小于 u 方向，w 方向湍能最小，说明近地面层中湍流总动能中水平方向的动能输送占主导地位，铅直方向的影响则较小。

大量理论认为，低层大气的湍流几乎总是在动力与热力因子的共同作用下发生发展的，因此，低层大气的湍流运动将强烈的受热力层结和地表性质影响，这使得大气湍流理论和实验研究变得相当复杂。

观测结果表明，近地面层中，湍流脉动以及相应的通量传输机制主要由机械湍能和热力湍能两部分来提供。大气层结处于强不稳定状态时，湍能主要受控于浮力因子 g/T，即热力湍能占主导地位。机械湍能和热力湍能对湍流总动能的影响作用可以分别用机械湍能供给率和热力湍能供给率来表示。

机械湍能供给率表达式为 $\varepsilon_1 = u_*^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$ (3.4)

热力湍能供给率为 $\varepsilon_2 = \frac{gH}{\rho C_p \bar{T}}$ [15] (3.5)

其中 $H = \rho C_p \overline{w'T'}$ (3.6)

图 3.16 给出了春夏季机械湍能供给率和热力湍能供给率之间的关系。可以看出，春季和夏季的机械湍能供给率和热力湍能供给率均有明显的日变化趋势。尤其是热力湍能供给率与地表温度的日变化一致，这一点从热力湍流供给率的表达式也可以看出，08 时～16 时之间大气层结处于不稳定状态，热力湍能供给率均明显高于机械湍能供给率，在正午 12 时左右热力湍流供给率达到最大值；春季的 $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ 大于夏季，也说明在不稳定层结条件下，春季热力作用对湍能的影响比夏季更为明显；18 时～06 时之间大气层结处于稳定状态，此时气温比较低，热力湍能供给率明显减小且转为负值，热力因子对湍能起抑制作用，机械

湍能供给率仍为正值，但明显小于白天，这是由于夜间近地面层风速减小，且铅直方向为下沉气流所致。夜间稳定层结动力因子的促进与热力因子的抑制共同作用，影响着夜间湍流总动能的变化和发展。

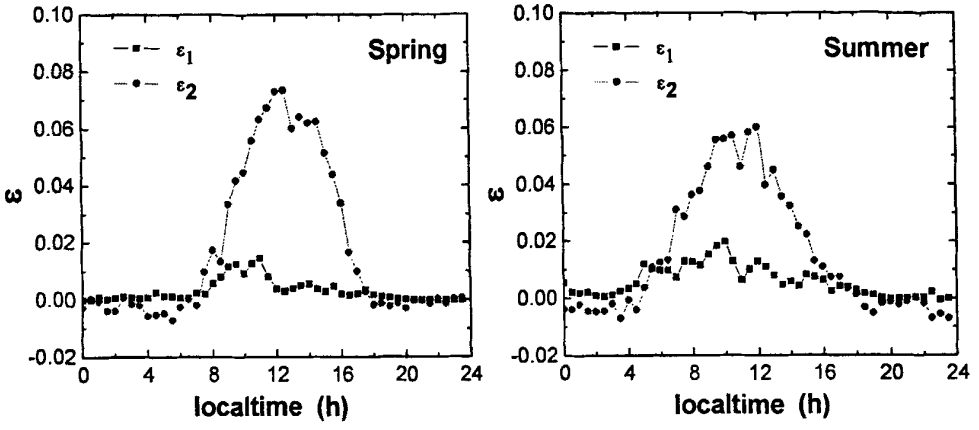


图 3.16　春夏季机械湍能供给率和热力湍能供给率的关系

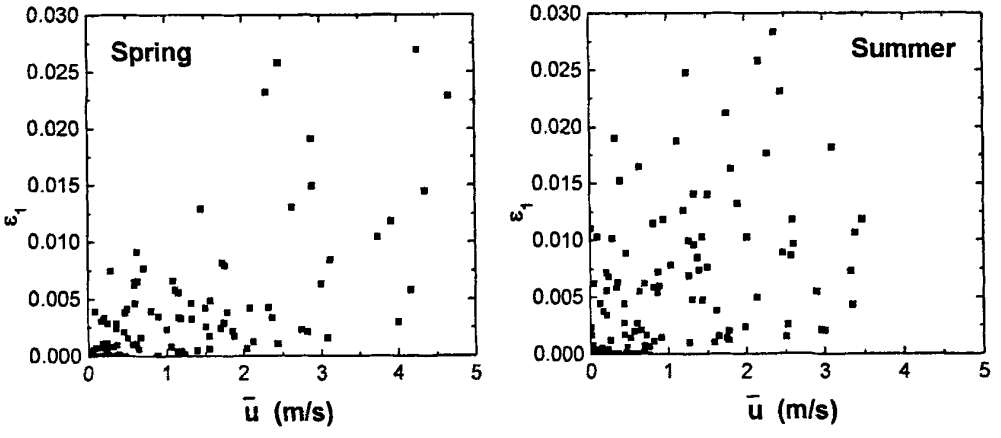


图 3.17　春夏季机械湍流供给率随风速的变化

由机械湍能供给率的表达式可知，ε_1与风速有关，本文也给出了春夏季ε_1随风速的变化图（图 3.17）。随着风速的不断增加，机械湍能供给率也有不断增加的趋势，且春季比夏季的变化更加明显。

无因次扰动动能表示为e/u_*^2，e/u_*^2随稳定度的变化关系可见图 3.18、3.19。从图中可以看出，不稳定层结条件下，春季、夏季、冬季均表现为随不稳定程度的增加e/u_*^2有

明显的增加趋势，而且增加趋势与无因次速度风量方差相似，且随着不稳定度的增加离散程度越来越大。稳定层结条件下，e/u_*^2 的离散度比不稳定层结条件下更大，但总体上看仍有随稳定度增加而增大的趋势。

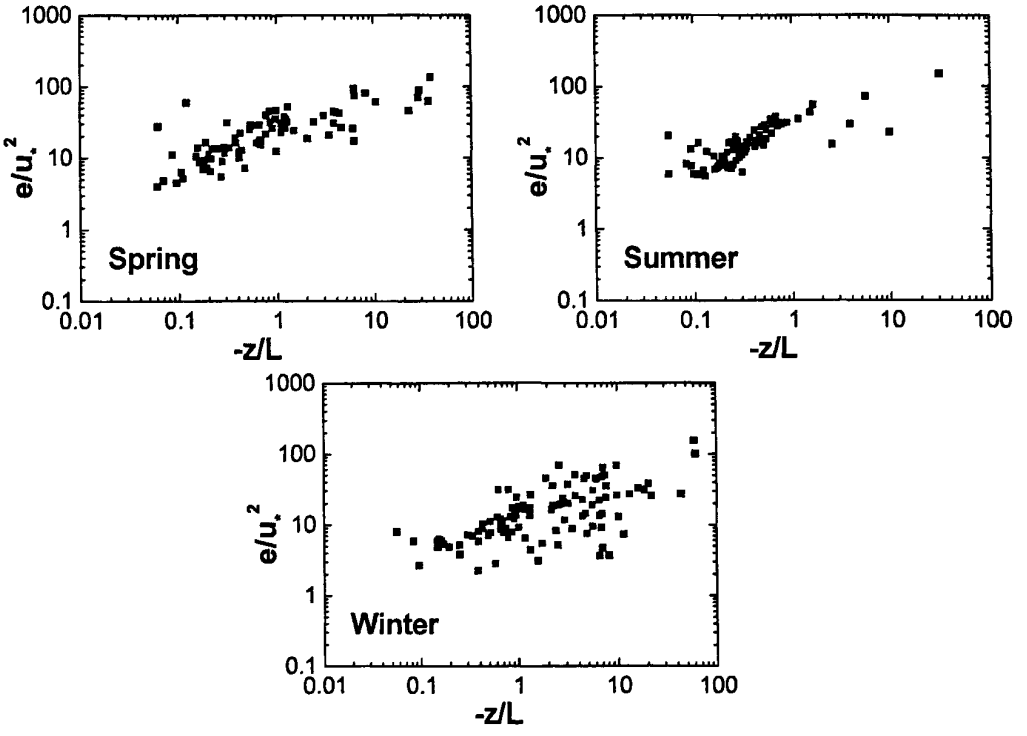
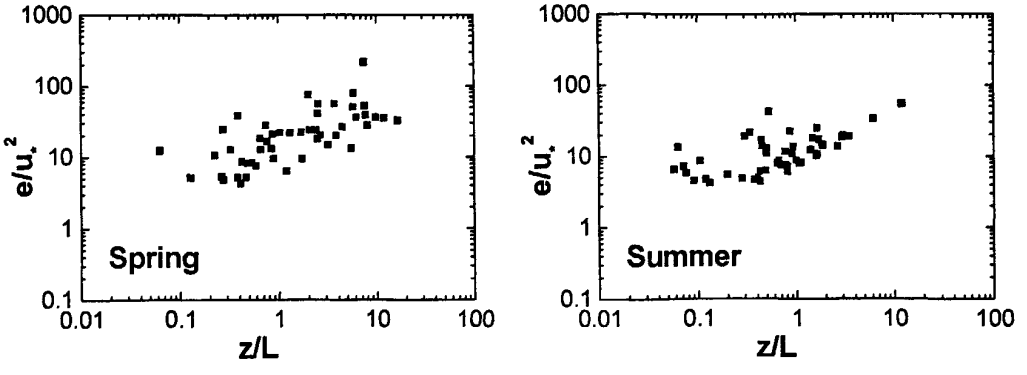


