



国际电气工程先进技术译丛

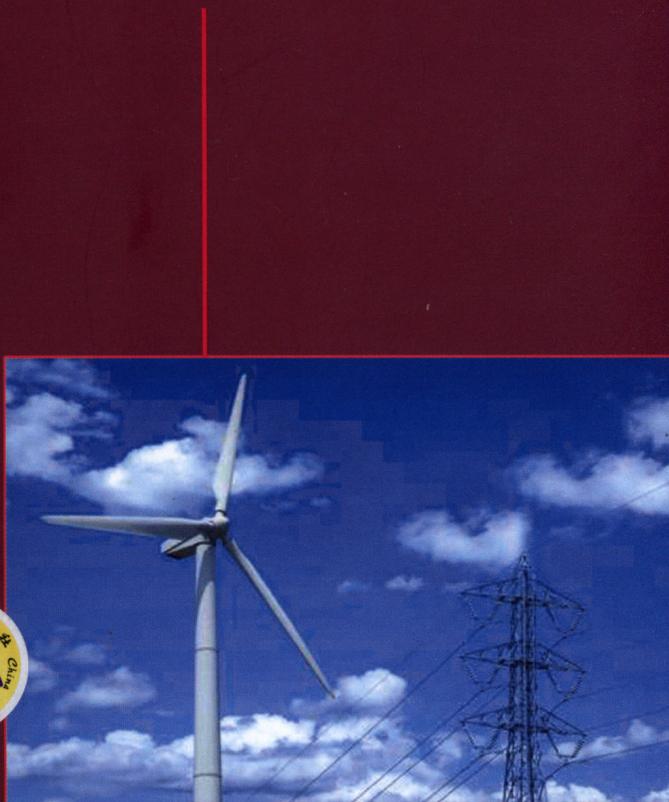
 Springer

风能气象学

Wind Energy Meteorology

(德) Stefan Emeis 著

张怀全 译



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS

关于作者

本书作者Stefan Emeis
是德国南部风能研究联合会
WindForS的成员。从1980
年代起，作者就一直是气象
学领域的科学家。虽然“能
源气象学”的名词并不那么
久远，但能源气象学领域在
20多年前就引起了作者的注
意。后来，作者从事了多年
的用SODAR仪器分析大气边
界层声谱轮廓的工作，这一
技术在20世纪90年代引起了
风能领域的注意。



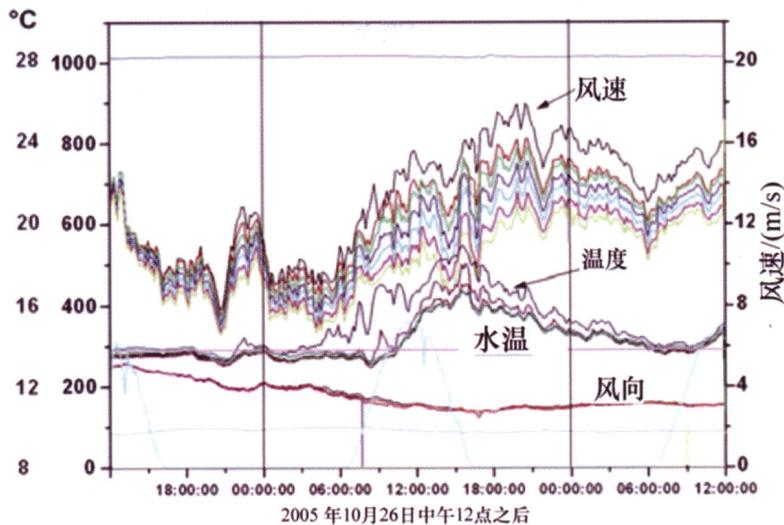


图 5-15

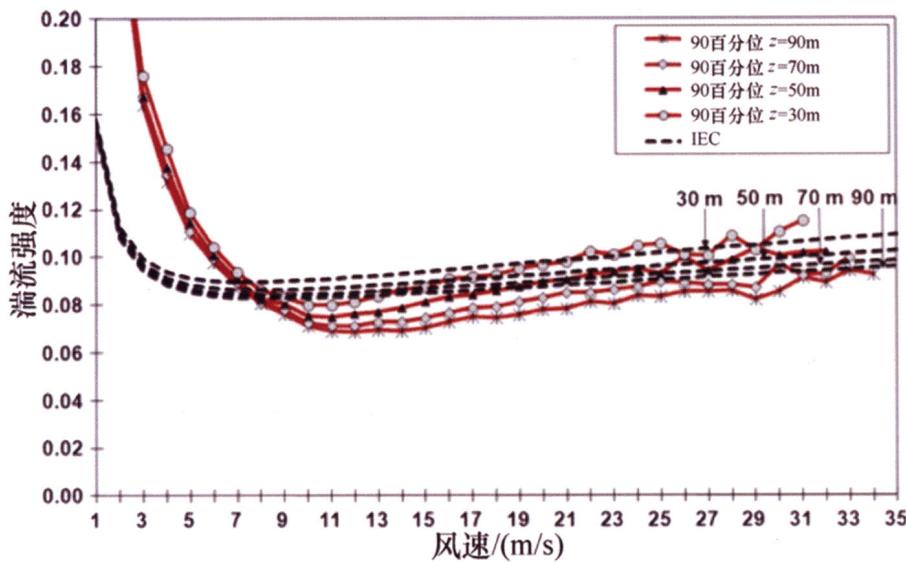


图 5-22

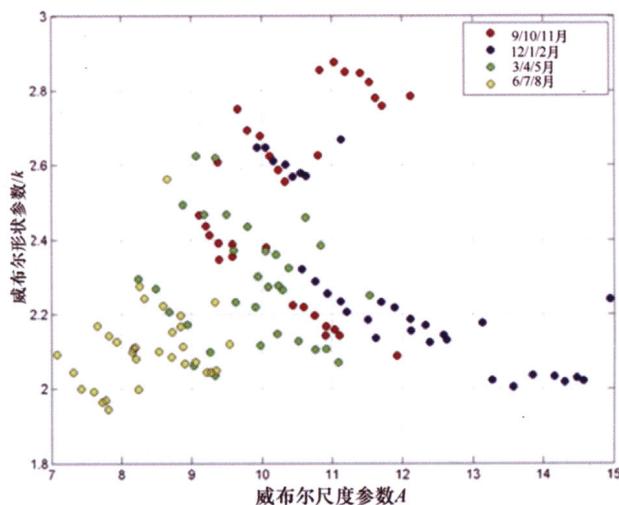


图 5-32

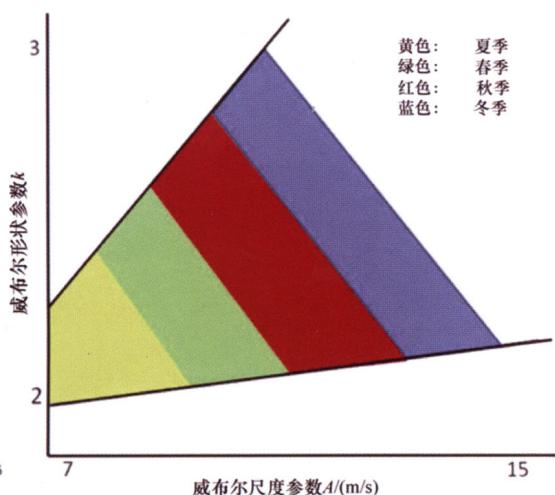


图 5-33

黄色：夏季
绿色：春季
红色：秋季
蓝色：冬季

国际电气工程先进技术译丛

风能气象学

Wind Energy Meteorology

(德) Stefan Emeis 著
张怀全 译



机械工业出版社

本书意在介绍陆上和海上风力发电的气象学边界层条件，为这一重要的可再生能源形式的规划和运营提供可靠的气象学信息，包括风法则的推导和对风轮廓线的描述等；同时论述了复杂地形和海上风场的风况研究，以及夜晚低空急流；还有一章专门讲述了大型风电场和效率及其尾流问题。

本书的理论性很强，具有一定的开创性和总结性，参考价值很高。本书适合对风资源评估的气象学理论感兴趣的读者，是风资源评估知识体系的重要组成部分。

Translation from English language edition: “Wind Energy Meteorology” by Stefan Emeis.

Copyright © 2013, Springer Berlin Heidelberg.

Springer Berlin Heidelberg is a part of Springer Science + Business Media.

All Rights Reserved.

本书中文简体字版由 Springer 授权机械工业出版社独家出版。版权所有，侵权必究。

本书版权登记号：图字 01-2013-4240 号

图书在版编目 (CIP) 数据

风能气象学/(德) 艾梅斯 (Emeis, S.) 著；张怀全译. —北京：机械工业出版社，2013. 12

(国际电气工程先进技术译丛)

书名原文：Wind Energy Meteorology

ISBN 978-7-111-44668-2

I. ①风… II. ①艾… ②张… III. ①风力能源—气象学
IV. ①P442

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2013) 第 261525 号

机械工业出版社 (北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037)

策划编辑：张俊红 责任编辑：吕 萧

版式设计：常天培 责任校对：闫玥红

封面设计：赵颖喆 责任印制：李 洋

北京华正印刷有限公司印刷

2014 年 1 月第 1 版第 1 次印刷

169mm × 239mm · 10.25 印张 · 209 千字

0 001—3000 册

标准书号：ISBN 978-7-111-44668-2

定价：49.80 元

凡购本书，如有缺页、倒页、脱页，由本社发行部调换

电话服务 网络服务

社 服 务 中 心：(010) 88361066 教材网：<http://www.cmpedu.com>

销 售 一 部：(010) 68326294 机工官网：<http://www.cmpbook.com>

销 售 二 部：(010) 88379649 机工官博：<http://weibo.com/cmp1952>

读者购书热线：(010) 88379203 封面无防伪标均为盗版

译者序

风能无疑是 21 世纪解决人类能源需求的重要途径之一，尤其对人口众多且正处在发展中的中国，意义更是非比寻常。风能是可再生的清洁能源，对改善我国的能源结构，满足日益增长的能源需求都意义重大。风是大气流动的产物，因此也是一个气象参数。那么为了更好地利用风能，就必须研究气象学。

气象学在风能领域的应用有其独特性，有些大气特征变得更为重要，因此与传统的气象学有一定的差别。同时，风力发电机的大型化和风电场的复杂化，使得风力发电机所承受的风况条件更加复杂，对气象学的研究也就因此变得更加重要。正是出于实际应用的需要，风能气象学在近些年逐渐发展成为了气象学的一个独立的分支。风能气象学是风资源评估与微观选址的理论基础，具有十分重要的实用价值。

本书从简单地形开始，拓展到复杂地形以及海上风场，非常系统地论述了风能气象学这一学科体系，是作者 Stefan Emeis 多年的气象学研究和风能应用经验的结晶。译者有幸接触了这本书，并将这本书的译本展示给国内广大读者，期望对我国风能的更合理和有效的利用有积极的促进作用。本书比译者编著的《风资源与微观选址：理论基础与工程应用》更好地阐述了气象学在风资源与微观选址领域的应用。

鉴于译者能力有限，也许会有文不达意之处，请读者见谅。译者想感谢机械工业出版社对风电领域专业书籍的一贯支持，为促进我国风电开发的技术进步做出了重大贡献。译者也真心希望本书能丰富国内风资源评估领域的参考文献。

张怀全

原 书 序

目前，已有很多关于如何将风的动能转化成电能的书籍上市。本书由气象学家撰写，将完全专注于影响风力发电的大气特征和现象。据我所知，这样的书尚不存在。本书展示当今被称为“能源气象学”的一部分，为气象学领域的一个新兴的分支学科。

感谢 Springer Science Media 邀请我撰写此书，作为触及可再生能源方方面面的“绿色能源与技术”系列丛书的组成部分。该系列已经包含了风能领域的多个主题。这些主题多从技术角度出发，但是没有专注于风能转化的气象边界条件的。尤其感谢 Springer 的 Claus Ascheron，他伴随了稿件的准备过程，并提供了宝贵的意见。

我本人从 20 世纪 80 年代起，就一直是气象学领域的科学家。能源气象学领域在 20 多年前就引起了我的注意，虽然“能源气象学”的名词并不那么久远。我对这一学科的兴趣起始于丹麦 Roskilde 附近的 Risø 丹麦国家实验室风能学会 [今天是丹麦理工大学 (DTU) 的一部分] 的一个公休假，期间我幸会了边界层气象学专家，并看到了最早的风力发电机测试场之一。我至今仍然保持着与该知名的丹麦研究机构的富有成果和友好的联系。1991 年，我还第一次在 Risø 见到了晚年的 Sten Frandsen，与他的对话激起了我对风场问题的关注。本书第 6 章展示的内容就是那次在 Risø 停留期间产生的想法，不过是更加详述的版本。因此，我将第 6 章献予他。

后来，我从事了多年用 SODAR 仪器分析大气边界层声谱轮廓的工作。这些仪器基于对背散射信号的多普勒频移的分析，让我们能在地面对边界层风轮廓进行探测。这一技术在 20 世纪 90 年代引起了风能领域的注意。近些年，对云幕仪 (RASS 和风激光雷达) 的操作补充了我的实验和专业知识。另外，我在多个研究项目中，用德国海上测量平台 FINO1 的数据研究了海洋边界层的独特性。我是南德国风能研究联合会 WindForS 的成员。

这些海洋边界层的研究项目由德国环境部、自然保护和核安全 (BMU, FKZ 032 99 61, 032 50 50, 032 53 04) 多次授予资金支持。RAVE 计划 (在 Alpha Ventus 的研究) 内的项目的初衷是为了德国第一个海上风场 Alpha Ventus 的科学建立。该风场坐落于德国湾 (German Bight)，距离海岸线最短距离 45km，水深约 30m。第一台风力发电机开始吊装的 6 年前，在 Alpha Ventus 建设了 100m 高的气象测量塔 (FINO1)，用以帮助研究海洋边界层。本书中关于海洋边界层的很多信息都是基于该塔。该塔从 30m 到 100m 有 8 个测量平台。对该塔数据的评估主要由

我的两名 PhD 学生——Matthias Türk 和 Richard Foreman 完成。更多的资金支持通过丹麦理工大学 Risø 实验室的 Sven-Erik Gryning 带领的项目获得，该项目目前由 Forsknings 和丹麦科学技术发展部创新局 (Sagsnr 2104-08-0025) 对“大型风力发电机——高达 400m 的风轮廓”项目内支持。城市边界层则部分基于由德国教育与研究部 (BMBF) 在 AFO2000 计划框架内资助的研究成果。附录 A 的图 A.1 和 A.2 中的来自 Graswang 的数据，通过由 BMBF 资助的 Helmholtz 社团的 TERENO 项目框架获得。对复杂地形的风流研究则在一定程度上由于多个私营公司的资助才成为可能。

稿件的草稿版本由 Beatriz Cañadillas、Richard Foreman、Tom Neumann 和 Matthias Türk 阅读。我感谢他们的宝贵意见、建议和帮助。但是，对于任何错误或不一致性则由我个人承担。我希望这本书能够促使风能转化的气象学部分变得更加清晰。我们迫切需要可再生能源生产的有效策略，来应对人类对能源的需求，更好地理解风力发电的气象前提则应该是这一策略的组成部分。

Stefan Emeis

目 录

译者序

原书序

变量表

第1章 内容介绍	1
1.1 本书讨论的范围	1
1.2 现存文献的总览	2
1.3 风力发电的历史	2
1.4 风力发电的潜力	3
1.5 风力发电的现状	4
1.6 本书的结构	5
参考文献	6
第2章 风况	7
2.1 全球循环	7
2.2 驱动力	8
2.2.1 静力方程	8
2.2.2 风的动量收支方程	9
2.3 地转风和梯度风	11
2.4 热成风	12
2.5 边界层的风	13
2.6 雷暴阵风和龙卷风	14
2.7 空气密度	14
参考文献	16
第3章 平原地形上的垂直轮廓	17
3.1 表面层 (Prandtl 层)	19
3.1.1 对数风轮廓	21
3.1.2 指数风轮廓	25
3.1.3 对数法则与指数法则对比	25
3.1.4 大风速下时的垂直风轮廓	31

3.2 表面层之上的轮廓线法则	31
3.2.1 艾克曼层方程	31
3.2.2 艾克曼层内的惯性震荡	32
3.2.3 艾克曼层内的垂直风轮廓	33
3.2.4 边界层内风轮廓线的统一描述	33
3.3 频谱	37
3.4 风轮廓的日变化	39
3.4.1 威布尔参数的垂直轮廓	40
3.4.2 低空射流	42
3.5 内部边界层	46
3.6 森林之上的风和湍流轮廓	49
3.7 城镇里的风	50
3.7.1 城镇边界层的特点	50
3.7.2 风和湍流的垂直轮廓线	52
3.7.3 城市冠层的空间流现象	55
3.8 平原地形总结	55
参考文献	56
第4章 复杂地形的风	60
4.1 复杂地形上的边界层特征	60
4.1.1 山风和谷风	61
4.1.2 重力风	64
4.2 孤山上的风轮廓	64
4.2.1 位势流	64
4.2.2 位势流的修正：内层的附加项	66
4.2.3 位势流的修正：考虑热稳定性	69
4.2.4 山上的威布尔参数	69
4.3 悬崖上的风轮廓	70
4.4 频谱	73
4.5 日变化	73
4.6 复杂地形总结	73
参考文献	74
第5章 海洋风	76
5.1 海洋边界层的特征	76
5.1.1 海洋表面粗糙度和拖曳系数	77

VIII 风能气象学

5.1.2 风浪区和与稳定性相关的波浪形成	80
5.1.3 极端浪高	85
5.1.4 波龄	86
5.1.5 水汽垂直轮廓的影响	87
5.1.6 年波动和日波动	88
5.2 垂直轮廓	88
5.3 极端风速	91
5.4 湍流	92
5.4.1 湍流强度	92
5.4.2 风速方差	96
5.4.3 湍流长度尺度和倾角	98
5.4.4 阵风事件	99
5.5 威布尔参数	102
5.6 海岸效应	103
5.6.1 海陆风	104
5.6.2 低空急流	105
5.7 海洋边界层总结	105
参考文献	106
第6章 风场物理	109
6.1 风力发电机尾流	109
6.2 风场平均风速分析模型	111
6.3 风场尾流分析模型	117
6.4 分析模型对 FINO1 稳定性数据的应用	119
6.5 龙卷风袭击风场的风险	121
6.6 风场总结	121
参考文献	122
第7章 展望	125
7.1 风力发电机的尺寸	125
7.2 海上风电场的大小	125
7.3 其他风能转换技术	126
7.4 评估风条件的新型测量和模型工具	126
7.5 风资源和气候变化	126
7.6 大规模风能提取对天气和气候的反馈	127
参考文献	128

附录	129
附录 A 统计工具	129
A. 1 时间序列分析	129
A. 2 平均风速频谱和威布尔分布	133
A. 3 极端平均风速和 Gumble 分布	137
A. 4 极大阵风	138
A. 5 阵风持续时间和阵风内的风加速	139
A. 6 湍流元素的大小	140
附录 B 边界层结构和高度的遥感	141
B. 1 声学检测方法	143
B. 1. 1 回声接收法	143
B. 1. 2 水平风速法	143
B. 1. 3 垂直风方差法	143
B. 1. 4 加强回声接收法	144
B. 2 光学探测法	145
B. 2. 1 阈值法	145
B. 2. 2 梯度法或微分法	146
B. 2. 3 理想化背散射法	147
B. 2. 4 小波法	147
B. 2. 5 方差法	148
B. 3 RASS	148
B. 3. 1 两种不同 RASS 的结合使用	148
B. 3. 2 应用 RASS 的进一步算法	149
B. 4 应用多个仪器的其他算法	149
B. 4. 1 SODAR 和剖风仪结合使用	149
B. 4. 2 SODAR 和云高计结合使用	149
参考文献	150

变 量 表

a	消减因子	u_{gust}	阵风风速
	稳定性修正方程中的常数	u_*	摩擦速率
	指数函数系数	u_∞	上风向风速 (过山气流)
b	稳定性修正方程中的常数	v	南北风分量
c	波龄	v_1	1 年 1 遇最大风速
c_p	比热	v_{50}	50 年 1 遇最大风速
c_{ph}	相速度	v_{e1}	1 年 1 遇 10min 极端风速
c_2	式 (3.91) 中的因子	v_{e50}	50 年 1 遇 10min 极端风速
c_s	表面拖曳系数	v_g	地转风的南北风分量
c_{teff}	有效拖曳系数	w	垂直风分量
d	置换高度	w_*	对流速率尺度
f	水平科罗拉力	x	东向坐标
f^*	垂直科罗拉力	y	稳定性修正方程中的缩写
$f(x)$	威布尔方程	z	北向坐标
g	重力	z_0	垂直坐标
h	大气层高度	z_i	粗糙度长度
k	尾流衰减系数	z_r	边界层高度
k_{max}	频谱的最大波数	z_g	参考高度
l	混合长度	z_p	艾克曼层高度
	内部层高度 (山上气流)	z_m	Prandtl 层高度
m	质量特定的动量	z_A	形状方程中的高度变量
n	频率	A	威布尔分布的尺度参数
p	空气压力	A_g	威布尔分布的地转风尺度参数
q	比湿	A_r	风力发电机的扫风面积
r	曲率半径	B	Bowen 比
s	距离	B_i	背散射轮廓
t	时间	BR	浮力比例
u	西向东的风速分量	C_D	拖曳系数
u_{10}	10m 平均风速	C_{DN10}	10m 高中性拖曳系数
u_g	西向东的地转风速分量		
u_h	轮毂高度风速		
u_{pot}	位势流理论的风速		

C_T	推力系数	T	波龄
D	距离		温度
D_u	非地转风分量		时间尺度
D_v	非地转风分量	T_m	平均温度
D_w	尾流宽度	T_v	虚温
E_{wind}	风能	α	指数因子 (幂)
F	威布尔分布方程		Charnock 参数
$F_{x,y,z}$	湍流摩擦的分量	α_0	地转风与表面风的夹角
G	阵风因子	η	混合长度的限值
$G(p)$	百分位方程	φ	纬度
H	山高		风转向角
H_s	有效浪高	φ_ε	动能的耗散率
I_u	湍流强度	ϕ	微分稳定性修正方程
K_M	湍流交换系数/湍流黏性	γ	艾克曼层风轮廓的长度尺度的倒数
L	山的半高	κ	卡曼常数
L_v	冷凝的潜热	ρ	空气密度
L_x	积分长度尺度	σ	山体的形状方程
$L_{L,M,U}$	风轮廓线法则的长度尺度	$\sigma_{u,v,w}$	风分量的标准偏差
$L_{u,v,w}$	频谱的长度尺度	σ_{u90}	标准偏差 σ_u 的 90 百分位
L_*	Obukhov 长度	τ	湍流动量通量
M_n	威布尔分布的高阶矩	Δs	分数风加速 (过山气流)
P_o	压力方程 (过山气流)	Θ	位温
P_{δ}	压力方程 (过山气流)	Θ_v	虚位温
R	气体常数	Ω	地球的自转速率
R_u	缩减因子	Ψ_m	积分稳定性修正方程
R_t	缩减因子	Λ_1	长度尺度
R_n	缩减因子	Λ_u	长度尺度
$S_{u,v,w}$	频谱	Λ_{smax}	频谱长度尺度
Sf	结构方程	∇	nabla (微分算符)