图 3.18　不稳定层结条件下无因次扰动动能（e/u_*^2）与稳定度（$-z/L$）的关系



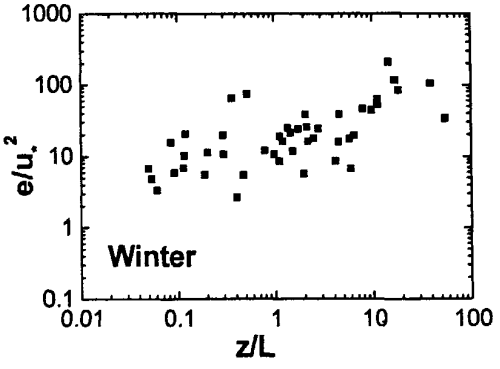


图 3.19　稳定层结条件下无因次扰动动能（e/u_*^2）与稳定度（z/L）的关系

3.6 本章小结

利用塔中气象站 10m 高度处 OPEC 开路涡度相关快速响应探测系统获得的湍流资料，对塔克拉玛干沙漠腹地边界层低层湍流特征进行了分析和讨论，得出以下主要结论：

（1）沙漠腹地湍流动能、摩擦速度和特征温度均表现出明显的日变化特征。摩擦速度则随稳定或不稳定程度的增大而减小，最大值出现在 $z/L=-0.2$ 处。

（2）不稳定层结条件下，沙漠腹地近地层无因次速度分量方差 σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_* 与稳定度 z/L 的关系在春季、夏季和冬季均符合相似理论的次幂规律，但最佳幂指数各有不同。无因次温度方差 σ_T/T_* 在夏季符合-1/3 次幂规律，并给出相应的最佳拟合函数，春季和冬季但由于离散度较大，拟合函数需要进一步确定。

（3）稳定层结条件下，无因次速度分量方差 σ_u/u_*、σ_v/u_*、σ_w/u_* 随稳定度的关系在春季、夏季和冬季也都符合相似规律，文中同样给出了最佳拟合函数，但无因次温度方差 σ_T/T_* 随稳定度的变化表现出较大的离散度，没有明显变化规律。

（4）近中性层结条件下，沙漠腹地三个方向无因次速度分量方差均接近常数，总体表现为：σ_u/u_* 最大，σ_v/u_* 次之，σ_w/u_* 最小；湍流强度也有同样规律，$\sigma_u/\bar{u}>\sigma_v/\bar{u}>\sigma_w/\bar{u}$。

（5）湍流动能与季节变化有关。总体上看，夏季略高与春季，冬季则最小，数值仅有

夏季的 1/3；湍流总动能中水平方向的动能占主导地位，铅直方向的影响较小；强不稳定层结条件下，热力湍能供给率明显强于机械湍能供给率，稳定层结条件下，热力湍能供给率减为负值，表现为抑制作用。无因次扰动动能 e/u_*^2 随稳定或不稳定程度的增大而增大，同时离散度也增大。

本章参考文献

[1] 胡隐樵，高由禧．黑河实验（HEIFE）——对干旱地区陆面过程的一些新认识[J]．气象学报，1994，52(3)：285-296.

[2] 刘熙明．非均匀边界层结构和湍流通量特征的研究[D]．中国科学院研究生院博士论文．2006.

[3] 王介民，刘晓虎，马耀明．HEIFE 戈壁地区近地层大气的湍流结构和输送特征[J]．气象学报，1993，51(3)：343-350.

[4] Hedde, T, and P. Durand. Turbulence intensities and bulk coefficients in the surface layer above the sea, Bound.-Layer Meteor., 1994, 71, 415-432.

[5] Andreas, E., R. J. Hill, J. R. Gosz, R. I. Moore, W. D. Otto and A. D. Sarma, Statistics of surface-layer turbulence over terrain with meter-scale heterogeneity, Bound.-Layer Mereor., 1998,86,379- 408.

[6] Panofsky, H.A. and J.A. Dutton, Atmospheric Turbulence, Wiley, New York, 1984, 156-173.

[7] 仲雷，马耀明，李茂善．珠穆朗玛峰绒布河谷近地层大气湍流及能量输送特征分析[J]．大气科学，2007，31(1)：48-56.

[8] 张宏升，李富余，陈家宜．不同下垫面湍流统计特征研究[J]．高原气象，2004，23(5)：598-604.

[9] 徐玉貌，周朝辅，李振华等．广州市近地层大气的湍流微结构和谱特征[J]．大气科学，1993，17(3)：338-348.

[10] 陈铭夏，李宗恺，王庆安等．南京市近地层湍流结构及输送特征研究[J]．气象科学，2000，20(2)：111-119.

[11] Mahrt L., Jielmn San, W. Blumen ,et al. Nocturnal boundary-layer regimes[J]. Boundary-layer Meteorology, 1998, 88: 255-278.

[12] 仲雷，马耀明，苏中波等．珠峰北坡地区近地层大气湍流与地气能量交换特征[J]．地球科学进展，

2006,21(12):1293-1303.

[13] 苏红兵，洪钟祥. 北京城郊近地面层湍流实验观测[J]. 大气科学，1994，18(6)：739-750.

[14] 王介民，刘晓虎，祁永强. 应用涡旋相关方法对戈壁地区湍流输送特征的初步研究[J]. 高原气象，1990，9(2)：120-129.

[15] 李宗恺，潘云仙，孙润桥. 空气污染气象学原理及应用. 北京:气象出版社，1985:145:124-132.

第四章　湍流脉动的统计特征

大气边界层内的空气运动是一种高频微尺度运动。湍流运动中包含各种不同尺度的涡旋结构，其多种湍流的特征量在时间上是随机的、不规则的，但其统计特征还是有规律可循。本章将对湍流脉动进行欧拉时间自相关和小波变化分析，为进一步了解湍流结构提供观测上的依据。

4.1 欧拉时间自相关系数

近地层湍流运动是随机的，由前面分析可知各方向脉动之间是相互联系的，即他们之间存在一定程度的相关性，由统计学可知，相关是表示两个随机变量之间关系程度的统计量。在统计理论中，相关表示两脉动速度之间的相互关系。因为塔中仅有一个站，故而只讨论脉动的自相关性。自相关表示的是某一波动在某一时间序列或空间序列总体上的连续性。时间自相关即为波动在时间序列上的连续性。规则的变化可能与涡动等物理现象有关，如果风速脉动自相关系数较大，表明前后脉动的关系紧密，有持续性，否则就没有持续规律。湍流运动的时间自相关对研究湍流尺度以及湍涡的持续过程有重要意义。

欧拉时间相关是指同一空间点处，不同时刻出现的脉动速度之间的相关。对于平稳均匀湍流场，欧拉时间自相关系数只与时间间隔 t 有关，可以表达为[1]：

$$\begin{cases} R_u(t)=\overline{u'(t_0)\cdot u'(t_0+t)}/\overline{u'^2(t_0)} \\ R_v(t)=\overline{v'(t_0)\cdot v'(t_0+t)}/\overline{v'^2(t_0)} \\ R_w(t)=\overline{w'(t_0)\cdot w'(t_0+t)}/\overline{w'^2(t_0)} \end{cases} \tag{4.1}$$

其中 $u'(t_0)$、$u'(t_0+t)$、$v'(t_0)$、$v'(t_0+t)$、$w'(t_0)$、$w'(t_0+t)$ 分别是 t_0 和 t_0+t 时刻的 u、v、w 方向的脉动速度。对春季、夏季、冬季的标准日以及春季沙尘暴天气的湍流资料进行欧拉时间自相关分析，计算公式[2]为：

$$R_j(t)=\sum_{i=1}^{3600}u'_i\cdot u'_{i+j}\Big/\sum_{i=1}^{3600}u'^2_i \tag{4.2}$$

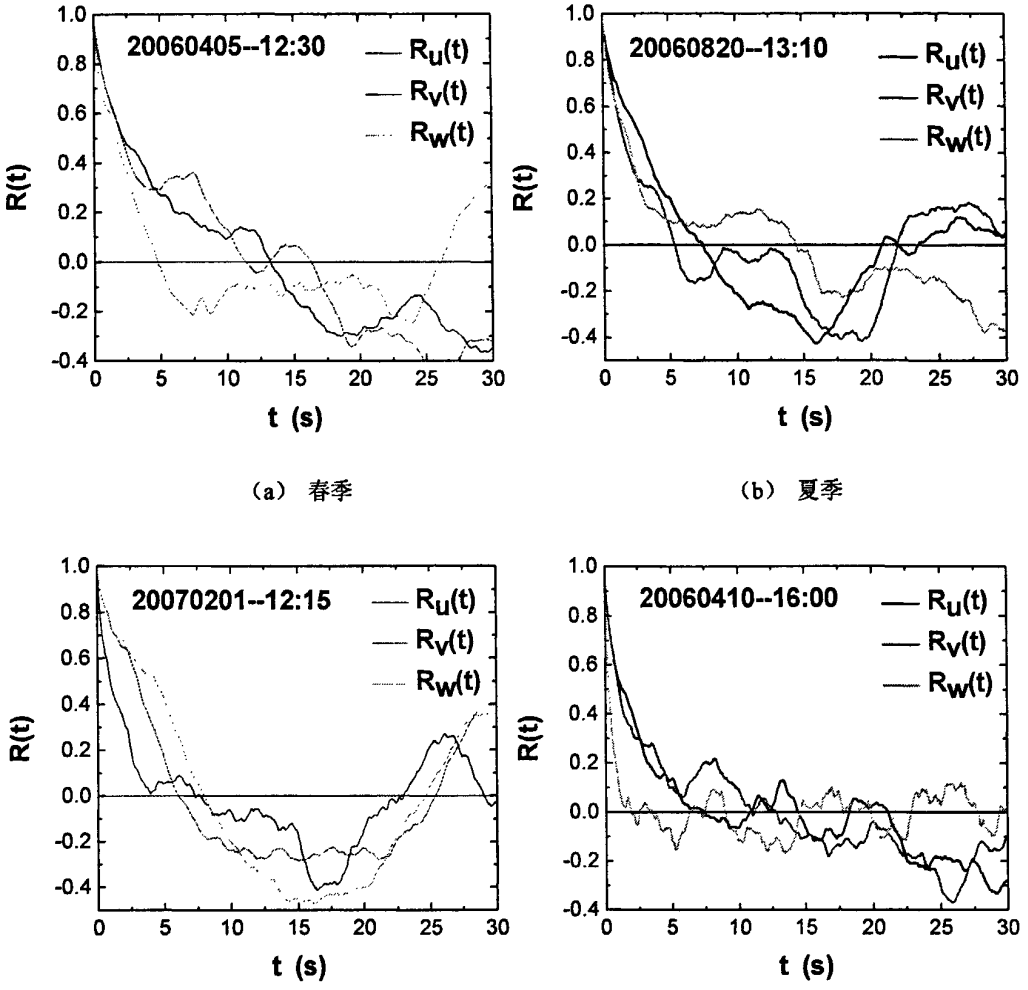
其中t表示滞后时间，$j=1,2,\cdots\cdots,3600$。若$i+j>3600$，则取$(i+j)\rightarrow(i+j-3600)$，于是又回到原来的$u'_i$从头开始。计算选取的春、夏、冬季标准日和沙尘暴时的湍流资料均为原始资料的1min脉动以及平均，详细时刻及其介绍见下表4.1。

表4.1 不同季节不同层结条件下选取时刻的详细介绍

时间		春季	夏季	冬季	沙尘暴
		2006年4月5日	2006年8月20日	2007年2月1日	2006年4月10日
不稳定		12:30	13:10	12:15	16:00
	z/L	-2.4335	-1.0687	-1.4103	-1.0478
	$\bar{u}$	0.0865	1.5326	0.7947	1.9146
	$\bar{v}$	2.9323	2.1035	1.0003	9.4360
	$\bar{w}$	-0.0404	0.4186	-0.1169	-0.2516
近中性		8:05	7:01	8:23	3:03
	z/L	-0.0303	0.0021	-0.0418	-0.0005
	$\bar{u}$	1.5398	2.2931	2.4746	0.2034
	$\bar{v}$	2.0319	1.4628	0.4184	9.0348
	$\bar{w}$	0.0287	-0.1463	-0.2828	-0.1325
稳定		4:30	23:20	23:07	23:08
	z/L	3.7047	4.1531	9.4762	2.9484
	$\bar{u}$	2.0095	0.1445	0.4664	2.0533
	$\bar{v}$	2.0298	0.3509	0.2217	2.0041
	$\bar{w}$	-0.1707	-0.0454	0.0325	-0.0175

4.1.1 不稳定层结条件

图4.1是根据式（4.2）计算得出的不稳定层结条件的欧拉时间自相关系数。春季，大气处于不稳定层结条件时，u方向脉动速度的自相关系数从1.0开始逐渐减小，当时间达到13s左右时，$R_u(t)$衰减为0，说明该方向的脉动持续了大概13s才消亡，随着滞后时间的继续增加，$R_u(t)$则表现为负相关，到19-20s时负相关达到一个较大值-0.3，之后有微小的下降，负相关在25s左右减为-0.13，此后一直表现为衰减趋势；v方向的脉动速度变化与u方向略有相似，在$R_v(t)$从1.0开始下降的过程，4s左右出现一个较小的上升过程，



(a) 春季　　(b) 夏季

(c) 冬季　　(d) 沙尘暴

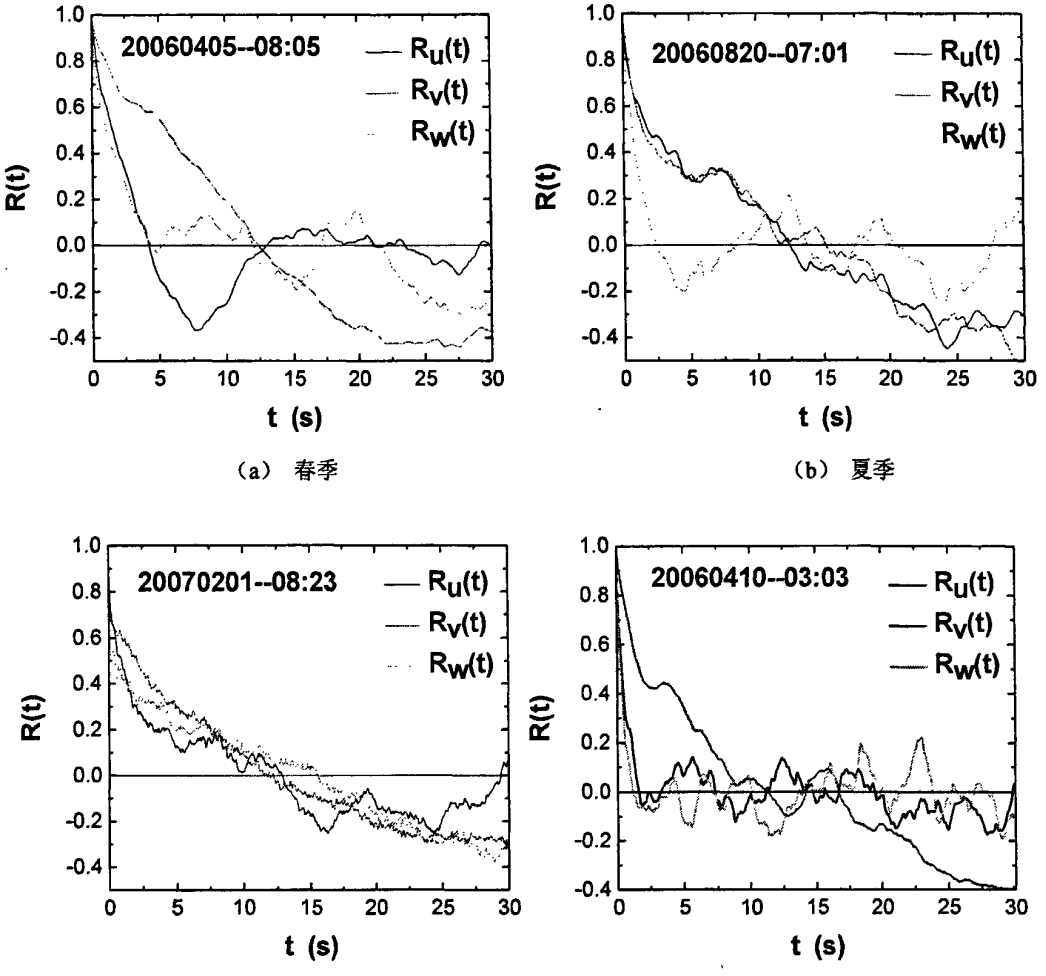
图 4.1 不稳定层结时春季、夏季、冬季及沙尘暴时的欧拉时间自相关系数变化

7-8s 时上升结束，继续维持下降过程，11s 左右衰减到 0 值，该方向的脉动速度衰减持续了 11s，与u方向相比减少 2s；w方向的脉动衰减与u、v方向均不相同，$R_w(t)$从 1.0 开始一直保持衰减过程，其间没有任何波动，到 5s 左右即达到 0 值，7s 左右达到负相关的最大值-0.2，此后随时间的增加一直在负相关的范围内徘徊，波动也比较小。在不稳定层结下，$R_w(t)$随时间的衰减表现最快，比$R_u(t)$快 8s，比$R_v(t)$快 6s，间接的反映了湍流运动中u、v方向的脉动对湍流影响的持续性更久，w方向则相对短一些，同时也说明了