第1章 内容介绍

大气流中可获取的风能 E_{wind} ，即空气的动能 $0.5\rho u^2$ ，随着风速 u 的平流输送，可依照下式进行量化：

$$E_{wind} = 0.5\rho A_r u^2 u = 0.5\rho A_r u^3 \quad (1.1)$$

式中 ρ ——空气密度；

A_r ——风力发电机的扫风面积；

u ——叶轮面上的平均风速。

式 (1.1) 给出了叶轮盘上可获得的风能，单位为 W，此处的空气密度单位为 kg/m^3 ，叶轮面积单位为 m^2 ，平均风速单位为 m/s 。理论上，风力发电机最多可提取该能量的 $16/27$ (Betz 1926)。究竟能在多大程度上接近这个理论极限，则是一个工程问题，本书不对此展开讨论。另外的挑战是风速和空气密度并非恒定。本书主要讨论风速在大气边界层内是如何随着空间（尤其垂直方向）和时间变化的。空气密度将在 2.7 节进行阐述。气象学中的这一部分如今被称做“风能气象学”。在内容介绍中，我们以对风能的一些基本思考和对本书结构的描述开始，然后将在第 2 章研究风速和空气密度及其变化。

1.1 本书讨论的范围

在可预见的未来，人类对能源的需求将持续甚至增长。从长期来看，只有可再生能源才可能提供可持续的供给。目前应用的化石能源资源是有限的，燃烧时产生空气污染，威胁地球气候。可再生能源包括水能、浪和潮汐能、地热能、生物质、太阳能和风能等。本书专注于允许风力发电机将风能转化成电能的大气条件。本书以气象学家的视角出发，作者拥有风力发电领域的多年经验。

用风能系统发电已经进行了 20 多年。最初的几年中，风力发电机较小，叶轮直径比大气表面层的垂直高度小得多。那时，评估局地风气候，进而计算风力发电机荷载和能量产出是相对容易的。了解轮毂高度平均风速的风频分布和总体湍流强度就足以提供单台风力发电机和小型风电场选址所必要的背景信息了。

与此同时，风力发电机的尺寸不断增大。多兆瓦级风力发电机的轮毂高度经常高出大气表面层，还会频繁遇到大于 100m 的叶轮直径。叶轮直径超过 160m，功率为 7MW 的海上风力发电机已经被设计出来，并会在不久的将来用于实践。这导致风力发电机与低空大气的交互作用变得复杂得多。长期以来被认为无关的气象特

征，正在变成规划和运行单台大型风力发电机和越来越大的风电场的决定性因素，尤其是必须知道平均风速和湍流强度的垂直梯度。此外，这些必要的风参数的垂直范围已经达到很难由测风塔测量的高度，因此需要新的测量技术来采集这些必要的风的信息。这导致了地基远程传感技术的繁荣（见 Emeis 2011）。风力发电机的经济性取决于建造和运维成本与风能产出间精确判断的权衡。只有当更高的产出可以支付额外成本时，塔筒高度增加的每一米才是有意义的。

此外，尤其是与北海和波罗的海接壤的国家，风电场的主要开发区域已经从陆地移向了海洋。这里，在未来可能由海上风电场来提供多数的风能。这意味着风电场正被建造在对大气边界层垂直结构的诸多细节并不足够清楚的区域。如果说有一些海洋边界层的实验数据，也仅是之前由浮标、船舶和油井获取的浅层数据。近几年在德国湾和波罗的海建设了几个气象塔，如德国的 3 个 100m 高的 FINO 塔，目前正在首次对海洋边界层的较深层提供长期数据。

该书试图分析和总结关于风力发电现存的大气边界层的信息（陆上和海上），将专注于风和湍流的垂直轮廓，并尽量解释观察到的垂直轮廓背后的物理过程。本书将不展现地球的某些特定区域的风气候学。分析的内容将包括：指数法则以外的垂直轮廓法则特征、非稳态现象，如夜晚低空急流、海洋边界层中，取决于风速的粗糙度和湍流条件，以及大型风电场中，风尾流的复杂的交互作用。

1.2 现存文献的总览

据作者所知，除了 WMO 的技术说明《Meteorological Aspects of the Utilization of Wind as an Energy Source》外，不存在单独致力于风力发电的气象学基础的专著。该技术说明发表于 1981 年，没有对当今的风力发电机尺寸进行预期。尽管目前在专著和杂志中出现了大量的关于大气边界层中的风和湍流的文献，但是仅有其中少数文献提及风力发电（如 Petersen 1998a, b）。另外，已有的很多关于风力发电本身的书籍和论文，主要专注于技术和工程问题，并仅在一个或几个章节内涵盖风资源。最近的一个例子是由 Burton 等人于 2011 编著的《Wind Energy Handbook》的第 2 版。该书的第 2 章用了 30 页总结了风速变化、阵风和极端风速、风速预测和湍流。同样，Hau 在他的书《Wind Turbines》（由 Springer 于 2006 年出版发行）中，在第 13 章用 34 页总结了风资源内容。Lange 和 Focken 编著的，由 Springer 于 2006 年出版的《Physical Approach to Short-term Wind Power Prediction》一书是风速预测领域的专著。

1.3 风力发电的历史

人类为各种目的利用风能的历史由来已久。风能的利用起始于对小麦和其他谷

物的脱壳和亚热带、热带地区建筑的空气调节。风曾被用于维持火力和熔化金属。帆船的发明是为了大洋旅行和在遥远海岸间建立贸易联系。地球亚热带几乎持续不断刮的风至今仍被命名为“信风”。

风车的历史可以追溯到 2000 年前。生活在公元 1 世纪亚历山大的 Heron，被认为是第一个发明风力驱动转轮的人。他的机器仅被用做驱动风琴管 (Brockhaus, Vol. 24, 2001)。波斯的风车据说从公元 7 世纪 (Neumann 1907) 或 10 世纪 (Brockhaus 2001) 就已经存在了，为垂直轴的谷物研磨机 (Hau 2000)。法国的第一个风车在 1105 年被提及 (Neumann 1907)。此后，该技术传播到英格兰，在那里第一个风车出现于 1140 年 (Neumann 1907)。在 13 世纪的英格兰东部和北欧，风车的数量出现增长，如 1235 年的丹麦。这一发展的高潮出现在 1500 到 1650 年间，此时由于风力驱动排水泵的使用，荷兰的可耕种面积可能增加了 40% (DeBielieu 2000)。据说在 1393 年，德国就已经在 Speyer 建设了第一个风车 (Neumann 1907)。在 18 和 19 世纪，在欧洲运行着约 100 000 台以抽水和生产面粉为目的的风车。但是这一时代由于蒸汽机和电力的出现而终结。更多历史记录请参考 Ackermann 和 Söder (2000)。

从风中生产电能的历史则要短得多。Dane Poul la Cour (1846 ~ 1908) 在丹麦的 Askov 建造了第一台风力发电机。德国工程师 Betz 于 1926 年首次描述了风力发电机的空气动力学理论 (Betz 1926)。Betz 因子 (16/27) 至今仍被看做风力发电机可从风中提取能量的极限。

但是，直到 20 世纪的最后 20 年，风力发电机才被大规模建设，且尺寸不断增大。初期失败的尝试是德国 1983 年建设的 3MW 风力发电机 Growian (große Windenergieanlage)。那是一个两叶片的风力发电机，叶轮直径 100m。由于很多的技术问题，它仅发电了 17 天，并于 1988 年被拆除。从此，又开始了小型风力发电机的发展。这一“革命性”的措施是成功的，以至于比 Growian 更大的风力发电机成为了当今的标准，尤其是海上风场。

1.4 风力发电的潜力

风能是一种可再生的能源形式。世界上几乎每个角落都有风能，虽然局域差别是显著的。风能由太阳能产生，并不断补充。太阳能实际上是无限的。除了风力发电机的生产、运输、吊装和维护外，太阳能转化成风能的过程也不存在碳循环。由水平空气压力差产生的风能则主要由太阳辐射的纬度差别而引起。在自然界的行星大气能量循环中，风能主要通过发生在地表的摩擦而耗散，因此转化成最终的和行星能量链条中最低等级的成员——热。用风能发电不一定会扰动行星能量循环，而只是在地表附近增加了额外的摩擦力，使一部分转化成高价值的电能，而仅一部分转化成热能。这些电能被人类利用时，也将转化成热，行星能量循环就再次闭合

了。由于电能的使用几乎不存在延迟，且不违反能量守恒定律，全球行星能量循环似乎不会由于风能的生产而被扰动。因此，可以把风能看做可持续的可再生能源形式。但是熵的收支也被影响了。从风中大规模的生产能量增加了地球系统的熵，可能减缓大气循环。关于风力发电和气候之间的相互作用详见第 7.4 节。

全球可获取的风能可以通过地球大气能量转化链条进行估计 [这里给出的数字基于 Lorenz (1995) 与 Peixoto 和 Oort (1992) 早期开创性的著作]。大气层顶部输入的太阳能约为 174 300TW ($\sim 342\text{W/m}^2$)。其中，1743TW ($\sim 3.5\text{W/m}^2$ 或 55 000EJ/年) 可以动能形式获取，并最终在大气中耗散。而约一半的耗散发生在边界层内 (871TW 或 1.75W/m^2)。假设地球 $1/4$ 的表面可用来风力发电，且风力发电机理论上可以最多提取 56% (Betz 极限) 的风能，那么就得到 122TW 的潜在风能。实际上，这个值的 50% 可能是现实的，意味着风力发电的潜能约为 61TW (1925EJ/年)。应用类似方法的其他估计值得到相同数级的结果 [如 Miller 等 (2011)，他得出 18 ~ 68TW]。Castro 等 (2011) 做了更为悲观的评估，用 1200TW 作为地球大气的全球动能，其中 8.3% 可在 200m 高的表面层获得，得到 100TW。20% 的陆地表面适用于提取这部分表面层的能量，得到 20TW。把风电场限定在风资源合理的区域，则进一步把这个值减半为 10TW。然后 Castro 等估计，这部分能量中仅 10% 可由风力发电机提取。因此，他们估计仅有 1TW (32EJ/年) 的能量可以从风中被提取。

虽然对大气中全球动能的评估非常粗糙，结果可能超过 1000TW，但这些计算中都做了两个关键假设，即地表上动能耗散的比例 (在 8% ~ 50% 之间变化) 和由于风力发电机的技术问题导致的从这个近地层中可以提取动能的比例 (在 10% ~ 50% 之间)。以 TW 为单位的个位数可能是对地球大气中可获取风能的现实的估计。

这些数字必须与人类的能源总需求做对比。人类的能源总需求约为 15TW (443EJ/年)，并预期将在 21 世纪中叶增加到 30TW (947EJ/年)，21 世纪末达到 45TW (1420EJ/年) (CCSP 2007)。这一对比表明，风能仅能部分解决人类对可再生能源的需求，还要同时开发其他形式的可再生能源。此外，即使仅从可利用风能中提取 10%，就可以预期将对地球气候产生显著的影响 (见 7.4 节)。

1.5 风力发电的现状

截至 2011 年底，全世界风电装机达到了 215GW，其中 18.4GW 为 2011 年前 6 个月的新增装机 (WWEA[⊖])。中国的装机总量 (52.8GW) 最大，其次为美国 (42.4GW) 和德国 (将近 28GW)。西班牙的装机总量为 21.1GW，印度为 14.6GW。

⊖ <http://www.indea.org/home/index.php?option=comcontent&task=view&id=317&Itemid=43> (2011 年 12 月 14 日阅读)

中国的风电装机从 2009 年底算起已经增长超过一倍。这些 215GW 的风电满足全球约 2.5% 的能源需求 (GWEC Global Wind Energy Outlook 2010^①)。在欧洲, 这一比例于 2010 年底达到 5.3% (EWEA^②), 并占德国的净电力消耗的 9.5% (Ender 2011)。未来 20 年, 这一比例规划有显著的提高。

虽然已经做了巨大的规划, 但是海上风电仍然处于婴儿期。在德国, 截至 2011 年 6 月底, 共安装了 0.21GW 的海上风电 (Ender 2011), 小于总装机容量的 1%。

215GW 的全球风电装机容量已经占几个 TW 的可用风能的相当比例。通过对 2011 年上半年数据的外推, 目前风电装机容量的年增长率约为 15%。这一增长率可以导致风电装机容量 6 年内翻番, 18 年内增长约 10 倍。若以 15% 的年增长率稳定增长, 可以在 20~30 年内达到 1.4 节中估计的极限。因此, 不能预期目前的增长率会维持更长的时间。

因此, 我们必须以最高效的方式提取可利用的风能。本书所汇集的风能转化的气象学基础知识可以帮助我们达到这一效率。

1.6 本书的结构

本书的组织方法如下。第 2 章解释大气中大尺度风的来源, 并展示自由大气中大气运动的主要驱动力法则。另外, 还将阐述空气密度的判定。第 3~5 章展现不同地表形态上, 风和湍流的垂直轮廓。第 3 章回顾平原自然各向同性的陆地表面上经典的大气边界层气象学。重点强调风轮廓从表面层到艾克曼层以上的垂直扩展, 因为如今的 MW 级风力发电机很容易达到这一层。这包括对使大型风力发电机夜晚风能转化出现极值的夜晚低空急流的描述。这章的最后还简短介绍了内部边界层随着地表特性的变化形成、森林边界层和城市边界层。第 4 章突出复杂地貌上的风流特性, 尤其是复杂地形。基本的特征, 如山上风流加速, 用简单的分析模型予以推导。对风流在这种地表形态上的脱流的描述是重要的, 则因为海岸附近平原地区的开发通常已经很充分, 未来风力发电必须对更深入大陆的风场情况进行分析。在远离海岸的, 接近城镇和工业区域的地方安装风力发电机, 也可以减少电能生产和消费区域之间的大规模输电线路的建设。关于垂直风轮廓的最后一章, 即第 5 章, 应对现在变得越来越重要的地表形态类型——海洋表面的边界层, 根据海上风电的巨大规划要求, 用相当的篇幅专注于这一地表形态。第 6 章研究了在之前提到的各种地表形态下, 由大型风电场带来的特征和问题。这已经不是纯气象学的课题了,

① <http://www.gwec.net/fileadmin/documents/Publications/GWEO%202010%20final.pdf> (2011 年 12 月 14 日阅读)

② http://www.ewea.org/fileadmin/ewea_documents/documents/statistics/EWEA_Annual_Statistics_2010.pdf (2011 年 12 月 14 日阅读)

因为风力发电机本身的特征和它们在风场中的空间排布也变得非常重要。该章将展示另一个简单的分析模型，可用来初步评估地表粗糙度和大气热稳定性的影响，以及风力发电机推力系数和风力发电机在风场内的间距对风电场总体效率的影响。

第3~6章都以一个简短的总结结束，总结在规划和运行风力发电机时，从气象学家的视角应该考虑的主要方面。第7章展望未来大规模风能转换的可能发展方向和一些局限。附录A总结了用来描述风的性质的各种常用参数，还介绍了平均风和湍流运动的差别，并描述了基本的统计学概念。附录B介绍了用地基遥感技术确定混合层高度（描述超出表面层的风轮廓的输入参数）的技术。目前，地基遥感技术已经成为探测大气边界层情况的主要工具。

参 考 文 献

- Ackermann, T., L. Söder: Wind energy Wind energy technology and current status: a review. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 4, 315–374 (2000)
- Betz, A.: Wind-Energie und ihre Ausnutzung durch Windmühlen. Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen. 64 S. (1926)
- Brockhaus, F.A. Brockhaus Enzyklopädie. Vol. 24. Gütersloh (2001)
- Burton, T., N. Jenkins, D. Sharpe, E. Bossanyi: Wind Energy Handbook. Second edition, John Wiley & Sons, 742 pp. (2011)
- Castro, de C., M. Mediavilla, L.J. Miguel, F. Frechoso: Global Wind Power Potential: Physical and Technological Limits. *Energy Policy* 39, 6677–6682 (2011)
- CCSP: US Climate Change Science Program. Synthesis and Assessment Product 2.1a, July 2007 (2007). <http://www.climatescience.gov/Library/sap/sap2-1/finalreport/sap2-1a-final-all.pdf> (read Dec 17, 2011)
- DeBlieu, J.: Vom Wind. Wie die Luftströme Leben, Land und Leute prägen. Wilhelm Goldmann Verlag, München (btb Taschenbuch 72611). 411 pp. (2000)
- Emeis, S.: Surface-Based Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer. Series: Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Vol. 40. Springer Heidelberg etc., X + 174 pp. (2011)
- Ender, C.: Wind Energy Use in Germany – Status 30.06.2011. *DEWI Mag.* 39, 40-49 (2011)
- Hau, E.: Wind Turbines. Springer Berlin. 624 pp. (2000)
- Lange, M., U. Focken: Physical Approach to Short-Term Wind Power Prediction. Springer Berlin. 208 pp. (2006)
- Lorenz, E.: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus* 7, 271-281 (1955)
- Miller, L.M., F. Gans, A. Kleidon: Estimating maximum global land surface wind power extractability and associated climatic consequences. *Earth Syst. Dynam.* 2, 1-12 (2011)
- Neumann, F.: Die Windkraftmaschinen. Voigt Leipzig. 174 S. (1907)
- Peixoto, J.P., A.H. Oort: Physics of Climate. Springer Berlin etc., 520 pp. (1992)
- Petersen, E.L., N.G. Mortensen, L. Landberg, J. Højstrup, H.P. Frank: Wind power meteorology. Part I. Climate and turbulence. *Wind Energy*, 1, 25-45 (1998a)
- Petersen, E.L., N.G. Mortensen, L. Landberg, J. Højstrup, H.P. Frank: Wind Power Meteorology. Part II: Siting and Models. *Wind Energy*, 1, 55-72 (1998b)

第 2 章 风况

风在地球大气层中的主要来源及其可获取能源的潜力已经在第 1.4 节给出了量化的描述。必须引入数学方程才能总体地描述风的驱动力，才能精确地对风力发电机荷载和能量产出进行精确的计算和预测。因此，本章将展示自由大气中风的基本法则。大气边界层中的风在不同地表形态上的垂直轮廓将在接下来的第 3~5 章中予以描述。

2.1 全球循环

气流样式和风出现于从全球到局地的全部空间尺度的水平表面和大气温度差。全球来看，热带和地球低纬度带是太阳能的主要输入区，而高纬度带和极地则是负能量平衡的区域，即地球在这里通过热辐射流失能量。洋流和大气热传导不足以弥补全球的这一热量差别，而必须同时发生全球的大气循环。全球大气循环的主要特征是哈雷环流、费雷尔环流和极地环流，通过对纬度和高度绘图，可以看到对流层和平流层全部纬度上的平均风。哈雷循环表现为直接的热循环。热空气在赤道附近上升，在上空向两极运动，然后在亚热带下降。下沉运动的区域表现为表面压力场和沙漠中的大尺度反气旋。同样，极地循环也表现为直接的热循环。在这里，冷空气在极地下沉，然后在较高纬度上升。这是极地总体高压的原因。在哈雷循环和极地循环之间，存在着费雷尔间接热循环。这个循环的特征是冷空气在较高纬度上升，而暖空气在亚热带下沉。这一循环是间接的，它是温带地区全部运动着的气旋的整体效应的结果。费雷尔循环有效地将较暖空气在地表附近向极地输送，并将较冷空气在上空向赤道输送。这一间接循环的维持，是因为温带地区运动气旋内的势能向动能的转化。

刚刚描述的循环系统仅导致沿着经向的风，即从南向北或从北向南的风。地球自转通过科罗拉力改变了这个经向循环。刮向极地的风得到向西的分量，刮向赤道的风则获得向东的分量。因此，我们主要在费雷尔循环的地面附近观察到偏西风，而在哈雷循环和极地循环的地面附近观察到偏东风。哈雷循环地面附近的东北风也被称做信风。这些全球循环的空间尺度约为 10 000 km。全球风系统由于大陆和周围海洋之间的温差和大尺度的南北走向的山脉（尤其是美洲西海岸的山脉）而发生改变。这种改变的空间尺度约为 1000 km。海岸线附近更小空间尺度的海陆风系统可能是 100 km 的数量级。山风和谷风系统的空间尺度可能更小，为数十千米的数量级。全部这些尺度的风系统都可能适用于风力发电。

信风和极地循环中的风表现出相当的规律性，且大体上随季节变化，然而费雷尔循环在时间和空间上的变化要大得多。普通的气旋中，地表附近的风速可以在数小时内从静止变化到约 25m/s。温带地区的冬季风暴风速可高达 35~40m/s，而亚热带风暴的风速则可轻松超过 50m/s。现代风力发电机的切出风速在 25m/s 和 30m/s 之间。因此，温带地区的强风可能导致风的潜力无法被利用。冬季风暴最可能发生在西北欧、加拿大东北部、太平洋沿岸和阿拉斯加，以及南美的最南部、非洲和澳大利亚。

风暴在东南亚也被称做台风，在印度被称做飓风。台风的出现甚至可能威胁风力发电机主体结构的稳定性，因为它们可能带来超出 IEC 设计标准中列举的风速。Rose 等 (2012) 对台风风险进行了研究。尤其在受到台风威胁的海上规划风电场要特别注意。根据再保险公司 Munich Re 发布的自然风险地图，易发台风的区域为太平洋海岸的南部、美国亚特兰大海岸、中美洲、印度东部、东南亚、马达加斯加和澳大利亚北部。

在更小的尺度上也存在强风，如雷暴下击暴流、旋风和龙卷风，但是它们的变化和破坏力使其并不适合风力发电。恰恰相反，风力发电机必须在停机状态下能够抵抗这些破坏力。关于风的风险还可见 2.6 和 6.5 节。

2.2 驱动力

接下来的几个小节将用方程描述大气中水平风的来源和尺度。我们将首先在 2.2.1 和 2.2.2 节中介绍整套的基本方程，然后介绍通常的简化，进而在第 2.3 节中导出对地转风和梯度风的描述。在任何风能和荷载的评估中，都必须把大气边界层之上的自由大气中的地转风和梯度风当成相关的外部驱动力来考虑。在 2.4 节中，通过热成风描述了地转风和梯度风的垂直变化。

2.2.1 静力方程

对风最基本的解释涉及水平温度梯度。地球上不同纬度、季节和地表特征接收的太阳辐射是不同的。湍流涡旋将感热和潜热通量从地表向大气中传输，导致大气中产生水平温度梯度。空气密度和该密度下两个给定的等压面之间的垂直距离取决于空气温度。较温暖的空气密度较低，在这两个给定的等压面之间的垂直距离大于较冷的空气。气压与空气密度息息相关。气压是某一特定地点上方空气质量的量度。气压随着高度升高而降低。在无强烈垂直加速的情况下，下面的静力学方程用来描述这种气压降低：

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho = -\frac{gp}{RT} \quad (2.1)$$

式中 p ——气压；

z ——垂直坐标；

g ——地球重力加速度；

ρ ——空气密度；

R ——空气的特定气体常数；

T ——绝对空气温度。

典型的近地条件下 ($T = 293\text{K}$, $R = 287\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$, $p = 1000\text{hPa}$, 且 $g = 9.81\text{ms}^{-2}$), 每垂直升高 8.6m , 气压降低 1hPa 。寒冷的条件下 ($T = 263\text{K}$), 地表附近每垂直升高 7.7m , 气压降低 1hPa 。在较高的海拔, 降低速度较慢, 因为空气密度也随着海拔升高而降低。在 5.5km 的海拔高度, 气压约是地表值的一半, 因此每升高 15m , 气压才降低 1hPa 。如果空气密度始终保持地表附近的水平 (不现实), 那么大气层的厚度将仅为 8km 。

式 (2.1) 的结果是, 暖空气的气压随高度降低的速度小于冷空气。如果假设地表气压恒定, 那么将导致高空水平方向的气压梯度。 30° 的空气温度差别将在 100m 高空导致 1.36hPa 的气压差。气压梯度将生成补偿风, 试图消除这一梯度。现实中, 较温暖的区域地表气压下降 (“热低压”), 如图 2.1 所示。不存在其他施力时 (尤其是不存在由于地球自转而产生的科罗拉力时), 风将从高压吹向低压。这种纯压力驱动的风可在海陆风和山谷风系统中找到。这一基本的效应可用动量收支方程中的第Ⅲ项表达, 将在下节进行介绍。