湍流运动主要受水平方向分量的影响。夏季，$R_u(t)$在 7s 左右衰减为 0，16s 左右达到负相关的最大值，随着滞后时间的增加，负相关逐渐减小，到 21s 左右 $R_u(t)$重新回到正相关，并且有正相关增大而且在 0 值附近振荡衰减的趋势；$R_v(t)$的变化趋势与 $R_u(t)$比较接近。冬季，$R_u(t)$、$R_v(t)$和 $R_w(t)$的变化均呈现出明显的正负相关交替振荡衰减。沙尘暴天气时，$R_u(t)$从 1.0 衰减到 0 的过程持续了 7.5s，与春季相比缩短了 5.5s 左右，说明在沙尘暴天气下 u 方向的波动比晴天更加频繁，从产生到消亡的整个过程更加迅速；$R_v(t)$的衰减过程与春季相同，也维持了大约 11s，只是衰减到 0 之前的较小的上升波动是从第 5s 开始的，到 26s 时，也达到了负相关最大值-0.37；$R_w(t)$的衰减仅在 2s 之内就降为 0 值，随后一直在 0 值左右小幅波动；这也说明在沙尘暴天气的整个湍流输送过程中，w 方向能够提供的脉动持续性很小，主要还是依赖于水平 u 和 v 方向的脉动作用。

4.1.2 近中性层结条件

近中性条件下，春季 $R_u(t)$从 1.0 下降到 0 只有 4s 时间，7s 时达到了负相关的最大值-0.4，随后 $R_u(t)$一直在 0 值附近波动；$R_v(t)$的衰减则比较缓慢，到 12s 左右才减到 0 值，此后仍继续衰减直到 22s 时达到-0.44 后才略有回升。w 方向则同 u 方向过程相似，在 4s 左右已衰减至 0，之后也一直在 0 值附近维持振荡。夏季 $R_u(t)$和 $R_v(t)$的衰减过程很接近，从图 4.7（b）中可以看到，在 11-12s 处均衰减到 0 值，而且随着时间的增加，相关系数一直减小；$R_w(t)$的变化则不同，在 3s 左右即快速衰减至 0，随后则一直表现为正负相关的振荡波动。冬季 $R(t)$的变化整体上也比较一致，在 12-13s 左右衰减到 0 后仍然继续减小。沙尘暴天气时，$R_u(t)$和 $R_w(t)$的衰减过程也比较相似，仅仅用了 2s 就减至 0 值，而 $R_v(t)$则持续了 12s 左右的衰减过程。



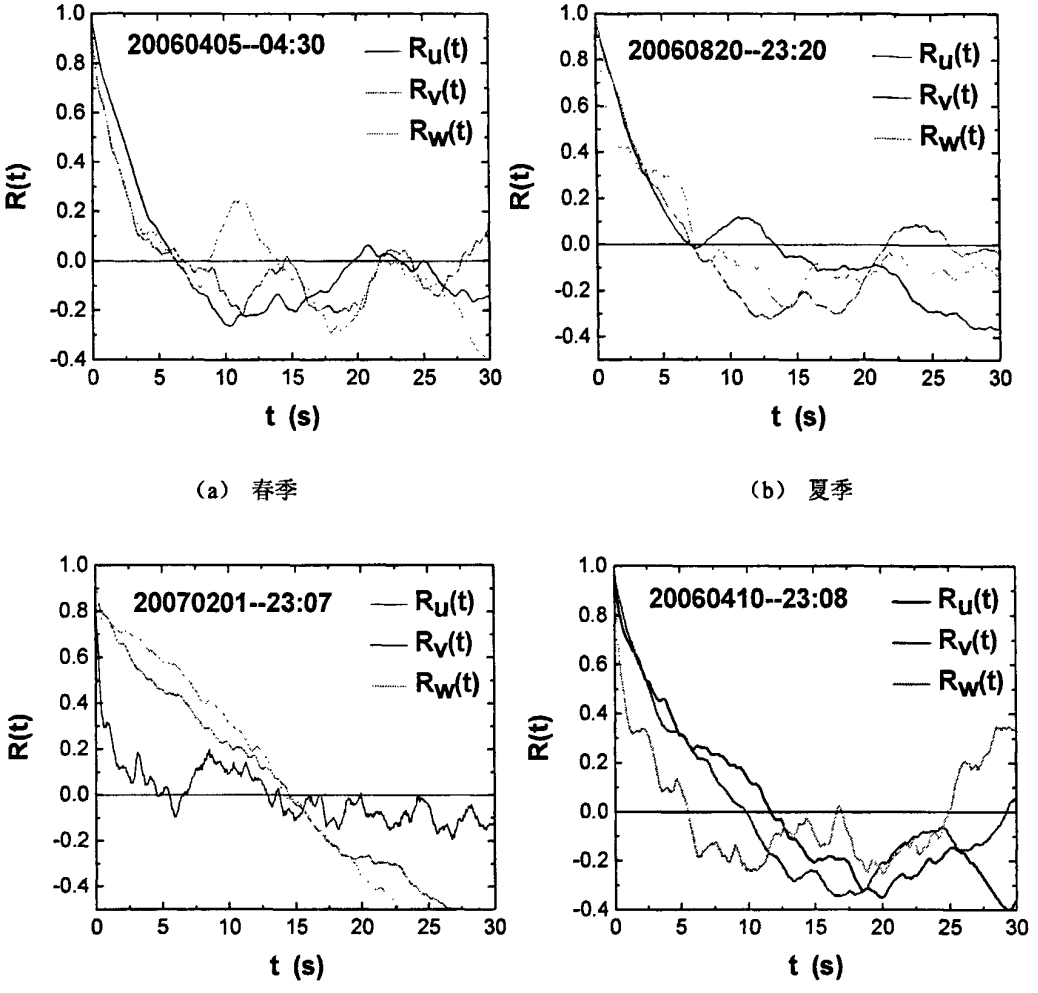
（a） 春季　　（b） 夏季

（c） 冬季　　（d） 沙尘暴

图 4.2　近中性层结时春季、夏季、冬季及沙尘暴时的欧拉时间自相关系数变化

4.1.3 稳定层结条件

稳定层结条件下，春季 $R_u(t)$、$R_v(t)$ 和 $R_w(t)$ 衰减前的变化整体上是一致的，从开始时刻衰减至 0 时均用了 6.5s 左右，此后也都各自维持在 0 值附近波动。夏季 $R(t)$ 三方向的变化也比较相似，在 7s 左右也都衰减为 0 值，随后也在 0 值上下振荡波动。冬季 $R_u(t)$ 的衰减很迅速，在 4s 左右已经减到 0 值，而 $R_v(t)$ 和 $R_w(t)$ 在 14s 附近在衰减到 0，且随



（a） 春季　　（b） 夏季

（c）冬季　　（d） 沙尘暴

图 4.3　稳定层结时春季、夏季、冬季及沙尘暴时的欧拉时间自相关系数变化

着时间的增加继续保持衰减状态。沙尘暴时，$R_u(t)$从 1.0 降至 0 维持了 12s；$R_v(t)$则稍短于$R_u(t)$，衰减过程大约在 10s 左右；而$R_w(t)$的衰减仍是相对较快的，该过程大概在 5s 左右。

纵观不同层结下的$R(t)$变化，以春季为例，认为不稳定条件时的$R_u(t)$、$R_v(t)$以及近中性条件的$R_v(t)$衰减过程比较缓慢，均达到 10s 以上，说明从开始时刻脉动速度的产生

到消亡维持时间比较长，基本上属于缓慢衰减类型；不稳定条件时的$R_w(t)$、近中性条件的$R_u(t)$、$R_w(t)$和稳定条件的$R_u(t)$、$R_v(t)$、$R_w(t)$衰减过程持续在5s左右，基本上属于逐渐衰减类型。比较沙尘暴时不同层结的欧拉时间自相关系数$R(t)$发现，三种层结条件下$R_v(t)$的衰减过程都达到了10s以上，稳定层结下的$R_u(t)$也维持了12s的衰减过程，这种衰减持续时间较长，过程比较缓慢，也基本上属于缓慢衰减类型；不稳定层结时的$R_u(t)$和稳定层结的$R_w(t)$衰减过程保持在5-7s左右，与前一种情况相比过程较快，属于逐渐衰减类型；而不稳定层结的$R_w(t)$和近中性层结时的$R_u(t)$、$R_w(t)$衰减过程很快，仅有2s左右，维持时间很短，属于强衰减类型。