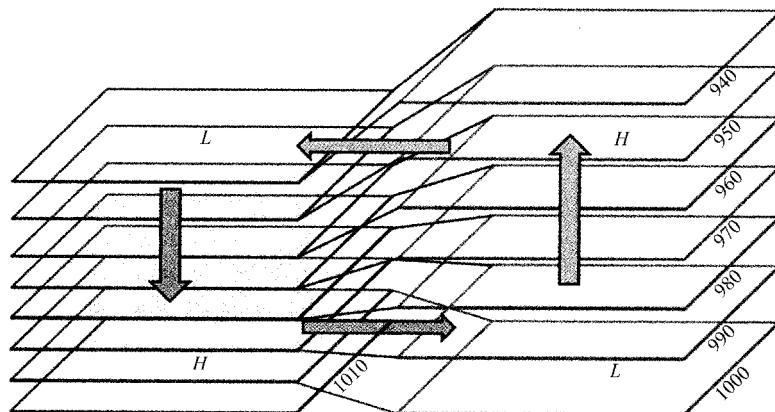


图 2.1 在较暖 (右) 和较冷 (左) 大气中的垂直压力梯度。水平面代表等压面。

给出的气压值的单位为 hPa 。大写字母表示地表处 (下面的字母) 和空中等高处 (上面的字母) 的高压 (H) 和低压 (L)。箭头代表热循环方向。

2.2.2 风的动量收支方程

风的数学描述最容易用大气的动量平衡来完成。动量为质量乘以速度。动量收支方程是一个描述三个风分量加速度的微分方程组。完全质量特定的形式为 (质量特定是指这些方程是用单位质量表示的。质量特定动量有速度的物理纬度, 因此可以在下面的式子中把动量称做风):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - fv + f^* w \mp v \frac{|\vec{v}|}{r} + F_x = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fu \pm u \frac{|\vec{v}|}{r} + F_y = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla w + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - f^* u + F_z = 0 \quad (2.4)$$

I II III IV V VI VII

式中 u —— x 轴正向的风分量 (向东为正);

v —— y 轴上的风分量 (向北为正);

w ——垂直风分量 (向上为正);

\vec{v} ——风矢量, $\vec{v} = (u, v, w)$;

f ——水平科罗拉参数, $f = 2\Omega \sin \varphi$;

f^* ——垂直科罗拉参数, $f^* = 2\Omega \cos \varphi$;

Ω ——地球自转速度;

φ ——纬度 (见表 2.1);

r ——曲线半径;

F_x , F_y 和 F_z ——摩擦力的三个分量, 将在后面予以说明。

表 2.1 取决于纬度的北半球的科罗拉参数 f , 单位为 s^{-1} 。
如果是南半球, 则两列的值都是负的。

纬度	科罗拉参数/ s^{-1}
30°	0.727×10^{-4}
40°	0.935×10^{-4}
50°	1.114×10^{-4}
60°	1.260×10^{-4}

式 (2.2) ~ 式 (2.4) 在气象学中被称做运动的欧拉方程, 是流体力学中斯托克斯方程 (Navier-Stokes) 方程的特殊形式。

式 (2.2) ~ 式 (2.4) 中的第 I 项称做惯性项或存储项, 描述风分量的时间变化。非线性的第 II 项解释三个风分量之间的相互关系。第 III 项特指上文所说的压力梯度力。第 IV 项仅出现在式 (2.4) 中, 给出了地球引力的影响。第 V 项代表由于地球旋转而产生的科罗拉力。第 VI 项描述在气压最高点和最低点附近非直线运动的离心力 (上面的符号对低压点附近的风流有效, 而下面的符号则对应高压系统附近的风流)。最后的第 VII 项表征由于空气的湍流黏性和地表摩擦产生的摩擦力。

式 (2.2) ~ 式 (2.4) 中的各项在不同的天气条件下可能有不同的维度, 对

流动形态的尺度分析可能导致放弃其中的某项。含有 f^* 的项几乎总被去掉，因为在同一方程中，与其他项相比其值非常小。在更大尺度运动中，第Ⅵ项也总被忽略。第Ⅵ项仅在旋风和高、低压系统的中心附近重要。若仅看垂直加速度〔式(2.4)〕，第Ⅲ和Ⅳ项则是主导性的。令式(2.4)中的这两项相等，则得到上文式(2.1)中的静力方程。

在式(2.2)~式(2.4)中仅有一个驱动力：上文提到的压力梯度力，用第Ⅲ项表示。恒定的外力来源于地球的引力(第Ⅳ项)，阻止大气逃逸到太空。唯一的制动力是第Ⅶ项的摩擦力。其他项(Ⅱ、Ⅴ和Ⅵ项)只是在三个不同的风矢量之间重新分配动量。因此，有时第Ⅱ~Ⅵ项被称做“显力”。在第Ⅱ~Ⅶ项都同时消失或正好互相抵消的空间案例中，空气将以惯性匀速运动。这也是为什么第Ⅰ项被称做惯性项的原因。

2.3 地转风和梯度风

大气边界层之上的自由对流层中可以找到最简单和最基本的受力平衡，因为在那摩擦力是被忽略的。因此，我们的分析也从自由对流层中的大尺度风开始。在大气边界层之上，式(2.2)~式(2.4)中的第Ⅶ项摩擦力可以忽略不计。在远离低压和高压极值的地方，第Ⅵ项也非常小，可以忽略不计。同样情况可以应用到风速场中小的水平梯度下的大尺度运动时的第Ⅱ项。尺度分析表明，压力梯度力和科罗拉力的平衡是主导特征，且惯性项Ⅰ也可以被忽略。于是可以导出如下方程：

$$-\rho fu_g = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.5)$$

$$\rho fv_g = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.6)$$

式中 u_g 和 v_g ——平衡风的分量，在气象学中常被称做地转风。

地转风仅由大尺度的水平压力梯度和取决于纬度的科罗拉参数决定，后者的数量级为 0.0001s^{-1} (更多示例数值见表2.1)。因为在定义地转风时，第Ⅶ项已经被忽略，地表摩擦力和大气边界层的大气稳定性对地转风的大小和方向无影响。地转风的模数为

$$|v_g| = \sqrt{u_g^2 + v_g^2} \quad (2.7)$$

地转风的方向与等高面上的压力场的等压线平行。根据式(2.5)和式(2.6)，每 1000km 1hPa 的水平压力梯度会导致约 1m/s 的地转风速。在北半球，地转风在低压系统周围按逆时针吹动，在高压系统周围则按顺时针方向吹动。在南半球，旋转方式相反。

在等压线显著弯曲的情况下，式(2.2)~式(2.4)中的第Ⅵ项不能被忽略。这种情况下的平衡风就是所谓的梯度风：

$$-\rho fu = \frac{\partial p}{\partial y} \pm \frac{\rho u |\vec{v}|}{r} \quad (2.8)$$

$$\rho fv = \frac{\partial p}{\partial x} \mp \frac{\rho v |\vec{v}|}{r} \quad (2.9)$$

同样，上面的符号在低压附近有效，而下面的符号则对应高压系统附近。低压系统附近的梯度风速较地转风小一些（因为离心力和压力梯度力方向相反），而高压系统附近的梯度风速则比地转风大一些（此时离心力与压力梯度力同向）。

有些罕见的情况下，等压线的曲率可以非常大，使得第Ⅵ项的离心力比第Ⅴ项的科罗拉力大得多，以至于形成仅由压力梯度力和离心力支配的平衡风。气象学家把这种风称做旋衡风，可在旋风和龙卷风中找到。

现实中的地转风和梯度风与高度无关。等压面上的水平温度梯度在这些风中造成垂直梯度。不同高度的地转风或梯度风之间的风速差称做热成风。

2.4 热成风

在第2.3节中把地转风当做地表附近对风速场起支配作用的大尺度力的最简单例子进行介绍。地转风是理想化的风，源自压力梯度力和科罗拉力的平衡。直到目前为止，我们一直预期正压大气，其内部的地转风与高度无关，因为假设式(2.2)和式(2.3)中的第Ⅲ项中的水平压力梯度与高度无关。而现实中这不一定是正确的，与高度不相关的地转风的偏差可能对垂直风轮廓有额外的贡献。在具有大尺度温度梯度的大气中，水平压力梯度则变得与高度相关。这种大气称做斜压大气，且两个不同高度上的地转风的风矢量差称做热成风，因此热成风是一个普遍的现象。

热成风与地表特性无关，因此可以出现在第3~5章中描述的任何地表类型中。

在引入垂直方向上的平均温度 T_M 后，静力方程(2.1)对 y 的微分，地转风 u 分量的定义方程(2.5)对 z 的微分，可以导出下面西东风分量 u 随高度的变化关系：

$$\frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{g}{fT_M} \frac{\partial T_M}{\partial y} \quad (2.10)$$

在垂直轴上，从粗糙度长度 z_0 到高度 z 做积分，最终得出高度 z 上的西东风分量：

$$u(z) = u(z_0) - \frac{g(z - z_0)}{fT_M} \frac{\partial T_M}{\partial y} \quad (2.11)$$

$u(z)$ 和 $u(z_0)$ 之间的差，就是热成风的 u 分量。类似地，南北向的风分量 v 的方程可以从下式推导出：

$$v(z) = v(z_0) + \frac{g(z - z_0)}{fT_M} \frac{\partial T_M}{\partial x} \quad (2.12)$$

根据式 (2.10) 和式 (2.11)，西东向的风速随高度的增大与垂直方向上 z_0 和 z 高层间垂直平均温度南北向的降低成正比。同理，式 (2.12) 告诉我们，在西东向温度升高的影响下，南北风分量随高度升高而增大。通常，在北半球温带纬度的西风带中向北走，温度是下降的，因此通常在北半球有垂直方向上不断升高的西风。

式 (2.11) 和式 (2.12) 让我们能够对地转风的垂直切变大小，即大尺度水平温度梯度导致的热成风进行评估。常数 $g/(fT_M)$ 约等于 $350\text{g}/(\text{sK}) \cdot 10^{-5}\text{K/m}$ (每 1000km 为 10K) 的南北温度梯度是很现实的，因此将导致西东风分量每 100m 高度垂直升高 0.35m/s ，是不能忽略的。

在冷空气或冷空气平流的过程中，热成风也可以解释垂直方向上转向的风。想象从较冷区域向较暖区域吹的西风。那么在这种情况下，式 (2.12) 得出南北风分量随高度升高而增大，导致高度对风速的支撑。暖空气平流的相反情况下，风则随高度升高而发生转向。

2.5 边界层的风

由于地表摩擦 (无滑动的条件)，大气边界层中的风速一定在地表附近趋于零。在垂直方向上，大气边界层可主要分为三层。底层仅为数毫米厚，与风力发电无关。接下来是表面层 (也称做恒定通量层或 Prandtl 层)，可达到约 100m 厚，该层内空气的湍流黏性力是主导的力，且风速随高度升高而迅速升高。最后的第三层涵盖了 90% 的边界层，为艾克曼 (Ekman) 层。艾克曼层中，旋转的科罗拉力是重要的，且导致风向随着高度变化而转向。边界层的厚度通常在夜晚 (低风速) 的约 100m 和白天 (强烈的太阳辐射) 的 $2\sim3\text{km}$ 之间变化。

对边界层进行式 (2.2) ~ 式 (2.4) 的尺度分析表明了第Ⅲ、Ⅴ和Ⅶ项的支配性。有时，对于赤道附近的小尺度运动的低风速，压力项 (第Ⅲ项) 是唯一的力，发展成所谓的欧拉风，从高压吹向低压。这种近乎无摩擦的风在现实中很少发生。通常，在 Prandtl 层中会观察到压力梯度力和摩擦力 (第Ⅲ和Ⅶ项) 的平衡，而在艾克曼层会观察到压力梯度力、科罗拉力和摩擦力 (第Ⅲ、Ⅴ和Ⅶ项) 的平衡。Prandtl 层的风有时被称做摩擦风。不存在类似式 (2.5)、式 (2.6) 或式 (2.8)、式 (2.9) 那样描述摩擦风的方程，因为第Ⅲ和第Ⅶ项都不仅仅包含风速。

Prandtl 层的特征是垂直风梯度。描述垂直风梯度的 Prandtl 层风法则放在了第 3 章进行讨论。艾克曼层的垂直梯度要小得多，因此有必要在下文研究由式 (2.2) 和式 (2.3) 组成的二维空间案例。

在静态的艾克曼层中，第Ⅲ、Ⅴ和Ⅶ项相互平衡，因为第Ⅰ项消失了。这层以挪威物理和海洋学家 W. Ekman (1874 ~ 1954) 命名。他第一次从数学上推导了地

球自转对海洋和大气流动的影响。艾克曼层风的主要特征是风速随高度变化而转向。

不同地表类型上，这些边界层的风的垂直轮廓将在接下来的第3~5章进行分析。

2.6 雷暴阵风和龙卷风

有一些强风是不能用于风力发电的，因为它寿命周期短，且不论从时间和空间上来说，发生概率都极少，几乎是不可预测的。这些现象中最重要的是雷暴阵风和龙卷风。海上龙卷风称做海龙卷。这些龙卷风破坏力极强，可能损坏风力发电机。因此，还是要在进行风力发电机选址时，调查它们的发生概率和强度。

陆上的龙卷风多发生在下午或傍晚，在冷空气前锋或大型雷暴处，此时地表加热处于极值，而海上龙卷风则更多的发生在早晨和中午附近，此时由于几乎恒定的海洋表面温度 (SST) 和夜晚上空空气的冷却 (Dotzek 等, 2010)，海洋边界层不稳定性是最强烈的。但是，季节循环是不同的。陆上龙卷风最经常在晚春和夏季发生。海上龙卷风则在晚夏和早秋达到高峰。在这个季节里，近岸浅海的海洋表面温度仍然很高，此时第一波秋季冷空气从极地区域袭来，可以生成不稳定的海洋边界层，有利于海龙卷的形成 (Dotzek 等, 2010)。

虽然现今已经在原则上了解了龙卷风的形成特性，但对它们实际发生的预测仍然困难重重，因为必须同时满足很多不同的有利条件。总体上来说，根据 Houze (1993) 和 Doswell (2001)，龙卷风的形成大体上取决于如下条件：

- 1) 边界层之上的干燥寒冷空气的（潜在的）不稳定性，由稳定层覆盖着，阻止不稳定性过早释放；
- 2) 边界层的高湿度，导致云底很低；
- 3) 强烈的垂直风剪切（尤其是中尺度气旋雷暴）；
- 4) 事先已存在的边界层垂直涡旋（尤其是非中尺度气旋对流）。

第6.5节给出了粗略估计龙卷风袭击风电场的概率。

2.7 空气密度

除了风速外，大气的动能还与空气密度线性相关 [见式 (1.1)]。地表附近的空气密度 ρ 与大气表面压力 p 正相关，与空气温度 T 反相关。理想气体的状态方程为

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (2.13)$$

式中 R ——空气的特定气体常数， $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 。

式(2.13)与前面提到的静力方程(2.1)是等价的。图2.2展示了常见的地表温度和压力下空气密度。如图2.2所示,空气密度的波动可以很大。寒冷冬季的高压情形,空气密度可以轻易达到约 1.4kg/m^3 ,而暖空气低压情形则可以出现约 1.15kg/m^3 的空气密度,相差约为20%。

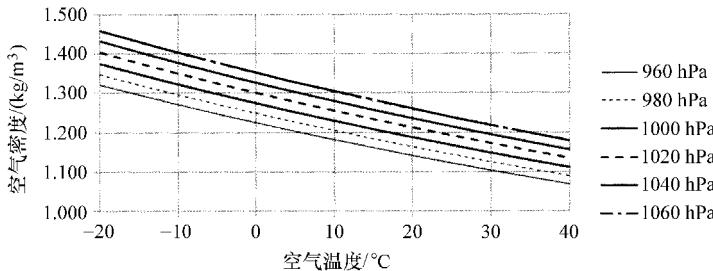


图2.2 地表附近空气密度为空气温度和地表气压的方程

图2.2对于干燥大气是有效的。通常,大气并非是完全干燥的,因此必须考虑空气湿度的修正效应。潮湿空气的密度小于完全干燥的空气。气象学家发明了一个人造温度的定义,称做虚温。虚温 T_v 是完全干燥空气达到潮湿空气相同密度时必须具有的实际温度 T 。虚温的定义为

$$T_v = T(1 + 0.609q) \quad (2.14)$$

式中 q —空气的比湿,为每千克潮湿空气中含有的水蒸气的质量。

式(2.14)中的温度单位必须是K。对于低比湿的冷空气来说,实温和虚温的差别是很小的,但是对于非常潮湿的暖空气,二者可以相差几度。如果把图2.2中的温度替换成虚温,则该图可以用来估算潮湿空气的密度。图2.3给出了当空气虚温高于实温时,1013.25hPa气压下,温度增量 $T_v - T$ 为空气温度和相对湿度的方程。

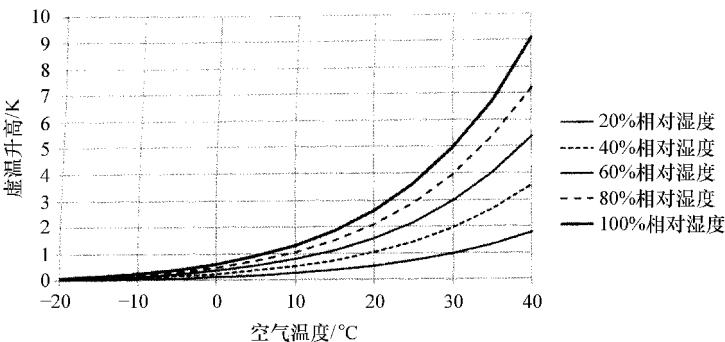


图2.3 虚温增量 $T_v - T$ (K)为1013.25hPa气压下,空气温度和相对湿度的函数

图2.3表明,在低于冰点时,虚温增量总是小于1K,但对于30°C的湿度饱和的空气,则可达5K。虚温增量程度随着空气压力的升高而轻微减小。空气压力升

高 1% (10hPa) 导致虚温升高程度降低 1%。因此, 准确地确定空气密度需要对气压、空气温度和湿度进行测量。

因为气压随高度的升高而降低, 所以空气密度也随高度升高而降低, 如式 (2.1) 所示。从式 (2.1) ~ 式 (2.13) 可以推导出 (Ackermann 和 Söder 2000)

$$p(z) = \frac{p_r}{\bar{T}} \exp \left[\frac{-g(z - z_r)}{R\bar{T}} \right] \quad (2.15)$$

式中 p_r ——参考高度 z_r 下的气压;

\bar{T} ——计算空气密度降低的层中的垂直平均温度。

温度也随着高度的升高而降低, 因此式 (2.15) 仅能用于小的垂直高差。

参 考 文 献

- Ackermann, T., L. Söder: Wind energy technology and current status: a review. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 4, 315–374 (2000)
- Dowell, C. A., (Ed.): Severe Convective Storms. *Meteor. Monogr.* 28(50), 561 pp. (2001)
- Dotzek, N., S. Emeis, C. Lefebvre, J. Gerpott: Waterspouts over the North and Baltic Seas: Observations and climatology, prediction and reporting. *Meteorol. Z.* 19, 115–129 (2010)
- Houze, R.A.: Cloud Dynamics. Academic Press, San Diego, 570 pp. (1993)
- Rose, S., P. Jaramillo, M.J. Small, I. Grossmann, J. Apt: Quantifying the hurricane risk to offshore wind turbines. *PNAS*, published ahead of print February 13, 2012, doi:10.1073/pnas.1111769109 (2012)

第3章 平原地形上的垂直轮廓

本章将介绍平原均质陆地大气边界层 (ABL) 中, 风速和湍流的垂直轮廓形态的基本法则, 因为这是最简单的地表类型。更复杂地形结构的情况见第4章, 海洋大气边界层见第5章。大气边界层是对流层的下部, 是整个大气层的底部。与其上空的自由大气不同 (已在第2章予以介绍), 地球表面的出现对大气边界层有着显著的影响。这是大气层中唯一的摩擦力扮演重要角色的部分, 其温度和大气稳定性可以展现日变化和年变化。大气边界层像是中介, 在地球表面和自由大气之间交流能量、动量和传输其他物质的, 即大气边界层被这些变量的垂直涡旋主导。这些涡旋在与地表直接接触的地方数量最多, 并在边界层顶消失。我们将专注于风速和湍流的垂直轮廓, 因为它们是对风力发电最重要的大气边界层特征。对大气边界层更综合的描述可以在 Stull (1998)、Arya (1995)、Garratt (1992) 以及其他书籍中找到。因为大气边界层包裹着整个地球, 因此也常被称做行星边界层 (PBL)。

大气边界层的风速轮廓法则构成了从测量高度或模拟层高度垂直内推或外推到风力发电机叶轮面内的轮毂高度或其他高度的基础。轮廓线法则还表明, 风力发电机叶轮面内一定会遇到垂直风剪切。现代风力发电机的轮毂高度不断升高, 要求对边界层的垂直结构做认真调查, 才能正确地描述风轮廓。80m 和更高的轮毂高度通常超出了表面层。表面层厚度约占整个边界层的 1/10。简单的指数法则或对数法则仅在表面层内是有效的。

地球的表面是湍流生成的地方, 通常为大气动量的吸收池, 是热量和水汽的源或吸收池。因此, 大气边界层有比自由大气更少的动量, 但是有更多湍流和不同的热量和水汽集中度。因此, 对刚提到的大气变量的垂直轮廓的探测有助于确定大气边界层的垂直结构和厚度。

大气边界层可主要分为三种: ①如果下面的热量输入占主导, 则为对流边界层 (CBL); ②如果大气从下面被冷却, 则为稳定边界层 (SBL); ③如果在较低面上热通量正在消失, 且动态的剪切力起主导作用, 则为中性的或动态边界层。在接下来的章节中, 将首先主要描述这三种大气边界层类型的垂直结构。

另外, 这三种大气边界层的垂直结构在很大程度上取决于地表的类型和质地。地表的形态、粗糙度、反射率、水分含量、热辐射和热容决定了地表和大气之间的动量和能量交换。大气边界层的垂直成分主要取决于下垫面上生成的湍流动能和源于下垫面热。接下来的章节将展示一些与地表特征息息相关的最重要的大气边界层特征, 如城市边界层 (UBL, 见第3.7节) 或海洋边界层 (MBL, 见第5章)。理论上, 这些特征仅有当气流在相应的地表上达到平衡时才会出现。每当大气从一种

地表类型或亚类型平流到另一种地表类型时，都将形成新的内部边界层，并最终达到新的平衡（如果不发生地表情况的进一步改变）。内部边界层内部的风轮廓在第3.5节中介绍。

最简单的大气边界层结构出现在平原，且土壤类型、土地使用情况和粗糙度元的分布均一的，和水平方向上各向同性的地形上。图3.1描述了粗糙度亚层、等通量层（Prandtl层）和艾克曼层的垂直分层。平原地形的大气边界层的演化主要取决于地球表面能量平衡的日变化。白天的时候，太阳加热地表。由于热量从下面输入而产生热对流，使对流边界层（CBL）不断生长。对流边界层受强烈的垂直混合支配，因此垂直梯度小。夜间，由于长波辐射，地表冷却，新的夜晚稳定边界层（SBL）在地表附近形成（如图3.2所示）。稳定边界层的特性是湍流强度低和垂直

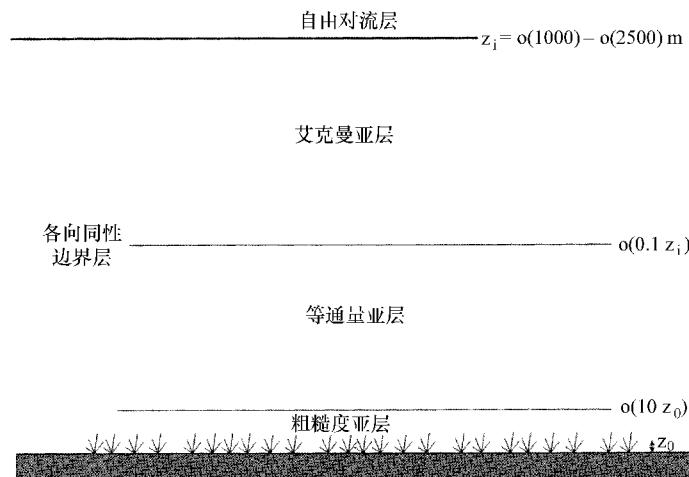


图3.1 平原均质地形上大气边界层的垂直结构

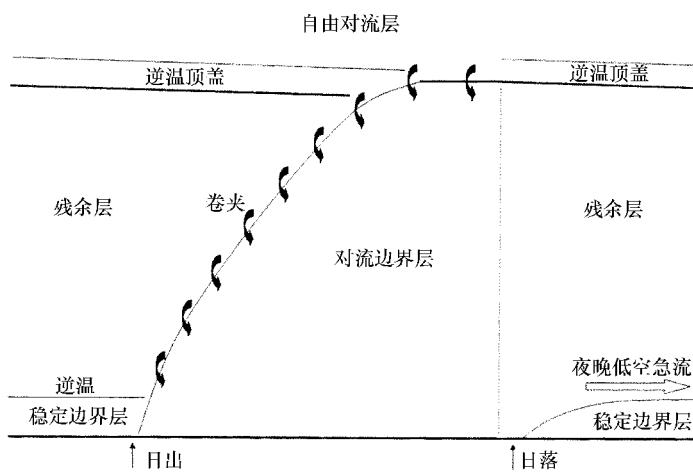


图3.2 平原地形上，从中午到次日中午大气边界层的垂直结构的日变化

梯度大。如果云、风和降雨影响超过了短波和长波辐射，大气边界层则更加简单，为几乎不存在日变化的中性边界层。它的厚度主要取决于其内部风剪切的大小和其上空较暖或较冷空气的平流。上空较暖或较冷空气有自己的热分层结构。

除了仅有数毫米厚（太薄了，不能在图 3.1 中显示出来）的直接接触地表的黏性或层状的亚层外，大气边界层主要由两个部分组成，必须根据其内部的受力平衡加以区分：表面（Prandtl）层或等通量层和艾克曼层。下面将首先阐述表面（Prandtl）层中为人熟悉的关系。

3.1 表面层（Prandtl 层）

叶尖高度低于约 100m 的较老的和较小的风力发电机组通常全部淹没在 Prandtl 层中。对这种风力发电机的选址主要需要本节介绍的非常简单的和为人熟知的知识。叶尖高度超过 100m 的更大型风力发电机的选址则需要了解艾克曼层的风法则的信息。这些特征在第 3.2 节中予以介绍。

Prandtl 层（或表面层或等通量层）在气象学上被定义成动量、热量和水汽的湍流垂直通量与地表值偏差小于 10% 的层，科罗拉力在这里是可以被忽略的。通常，这层的厚度仅为整个大气边界的 10%。虽然这个定义看起来有冲突，因为湍流垂直通量在地表处的垂直梯度最大，但是等通量层的定义已经被证实是描述该层性质强有力工具。

首先通过规定一个垂直方向上恒定的动量通量来推导该层基本的风方程，即假设一个在 x 轴方向上的静态平均流和水平各向同性〔在风向 (x) 和垂直风向 (y) 上无分量〕。这样运动方程 (2.2) ~ 式 (2.4) 就可以简化为

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \text{const} = u_*^2 \quad (3.1)$$

式中 u_* —— 式 (3.2) 中定义的摩擦速率；

K_M —— 动量的垂直湍流交换系数，具有黏性的效果和物理纬度。

把式 (2.2) 的第VII项中的 F_x 用 $F_x = \partial/\partial z (K_M \partial u/\partial z)$ 替换，就会出现 K_M 。在第 3.1.1 小节的第 1 部分“中性分层”最开始说明了中性分层的 K_M ，而非中性分层的 K_M 则在式 (6.9) 中给出。通过倒置式 (3.4) 测量的对数风轮廓线可以估算摩擦速率，也可以通过在 Prandtl 层中用声学风速计测量的高分辨率风波动数据进行推导：

$$u_* = (\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{\frac{1}{4}} \quad (3.2)$$

式中 u' —— 西东风分量的 10Hz 湍流波动；

v' —— 南北风分量的波动；

w' —— 垂直风分量的波动。

如果无法获得测量高分辨率湍流波动和风轮廓数据，那么摩擦速率也可以根据

地转拖曳法则进行推导。地转拖曳法则将摩擦速率 u_* 与地转风速模量 G 之间建立起联系 [见式 (2.5) 和式 (2.6)]，代表大尺度压力梯度力。地转拖曳法则为 (Zilitinkevich 1975)

$$C_D = \frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\sqrt{\left(\ln \frac{u_*}{fz_0} - A\right)^2 + B^2}} = \frac{\kappa}{\sqrt{\left(\ln \frac{G}{fz_0} + \ln C_D - A\right)^2 + B^2}} \quad (3.3)$$

式中 C_D ——地转拖曳系数；

z_0 ——式 (3.6) 中介绍的地表粗糙度长度；

A 和 B ——两个经验参数，取决于大气热稳定度 (详见 Zilitinkevich 1975；Hess 和 Garratt 2002 或 Peña 等 2010b)。

用式 (3.3) 计算的摩擦速率为大尺度特征，代表约 100km 数量级的水平尺度。不幸的是，式 (3.3) 是一个隐含的关系，因为摩擦系数在等号的两侧都出现了。因此，有人提出了该拖曳法则的简化形式，如 Jensen (1978)。我们在这里提出一个类似的简化，该简化也被用在 Emeis 和 Frandsen (1993) 中。忽略 B ，并形成新的参数 $A^* = A - \ln C_D$ ，得到

$$\frac{u_*}{G} = \frac{\kappa}{\ln \frac{G}{fz_0} - A^*} \quad (3.4)$$

如果已知地转风速 G 的模量和参数 A^* ，那么式 (3.4) 是很容易对摩擦速率求解的。由 A^* 的形式可知，参数 A^* 取决于稳定性度和地表粗糙度。

A^* 、 A 和 B 都是经验参数，必须从测量数据中进行估计。Hess 和 Garratt (2002) 已经列出了多个估值。依照他们能找到最接近稳定的、各向同性的和近中性的正压大气条件，即中高纬度的近中性的和近正压的大气边界层，他们建议 $A = 1.3$ ， $B = 4.4$ 。应用这两个值可以得出，粗糙度为 0.1m (陆上) 时 $A^* = 3.7$ ，粗糙度为 0.0001m (海上) 时 $A^* = 4.5$ 。为了接近于风图谱程序 WAsP 中采用的值 (Troen 和 Petersen 1989)，Peña 等 (2010a, b) 采用 $A = 1.7$ ，且 $B = 5$ 。这样得出陆地上 $A^* = 4.8$ ，而海洋情况 $A^* = 4.7$ 。应用简化的拖曳法则 (3.4)，陆上和海上情况的差别如图 3.3 所示。

注意，参数 G 和 f 是拖曳法则 (3.3) 及其简化形式 (3.4) 的外部参数。这意味着，拖曳法则 (3.3) 及其简化形式 (3.4) 都不能用于计算取决于粗糙度长度的地转风速模量。就像第 2.3 节中叙述

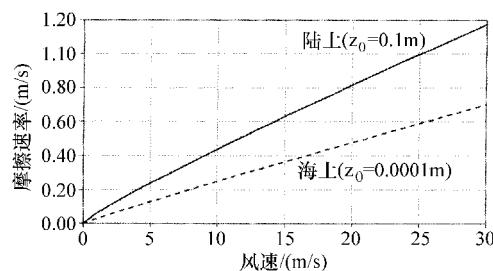


图 3.3 应用简化的地转拖曳法则 [式 (3.4)] 得出的地转风速 G 和摩擦速率 u_* 的关系。其中

陆地的 $A^* = 3.8$ ，海上的 $A^* = 4.7$ 。

的那样，地转风仅取决于大尺度水平压力梯度和与纬度相关的科罗拉力，而与地表特性无关。

从式 (3.2) 或式 (3.3) 获得的摩擦速率是大气表面层风速和垂直风剪切的常用标度速率。在垂直对流运动强烈的情况下，对流速率尺度 [见式 (3.20)] 应该被用做标度速率。

3.1.1 对数风轮廓

风速随着高度的垂直升高而升高是影响风力发电最重要的大气特征。这种升高可用垂直风轮廓法则来描述，且存在多种描述方法。我们将首先探讨经典的对数风轮廓。它可由对表面层有效的、简单的物理思路推导出来。经验性的指数法则比对数法则更常用，将在下面的第 3.1.2 节予以说明。

1. 中性分层

首先从动力学角度出发，推导对数风轮廓。式 (3.1) 中的垂直动量交换系数 K_M 看做与混合长度 $l = \kappa z$ 成正比，而混合长度与离地距离和摩擦速率成正比 ($K_M = \kappa u_* z$)。这样就从式 (3.1) (卡曼常数 $\kappa = 0.4$) 推导出 Prandtl 层垂直风速梯度 (或风剪切)，如下：

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{l} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (3.5)$$

风剪切方程 (3.5) 从地表附近较低的高度 z_0 (假设此处的风速消失) 到 Prandtl 层的某一高度 z 做积分，则得到著名的粗糙度长度为 z_0 的对数风轮廓：

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z - d}{z_0} \quad (3.6)$$

式中 d ——置换高度，与风流过森林和城市的情况相关 (见第 3.6 和 3.7 节)。

置换高度把被高密度障碍物 (如树木和建筑物) 覆盖着的区域上的风流场整体垂直抬升了。否则，将在下面的叙述中去掉这个参数。如果置换高度是一个相关参数，那么在下面的方程中全部的无量纲比值 z/z_0 和 z/L_* [关于 L_* 的定义请参见式 (3.11)[⊖]] 都必须分别替换成 $(z - d)/z_0$ 和 $(z - d)L_*$ 。

粗糙度长度 z_0 和置换高度 d 并非完全是本地的值，而是非线性的取决于上风向区域的地表特性。该区域的风轮廓需要用式 (3.6) 计算出来。上风向影响区域的大小称做拾取区或足迹，随着风轮廓上高度 z 的升高而增大。因此，确定这两个值并非易事，而是需要运行足迹模型 (Schmid 1994; Foken 2012)。足迹随风速增大而增大，随湍流的减小而减小，还随测量高度的升高而增大。如果没有详细的信息，上风向足迹大小可粗略估计为高度 z 的 100 倍。表面层的热稳定性会改变足迹的大小。对于不稳定分层，足迹更接近于关注点，而对于稳定分层，则会更远。这意味着地表特性，如山和森林，可以影响约 100m 的轮毂高度的风速和风轮廓，即

⊖ 译者注：原文中为参见式 (3.10)。

使它们在上风向的数千米远处。为了确保用式 (3.6) 估算的风轮廓具有良好的代表性, 足迹应该在水平方向上尽量的均质。Schmid (2002) 讨论了把足迹的概念引用到非均值地形中。

Prandtl 层中, 风速随着高度的升高而增大, 且不发生转向。尺度分析给出了这层的厚度 z_p (Kraus 2008) :

$$z_p \approx 0.01 \frac{u_*}{f} \approx 0.00064 \frac{|v_g|}{f} \quad (3.7)$$

代入数值 ($u_* = 0.5 \text{ m/s}$, $f = 0.00011/\text{s}$, $v_g = 8 \text{ m/s}$) 后, 得到 Prandtl 层的典型厚度为 50m。

在充分混合的 Prandtl 层中, 温度 T 随着高度升高以绝热垂直温度梯度 g/c_p 降低 (g 为重力加速度, c_p 为空气的恒压比热)。这导致在非饱和的大气中, 即不存在水汽凝结或蒸发过程的大气中, 每垂直升高 100m 温度大约下降 1K。由于垂直的温度降, 普通的温度不适用于确定空气团。为了确定空气团, 气象学家和物理学家定义了一个人造温度, 在垂直置换时保持不变, 且不发生凝结过程。该人造温度为位温

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.8)$$

式中 R ——干燥空气的气体常数;

p_0 ——地表气压。

位温在中性分层的 Prandtl 层中不随高度变化。

式 (3.5)、式 (3.6) 和式 (3.8) 描述表面层中平均变量的垂直轮廓。还需要指出湍流的垂直分布。假定三个速率分量的 10Hz 湍流波动的标准偏差与表面层内的高度无关, 且也用摩擦速率 u_* 来量度 (Stull 1988; Arya 1995)。则通常使用如下关系:

$$\frac{\sigma_u}{u_*} \approx 2.5; \quad \frac{\sigma_v}{u_*} \approx 1.9; \quad \frac{\sigma_w}{u_*} \approx 1.3 \quad (3.9)$$

把标准偏差与平均风速关联起来, 而不与摩擦速率关联, 就导出了湍流强度的定义。沿气流方向的湍流在附录 A 的式 (A.6) 中予以了定义。把式 (3.9) 最左边的关系式插入到式 (3.6) 中, 得到该湍流强度 (Wieringa 1973) :

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u}{u(z)} = \frac{1}{\ln(z/z_0)} \quad (3.10)$$

这意味着中性分层的表面层中, 湍流强度仅是地表粗糙度的方程。更大地表粗糙度将导致更高的湍流强度。若粗糙度长度给定, 则湍流强度在表面层中随着高度的升高而降低。

2. 不稳定分层

表面层的热分层极少是绝对中性的。多数情况下, 在地表存在一个不消失的虚

潜热通量 $\overline{\Theta'_v w'}$ [潜热的定义见式 (3.8)，虚位温 Θ_v 包括湿度对大气静态稳定度的修正，见式 (2.14)]，导致表面层的热分层。用这个地表热通量、摩擦速率 u_* 和一个长度尺度 L_* 和 Obukhov 长度 (有时也被称做 Monin-Obukhov 长度，第一个叫法在历史上更加正确，因此此处用这个叫法)，可以形成

$$L_* = \frac{\Theta_v}{\kappa g} \frac{u_*^3}{\overline{\Theta'_v w'}} \quad (3.11)$$

如果热通量从大气流向地面 (空气被冷却)，则为正。如果流向空气 (空气被加热)，则为负。因此，不稳定的表面层的特征为负的 Obukhov 长度。虚潜热通量 $\overline{\Theta'_v w'}$ 可以分离成显热通量和湿度通量：

$$\overline{\Theta'_v w'} = \overline{\Theta' w'} + 0.61 \Theta_v \overline{q' w'} \quad (3.12)$$

湍动的显热通量和湿度通量的比值称做 Bowen 比，即 B ：

$$B = \frac{c_p \overline{\Theta' w'}}{L_v \overline{q' w'}} \quad (3.13)$$

式中 q ——比湿；

L_v ——蒸发的 (潜) 热。

热和湿度的垂直梯度引起的浮力为 $\frac{g}{\Theta} \overline{\Theta' w'} + 0.61 g \overline{q' w'}$ 。这两项的比值称做浮力比 BR ，与 Bowen 比 B 反相关：

$$BR = \frac{0.61 \Theta_v \overline{q' w'}}{\overline{\Theta' w'}} = \frac{0.61 c_p \Theta_v}{L_v} \frac{1}{B} \quad (3.14)$$

不稳定的表面层通常出现在白天，在被日照加热的地表之上和比上面的空气温度高的水面之上。不稳定的程度用高度 z 和 Obukhov 长度的无量纲比值来描述。在不稳定的表面层中，暖空气泡从地表升到不稳定层的顶部。顶部通常有逆温层。不稳定表面层的高度用 z_i 表示。温度随着高度的升高以绝热垂直温度梯度的速率降低，但是在地表附近超绝热的薄层中，垂直温度梯度更加强烈。

z 是中性分层的表面层中唯一的标度长度，而在不稳定的表面层中，Obukhov 长度 L_* [见式 (3.11)] 是另一个标度长度。这两个标度长度可以形成一个无量纲的参数。下文中采用比值 z/L_* 作为稳定性参数。对于不稳定分层，这个参数为负，稳定分层为正，而中性分层为零。

对于 z/L_* 小的负值，表面层的垂直风轮廓可以引用一个修正方程来进行描述 (Paulson 1970; Högström 1988)：

$$\Psi_m = 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2} \quad (3.15)$$

其中， $x = (1 - bz/L_*)^{1/4}$ 且 $b = 16$ 。这就可以推导出如下垂直风轮廓的描述方程，替代式 (3.6)：

$$u(z) = u_* / \kappa (\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L_*)) \quad (3.16)$$

不稳定表面层的平均风轮廓取决于本地的稳定性参数 z/L_* ，而湍流也同样部分取决于非本地的参数。如果由热导致的垂直运动延续到整个对流边界层的厚度，则非本地参数边界层高 z_i 是另一个不稳定表面层的标度长度（也见附录 B）。这样就可以形成另一个无量纲的稳定性参数 z_i/L_* 。不稳定分层的 Prandtl 层内，风分量的 10Hz 波动的标准偏差或取决于第二个参数 z_i/L_* ，或取决于第一个参数 z/L_* (Panofsky 等 1977；Arya 1995)：

$$\frac{\sigma_u}{u_*} = \left(15.625 - 0.5 \frac{z_i}{L_*} \right)^{1/3}; \quad \frac{\sigma_v}{u_*} = \left(6.859 - 0.5 \frac{z_i}{L_*} \right)^{1/3} \quad (3.17)$$

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = 1.3 \left(1 - 3 \frac{z}{L_*} \right)^{1/3} \quad (3.18)$$

这意味着，水平风分量的标准偏差式 (3.17) 在不稳定表面层中与高度无关，而垂直风分量式 (3.18) 的标准偏差随着高度的升高而增大。最初，Panofsky 等 (1977) 和 Arya (1995) 对式 (3.17) 中的数字 15.625 和 6.859 给出了 12 个常用值。这里选用了不同的数值，以使之与中性分层的式 (3.9) 中保持一致。

Arya (1995) 给出了 Prandtl 层之上的不稳定分层的艾克曼层中，风分量 10Hz 波动的标准偏差：

$$\sigma_{u,v,w} = 0.6 w_* \quad (3.19)$$

对流速率尺度：

$$w_* = \frac{g z_i}{\Theta} \overline{w' \Theta'} \quad (3.20)$$

当由不稳定热分层导致的垂直速率与水平风速相当时，该对流速率尺度替换摩擦速率，作为标度速率。这意味着在不稳定的 Prandtl 层中，根据式 (3.18)，垂直速度分量的标准偏差随着高度的升高而增大，然后根据式 (3.19)，在 Prandtl 层之上保持不变。

3. 稳定分层

稳定表面层的特征是向下的表面热通量 ($L_* > 0$)。稳定热分层的大气通常出现在夜晚，比上面的空气冷的水面和冰雪覆盖的地表之上。对于正的 z/L_* 值，对数风轮廓线的修正方程为 (Businger 等 1971；Dyer 1974；Holtslag 和 de Bruin 1988)：

$$\Psi_m(z/L_*) = \begin{cases} -az/L_* & (0 < z/L_* \leq 0.5) \\ Az/L_* + B(z/L_* - C/D) & (0.5 \leq z/L_* \leq 7) \\ \exp(-Dz/L_*) + BC/D & (0.5 \leq z/L_* \leq 7) \end{cases} \quad (3.21)$$

其中， $a = 5$ ； $A = 1$ ； $B = 2/3$ ； $C = 5$ ； $D = 0.35$ 。原来用式 (3.16) 描述稳定表面层的垂直风轮廓 $u(z)$ ，现在用式 (3.21) 来描述。

稳定边界层气温的垂直降低速率小于绝热垂直温度梯度，且位温 (3.8) 随着高度升高而升高。与式 (3.9) 描述的中性大气边界层一样 (Arya 1995)，通常假设风分量的标准偏差不随高度变化。

3.1.2 指数风轮廓

有时，不使用从对物理和维度的讨论中推导出的对数轮廓线法则 [式 (3.6) 或式 (3.16)]，而是使用经验性的指数法则描述垂直风轮廓：

$$u(z) = u(z_r) \left(\frac{z}{z_r} \right)^a \quad (3.22)$$

式中 z_r ——参考高度；

a ——指数法则的幂 (有时称做 Hellmann 指数)。

幂 a 取决于地表粗糙度和 Prandtl 层的热稳定度。分析对数法则 [式 (3.6) 或式 (3.16)] 和指数法则 [式 (3.22)] 之间的关系不容易，因为热稳定性在两个方程中的描述差别很大。下节讨论式 (3.6) 或式 (3.16) 与式 (3.22) 是如何相互关联的和它们之间是否真的可以相互替代。

3.1.3 对数法则与指数法则对比

通常从实际情况出发来选择恰当的风轮廓描述方法。虽然当今的计算机资源对复杂方程的快速集成几乎没有限制，但是因为数学上的简单性，通常还是使用指数法则 [式 (3.22)]。一般来说，两种方法会得出几乎相同的结果。中性分层中，两种轮廓线的参数对比见表 3.1。

表 3.1 大气边界层典型的垂直风轮廓的轮廓线法则参数：粗糙度长度 z_0 、指数法则的幂 a [中性热分层，见式 (3.22)]、摩擦速率 u_* (中性分层，10m/s 地转风) 和与地转风方向的偏角 φ 。这些仅是估计值。

地表类型	z_0/m	a	$u_*/(m/s)$	φ
水面	0.001	0.11	0.2	$15^\circ \sim 25^\circ$
草地	0.01 ~ 0.05	0.16	0.3	
灌木	0.1 ~ 0.2	0.20	0.35	$25^\circ \sim 40^\circ$
森林	0.5	0.28	0.4	
城市	1 ~ 2	0.40	0.45	
大型城市	5			
山地	1 ~ 5		0.45	$35^\circ \sim 45^\circ$

引自 Emeis (2001)。

下面的分析中，在理论上展示了指数法则 [式 (3.22)] 可以多么接近地描述对数法则 [式 (3.6) 或式 (3.16)] (Emeis 2005)。这并非是新问题，因为 Sedefian (1980) 通过令对数轮廓的斜率和指数法则相等，已经从理论上推导了指数法则的幂 n 取决于 z/z_0 和 z/L_* 。只要两种轮廓线匹配的高度范围小，Sedefian (1980)

给出的结论就是现实的和足够的。总是能找到一个指数函数的幂 n ，使其在某一高度符合某一特定的对数轮廓线。

但是，当今的风工程（大型风力发电机的建造和大型建筑的设计）经常需要在相当的高差范围内进行风轮廓的外推。为此，只有能找到一个不仅在斜率上相符，而且在相应的范围内的曲率也相符的指数法则，两种描述才是相等的。下面的研究将表明，这只有在一定的地表粗糙度与稳定边界层风流中的大气稳定度的组合下才是可能的。为简单起见，首先对中性分层进行分析。

为了研究轮廓线法则，式 (3.6) 和式 (3.22) 能否在更大的高差范围内描述相同的风轮廓，需要式 (3.6) 和式 (3.22) 的斜率和曲率的数学表达式。通过求式 (3.6) 对垂直坐标 z 的一次微分，可以给出中性分层条件下对数风轮廓线的斜率：

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*}{z} = \ln^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \frac{u(z)}{z} \quad (3.23)$$

而求式 (3.6) 对垂直坐标 z 的二次微分，得到对数轮廓线的曲率为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \frac{1}{\kappa} \frac{u_*}{z^2} = - \ln^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \frac{u(z)}{z^2} \quad (3.24)$$

求式 (3.22) 对垂直坐标的微分，得到指数法则的斜率：

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u(z_r)}{z_r} a \left(\frac{z}{z_r} \right)^a \left(\frac{z}{z_r} \right)^{-1} = a u(z_r) \left(\frac{z}{z_r} \right)^a = a \frac{u(z)}{z} \quad (3.25)$$