对比春季的晴天和沙尘暴天气可以发现：不同层结条件，沙尘天气的欧拉时间自相关系数衰减总体上强于晴天，随着稳定程度减小，不稳定程度增加，$R_w(t)$随时间t的衰减越来越快，湍流尺度相对较小；近中性条件下，$R_v(t)$随t的减小比较缓慢，其湍流尺度相比$R_w(t)$来说较大。$R(t)$的这几种变化类型，与Moore等[3]以及天津市郊近地面[4]的研究结果相类似。

4.2 铅直湍流脉动变化的小波分析

在近地层湍流中有着大小不同的湍流结构，不同尺度的涡旋在物质和能量的传输过程中承担着不同的作用，对动量、热量和其他物理量的输送有重要影响。因此，如何寻找、区分这些湍流结构具有重要的理论意义和实际意义。小波分析方法能够反映时间序列的局部变化特征，可以看到每一个时刻在各周期中所处的位置，能够更好地分析序列随时间的变化情况。本研究试用将小波分析方法引入近地层湍流结构研究，以期对沙漠腹地近地层湍流结构进行一些分析探索，为进一步认识湍流现象和探索机制提供依据。

湍流具有明显的多尺度特征，从不同稳定度和不同的天气状况来分析，可以获得不同条件下湍流的多尺度特征及其差异。近地层湍流的时间尺度一般较小，由于原始资料采样

频率为 20Hz，所以进行小波分析的样本长度取为 1min。这里仅对 4 月 5 日晴天标准日和 4 月 10 日沙尘暴天气下不同稳定度层结条件的铅直脉动速度进行小波分析的尝试，具体时刻与表 4.1 相同。

4.2.1 Morlet 小波及小波变换方法

关于小波分析方面的文献有很多，这里只将本文中用到的 Morlet 小波作简要介绍。Morlet 小波的形式为[5-10]：

$$\psi(t)=e^{ict}(e^{-t^2/2}-2^{1/2}e^{-c^2/4}e^{-t^2}) \tag{4.3}$$

当 c 取较大值时，式了(4.1)式中第 2 项远小于第 1 项，省略第 2 项。本文取 c=2π，其子小波为：

$$\psi_{a,b}(t)=\frac{1}{\sqrt{a}}\psi(\frac{t-b}{a}) \qquad (a\in R;\ b\in R;\ a>0) \tag{4.4}$$

对于时间序列 $f(t)[f(t)\in L^2(R)]$ 的小波变换为：

$$W_f(a,b)=\int_{-\infty}^{+\infty}f(t)\overline{\psi_{a,b}(t)}dt=\int_{-\infty}^{+\infty}f(t)\frac{1}{\sqrt{a}}\overline{\psi(\frac{t-b)}{a})}dt，\ 其中 a\neq 0 \tag{4.5}$$

式中 $\overline{\psi}(t)$ 为 $\psi(t)$ 的共扼复数；$W_f(a,b)$ 称小波(变换)系数。实际工作中，时间序列常常是离散的，如 f(k)(k=1, 2…n;) Δt 为取样时间间隔，则(4.3)式的离散形式为：

$$W_f(a,b)=\frac{1}{\sqrt{a}}\Delta t\sum_{k=1}^{N}f(k\Delta t)\overline{\psi}(\frac{k\Delta t-b}{a}) \tag{4.6}$$

$W_f(a,b)$ 能同时反映时域参数 b 和频域参数 a 的特征，它是时间序列 f(t)或 $f(\Delta t)$ 通过单位脉冲响应的滤波器的输出。a 为尺度收缩因子，反映小波的周期长度，b 为平移因子,反映相对于 t 的时间平移，在实际计算中相当于时间坐标。可证明分析检测高频分量时，时间窗口自动变窄，频率窗口高度增加;分析检测低频特性时，时间窗口自动变宽，频率窗口高度减小，从而达到时频窗口和谐变化。

文中所用 Morlet 小波函数是一个周期函数经一个 Gaussian 函数平滑而得到的，所以它的伸缩尺度 a 与傅里叶分析中的周期 T 有一一对应关系[8]。

$$T=[\frac{4\pi}{c+\sqrt{2+c^2}}]a=0.9876a\approx a \tag{4.7}$$

这使得对计算结果的解释更简明了。

将时间域上的关于 a 的所有小波系数的平方积分，即为小波方差。

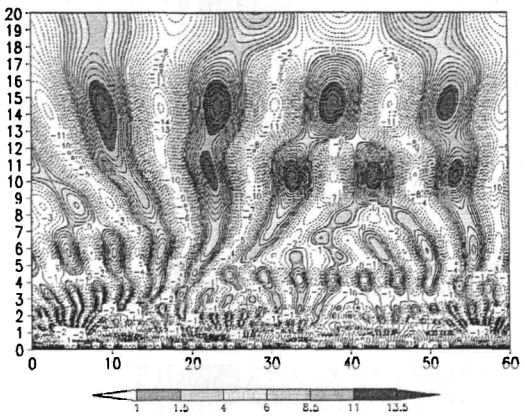
$$Var(a)=\int_{-\infty}^{+\infty}W_f|(a,b)|^2\,db \qquad (4.8)$$

小波方差随尺度 a 变化过程称小波方差图。它反映了波动的能量随尺度的分布，故可以确定一个时间序列中各种尺度扰动的相对强度，进而确定主要周期。

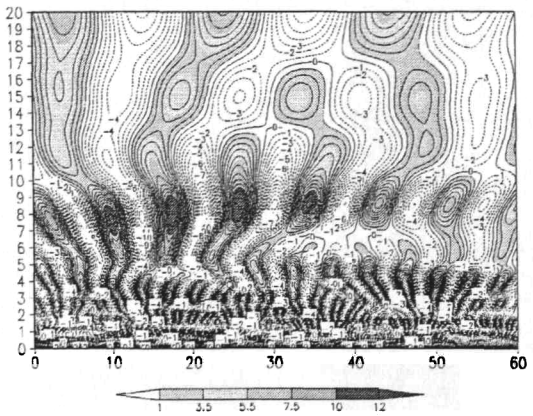
Morlet 小波为复数小波，其小波变换的模和实部是两个重要的变量，模的大小表示不同特征时间尺度信号的强弱，实部表示不同特征时间尺度信号在不同时间上的分布和位相两方面的信息。不同时间尺度下的小波系数，可以反映系统在该时间尺度下湍流的变化特征:如果湍流信号为脉动速度，正的小波系数对应于强波动振荡期，负的小波系数对应于弱波动振荡期，小波系数为零可能对应于波动振荡突变点;小波系数绝对值越大，表明该时间尺度变化越显著[6-8]。

4.2.2 不稳定层结晴天、沙尘暴天气比较

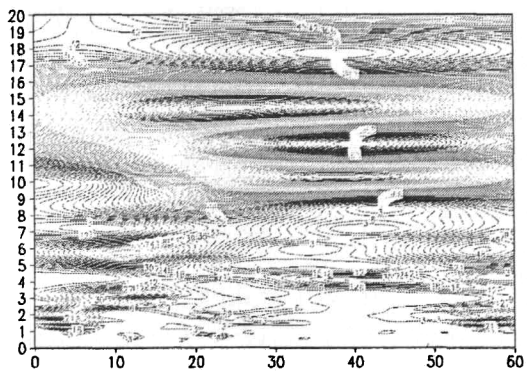
Morlet 小波变换系数实部时频分布形成各种尺度正负相间的振荡中心，表明湍流存在着明显的多时间尺度的周期性变化。不同时间尺度所对应的湍涡结构是不同的，小尺度的多少变化表现为嵌套在较大尺度下的较为复杂的多少结构。晴天时（图 4.4（a））铅直脉动的周期性振荡变化主要表现在 12-17s，其中心尺度约在 14.5s 左右，该尺度的铅直脉动经历了 4 个正负振荡循环交替的过程，突变点分别位于 6s、12.5s、19s、26.5s、33.5s、41s 和 56s 左右。从第 20s 左右开始的时间尺度为 9-12s 的铅直脉动振荡也十分明显，尺度中心位于 10.5s 处，总共经历了 4 个正负振荡周期，突变点分别在 24s、30s、35s、40s、45.5s、51s、56s 处。此外，在前 20s 内和最后 15s 也有比较明显的 5-7s 尺度的振荡周期，中心位于 6s。3-4s 和 4-5s 的较小尺度上也有微弱的振荡周期，持续时间在 20s 左右后消失。图 4.4（b）不稳定层结条件下，沙尘暴天气的铅直脉动 6—10s 周期性振荡变化表现十分明显，正负振荡中心尺度向低频段发展，其中心尺度大约为 8s，1min 之内 8s 尺度上的铅直脉动速度变化经历了 0-4s 正→4-8s 负→8-12s 正→12-16s 负→16-20s 正→20-24s 负→24-28s 正→28-32s 负→32-36s 正→36-40s 负→40-44s 正→44-48s 负→48-53s 正→