计算式 (3.22) 对垂直坐标的二次微分，得出指数法则的曲率为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = a(a-1) u(z_r) \left(\frac{z}{z_r} \right)^a \frac{1}{z^2} = a(a-1) \frac{u(z)}{z^2} \quad (3.26)$$

令对数法则的斜率 [式 (3.23)] 与指数法则的斜率 [式 (3.25)] 相等，推导出 Hellmann 指数与地表粗糙度长度的关系：

$$a = \ln^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.27)$$

上式与 Sedefian (1980) 给出的在稳定分层范围内的方程是相等的。对比湍流强度的定义式 (3.10) 表明，对于中性分层，幂 a 与湍流强度是相等的。这意味着，如果指数法则的幂与同一高度湍流强度相等，那么对数风轮廓线与指数风轮廓线就具有相同的斜率。式 (3.27) 的曲线图如图 3.4 所示。

式 (3.27) 意味着，对于给定的粗糙度长度 z_0 ，幂 a 随着高度的升

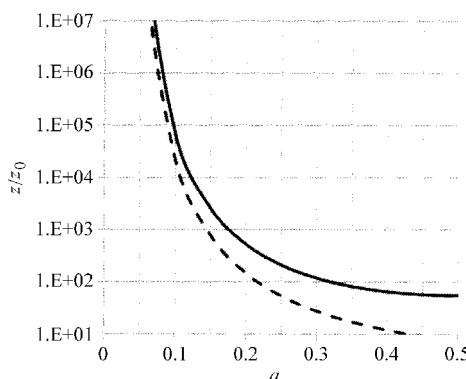


图 3.4 根据式 (3.27) (虚线) 和式 (3.28)，指数法则的幂 a 与高度和地表粗糙度的关系

高而减小。因此，必须事先规定两种轮廓线式 (3.6) 和式 (3.22) 斜率相等的高度 (通常为测风高度 $z = z_A$)。 z/z_0 的比值越小，指数法则幂 a 对高度的依赖度越高，见图 3.4。由此，粗糙度长度 z_0 大的复杂地形下，幂 a 对高度的依赖度更大，而在粗糙度长度很小的水面则可以忽略不计。

为了研究能否找到一个幂 a ，使得斜率和曲率在某一高度上都相符，必须令两种轮廓线的曲率方程 (3.24) 与式 (3.26) 相等。得出 Hellmann 指数与地表粗糙度长度的另一个关系式：

$$a(a-1) = -\ln^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.28)$$

对于 $z/z_0 < 54.6$ 的粗糙表面的低高度，式 (3.28) 无解 (见图 3.4 中的实线)。当 $z/z_0 = 54.6$ 时，有一个解 ($a = 0.5$)。对于 $z/z_0 > 54.6$ 的光滑表面的更高高度，则有两个解，而我们总是选择其中较小的解。随着 z/z_0 趋于无穷，该解渐近地接近式 (3.27) 的解 (对于非常光滑的表面，如静止水面)。因此，与对数法则的斜率和曲率相等的指数法则仅存在于完美光滑表面上，此时 a 趋于 0。因此，对于中性分层，无法构造在较大高差范围内与对数法则的斜率和曲率都相符的指数法则。只有当指数法则的幂非恒定，而是根据式 (3.28) 随着高度变化时，这样的匹配才可能。

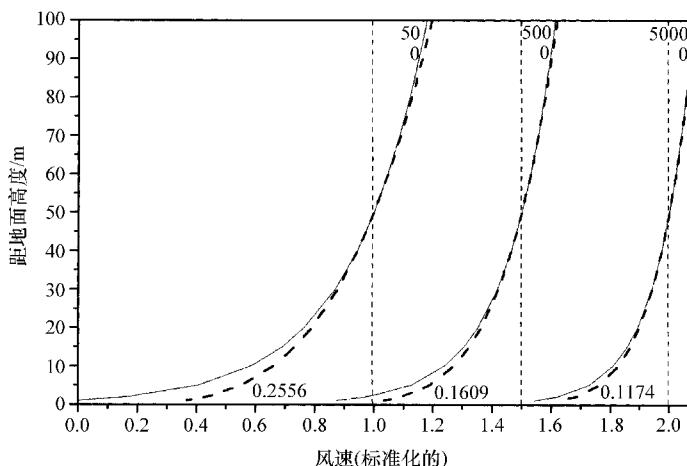


图 3.5 从 50m 高的风速外推的标准化中性风轮廓线，从左到右表面越来越光滑。

实线：根据式 (3.6) 的对数轮廓线 (最上面的数值为 z/z_0)。

虚线：根据式 (3.22) 的指数轮廓 (底部横线上的数值为幂 a)。

为了提高可视性，中间的曲线向右偏移了 0.5，右侧的曲线向右偏移了 1.0

z/z_0 的值越大，即表明越光滑，用式 (3.27) 计算的指数风轮廓 (对数风轮廓的近似) 的幂 a 越好。而对于复杂地形，式 (3.27) 得出的幂值为 a 的指数法则不能很好地近视真实的风轮廓，如图 3.5 所示。图 3.5 展示了三个不同高度与粗糙

度比值式 z/z_0 下, 根据式 (3.6) 和式 (3.22) 计算出来的风轮廓线。轮廓线相同的高度选定为 50m, 并根据这一高度的风速进行了标准化。100m 高处, $z/z_0 = 50$ [式 (3.27) 得出的指数法则的幂 $a = 0.2556$] 的对数轮廓线与指数轮廓线的差别为 1.3%, 而 $z/z_0 = 5000$ ($a = 0.1174$) 时, 差别为 0.3%。在 10m 高处相应的差分别为 11.2% 和 2.0%。

通常 (非常强的风除外), 大气并非是中性分层的。而对于非中性分层, 对数法则轮廓线式 (3.16) 的斜率, 由下式确定:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{u(z)}{z} \frac{1}{x} \quad \left(\frac{z}{L_*} < 0 \right) \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4.7\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{u(z)\left(1 + 4.7\frac{z}{L_*}\right)}{z} \quad \left(\frac{z}{L_*} > 0 \right) \quad (3.30)$$

其中, 式 (3.29) 对不稳定分层有效, 而式 (3.30) 对稳定分层有效。绝热风轮廓线式 (3.16) 的曲率为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{u(z)}{z^2} \frac{1 + \frac{z}{x} \frac{\partial x}{\partial z}}{x} \quad \left(\frac{z}{L_*} < 0 \right) \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4.7\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{u(z)}{z^2} \quad \left(\frac{z}{L_*} > 0 \right) \quad (3.32)$$

同样, 式 (3.31) 对不稳定分层有效, 而式 (3.32) 对稳定分层有效。式 (3.31) 中的表达式 $(z/x) \partial x / \partial z$ 等于 $-3.75z/L_* (1/x^4)$, 其中 x 已经在式 (3.15) 中定义。指数法则 (3.22) 的斜率和曲率并不明确地取决于分层结构, 因此保持不变。现在探讨非中性分层气流中斜率相等的问题就需要研究式 (3.29) / 式 (3.30) 和式 (3.25) 是否可能相同。于是

$$a = \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{1}{x} \quad \left(\frac{z}{L_*} < 0 \right) \quad (3.33)$$

$$a = \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4.7\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \left(1 + 4.7\frac{z}{L_*}\right) \quad \left(\frac{z}{L_*} > 0 \right) \quad (3.34)$$

这与 Sedefian (1980) 发现的方程式完全相同。由式 (3.33) 和式 (3.34) 可知, 不稳定分层的 a 值明显小于中性分层, 但是大于稳定分层, 因为包含 z/L_* 的 x 和括号中的表达式都大于 1。

如图 3.5 所示, 中性对数轮廓线总是比在 $z = z_A$ 高度处匹配的指数法则轮廓线更加陡峭 (在图中画出的形式, 更陡峭意味着风速随着高度升高的更慢)。因为不稳定分层的对数轮廓线比中性分层更加陡峭, 所以无法找到与不稳定分层匹配的指数法则轮廓线。但是对于稳定分层, 对数轮廓线的陡峭程度小于中性条件, 因此匹配是可能的。因此, 令式 (3.26) 和式 (3.31) / 式 (3.32) 推导出的曲率相等, 得到

$$a(a-1) = - \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \frac{1 - 3.75 \frac{z}{L_*} \frac{1}{x^4}}{x} \quad \left(\frac{z}{L_*} < 0 \right) \quad (3.35)$$

$$a(a-1) = - \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + 4.7\left(\frac{z}{L_*}\right) \right]^{-1} \quad \left(\frac{z}{L_*} > 0 \right) \quad (3.36)$$

现在, 对于稳定分层 (与上述的中性分层和不稳定条件对照), 可以定义使式 (3.34) 和式 (3.36) 同时有效的条件了。对于这样在 $z=z_A$ 高度处具有相等的斜率和曲率的指数法则轮廓线, 下面 Hellmann 指数 a 和稳定性参数 z/L_* 的关系必须满足

$$a = 1 - \left(1 + 4.7 \frac{z}{L_*} \right)^{-1} \quad (3.37)$$

与中性的情况不同, 为稳定条件找到一个幂 a 是可能的, 但是这个幂取决于风流的静态稳定度 (用 z/L_* 表示)。在跨度为 z/z_0 和 z/L_* 的拓扑空间内, 可能的 a 值可以通过令式 (3.34) 和式 (3.37) 或式 (3.36) 和式 (3.37) 相等而获得:

$$\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = 2 + \frac{1}{4.7 \frac{z}{L_*}} \quad (3.38)$$

图 3.6 展示了式 (3.33) ~ 式 (3.36) 和式 (3.38) 的解。对式 (3.38) 的评估表明, 大气稳定度必须随着粗糙度的升高而增大, 随着测风高度的升高而降低, 才能找到与对数轮廓的斜率和曲率相同的指数法则轮廓线。左低右高的细曲线

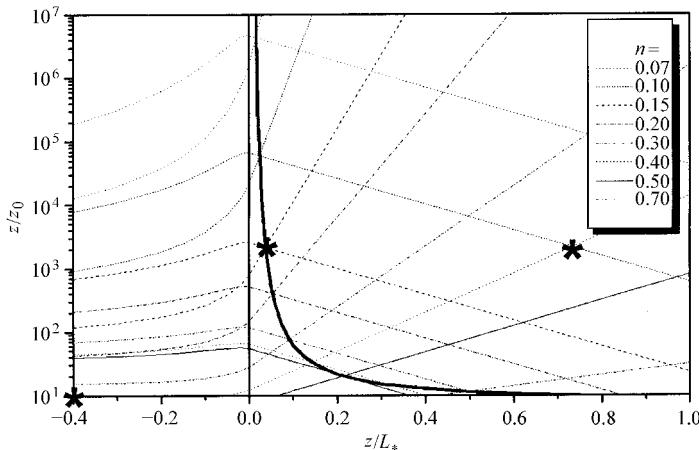


图 3.6 在跨度为粗糙度参数 z/z_0 和分层参数 z/L_* 的拓扑空间内, 方程 (3.33) ~ 式 (3.36) 和式 (3.38) 的解。左低右高的细线 [从式 (3.33) 和式 (3.34) 计算得来] 表示对数轮廓与指数轮廓斜率相同的不同的幂 a (右上角的方框中给出), 左高右低的细线 [从式 (3.35) 和式 (3.36) 计算得来] 表示对数轮廓与指数轮廓曲率相同的不同的幂 a ; 粗线 [从式 (3.38) 计算得来] 穿过式 (3.34) 和式 (3.36) 同解的点。三个星号表示图 3.7 中的例子的点。

代表式 (3.33) 和式 (3.34) 的解。 $z/L_* = 0$ 左侧附近, 有最大值顶点的线为式 (3.35) 和式 (3.36) 的解 (注意, 最低的线为 $a = 0.5$, 且 $a = 0.3$ 和 $a = 0.7$ 的曲线是相同的), 粗线表示式 (3.38) 的解。根据设计, 粗线穿过式 (3.34) 和式 (3.36) 同解的点。

图 3.7 列举了三条非中性分层的风轮廓线: 一条为不稳定条件和很大的粗糙度长度; 一条与式 (3.38) 的曲线正好重合, 使斜率和曲率同时相等; 还有一条为非常稳定的条件。当粗糙度长度 $z_0 = 0.023\text{m}$ ($z/z_0 = 2173$) 且 Obukhov 长度 $L_* = 1500\text{m}$ ($z/L_* = 0.0333$) 时, $a = 0.15$ 的指数法则轮廓线在 $z = z_A = 50\text{m}$ 处与对数轮廓线具有相同的斜率和曲率。在 $z = 100\text{m}$ 处, 两种轮廓线仅相差 0.1%, 在 10m 处差 0.9%。这甚至比图 3.4 中 $z/z_0 = 5000$ 的中性风轮廓线拟合得更好。对于不稳定条件下的两条风轮廓线, 100m 和 10m 相应的偏差分别为 4.5% 和 89.9%。而在非常稳定的条件下, 这两个偏差则分别为 -3.5% 和 -14.0%。

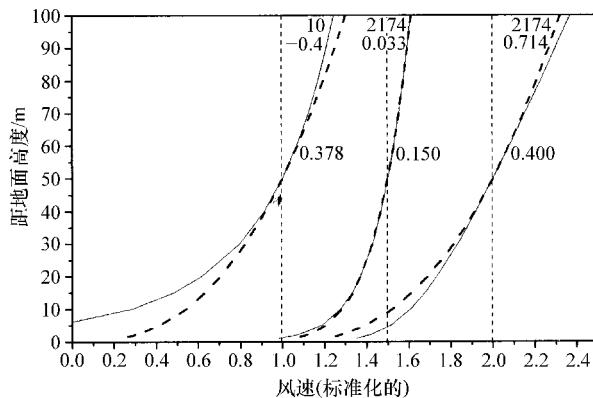


图 3.7 稳定度不断增大 (从左到右, 上面的第二个数字为 z/L_*), 从 50m 风速外推的标准化的非中性轮廓线。实线为从式 (3.16) 得出的对数轮廓线 (最上面的数字为 z/z_0), 虚线为式 (3.22) 得出的指数轮廓线 (中间的数字为 a)。

为了更清晰地表示, 中间的曲线向右偏移了 0.5, 右侧的曲线向右偏移了 1.0。

对 Sedefian (1980) 分析的这一延伸说明, 只有在稳定边界层风流的某些条件下才能找到与对数风轮廓线的斜率和曲率都相同、且在大的高差范围内与对数轮廓线几乎完美拟合的指数法则轮廓线。在纯中性边界层中, 虽然在越光滑的表面上拟合得越好, 但是完美的拟合是不存在的。在粗糙地貌和不稳定条件下, 拟合是最差的。由于大气通常平均是稳定分层的, 上述的计算结果显然说明了为什么指数法则在很多情况下是成功的。

对风能转化最有利的高风速下, 边界层的分层结构通常接近中性。那么上述讨论表明, 只有在非常光滑的地貌 (海上和海岸附近) 上, 指数法则才是表面层真实风轮廓线好的近似。用式 (3.6) 或式 (3.22) 外推表面层 (80 ~ 100m) 之上

的风轮廓线时需要格外注意，因为两种轮廓线法则都仅在表面层内是有效的 (Emeis 2001)。

3.1.4 大风速下时的垂直风轮廓

强风的风轮廓线几乎总是接近中性的，因为式 (3.11) 定义的 Obukhov 长度采用大的绝对值，而指数法则 (3.16) 的修正项仍然很小。垂直阵风轮廓线看起来不同。Wieringa (1973) 推导了阵风轮廓线的指数，约比平均风的风轮廓指数小 45%。这意味着，阵风因子 $G(z)$ [即阵风风速与平均风速的比值，见附录 A 中的式 (A.33)] 必须随高度升高而降低。Davis 和 Newstein (1968) 已经对此进行了确认。阵风因子的降低可以用垂直风剪切随高度升高而降低来解释。垂直风剪切的降低促使湍流机械生成的下降。通过令附录 A 中式 (A.36) 的 $D/t = 86.6$ ，Wieringa (1973) 给出了一个阵风指数与高度关系的经验公式：

$$G(z) = 1 + \frac{1.42 + 0.3013 \ln(990/(vt) - 4)}{\ln(z/z_0)} \quad (3.39)$$

数字 990m (86.6 乘 11.5m/s 除以 1s) 代表可以涵盖大多数湍流元的湍流长度尺度。结果为，当粗糙度长度为 0.03m 时， $G = 1.37$ 。

3.2 表面层之上的轮廓线法则

对于叶轮顶部高度超过 100m 的现代大型风力发电机，至少部分经常在艾克曼层运行。因此，不能仅用 3.1 节描述的垂直轮廓关系和法则进行风资源和荷载的评估，而必须同时考虑艾克曼层更复杂的风气候。

当从表面层或 Prandtl 层向上到达艾克曼层时，受力平衡发生了改变。除了压力梯度力和表面摩擦力外，地球自转产生的科罗拉力也在这里变得重要起来。这意味着在静态艾克曼层中，式 (2.2) ~ 式 (2.4) 的第 III、V 和 VII 项必须相互平衡。该层以挪威物理和海洋学家 W. Ekman (1874 ~ 1954) 命名，他第一次在数学上推导出了地球自转对洋流和大气流动的影响。区分艾克曼和表面层或 Prandtl 层的一个主要特征是风向随着高度的转向。艾克曼层涵盖了 Prandtl 层上面大气边界层的主要部分 (见图 3.1)。在艾克曼层中做了简化的假设，即取决于高度的交换参数 $K_M = \kappa u_* z$ (见第 3.1.1 节第 1 部分) 在 Prandtl 层顶部停止生长，且 K_M 在其余的边界层内的垂直方向上保持不变。

3.2.1 艾克曼层方程

艾克曼层的受力平衡包括三个力。除了压力梯度力和摩擦力外，科罗拉力也是相关的。令式 (2.2) 和式 (2.3) 中的第 III、V 和 VII 项相等，得到

$$-fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.40)$$

$$fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.41)$$

此处, 式 (3.40) 和式 (3.41) 左侧的最右项替代了式 (2.2) 和式 (2.3) 中的第Ⅷ项摩擦力 F_x 和 F_y 的符号表达方式。 K_M 为动量的湍流垂直交换系数, 具有黏性 (即 m^2/s) 的物理维度。用式 (2.5) 和式 (2.6) 中介绍的地转风定义, 得到

$$-fv + fv_g - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.42)$$

$$fu - fu_g - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.43)$$

式 (3.42) 和式 (3.43) 的左两项可以合并成一项, 包含所谓的速率赤字 $u_g - u$ 和 $v_g - v$ 。这样可以推导出所谓的艾克曼层缺陷法则:

$$f(v_g - v) - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.44)$$

$$-f(u_g - u) - \frac{\partial \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right)}{\partial z} = 0 \quad (3.45)$$

在一定的假设下, 可以得到式 (3.44) 和式 (3.45) 的解析解, 这将在 3.2.2 节中予以描述。艾克曼层垂直风轮廓的推导将在 3.2.3 节中继续。

3.2.2 艾克曼层内的惯性震荡

直到现在, 我们已经考虑了不同受力平衡形成的静态情形。一个有趣的非静态情形 (很现实, 将在第 3.4 节中展示) 是, 傍晚时分或当风从粗糙的陆地吹向光滑的海面时, 艾克曼层摩擦力的突然消失。在这种情况下, 式 (3.44) 和式 (3.45) 中的第一项突然仅由式 (2.2) 和式 (2.3) 中的第 I 项惯性项来平衡, 因此得到下述的水平风分量的时间波动方程:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -f(v - v_g) \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = f(u - u_g) \quad (3.47)$$

左侧的项包含对时间的相关性。因此式 (3.46) 和式 (3.47) 的解析解描述了对时间的震荡:

$$u - u_g = D_v \sin ft + D_u \cos ft \quad (3.48)$$

$$v - v_g = D_v \cos ft - D_u \sin ft \quad (3.49)$$

式中 D_u 和 D_v ——摩擦消失瞬间, 震荡开始时的非地转风分量。

这一有趣的现象为低空急流发展的基础，将在3.4节中做更为详细的论述。

3.2.3 艾克曼层内的垂直风轮廓

现在来推导艾克曼层的垂直风轮廓法则。如果假设垂直方向上交换系数 K_M 恒定，为了得到艾克曼层的垂直风轮廓线，可以求得缺陷法则（3.44）和式（3.45）的解析解：

$$u^2(z) = u_g^2(1 - 2e^{-\gamma z} \cos(\gamma z) + e^{-2\gamma z}) \quad (3.50)$$

在这里引入了另一个倒置的取决于科罗拉参数和湍流黏性 K_M 的长度标度 γ ：

$$\gamma = \sqrt{\frac{f}{2K_M}} \quad (3.51)$$

通常用这个倒置的长度标度 γ 估计艾克曼层顶的高度 z_g ：

$$z_g = \frac{\pi}{\gamma} \quad (3.52)$$

如果高度 z 相对于长度标度 $1/\gamma$ 项较小，则式（3.50）就可在数学上进行简化。式（3.50）中的余弦方程接近1，因此得到

$$u^2(z) = u_g^2(1 - 2e^{-\gamma z} + e^{-2\gamma z}) \quad (3.53)$$

等式两侧分别开根号后，最终得到

$$u(z) = u_g(1 - e^{-\gamma z}) \quad (3.54)$$

简化方程（3.54）描述了风速 $u(z)$ 从艾克曼层内较低的风速值随着高度以指数的形式增长到艾克曼层以上的地转风速 u_g ，而完整公式（3.50）也描述了这一形式，但是却包含了艾克曼层顶部的风速在地转风速值附近的小幅震荡。通常更倾向于使用完整公式（3.50），因为简化公式（3.54）[与式（3.50）比]得出的风速值在地表附近低 $1/\sqrt{2}$ 。之所以在这里介绍式（3.54），是因为它被用在了3.4.1节和4.2.4节中的一些例子中。总体来说，式（3.50）和式（3.54）都不能向下外推到表面层内。表面层之上有效的轮廓线关系和艾克曼层将在下节中介绍。

风分量标准差的垂直轮廓作为主要的湍流参数已经在式（3.19）中给出。

3.2.4 边界层内风轮廓线的统一描述

很多情况下，尤其是塔筒高度接近表面层顶部且当叶轮面切穿表面层和上面的艾克曼层时，很有必要对整个大气边界层底部的风轮廓线进行对两层都有效的统一描述。由于假设艾克曼层内交换系数 K_M 恒定，式（3.40）~式（3.45）与式（3.50）的关系不能从艾克曼层向下延伸到Prandtl层。同理，由于假设边界层内混合长度随高度线性增长，那么对数关系式（3.6）和式（3.16）也不能延伸到艾克曼层。于是就测试了两种方法来解决这一问题。第一个想法是，把Prandtl层和艾克曼层的轮廓线拟合到一起，使风速和风剪切在两个区域内都有一个光滑的过渡。第二个想法是修正混合长度，以便将Prandtl层的风轮廓外推到更高的层。

Eting (2002) 已经提出了第一个想法的建议，用Prandtl层高度 z_p 以下线性增长的交换系数 K_M 和该高度以上恒定的 K_M 展示了对风轮廓线的描述：

$$u(z) = \begin{cases} u_* / \kappa \ln(z/z_0) & (z < z_p) \\ u_g (-\sin\alpha_0 + \cos\alpha_0) & (z = z_p) \\ u_g [1 - 2\sqrt{2}e^{-\gamma(z-z_p)} \sin\alpha_0 \cos(\gamma(z - z_p)) + \pi/4 - \alpha_0]^{1/2} & (z > z_p) \end{cases} \quad (3.55)$$

式 (3.55) 给出的垂直风轮廓线取决于 5 个参数: 地表粗糙度 z_0 、地转风速 u_g 、Prandtl 层厚度 z_p 、摩擦速率 u_* 和表面层风与地转风的夹角 α_0 。 z_0 和 u_g 两个参数为外部参数, 其他三个则是边界层的内部参数。如果 z_p 设为定值, 则还需要另两个方程才能求解 u_* 和 α_0 。式 (3.55) 描述了风速从 Prandtl 层到艾克曼层的平滑过渡, 如图 3.8 所示。

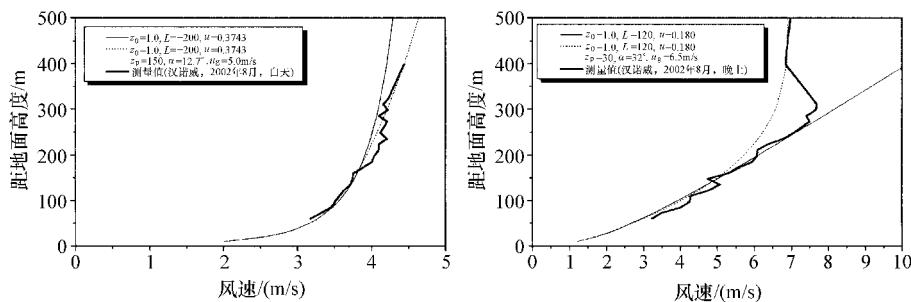


图 3.8 对比式 (3.16) 推导的对数风轮廓线 (细线, 参数在图例的第一条线中给出) 和式 (3.55)^①推导出的平滑的边界层风轮廓线 (点线, 参数在图例的第二和第三条线中给出) 与测量的月平均数据 (粗线)。左侧为白天的轮廓线, 右侧为夜晚的轮廓线。

两侧都是用 SODAR 测量的德国汉诺威 8 月份的数据 (引自 Emeis 等 2007b)

与 Etling (2002) 最早给出的方法不同, 统一的垂直风轮廓线应出自更现实的物理需求, 即风速和风剪切都在 $z = z_p$ 的高度是连续的 (Emeis 等 2007b)。当 $z = z_p$ 时, 令风轮廓线式 (3.55) 的前两个方程相等, 得出摩擦速率的一个方程:

$$u_* = \frac{\kappa u_g (-\sin\alpha_0 + \cos\alpha_0)}{\ln(z_p/z_0)} \quad (3.56)$$

通过令垂直风剪切的对应方程在同样的高度 ($z = z_p$) 相等, 可以得到第二个 u_* 的方程:

$$u_* = 2 |u_g| \gamma \kappa z_p \sin\alpha_0 \quad (3.57)$$

这两个方程必须同时有效。令式 (3.56) 和式 (3.57) 的右侧相等, 则得出想要的转向角 α_0 的关系式:

$$\alpha_0 = \arctan \frac{1}{1 + 2\gamma z_p \ln(z_p/z_0)} \quad (3.58)$$

① 译者注: 原文中为式 (3.65)。

不幸的是, 根据 γ 的定义, 式 (3.58) 仍然取决于摩擦速率 u_* 。对于 $z=z_p$ 的高度, 可以根据倒置长度标度 γ [式 (3.51)] 的定义得出

$$\gamma = \sqrt{\frac{f}{2\kappa u_* z_p}} \quad (3.59)$$

因此, 摩擦速率 u_* 必须用式 (3.59) 中 u_* 的估值作为初值进行迭代来确定, 随后用式 (3.58) 计算出 α_0 , 然后再用式 (3.56) 或式 (3.57) 计算出 u_* 。

相反地, 如果摩擦速率 u_* 可以从其他途径获得, 那么式 (3.56) ~ 式 (3.59) 的方程系统可以用来确定 Prandtl 层的厚度 z_p 。

第二个想法是修正混合长度对高度的依赖性, 并已经由 Gryning 等 (2007) 提出。他们用公式表达了与高度相关的混合长度 l (下列方程中, 在 Prandtl 层中用 $\kappa z = L_L$ 表示), 以限定其随着高度的生长, 因而把对数法则式 (3.6) 的有效性延伸到了表面层以上。他们选择:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{L_L} + \frac{1}{L_M} + \frac{1}{L_U} \quad (3.60)$$

通过为边界层的中部引入长度标度 $L_M = u_*/f(-2\ln(u_*/(fz_0)) + 55^{-1})^\odot$ 和为边界层的上部引入长度标度 $L_U = (z_i - z)$, 就形成了式 (3.60) 所示的修正的混合长度。这就得出了下列可替代式 (3.6) 或式 (3.55) 的风轮廓线:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \frac{z}{L_M} - \frac{z}{z_i} \frac{z}{2L_M} \right) \quad (3.61)$$

Peña 等 (2010a) 基于 Blackadar (1962) 的混合长度 l 的主要方法提出了类似方法:

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d} \quad (3.62)$$

上式可以重写成

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{(\kappa z)^{d-1}}{\eta^d} \quad (3.63)$$

把该方法与对数轮廓法则 (3.6) 结合, 得出

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + \frac{1}{d} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{1}{1+d} \frac{z}{z_i} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{z}{z_i} \right] \quad (3.64)$$

Peña 等 (2010a) 认为, 当中性稳定性且 $d=1$ 时, 边界层上部的长度标度的限值 $\eta = 39\text{m}$; 当 $d=1.25$ 时, 他们给出 $\eta = 37\text{m}$ 。在表面层之上, 式 (3.64) 唯一的必要参数为边界层的高度 z_i 。Peña 等 (2010a) 撰写了对比中性分层和均质地形下, 式 (3.6)、式 (3.61) 和式 (3.64) 三种不同方法的总结性文章。

⊕ 译者注: 原文公式为 $L_M = u_*/f(-2\ln(u_*/(fz_0)) + 55^{-1})$, 少了一个右括号, 通过研究引用的原文 Gryning et al (2007), 译者对此进行了修正。

带入非中性热稳定性的修正方程——式 (3.15) 和式 (3.21)，统一的垂直风轮廓式 (3.55) 则变成

$$u(z) = \begin{cases} u_* / \kappa (\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L_*)) & (z < z_p) \\ u_g (- \sin \alpha_0 + \cos \alpha_0) & (z = z_p) \\ u_g [1 - 2\sqrt{2}e^{-\gamma(z-z_p)} \sin \alpha_0 \cos(\gamma(z - z_p)) + \\ \pi/4 - \alpha_0) + 2e^{-2\gamma(z-z_p)} \sin^2 \alpha_0]^{1/2} & (z > z_p) \end{cases} \quad (3.65)$$

在非中性情况下，摩擦速率和风偏向角的方程——式 (3.56) ~ 式 (3.58) 的形式如下，其中包含了大气热稳定性的修正方程：

$$u_* = \frac{\kappa u_g (- \sin \alpha_0 + \cos \alpha_0)}{\ln(z_p/z_0) - \Psi_m(z_p/L_*)} \quad (3.66)$$

$$u_* = \frac{2 |u_g| \gamma \kappa z_p \sin \alpha_0}{\varphi(z_p/L_*)} \quad (3.67)$$

$$\alpha_0 = \arctan \frac{1}{1 + \frac{2\gamma z_p}{\varphi(z_p/L_*)} (\ln(z_p/z_0) - \Psi_m(z_p/L_*))} \quad (3.68)$$

u_* 和 α 必须像式 (3.59) 描述的那样，用迭代过程来确定。 γ 仍然具有式 (3.59) 给出的形式， b 依照 Högström (1988) 设定为 16。不稳定条件和稳定条件的 Ψ 方程已经在式 (3.15) 和式 (3.21) 中定义。不稳定分层和稳定分层的 φ 方程也是不同的，并在下面的式 (3.71) 和式 (3.73) 中予以说明。

Gryning 等 (2007) 和 Peña 等 (2010a, b) 提出的替代方法得出了如下的统一垂直风轮廓线。在非中性热分层的边界层中，必须用下式替代 (3.61) 和式 (3.64)：

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + T\left(\frac{z}{L_*}\right) + \frac{z}{L_M} - \frac{z}{z_i} \frac{z}{2L_M} \right] \quad (3.69)$$

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} + T\left(\frac{z}{L_*}\right) + \frac{1}{d} \left(\frac{\kappa z}{\eta}\right)^d - \frac{1}{1+d} \frac{z}{z_i} \left(\frac{\kappa z}{\eta}\right)^d - \frac{z}{z_i} \right] \quad (3.70)$$

上式中的热稳定性修正方程 $T(z/L_*)$ 也是不同的，在下面的式 (3.72) 和式 (3.74) 中对此进行说明。更详细的说明请读者参考 Gryning 等 (2007) 和 Peña 等 (2010b)。由式 (3.65)、式 (3.69) 和式 (3.70) 得出的风轮廓线之间的对比如图 3.9 所示。

对于不稳定情形，修正方程 Ψ_m (3.15) 的微分形式 φ 为

$$\varphi(z/L_*) = (1 + bz/L_*)^{-1/4} \quad (3.71)$$

式 (3.69) 和式 (3.70) 中的稳定性修正方程则变为 (Peña 等 2010b)：

$$T(z/L_*) = -\Psi_m(z/L_*) \quad (3.72)$$

稳定条件下，修正方程 Ψ_m (3.15) 的微分形式 φ 为

$$\varphi(z/L_*) = 1 + az/L_* \quad (3.73)$$

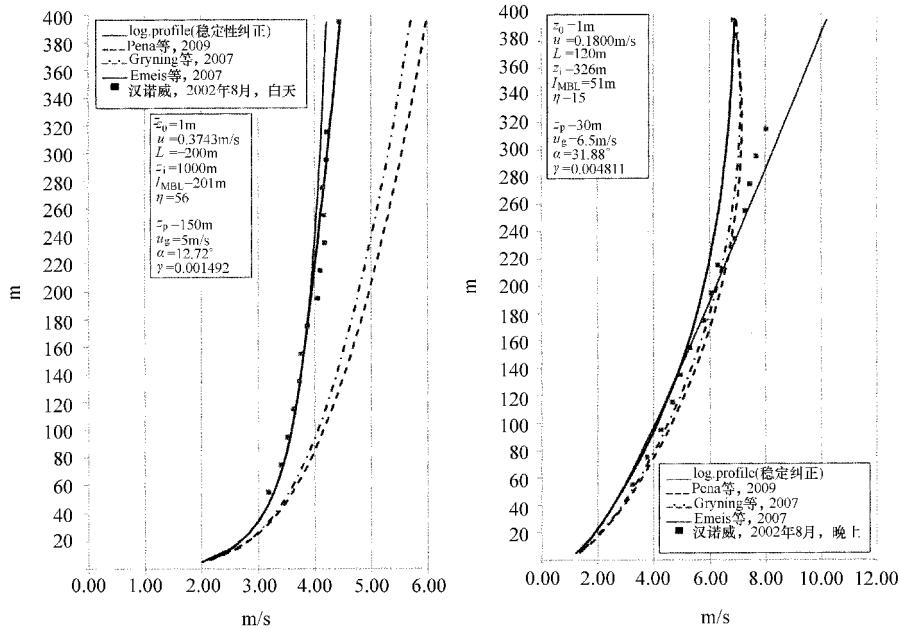


图 3.9 式 (3.16) (细实线)、式 (3.65) (实线)、式 (3.69) (点虚线) 和式 (3.70) (虚线) 得出的月平均垂直风轮廓线的对比, 与图 3.8 中采用相同的数据。左侧为白天, 右侧为夜晚。图例中给出了不同方程的参数。

式 (3.69) 和式 (3.70) 中稳定性修订方程则变为 (Peña 等 2010b) :

$$T(z/L_*) = -\Psi_m(z/L_*) \left(1 - \frac{z}{2z_i}\right) \quad (3.74)$$

同上, b 的取值约为 15 或 16, 而 a 的取值约为 4.7 和 5。对这样的统一轮廓线的研究工作仍然继续着, 如 Sathe 等 (2011)。

附录 B 中描述了确定混合层高度的必要测量方法。

3.3 频谱

能量频谱 (或简称频谱) 用来描述能量的湍动对频率的依赖关系, 而式 (3.9)、式 (3.17) 和式 (3.20) 给出的风分量的标准差则是整个频谱范围内的积分值。标准差的频率相关性是风力发电机荷载计算所需要的, 而该信息只能从湍流频谱中获得。Kaimal 等 (1972) 给出了平原地形上中性分层的湍流频谱的通用方程:

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = 105 \frac{f}{(1 + 33f)^{5/3}} \quad (3.75)$$

$$\frac{nS_v(n)}{u_*^2} = 17 \frac{f}{(1 + 9.5f)^{5/3}} \quad (3.76)$$

$$\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = 2 \frac{f}{(1 + 5.3f)^{5/3}} \quad (3.77)^\ominus$$

式中 $S(n)$ —— 频谱能量密度；

n —— 频率；

f —— 标准化的频率， $f = nz/U$ 。

在低频生成区间和高频消散区间之间的惯性亚区间内，式 (3.75) ~ 式 (3.77) 遵循 Kolmogrov 的 $-5/3$ 法则。Teunissen (1980) 提出了这些方程在更粗糙地形下的修正方程，即

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = 105 \frac{f}{(c_u + 33f)^{5/3}} \quad (3.78)$$

$$\frac{nS_v(n)}{u_*^2} = 17 \frac{f}{(c_v + 9.5f)^{5/3}} \quad (3.79)$$

$$\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = 2 \frac{f}{(c_w + 5.3f)^{5/3}} \quad (3.80)^\ominus$$

对于平原的农田地貌， $c_u = c_w = 0.44$ 且 $c_v = 0.38$ 。若 c_u 、 c_w 和 c_v 的值小于 1，会导致低频区间频谱密度的增加。另外，还可以应用频谱的卡曼 (von Kármán) 方程 (Teunissen 1980)。卡曼方程不取决于摩擦速率的确定，而是取决于速度分量的方差和三个湍流长度标度。

$$\frac{nS_u(n)}{\sigma_u^2} = \frac{4kL_u^x}{(1 + 70.7(kL_u^x)^2)^{5/6}} \quad (3.81)$$

$$\frac{nS_v(n)}{\sigma_v^2} = 4kL_v^x \frac{1 + 188.4(2kL_v^x)^2}{(1 + 70.7(2kL_v^x)^2)^{11/6}} \quad (3.82)$$

$$\frac{nS_w(n)}{\sigma_w^2} = 4kL_w^x \frac{1 + 188.4(2kL_w^x)^2}{(1 + 70.7(2kL_w^x)^2)^{11/6}} \quad (3.83)$$

其中 $k = n/U$ ，且 L_u^x 、 L_v^x 和 L_w^x \ominus 为“自由”标度参数，可以通过调整来与数据匹配。Teunissen (1980) 给出：

$$L_u^x = 0.146/k_u^p; L_v^x = 0.106/k_v^p; L_w^x = 0.106/k_w^p \quad (3.84)$$

式中 k_i^p —— 频谱峰值的波数。

\ominus 译者注：原书为 $\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = 2 \frac{f}{(1 + 5.3f^{5/3})}$ 。

\ominus 译者注：原书为 $\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = 2 \frac{f}{(c_w + 5.3f^{5/3})}$ 。

\ominus 译者注：原文中为 L_u^x 、 L_v^x 、 L_w^x ，明显错误，译者予以修正。

非中性条件下的频谱是不同的。Kaimal等(1972)给出了高频($f > 4$)的公式:

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2 \varphi_e^{2/3}} = \alpha_1 (2\pi\kappa)^{-2/3} f^{-2/3} \quad (3.85)$$

$$\frac{nS_v(n)}{u_*^2 \varphi_e^{2/3}} = \frac{nS_w(n)}{u_*^2 \varphi_e^{2/3}} = 0.4 f^{-2/3} \quad (3.86)$$

式中 α_1 ——通用常数, $\alpha_1 = 0.5$;

φ_e ——湍流动能的无量纲消散速率, $\varphi_e = \kappa z \varepsilon / u_*^3$ 。

Kaimal等(1972)根据Kansas实验的数据推导出

$$\varphi_e^{2/3} = \begin{cases} 1 + 0.5 \left| \frac{z}{L_*} \right|^{2/3} & \left(-2 \leq \frac{z}{L_*} \leq 0 \right) \\ 1 + 2.5 \left| \frac{z}{L_*} \right|^{3/5} & \left(0 \leq \frac{z}{L_*} \leq 2 \right) \end{cases} \quad (3.87)$$

对于较低的频率 $f < 4$, 式(3.85)和式(3.86)同样取决于 z/L_* 。根据Kaimal等(1972), 这些频谱的形状与式(3.74)和式(3.76)相似。

频谱峰值的波数 k_{\max} (描述湍流元的侧向维度) 与高度的经验关系 (Schroers等1990) 为

$$k_{\max} = 0.0028 z^{-0.27} \quad (3.88)$$

描述湍流元纵向维度的积分长度标度遵循下式 (Schroers等1990):

$$L_x(z) = 112.3 z^{0.27} \quad (3.89)$$

这意味着: 80m高处, $L_x = 367\text{m}$; 在100m高处, $L_x = 389\text{m}$ 。 L_x 与 $1/k_{\max}$ 相互关联。 L_x 大约是 $1/k_{\max}$ 的 $1/3$ 。Schroers等(1990)还进一步发现: 在48m高处, $L_x/L_y = 4.6$; 在80m处, $L_x/L_y = L_x/L_z$ 。其中 L_y 为湍流元的侧向维度, 而 L_z 为垂直维度。

3.4 风轮廓的日变化

陆地上大气边界层的热稳定性的日常变化也会影响风的垂直轮廓。这些垂直轮廓的静态条件已经在3.1.1节第2和第3部分予以了介绍。非静态条件会触发静态风法则不能涵盖的其他特征, 超出了不同热分层条件下的不同形状的风轮廓线之间的必然变化过程。由于海洋的水的热容高, 这种昼夜循环实际上是不存在的, 而是存在着年度循环, 详见第5.2节。

地表附近风和一定高度上(被称为逆转高度或“交叉”高度)的风的日变化差异是很大的。晴天条件下, 地表附近风的行为就像每个人亲身体会的那样: 白天的风清凉, 而夜晚则平静下来。交叉高度之上的情形是相反的: 夜晚的风速更高, 并在白天时降低。通过对高塔的风数据进行评估, Hellmann(1915)和Peppler

(1921) 已经对这一特征进行了描述。Wieringa (1989) 给出了这一现象的更加通用的综述。“交叉”这一术语来自于展示白天和夜晚平均垂直轮廓线的图。这两个风轮廓线在交叉高度处相互交叉。交叉高度以下，白天平均风速大于夜晚平均风速，而交叉高度以上则相反。由此可知，在交叉高度处，风速的日变化是最小的。Emeis (2004) 和 Emeis 等 (2007b) 已经利用带有一个 SODAR 的地基声学探测仪对这一效应进行了说明。例如，Emeis (2004) 说明了农村地区不同高度风的日变化 (如图 3.10 所示)。Emeis 等 (2007b) 发现，在德国汉诺威的春季，交叉高度略高于 100m (如图 3.11 所示)。Yavlyanova (2008) 利用 SODAR 数据则发现，在莫斯科的春季和夏季，交叉高度为 60 ~ 80m。

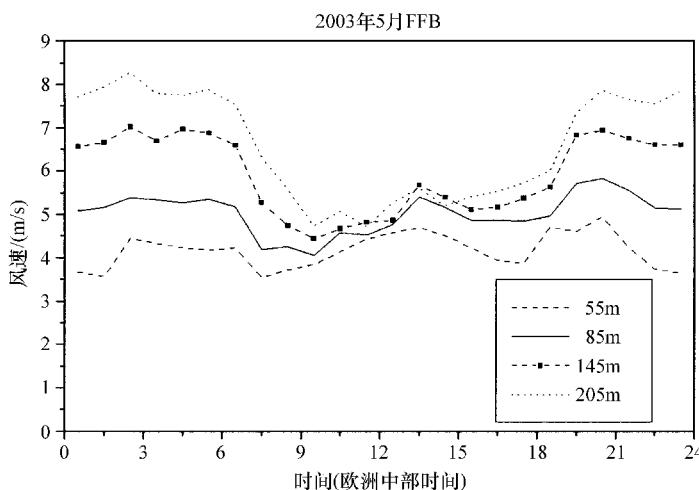


图 3.10 平原农村地区 SODAR 观察数据不同地表高度 (55m、85m、145m 和 205m) 处的风速日变化

在交叉高度的上、下两层内，由于对流边界层强烈的垂直混合，白天的风速基本是相等的。夜晚，地表辐射冷却导致边界层的强分层结构，使得交叉高度上、下的风解耦。交叉高度以下的风，不再感受到高层的驱动风，而交叉高度以上的风由于缺少来自下方的摩擦阻力而加速。交叉高度之上的夜间加速导致低空急流的形成。

3.4.1 威布尔参数的垂直轮廓

上节介绍的交叉高度还与 10min 平均风速的威布尔分布的形状参数 k 的垂直轮廓有关 (见附录 A 和 Wieringa 1989)，因为该参数与风速的时间波动大小反相关 [见式 (A.28)]。因此，形状参数的垂直轮廓一定在交叉高度上存在最大值，因为此处的风速日变化最小。Emeis (2001) 的评估清晰地展示了形状参数轮廓在 60m 和 80m 的高度之间的这一最大值。

虽然 3.1 节中介绍的风轮廓线法则也很容易被应用到威布尔分布尺度参数 A

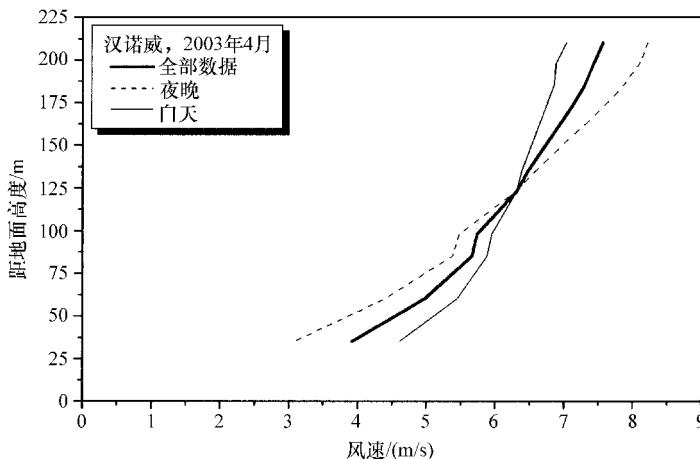


图 3.11 德国汉诺威 2003 年 4 月, 白天 (细实线) 和夜晚 (虚线)
SODAR 数据的月平均垂直风轮廓线

上, 但早期的研究中提出了多个形状参数 k 的垂直变化的经验公式。Justus 等 (1978) 用距地面高度达 100m 的测风塔数据拟合了轮廓线方程:

$$k(z) = k_A \frac{1 - \text{cln}\left(\frac{z_A}{z_{\text{ref}}}\right)}{1 - \text{cln}\left(\frac{z}{z_{\text{ref}}}\right)} \quad (3.90)$$

式中 k_A ——在高度为 z_A 处测量的形状参数。

其中, $z_{\text{ref}} = 10\text{m}$, $c = 0.088$ 。Justus 等 (1978) 在原则上意识到了 k 轮廓线存在最大值的可能性, 但是假设这一最大值会发生在 100m 以上的高度。后来, Allnoch (1992) 提出令 $c = 0.19$ 和 $z_{\text{ref}} = 18\text{m}$, 以便更好地代表表面层顶部的 k 轮廓曲线的斜率。

Wieringa (1989) 尝试了一种不同的方法来描述形状参数的垂直轮廓, 以便把表面层顶部的极值预期考虑进来, 虽然他也提到在论文发表之前, 最大值的存在并未得到证实。通过下式, 他对 $k(z) - k_A$ 的差值进行参数化, 而不是 $k(z)/k_A$ 的比值:

$$k(z) - k_A = c_2(z - z_A) \exp\left(-\frac{z - z_A}{z_m - z_A}\right) \quad (3.91)$$