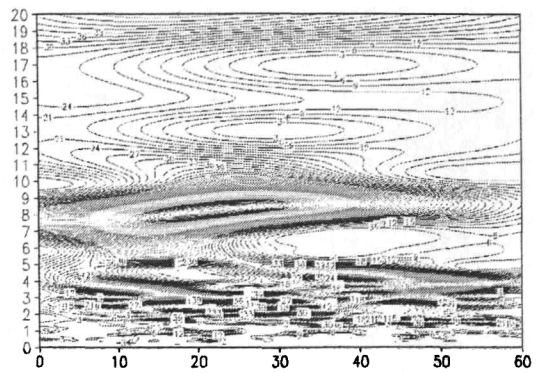
（a）晴天一实部



（b）沙尘暴一实部



（c）晴天一模



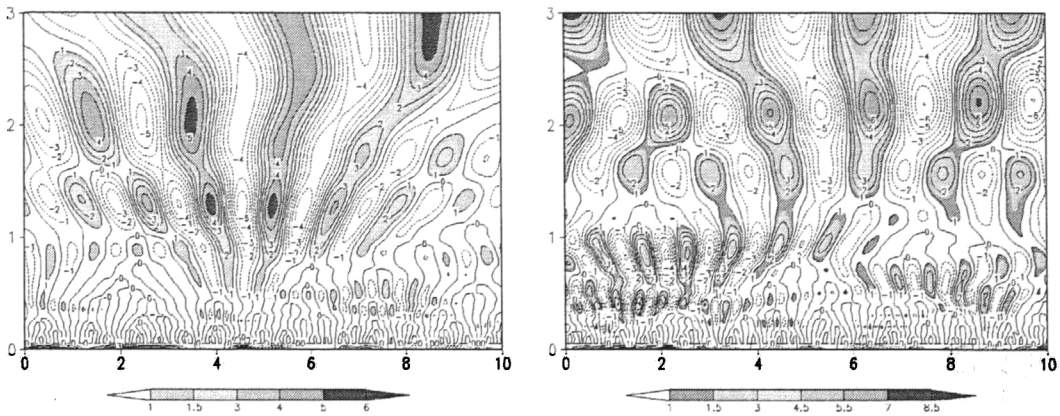
（d）沙尘暴一模

图 4.4 不稳定层结晴天和沙尘暴天气的 Morlet 小波实部和模的变化

53-57s 负等 7 个正振荡期和 7 个负振荡期的循环交替过程，其中正负振荡突变点分别出现在 4s、8s、12s、16s、20s、24s、28s、32s、36s、40s、44s、48s、53s、57s 处。对于 3-5s 的周期性波动振荡也比较明显，30s 之前和之后均有更多的振荡波动周期循环，正负突变点增多。在 13-17s 和 17-20s 的较大时间尺度上也存在比较弱的脉动周期振荡。

为了清楚的了解时间尺度更小的脉动波动变化，将小波实部图中 3s 以下的波动放大，见图 4.5。晴天时时间尺度为 1-1.5s 以及 1.5-2.7s 的周期震荡比较明显，振荡中心分别位于 1.3s 和 2.1s 处，该尺度的振荡大概维持了 9s 左右后开始衰减。沙尘暴时也存在时间尺度为 1.8-2.5s 左右的很强的脉动周期振荡，振荡中心位于 2.1s 处，在 10s 之内经历了大约 5 个该尺度的正负振荡周期；时间尺度为 0.6-1s 左右的振荡周期也比较强；最小的时

间尺度为 0.3-0.5s，大概位于第 0-5s 之间，该尺度上的振荡也比较强，随着时间的推移振荡逐渐减弱直至消亡。



（a）晴天　　（b）沙尘暴

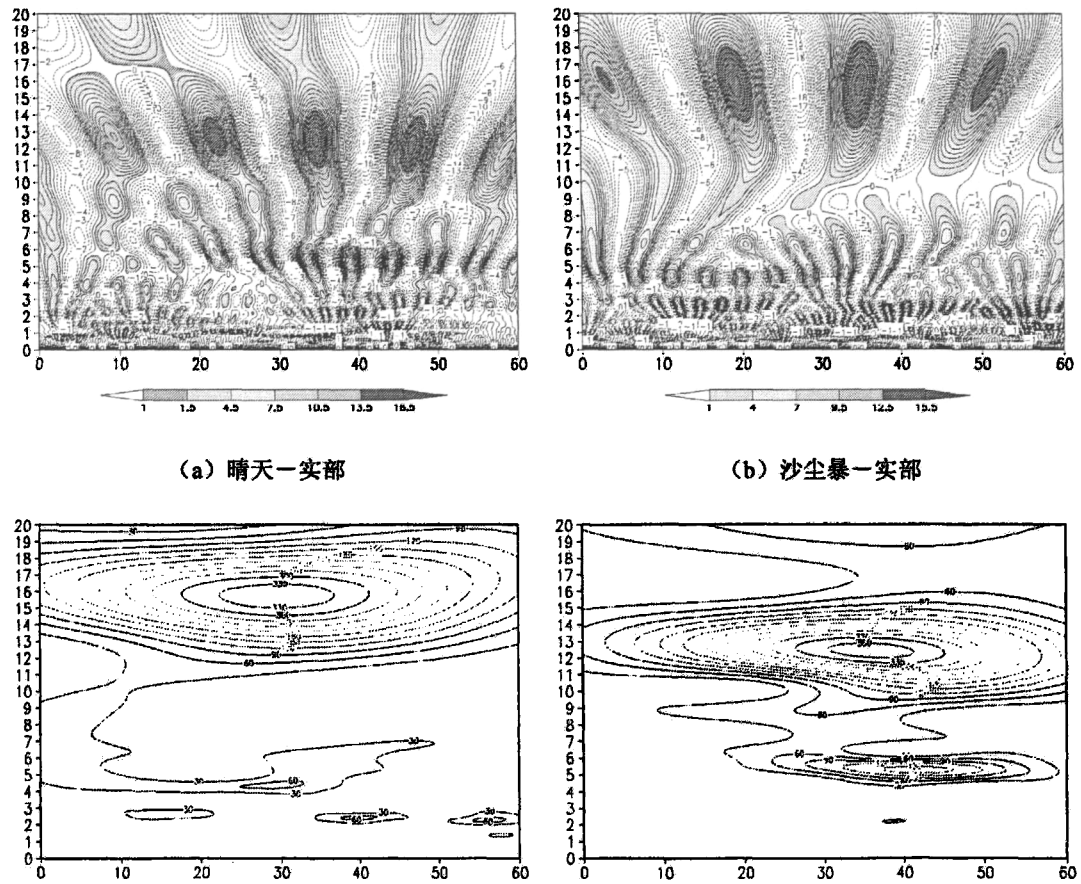
图 4.5　不稳定层结晴天和沙尘暴小波实部的变化

Morlet 小波变换模的时频变化清楚显示不同时段各时间尺度的强弱分布。图 4.4(c)反映了晴天时，不同时间尺度正负振荡的周期性信号强弱差异明显，12-17s 时间尺度的波动周期变化最强，分布在 60s 整个过程中，主要振荡中心位于 24s 左右；其次是波动较强的 9-12s 周期变化，中心在 37s 左右；另外时间尺度为 5-7s、4-5s 和 3-4s 的的波动振荡较弱。总体上来说 9-20s 时间尺度的波动振荡强于 0-9s。沙尘暴天气时，6-10 秒时间尺度周期变化信号最强，主要分布在 0-50 秒过程中，主要振荡中心在 22 秒左右；其次是时间尺度信号较强的 3-5s 周期变化，主要发生在 0-30s 和 30-60s 两个过程中，振荡中心分别在第 17s 和第 50s 左右；其他尺度周期信号很弱。总体上看 1-10 秒时间尺度的周期振荡信号强于 10 秒-20 秒的周期振荡信号。

对比晴天和沙尘暴发现：在不稳定层结条件下，沙尘暴以 6-10s 时间尺度的振荡周期为主，3-5s 时间尺度的振荡次之，最小的时间尺度为 0.3-0.5s 左右；晴天则以 12-17s 时间尺度的波动信号最强，9-12s 尺度波动较强，1-1.5s 的时间尺度上波动也比较明显，晴天的最强铅直脉动时间尺度上比沙尘暴长 6s 左右，最小的时间尺度也比沙尘暴时长 0.7-1s 左右，同时也说明了沙尘暴时的湍流尺度总体上小于晴天，较小尺度波动振荡更加明显，湍流运动比晴天更加频繁。