式中 z_m ——估计的 k 轮廓线极值高度;

c_2 ——标度参数, 平缓地形约为 0.022。

c_2 决定了 z_m 高处的 $k(z)$ 最大值与 k 在高空的渐进值之间的范围。因此, 式 (3.91) 包含了两个必须由实验数据确定的可调参数 z_m 和 c_2 。图 3.12 展示了用 SODAR 测量的轮廓线 (实验详见 Emeis 2001), 及其与表面层轮廓线方程 (3.22)

和艾克曼层轮廓线方程 (3.54) 的对比。在约 60 ~ 80m 高度内, 尺度参数很好地遵循指数法则 (3.22)。对于更高的高度, 艾克曼法则 (3.50) 更适合。因此, 式 (3.65) 可能是描述尺度参数的垂直轮廓的好方法。

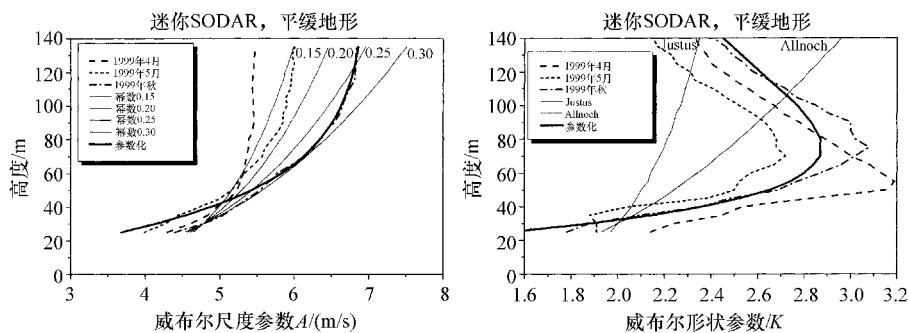


图 3.12 SODAR 测量 (不同的虚线) 的平原地形上威布尔分布的尺度参数 (左) 和形状参数 (右) 的垂直轮廓线。左侧参数化的曲线来自式 (3.22) (幂数在细实线的顶端给出)、式 (3.54) ($A_g = 6.98 \text{ m/s}$, $\gamma = 0.03$, 粗线), 右侧来自式 (3.91), 其中 $z_m = 75\text{m}$, $c_2 = 0.06$ 。标记为 “Justus” 和 “Allnoch” 的曲线由式 (3.90) 计算而来。

由图 3.12 可见, 形状参数的垂直轮廓线在 50 ~ 80m 高度的极值差别很大。该极值表明了交叉高度。关于交叉高度随着季节和地表粗糙度变化的系统性研究似乎是缺失的。交叉高度与混合层高度是不同的 (见附录 B)。白天与夜晚风轮廓线的交叉通常与低空急流一同发生 (见下节)。作者自己对 SODAR 测量数据的评估似乎表明, 交叉高度大约为低空急流核心高度的 1/3。

3.4.2 低空射流

陆地上, 低空急流为风速垂直轮廓线在夜晚出现的极大值, 形成于夜晚边界层的顶部。低空急流的典型高度为距地面 150 ~ 500m。因此, 它们能够影响塔筒高度超过 100m 的现代风力发电机的能量产出。作为示例, 图 3.13 展示了 6 个连续的半小时平均轮廓线。

1. 低空射流的诱因

低空急流的形成需要大气热稳定性的时间和空间变化, 这种变化导致两个受力平衡之间发生突变。风流必须从一个由摩擦力、压力梯度力和科罗拉力相互平衡的不稳定或中性的条件过渡到仅由压力梯度力和科罗拉力相互平衡 (见图 3.14)。阻滞摩擦力在受力平衡中的突然消失导致风的水平矢量的惯性震荡。风速大幅上扬, 而风速的上升使科罗拉力增大, 进而还触发了风矢量的转向。第 3.2.2 节中已经展示了描述这一现象的相应的公式。

在时间域内, 这种现象对应着从不稳定的白天对流边界层突变到夜晚稳定边界

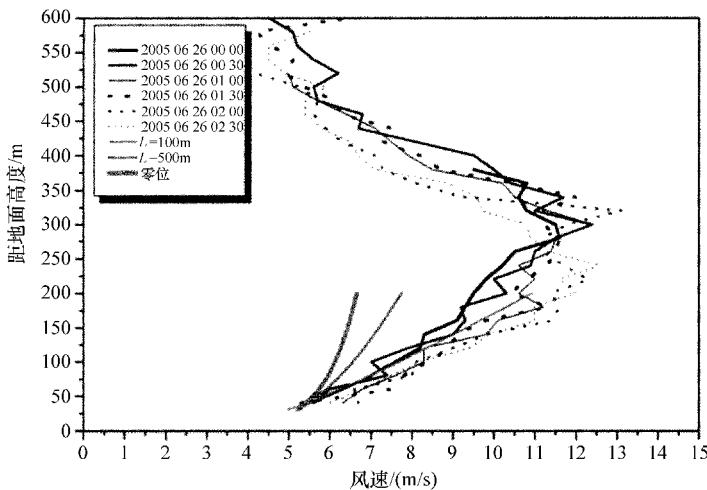


图 3.13 SODAR 观察的巴黎机场上空 2005 年 6 月的夜晚低空急流。展示的是 6 个连续的半小时平均风轮廓线。30 ~ 200m 之间的三条曲线由式 (3.16) 生成, 其中 $L_* = \infty$ 、500m 和 100m (从左到右)。

层。这需要晴天条件, 以使热分层迅速变化, 而水平的天气压力梯度仍不消失。因此, 夜晚低空急流通常在高压系统的边缘出现 (见图 3.15 的阴影部分)。

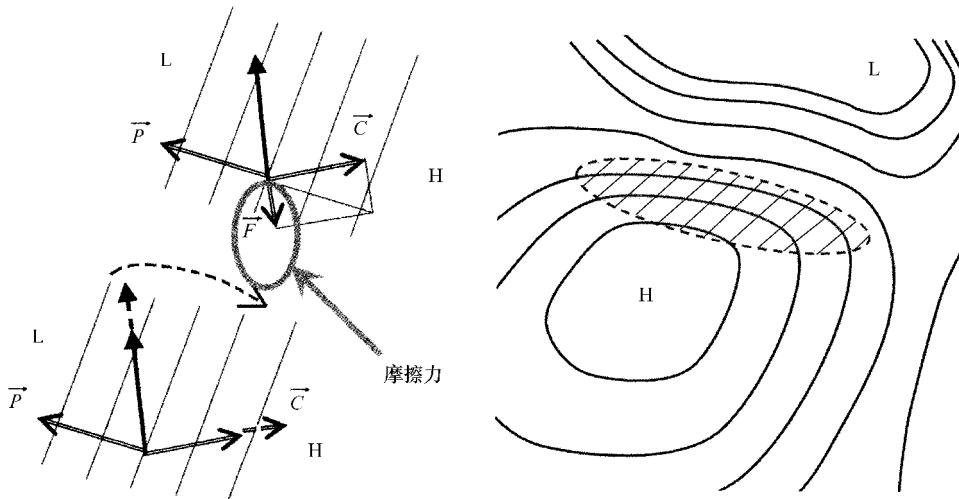


图 3.14 白天对流边界层 (上) 和夜晚稳定边界层 (下) 的受力平衡 (黑箭头)。摩擦力的消失导致风速的升高和风向的偏转 (虚线箭头)。“L” 和 “H” 代表地表压力的最小值和最大值, 细线为地表等压线。

图 3.15 阴影区域为夜晚低空急流形成的合适的天气条件

在空间域内，这种现象对应着风流从比空气温度高的地表突然过渡到比空气温度低的光滑地表，可能是风从温暖的陆地穿过海岸线吹到较冷的海洋表面，或从裸露的陆地穿过冰雪覆盖的地表。

2. 低空急流的频率

前面提到，夜晚低空急流的出现取决于特定的天气条件。因此可以预计，其发生的频率与特定的天气或循环类型相关。对于中欧，“Grosswetterlagen”（大尺度天气类型）被证实给出了好的天气条件分类方法（Gerstengarbe 等 1999）。图 3.16 展示了德国北部这 29 类大尺度天气类型的低空急流的发生频率。两个最相关的类型（图 3.16 中最左侧的两个柱）为中欧的高压桥（“BM”类）和英国群岛的高压区（“HB”类）。总体来说，低空急流在 23% 的全部夜晚中出现。

图 3.16 展示了与天气类型相关的低空急流的发生频率。当对比低空急流的发生频率和相应天气类型的总体发生频率时，可以评估某种特定天气类型与低空急流形成的相关性。用相应天气类型的发生频率除以相同观察期内图 3.16 中展示的频率，就得到了图 3.17。有两种天气类型的发生频率与该天气类型期间低空急流的发生频率相同。这意味着，这种天气类型盛行的每个夜晚都会观察到低空急流，由图 3.17 中等于 1 的低空急流效率所示。与 1 之间小的偏差是由于用于这一评估的样本量有限。这两种天气类型为“HNFA”和“HFZ”，二者都与调查现场北部的高压系统有关。

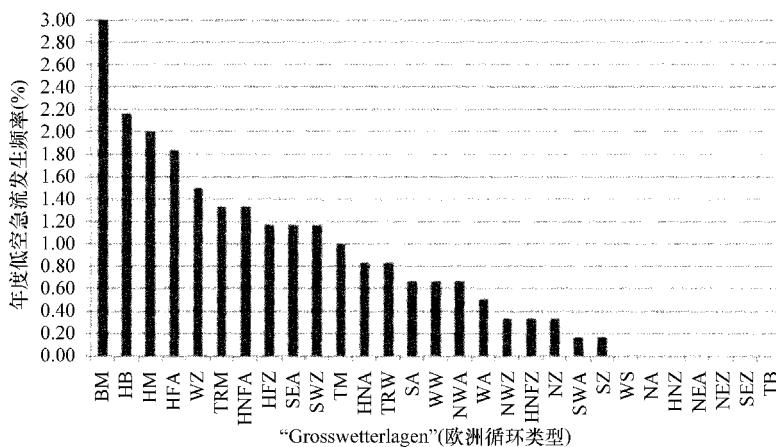


图 3.16 与中欧循环类型（Grosswetterlagen, Gerstengarbe 等 1999）相关的德国北部夜晚低空急流的发生频率，来源于德国汉诺威的从 2001 年秋天到 2003 年夏天两年的 SODAR 数据。

如此高的低空急流形成效率让我们能够很有把握地预测低空急流的发生。一旦这种天气类型被预测到，那么低空急流发生的可能性就非常高。图 3.17 中给出的

值可以用来描述德国北部每种天气类型下低空急流的形成概率。对于其他地区，则必须重新调查本地的低空急流数据。

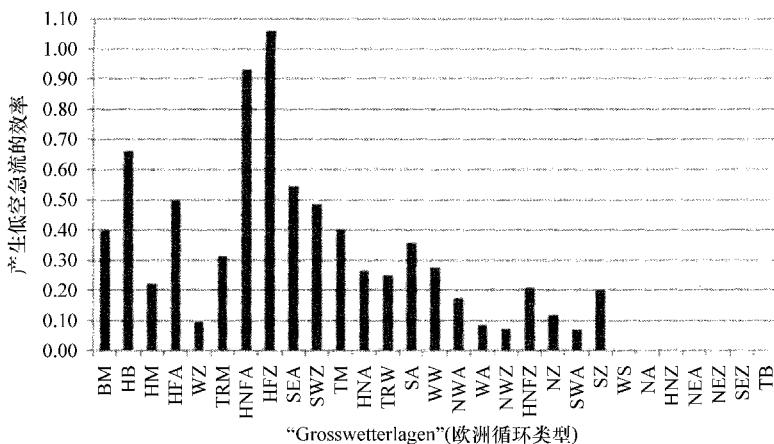


图 3.17 欧洲循环类型 (Grosswetterlagen) 产生低空急流的效率，
来源于两年的 SODAR 数据

3. 急流核心下方的垂直风轮廓

低空急流发生期间的垂直风轮廓线是根据式 (3.16) 进行修正的。我们从经验上根据 SODAR 测量数据提出：

$$u(z) = u_{\log}(z) \left[1 + \Delta u_{llj} \left(\frac{z_{llj} - z_p - |z_{llj} - z|}{z_{llj} - z_p} \right)^2 \right] \quad (3.92)$$

式中 $u_{\log}(z)$ ——根据式 (3.16) 的平衡风速；

Δu_{llj} ——关于低空急流中心的 $u_{\log}(z)$ 的相对加速；

z_{llj} ——低空急流中心距地面高度；

z_p ——表面层的高度。

低空急流也与风向随高度的转向 $d(z)$ 有关。与式 (3.92) 类似的另一个经验关系式为

$$d(z) = d(z_p) + \Delta d_{llj} \left(\frac{z_{llj} - z_p - |z_{llj} - z|}{z_{llj} - z_p} \right) \quad (3.93)$$

式中 Δd_{llj} ——从表面层顶部到低空急流核心高度风向的绝对偏向角度，单位为度。

这种转向可由 SODAR 测量的农村和城市地区的两个例子说明。

图 3.18 展示了西东风分量 u 和南北风分量 v 在平原地貌 ($z_0 = 0.1\text{m}$) 上的垂直轮廓线例子，图 3.19 则是城市地区 ($z_0 = 1\text{m}$) 的例子。两幅图都展现了式 (3.92) 和式 (3.93) 描述低空急流下面的风垂直转向的能力。

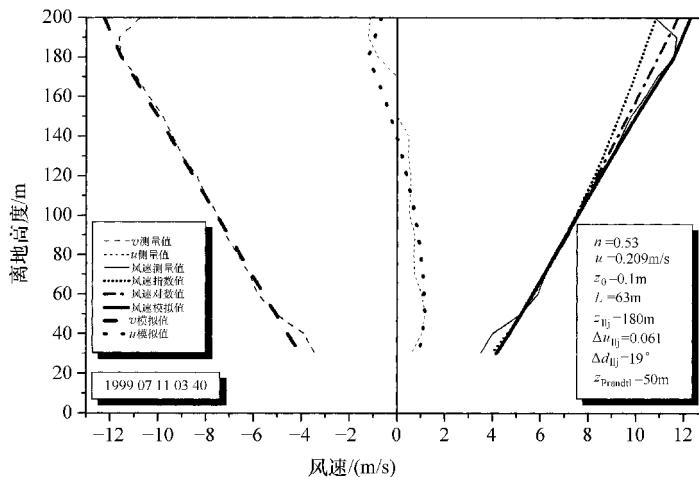


图 3.18 农村地区测量的（细实线）和模拟的〔点线（3.22）、点虚线（3.16）、实线（3.80）〕风速垂直轮廓，及其水平分量 u 和 v （仅是模拟的）。式（3.16）、式（3.22）和式（3.80）参数的选取是为了让风在 50 和 100m 处重合，并在右侧方框中给出。 $z_{\text{ref}} = 50 \text{ m}$ 。

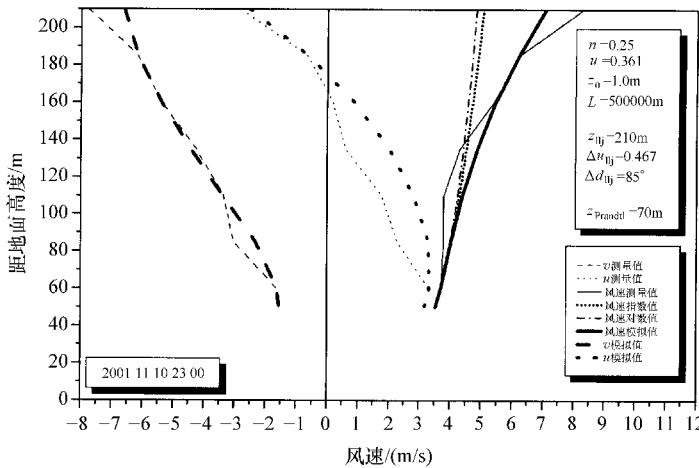


图 3.19 与图 3.18 相同，但是为城市地貌 ($z_0 = 1 \text{ m}$)

3.5 内部边界层

均质地表上边界层的风流结构趋于与其下方的地表特性达成平衡。这种平衡主导着湍流动量、热和水汽的垂直流动。当风流从一个表面类型过渡到不同特性的另一表面类型时，风流结构必须适应新的表面特性。这就导致了内部边界层的形成

(IBL, 之所以称为内部, 是因为这是在已存在的内部边界层内部发生的过程), 并随着与过渡线的距离而生长 (见图 3.20)。

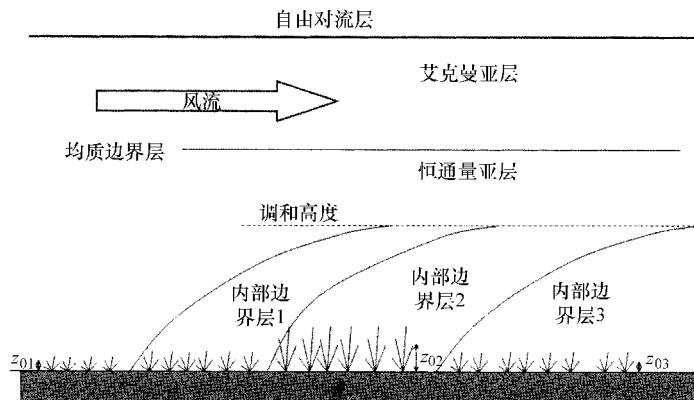


图 3.20 内部边界层在步进变化的表面特性上的发展过程示意图

当风流进入不同粗糙度的区域 (例如, 穿过森林或从农业区进入城镇区) 或跨过海岸线时, 就会发展出具有变化的动力结构的内部边界层。当风流进入不同表面温度的区域 (例如, 从陆地进入海洋或从水面进入冰面) 时, 就会产生热力结构发生变化的内部边界层。通常, 动力和热力的变化同时发生。内部边界层内的风、湍流、温度和湿度的垂直轮廓都发生变化, 并在内部边界层的顶部回归到未被扰动的值。

内部边界层倾斜的顶部必须与逆温和倾斜的锋面区分开来, 虽然这些地方可能会发生类似的风、湍流、温度和水汽的垂直轮廓的变化。逆温通常是水平的, 由上方的绝热下沉运动或下方的辐射冷却导致。锋面也像内部边界层顶部一样是倾斜的, 但随着天气压力系统一起运动, 且与地表特性的改变无关。如果在流线方向上表面性质发生了多个连续的改变, 则可形成多层内部边界层。它们都随着与对应的每个表面类型边界的距离而生长。当达到表面特性改变线的某一较大距离时, 单层内部边界层将变得模糊不清, 而多层边界层将无法被相互区分开来。这一高度也被称为调和高度。

内部边界层顶的高度是定义的问题 (见图 3.21)。 h_2 为完全与新的表面类型达到平衡的高度。 h_1 为风轮廓高处的拐点高度和匹配未受打扰的上风向风轮廓的高度。 h 为地表附近上风向和下风向步进变化的平衡风轮廓线垂直外推的汇合高度。 h_2 和 h_1 之间的层叫做过渡层。图 3.21 中的虚线图解了从光滑 (地表) 到粗糙 (地表) 过渡的内部边界层内的风轮廓, 点虚线为从粗糙 (地表) 到光滑 (地表) 过渡的风轮廓。真实的风轮廓线在垂直层之间的过渡要更加光滑, 在 h_2 和 h_1 之间出现拐点。

目前为止, 描述内部边界层高度的研究和数据评估课题已经进行了数十年。

Savelyev 和 Taylor (2005) 在一个评论中对此进行了总结。他们从之前的研究文献中列出了 20 个内部边界层高度的方程，并另添加了两个。最近，Floors 等 (2011) 用已知的上、下风向的表面特性变化数据，再次研究了这一问题。通过分析距北海海岸线 15km 的 Horns Rev 海上测风塔的数据和距海岸线 1.8km 的 160m 高的 Høvsøre 陆上测风塔数据，他们研究了丹麦西海岸内部边界层的形成。Floors 等人发现，Miyake (1965) 的离散类推法给出了最佳的内部边界层的高度方程：

$$\frac{h}{z_0} \left[\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - 1 \right] + 1 = C \frac{\kappa x}{z_0} \quad (3.94)$$

式中 x ——距离内部边界层起点的距离；

z_0 ——上、下风向粗糙度的最大值；

κ ——卡曼常数， $\kappa = 0.4$ ；

C ——常数，Floors 等 (2011) 取值为 2.25。

根据 Troen 和 Petersen (1989)，内部边界层的风轮廓线可以写作

$$u(z) = \begin{cases} u_u \frac{\ln \frac{z}{z_{0u}}}{\ln \frac{c_1 h}{z_{0u}}} & z \geq c_1 h \\ u_d + (u_u - u_d) \frac{\ln \frac{z}{c_2 h}}{\ln \frac{c_1}{c_2}} & c_2 h \leq z \leq c_1 h \\ u_d \frac{\ln \frac{z}{z_{0d}}}{\ln \frac{c_2 h}{z_{0d}}} & z \leq c_2 h \end{cases} \quad (3.95)$$

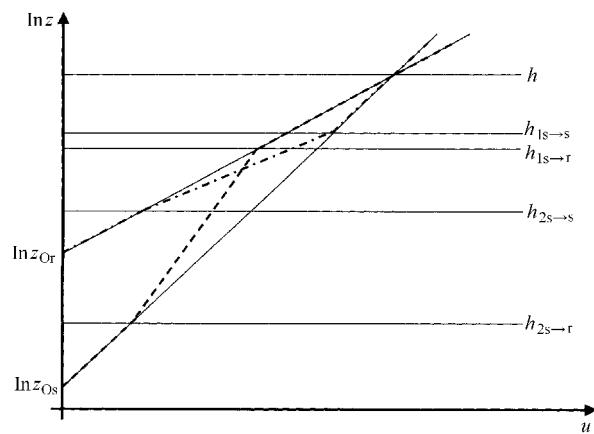


图 3.21 地表粗糙度步进变化时，内部边界层内部风轮廓线发展过程的示意图。 h 代表内部边界层总体高度， h_1 代表风轮廓的上部拐点高度， h_2 为底部平衡层的高度，其下方的风流与新地表粗糙度的达到平衡。 $s \rightarrow r$ 表示从光滑到粗糙的过渡，而 $r \rightarrow s$ 则表示从粗糙到光滑的过渡。

式中 z_{0u} ——上风向的粗糙度长度；

z_{0d} ——下风向的粗糙度长度；

u_u ——根据式 (3.6) 用下风向粗糙度长度和摩擦速率计算的 $c_2 h$ 高度上的风速。

Floors 等 (2011) 建议 $c_1 = 0.35$, $c_2 = 0.07$, 因为这给出了与他们在 Horns Rev 的测量数据的最佳拟合。Savelyev 和 Taylor 给出的各种曲线图表明, 内部边界层的高度 h 约为步进变化距离的 $1/10$ 。这意味着, 平衡层的高度大约为步进变化距离的 1% 。这很好地符合了通常的经验法则, 即测风塔某一高度的测量数据代表上风向约为测风高度 100 倍的距离的地表特性。式 (3.94) 和式 (3.95) 这个简单模型的优势是, C 、 c_1 和 c_2 确定后, 仅需要知道 u_d^{\ominus} 、 z_{0u} 和 z_{0d} , 就可以描述风轮廓线了 (Floors 等 2011)。