4.2.3 稳定层结晴天、沙尘暴天气比较

稳定层结条件下，晴天时的湍流运动也具有多尺度特征，从图 4.6（a）上可以明显的看到时间尺度为 10-16s 的振荡周期最强，主要振荡中心位于 12.5s 处，该时间尺度的波动经历了 5 个正负振荡周期，突变点分别位于 6s、12.5s、18.5s、25s、31.5s、37.5s、44s、50s、56s 处；其次振荡周期较强的波动时间尺度表现为 4-6s，振荡中心位于 5.5s 左右，



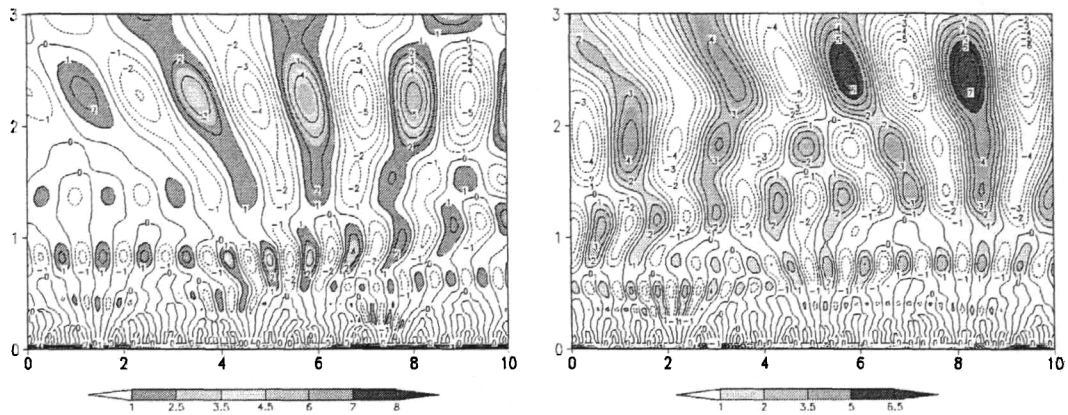
（a）晴天一实部　　（b）沙尘暴一实部

（c）沙尘暴一模　　（d）晴天一模

图 4.6　稳定层结沙尘暴天气和晴天的 Morlet 小波实部和模的变化

出现在整个过程中的 20-60s；其他尺度周期信号较弱。10-20s 时间尺度的振荡明显强于 0-10s 的时间尺度。沙尘暴天气时，铅直脉动振荡最强的波动表现为 0-60s 整个过程中的 11-20s 时间尺度上，振荡中心位于 16s 处，该波动共经历了 4 个正负振荡周期，其中 0-7s 正→7-15s 负→15-23s 正→23-31s 负→31-39s 正→39-47s 负→47-55s 正→55-60s 负，正

负振荡突变点在 7s、15s、23s、31s、39s、47s、55s 处；时间尺度比较小的脉动也有一些周期性变化，但振荡信号比较弱。同样 10-20s 的时间尺度上振荡的强度最大。



（a）晴天　　（b）沙尘暴

图 4.7　稳定层结沙尘暴和晴天小波实部的变化

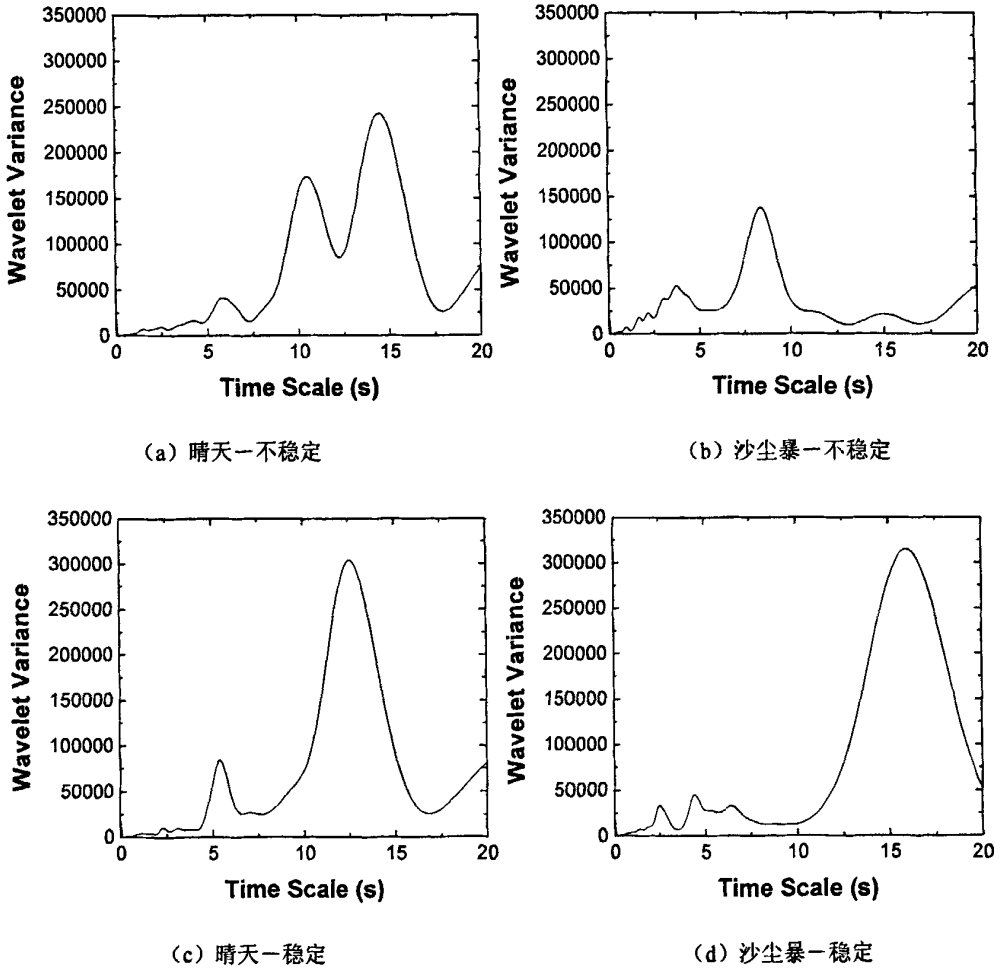
同样对稳定层结条件下的小波实部图进行了时间尺度在 3s 以下的局部放大（见图 4.7），观察较小尺度的小波实部可以发现，稳定条件下，晴天时尺度为 1.8-2.8s 的周期振荡很强烈，中心振荡位于 2.3s 处，10s 之内大约经历了 4 个很明显的正负振荡周期；时间尺度为 0.7-1s 的周期振荡是晴天比较明显的最小范围，该最小尺度的振荡中心向低频段发展。沙尘暴时 2-3s 时间尺度上也存在着很明显的振荡周期，中心位于 2.5s 处，在 10s 之内经历了约 4 个正负振荡周期；时间尺度为 1.5-2s 和 0.7-1.3s 的振荡也比较明显，正负振荡中心尺度也有向低频段发展的趋势；此外时间尺度为 0.4-0.6s 和 0.6-0.8s 的周期振荡也较强，维持时间在 5s 左右。

对比图 4.6 和图 4.7，稳定层结条件下，晴天近地层铅直脉动湍流以 10-16s 时间尺度的振荡为主，4-6s 尺度的振荡也比较强，最小尺度则表现在 0.7-1s 处。沙尘暴天气时间尺度为 11-20s 的波动振荡最强，除此以外仅有一些小尺度的弱振荡，最小振荡的时间尺度为 0.4-0.6s 左右；沙尘暴天气的主要脉动时间尺度比晴天时大 3-4s，最小的振荡过程则比晴天段 0.3-0.4s，反映了晴天稳定层结时的铅直脉动比沙尘暴尺度小，小尺度的湍流运动更明显一些，但尺度更小的波动在沙尘暴天气时则多一些。

4.2.4 铅直湍流脉动变化的小波方差分析

为了判断铅直脉动的主要振荡周期，及对脉动变化起主要作用的周期，进行了小波方差检验。

小波方差图（图 4.8）可以看出晴天时不稳定层结条件下小波方差有 2 个峰值，分别



（a）晴天一不稳定　　（b）沙尘暴一不稳定

（c）晴天一稳定　　（d）沙尘暴一稳定

图 4.8　不同层结沙尘暴天气和晴天的 Morlet 小波方差变化

对应于 10.5s 和 14.5s 两个时间尺度。峰值 14.5s 尺度的脉动振荡最强，10.5s 尺度的振荡次之。稳定层结条件下小波方差也有两个峰值，准 12.5s 时间尺度的振荡在整个周期中表现最强，准 5.5s 的振荡表现也比较明显，但强度比准 12.5s 尺度小很多。沙尘暴天气下，大气处于不稳定层结时铅直湍流脉动变化具有准 8 秒、准 3.5 秒的主周期，其中准 8 秒小

波方差最大，准 3.5 秒相对很小，说明准 8 秒在整个湍流变化中周期震荡强。大气处于稳定层结时，脉动变化具有准 16s 的周期，小波方差最大，其余时间尺度的小波方差相对较小，表现不明显，说明准 16s 左右的时间尺度周期震荡在湍流变化中表现显著。

4.3 本章小结

本章对不同季节的晴天和春季沙尘暴天气，在不同层结条件下的铅直脉动湍流速度进行了欧拉时间自相关分析，并且对春季晴天和春季沙尘暴天气做了小波变化以及方差分析，得出了以下主要结论：

（1）欧拉时间自相关系数主要表现出强衰减、逐渐衰减和缓慢衰减三种类型。不同层结条件，沙尘天气的欧拉时间自相关系数衰减总体上强于晴天。

（2）在不稳定层结条件下，晴天近地层铅直湍流脉动以 12-17s 的振荡周期为主，9-12s 的振荡周期次之，最小的振荡周期为 1-1.5s 左右；沙尘暴时以 6-10s 的波动信号最强，3-5s 的波动较强，最小的波动为 0.3-0.5s 左右；晴天的最强铅直脉动周期上比沙尘暴长 6s 左右，最小周期也比沙尘暴时长 0.7-1s 左右，同时也说明了沙尘暴时的湍流尺度总体上小于晴天，较小尺度波动振荡更加明显，湍流运动比晴天更加频繁。

（3）稳定层结条件下，晴天近地层铅直方向湍流脉动的周期以 10-16s 的波动振荡最强，4-6s 周期的振荡也比较强，最小周期则表现在 0.7-1s 处。沙尘暴天气时以 11-20s 的波动振荡为主，除此以外仅有一些小周期的弱振荡，最小振荡的周期为 0.4-0.6s 左右；晴天的主要脉动周期比沙尘暴天气时小 3-4s，最小的振荡过程则比沙尘暴时多 0.3-0.4s，反映了晴天稳定层结时的铅直脉动比沙尘暴时周期小，小周期的湍流运动更明显一些，但周期更小的波动在沙尘暴天气时则多一些。

参考文献

[1] 李宗恺，潘云仙，孙润桥. 空气污染气象学原理及应用. 北京:气象出版社，1985:145:124-132.

[2] 王华聪. 环境科学. 1988,9(2):70-76.

[3] Moore G E et al. Boundary-Layer Meteorology, 1985; 31(4): 349-368.

[4] 曹文俊，朱汶等. 天津市郊近地面层湍流特征量的研究[J]. 南京气象学院学报，

1993, 16(2):201-207.

[5] 丁裕国, 江志红. 气象数据时间序列的信号处理[M]. 北京:气象出版社, 1998. 278-283.

[6] 王勇, 丁园圆, 刘峰贵. 西宁近 48a 来气温变化的多时间尺度分析[J]. 国土与自然资源研究. 2006, 1:46-48

[7] 邓自旺, 林振山, 周晓兰. 西安市近 50 年来气候变化多时间尺度分析[J]. 高原气象. 1997. 16(1):81-93

[8] 吴洪宝. 气候变率诊断和预测方法[M] 北京:气象出版社. 2005. 210-235

[9] 林振山. 气候建模、诊断和预测的研究[M] 北京:气象出版社. 1996. 176-186

[10] Torrence C and Compo G P.A practical guide to wavelet analysis. Bulletin of American Meteorological society,1998,79(1): 61-78

第五章　结论和工作展望

5.1 本文研究内容总结

通过塔克拉玛干沙漠大气环境监测站（塔中站）所具有的国家基本观测站、国家沙尘暴站和80米梯度观测铁塔系统，直接探测沙漠近地面层的气象要素、动量、感热和潜热通量，分析、研究了流动沙漠区沙漠腹地的近地层湍流特征，得出以下结论。

（1）不稳定层结条件和稳定层结条件下，沙漠腹地近地层无因次速度分量方差与稳定度 z/L 的关系在春季、夏季和冬季均符合相似理论的次幂规律，但最佳幂指数各有不同，并不是唯一的1/3次幂。不稳定层结条件下，无因次温度方差在夏季符合-1/3次幂规律，其余情况离散度较大，规律不明显。近中性层结条件下，三个方向无因次速度分量方差均接近常数，总体表现为：u 方向最大，v 方向次之，w 方向最小；湍流强度也有着同样的规律。

（2）沙漠腹地湍流动能、摩擦速度和特征温度均表现出明显的日变化特征。摩擦速度则随稳定或不稳定程度的增大而减小，但最大值出现在 $z/L=-0.2$ 处。

（3）沙漠腹地的湍流动能与季节变化有关。夏季略高与春季，冬季最小；湍流总动能中水平方向的动能占主导地位，铅直方向的影响较小；强不稳定层结条件下，热力湍能供给率明显强于机械湍能供给率，稳定层结条件下，两者作用相当。无因次扰动动能 e/u_*^2 随稳定或不稳定程度的增大而增大，同时离散度也增大。

（4）欧拉时间自相关系数主要表现出强衰减、逐渐衰减和缓慢衰减三种类型。不同层结条件，沙尘天气的欧拉时间自相关系数衰减总体上强于晴天。

（5）在不稳定层结条件下，塔中近地层湍流在1min的时间尺度中春季晴天以12-17s的振荡周期为主，9-12s的振荡周期次之，最小的振荡周期为1-1.5s左右；沙尘暴时以6-10s的波动信号最强，3-5s的波动较强，最小的波动为0.3-0.5s左右；晴天的最强铅直脉动周期上比沙尘暴长6s左右，最小周期也比沙尘暴时长0.7-1s左右，同时也说明了沙尘暴时的湍流尺度总体上小于晴天，较小尺度波动振荡更加明显，湍流运动比晴天更加频繁。

（6）稳定层结条件下，晴天近地层铅直方向湍流脉动的周期以10-16s的波动振荡最

强，4-6s 周期的振荡也比较强，最小周期则表现在 0.7-1s 处。沙尘暴天气时以 11-20s 的波动振荡为主，除此以外仅有一些小周期的弱振荡，最小振荡的周期为 0.4-0.6s 左右；晴天的主要脉动周期比沙尘暴天气时小 3-4s，最小的振荡过程则比沙尘暴时多 0.3-0.4s，反映了晴天稳定层结时的铅直脉动比沙尘暴时周期小，小周期的湍流运动更明显一些，但周期更小的波动在沙尘暴天气时则多一些。

5.2 展望

本文只做了春季、夏季和冬季的湍流分析，没有进行秋季的研究；对四季的变化研究不够全面；在计算稳定度时没有考虑零值位移 d_0；由于湿度资料不完全，所以对湿度的湍流分析很少；时间自相关部分仅用了欧拉相关进行分析，没有采用其他方法如拉格朗日相关等进行对比讨论；在小波分析时由于时间关系仅对春季和沙尘暴的铅直脉动做了讨论，夏季、冬季都没有对比，而且水平方向的脉动也没有详细分析；另外没有深入探讨功率谱、相干结构、能量等方面的研究。对于沙漠腹地边界层的研究还有许多更深入的内容需要探索。

随着复杂下垫面边界层、特殊地区边界层问题研究的突出和发展，相信不久的将来对塔中沙漠地区大气边界层变化过程与规律及其对天气、气候的影响和认识会更加深入、更全面。

致　谢

本文是在导师缪启龙教授悉心指导下完成的。在此，首先向缪老师表示衷心的感谢，感谢三年来对我学习和生活无微不至的关心！

缪老师渊博的学识，对科学执着、严谨的态度令人钦佩，对科研不断努力进取的精神和宽阔而敏锐的学术思维是我一生都要学习的榜样。通过缪老师的悉心指导，使我不仅提高了理论基础，而且也提高了科研能力、分析能力和写作水平。同时缪老师豁达的人生态度、平易近人的品格也给我留下了不可磨灭的印象，在此向恩师致以崇高的敬意！

感谢中国气象局乌鲁木齐沙漠气象研究所的何清研究员提供的塔克拉玛干沙漠腹地极其宝贵的资料！

感谢师姐史岚、丁圆圆，师兄王勇、师弟段春锋在论文中对我的帮助！

感谢同学王晶、潘文卓、李金建在论文过程中对我的帮助，尤其感谢李兰兰在论文前期的数据处理工作，对我以后的进一步研究提供了很大的帮助！

感谢室友顾丽华、汪婷、周娟陪我度过研究生期间的三年时光以及对我生活上的关心！

感谢研究生部所有老师和任课老师对我的培养！

最后要特别感谢我的家人，是他们在学习、生活的各个方面默默给予我无私的支持和帮助，使我能够有精力全心完成硕士论文。感谢所有关心、支持、鞭答我的亲人和朋友，我的每一点进步与他们是分不开的！