3.6 森林之上的风和湍流轮廓

森林风场在近些年引起了人们的兴趣。这些风场通常远离较大型居民区。森林覆盖的地表是植被地表的一种特殊形式。森林边界层的特性必然取决于树的间距。如果树木间隔紧密, 那么它们的树冠则形成一个粗糙的表面, 与不透风的粗糙草地很类似 (Raupach 1979), 如图 3.1 所示, 但具有相当大的置换高度, 见式 (3.6), 约为树高的 $2/3 \sim 3/3$ 。对于森林上方的所有风轮廓线法则, 置换高度都替代了真实的地表。如果树木生长的较稀疏, 那么置换高度上的粗糙表面则必须看做是透风的, 如图 3.22 中的弯曲的垂直粗箭头所示。因此, 茂密森林和稀疏森林的主要区别 (见图 3.22) 是, 较大的气团能否进入 (这些运动有时被称做扫过) 和离开 (也被称做喷出) 森林的树冠亚层。森林树冠亚层粗糙表面的这种透风性导致尾流亚层中的湍流强度异常地高于根据该层的平均垂直风梯度估计的值。因此, 通常的通量梯度关系并不适用于整个粗糙度亚层 (详见 Högström 等 1989)。这个异常的尾流层延展到树高的 $3 \sim 5$ 倍, 与城镇表面有很多相似之处 (详见第 3.7 节)。与城市冠层 (包括建筑物的整个垂直维度) 不同, 森林冠层必须在垂直方向分为两个亚层: 树干亚层和树冠亚层。树干亚层中的水平风速可能高于更加茂密的树冠亚层。

因此, 森林风场的风力发电机轮毂高度应该超过树高的 3 倍, 以避开湍流加强造成的不必要的疲劳荷载。加之这种表面类型的大置换高度, 通常意味着风力发电机的轮毂高度显著地超过置换高度 100m , 即总高度约为距地面 $130 \sim 150\text{m}$ 。

⊕ 译者注: 原文为 u_{*d} 。

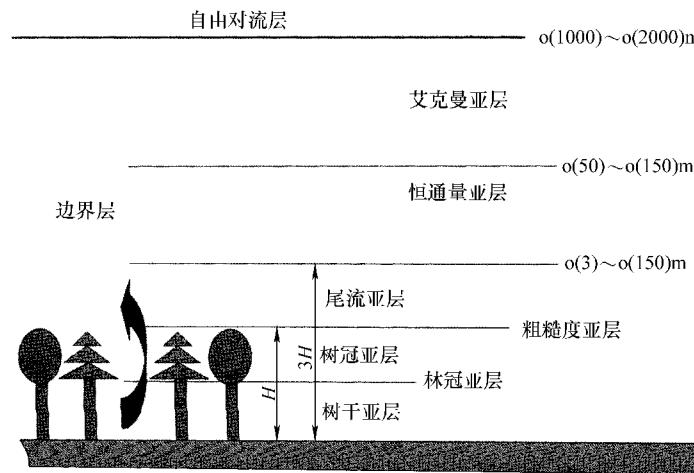


图 3.22 森林上的大气边界层垂直结构示意图

3.7 城镇里的风

最近城镇化的提高推高了城市的能源需求。研究人员已经开始调查特别适合城市环境的风力发电机在本地发电的可能性。这样的本地能源生产将避免电能从海上风电场和沙漠太阳能电站到世界上人口密集的城镇的大规模输电。

3.7.1 城镇边界层的特点

最近，大气边界层的研究对城镇聚集区产生了特别的兴趣。如今，超过一半的人口居住在城市里，超千万人口的超大城市数量正在稳步增长。城市是大的污染源，因为温度已经比周围高，特别容易发生气候变暖效应。所有这一切都促使了对城市边界层结构的研究 (UBL)。城市边界层气象学已经成为边界层气象学的一个特殊学科。城市边界层的研究领域之一是对风轮廓和城市上空热驱动的次生环流 (城市热岛) 的分析。对城市气象学和城市热岛的总览，请参见 Kanda (2007) 和 Hidalgo 等 (2008)。城市热岛带来了次生环流，吹向城市的风在市中心地表附近汇集，在市中心上升，从上空补偿向周围农村地区流走的空气 (Shreffler 1978, 1979)。

城市表面的特征是大的粗糙度元、大面积的封闭区域、表面水分含量降低和热存储可能性的增加。这些特征导致在城市边界层 (UBL) 中更高的湍流强度和更强烈的显热通量从城市表面进入 UBL。两种效应诱发了更深的边界层 (见图 3.23 中的城市穹顶)。白天水分含量的降低导致潜热吸收减少，因此产生比农村表面更大的显热通量。城市表面辐射冷却的降低或甚至晚上持续向上的热通量 (Velasco 等 2007) 阻止了夜晚稳定边界层的形成。白天增加的显热通量和夜晚降低的冷却都导致了城市边界层的温度高于周围农村边界层。这一效应被称做城市热岛 (Atkin-

son 2003, Chow 和 Roth 2006)。人类的能源生产增加了 $20 \sim 70 \text{ Wm}^{-2}$ 的城市热岛 (Crutzen 2004, Kanda 2007) 效应, 可达太阳辐射能量输入的 5% ~ 10%。

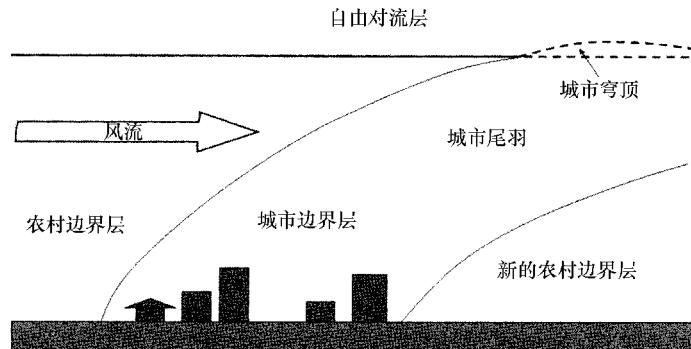


图 3.23 较大城市下风向的城市尾羽, 是内部边界层的特殊案例 (见图 3.20)

在水平流中, 城市的出现导致表面性质的改变。城镇常是这些特殊地表性质的孤岛, 被农村地貌包围, 因此其上空的风流并未与城市表面达到平衡。根据 3.1.1 节第 1 部分, 这导致内部边界层的形成 (图 3.23)。由城市表面特性形成的内部边界层通常称为城市尾羽。

根据 Plate (1995)、Roth (2000) 和 Piringer 等 (2007), 城市边界层 (UBL) 通常在垂直方向上分为四层 (图 3.24): 底层为城市冠层 (UCL), 高达建筑物顶部的平均高度; 下一层为尾流层, 其内部仍可感受到单体建筑对风流的影响。尾流层通常高达建筑物平均高度的 2 ~ 5 倍。这两层通常被合起来描述成城市粗糙度亚层 (URL, Rotach 1999)。城市粗糙度亚层上面为恒通量层 (CFL) 或惯性亚层

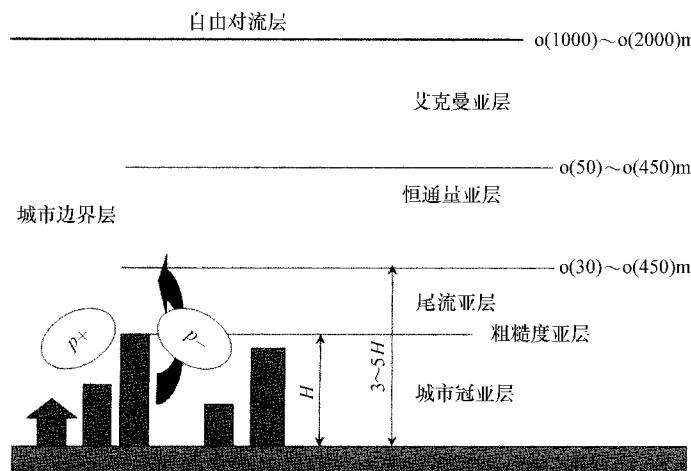


图 3.24 城市边界层的垂直分层。 H 代表平均建筑物高度,
 $p +$ 和 $p -$ 表示单体建筑物前后的气压扰动

(IS)，它们在均质地貌上常被称做表面层或 Prandtl 层。CFL 之上为边界层的最上部，风偏转为地转风的风向（艾克曼层，见第 3.2 节）。如果存在对流驱动的边界层 (CBL)，恒通量层或 Prandtl 层与艾克曼层是没有差别的，而它们被统称为混合层。可在 Roth (2000)、Arnfield (2003) 和 Grimmond (2006) 中找到关于城市边界层很好的总结。

城市边界层内的风和湍流不同于平原地貌。因此进行了大量的外场试验（概述见 Grimmond 2006）、研究（见 Batchvarova 和 Gryning 2006）和多个风洞研究 (Counihan 1973、Farell 和 Ivengar 1999、Schatzmann 和 Leitl 2002)，来研究城市边界层的结构。除了更好地了解城市边界层内的湍流外，真实地表现街道峡谷和建筑物上空的风流场对于开发适用于城市区域的风力发电机也是必要的〔例如，用 ADMS Urban 对伦敦进行的模拟 (CERC 2001)〕。

3.7.2 风和湍流的垂直轮廓线

通过选取大的粗糙度长度（通常 1m 或更大）和建筑物平均高度 2/3 的置换高度 [见式 (3.6) 及关于该式的讨论]，基本上可用本章前面推导的轮廓线法来描述城市上空的风轮廓。

图 3.25 给出了某城市上空 4 个不同季节的月平均风轮廓线。图 3.25 中 4 月份

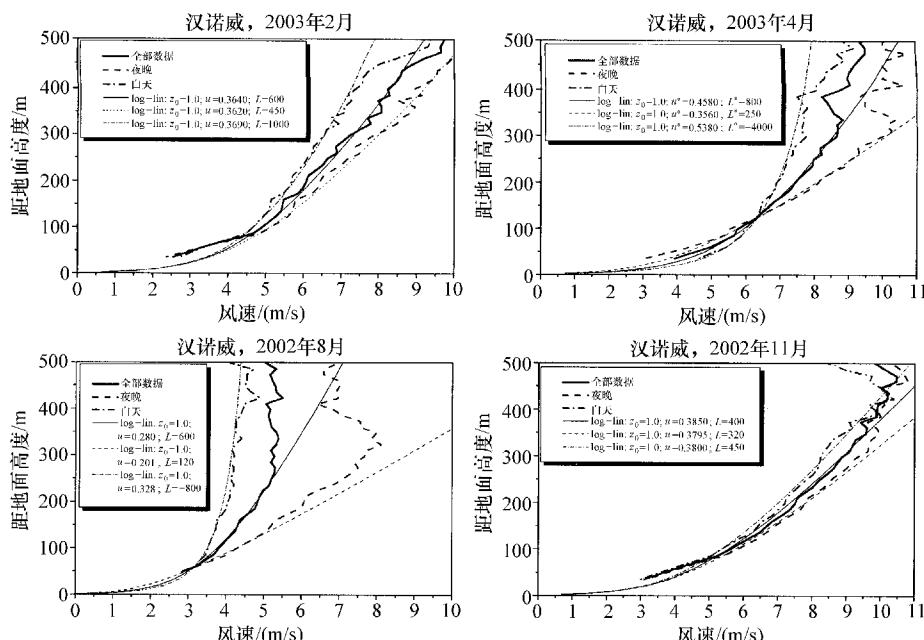


图 3.25 根据 SODAR 测量数据（粗线），德国汉诺威市上空平均风轮廓：2003 年 2 月（左上）、2003 年 4 月（右上）、2002 年 8 月（左下）和 2002 年 11 月（右下）。曲线是根据式 (3.16) 计算得来，必要的参数在每个图的左上角方框内给出。实线为全部数据，点虚线为白天数据，虚线为夜晚数据。

的数据展现了第3.5节中介绍和解释的交叉现象。交叉高度约为125m。这是相当高的，可能是由于城市表面约1m的大的气动力粗糙度所致。8月份的数据表明，即使月平均（见第3.4.1节），夜晚轮廓线也会在距地面约325m高处发生低空急流现象。两种现象关系紧密，同样很好地满足上文给出的交叉高度约为低空急流核心高度的1/3的规则。这些现象的发生需要夜晚的快速冷却，而快速冷却并不出现在城市热岛上空。因此，只能假定低空急流在该城市的农村环境上空以局地尺度形成，并被平均风平流至此。这再次展示了城市边界层水平均质性的缺失，如图3.23所示。

图3.26通过展现垂直速度分量（使用与图3.25相同的测量数据）标准差的垂直轮廓线，给出了城镇区域上空的湍流垂直轮廓线。多数轮廓线都随着高度的升高而增大，不稳定分层也不例外[见式(3.18)]。100m以下明显可见的夜晚值随着高度的显著增长是由于不稳定分层，但是这一高度以上则可能也与夜晚低空急流的形成有关（见图3.26中的右上图和左下图）。标准偏差最大值的高度与低空急流的核心高度相同。地表附近，标准偏差值与摩擦速率的比值略高于式(3.9)和式(3.18)所预期的平原地貌情况。根据这些关系式，并用 u_* 值在图3.25中进行拟合，标准偏差值的范围应该处于8月夜晚的0.3m/s和4月白天的0.7m/s之间。冬

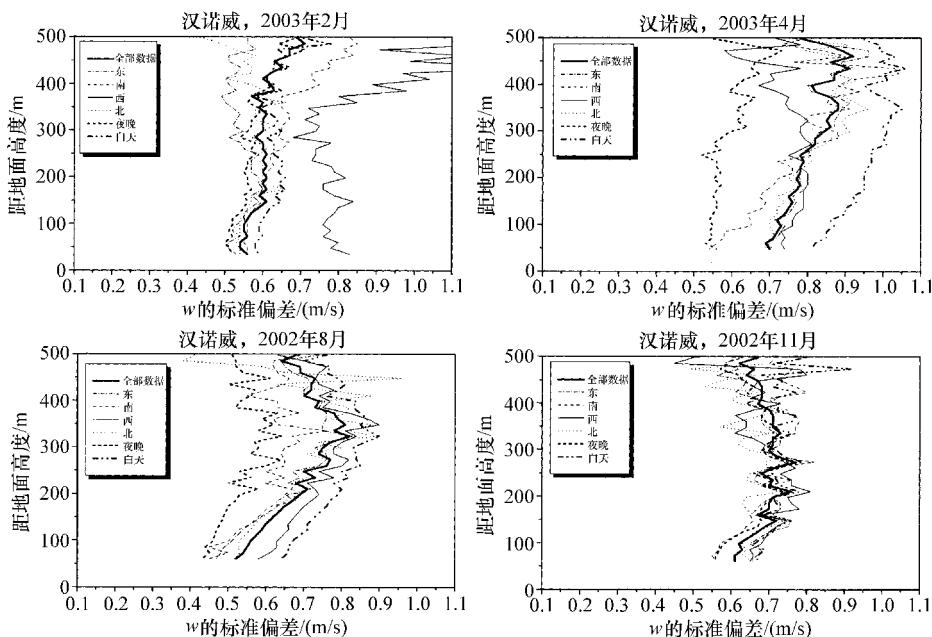


图3.26 根据SODAR测量数据（粗线），德国汉诺威市上空月平均垂直风分量的标准差：2003年2月（左上）、2003年4月（右上）、2002年8月（左下）和2002年11月（右下）。实线为全部数据，点虚线为白天数据，虚线为夜晚数据。

季和秋季的白天和夜晚的轮廓线差别很小，虽然冬天的轮廓线更多地取决于天气的风向。在冬天，该标准偏差的最大值通常伴随着较强西风的发生。夜晚和白天的风轮廓线在春天和夏天的差别最大。这些季节里，白天与夜晚的平均风轮廓线的差别比不同风向上的平均轮廓线之间的差别大得多。

图 3.27 展示了在汉诺威观察的湍流强度垂直分量的月平均轮廓，即图 3.26 描述的标准偏差除以图 3.25 中描述的平均水平风速。这一数值因此与平均风速反相关。夏季和春季的湍流强度最大。这两个季节里，白天的值是夜晚的 2 倍。在白天，春季和夏季的湍流强度轮廓在距地高度 300~400m 内基本不随高度变化。在秋季和冬季，总体来说在夜晚，150~200m 高度内，轮廓线表现出湍流强度随着高度的升高而迅速降低。

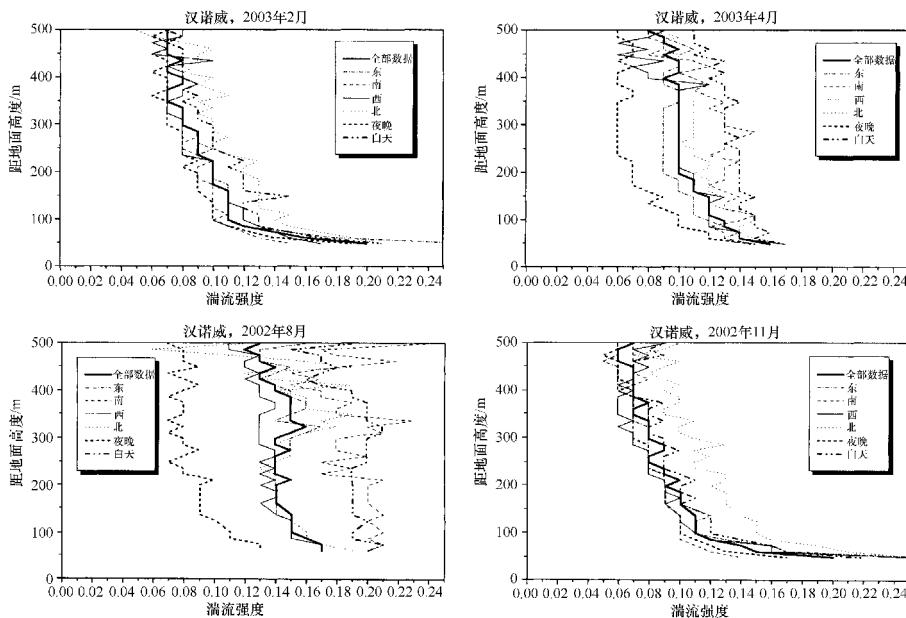


图 3.27 根据 SODAR 测量数据（粗线），德国汉诺威市上空月平均湍流强度轮廓线：2003 年 2 月（左上）、2003 年 4 月（右上）、2002 年 8 月（左下）和 2002 年 11 月（右下）。实线为全部数据，点虚线为白天数据，虚线为夜晚数据。

与图 3.25、图 3.26 和图 3.27 描述的类似轮廓线也已在其他城市中被发现（如俄国莫斯科和澳大利亚的林兹，详见 Emeis 等 2007b）。夏天，垂直速度分量的白天变化过程在汉诺威和莫斯科非常相似。但图 3.28 表明，标准偏差的总体水平在大得多的莫斯科市比在较小汉诺威市大一些，虽然莫斯科 2005 年 7 月的平均风速甚至小于汉诺威 2002 年 8 月的平均风速。两幅图都表现出，夏季白天和夜里标准偏差都随着高度的升高而增大。

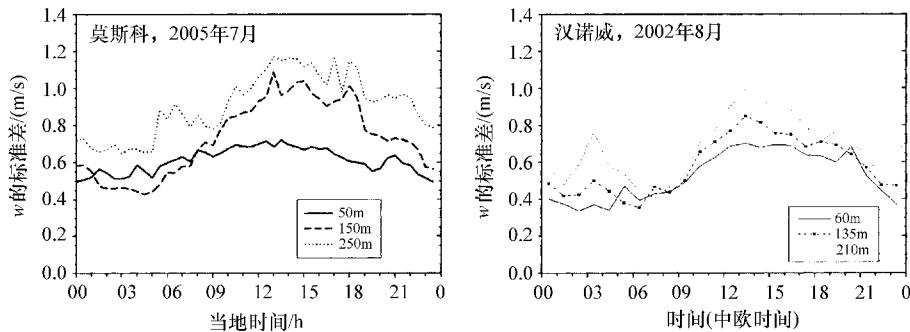


图 3.28 一个夏月里, 俄国莫斯科 (左) 和德国汉诺威 (右), 三个不同高度上垂直风分量的标准差的月平均日变化与本地时间作图。

3.7.3 城市冠层的空间流现象

城市冠层内的风流有其特殊性。其中包括, 街道峡谷和高楼之间的风流的引导 (见 4.1 节) 像山顶那样, 建筑物顶部对风流的加速 (见 4.2 节)、建筑物后方下风涡旋的形成和风向的多变性。城市区域风向的频繁变化可能有利于小型垂直轴风力发电机的应用。小型垂直轴风力发电机可运行在任何风向下而无须调整。关于城市中的风的更详细介绍可以参见 Cermak 等 (1995)。

3.8 平原地形总结

现代风力发电机的轮毂高度多超出表面层。因此, 描述风况的风轮廓线不能再基于仅对表面层有效的对数法则式 (3.6) 和式 (3.16) 或指数法则 (3.22)。对于表面层以上的高度, 则必须考虑艾克曼层的轮廓法则 (3.50)。两层结合的轮廓线, 如式 (3.65)、(3.69) 或 (3.70), 可能是用于荷载评估和发电量估算最合适的法则。式 (3.65)、(3.69) 和 (3.70) 也应用于对威布尔分布尺度参数的垂直轮廓的描述。

表面层之上的层内, 风速的日变化与表面层内不同。此处, 在中欧约 1/4 的夜晚, 艾克曼层的夜晚风速比白天风速高, 这种现象称做低空急流。由于这种现象, 威布尔分布形状参数的垂直轮廓在表面层顶部存在一个最大值。因此, 出自 Justus 等 (1978) 的在表面层表现良好的关系式 (3.90) 不再有意义, 而必须使用出自 Wieringa (1989) 的式 (3.91)。

热成风 (第 2.4 节) 在距地表更高的高度有一定的相关性, 此处的风剪切由于地表摩擦而变小。通常在温带, 较冷的空气与低气压区域重合, 而较暖的空气则与高气压区重合。因此, 热成风通常对风速随高度的升高做出额外贡献。

由于人口密集区域的土地使用情况改变频繁, 大片的均质表面很少见, 因此必须经常考虑内部边界层的发展 (见第 3.5 节) 导致的特征。

对于矗立在森林里的风力发电机，则必须考虑3.6节说明的透风树冠层的特殊湍流特性。轮毂高度应该至少为林冠高度的3倍，以规避透风树冠层上的加强湍流。需要特别注意森林风场相当大的置换高度，因为风轮廓线是从这一高度而不是从地表开始的。

与农村区域相比，典型的城市特征为距地面数百米高处风剪切更大、湍流随高度增长更快，尤其是夜晚，以及湍流强度的翻倍。春季和夏季的垂直速度分量的标准偏差在夜晚随高度的升高不仅是城市的特征，而是农村和城市气流互动的结果。低空急流在农村区域上空形成，而城市导致的额外的地表摩擦不足以摧毁它们。因此低空急流下，距地面100m和400m高之间的更大的机械生成湍流接续着100m下的城市边界层中的更大的热生成湍流。很明显，城市区域和森林（见3.4节）在数学上有类似的特征（加强的湍流强度）。但是就热力特性来说，它们却非常不同，因为森林并不表现出与城市热岛相关的特征。

对于轮毂高度为100m和更高的大型风力发电机，第3.7.1节中展现的城市区域垂直轮廓线是相关的。而第3.7.2节中讨论的特性则与安装在城市冠层内的小型风力发电机有关。对城市边界层风场的数值模拟超出了仅靠提高地表粗糙度的方法，而且还必须包含高楼效应和修正的热和水汽通量。Miao等（2009）总结了现在可以得到的采用单层和多层城市冠层模型的不同方法。只有多层模型才能够考虑较高建筑物对风向的影响。

参 考 文 献

- Allnoch, N.: Windkraftnutzung im nordwestdeutschen Binnenland: Ein System zur Standortbewertung für Windkraftanlagen. Geographische Kommission für Westfalen, Münster, ARD-EY-Verlag, 160 pp. (1992)
- Arnfield A.J.: Two Decades of urban climate research: a review of turbulence, exchanges of energy and water, and the urban heat island. *Int. J. Climatol.* **23**, 1–26 (2003)
- Arya, S.P.: Atmospheric boundary layer and its parameterization. In: Cermak, J.E. et al. (Eds.) *Wind Climate in Cities*. Kluwer, Dordrecht. 41–66 pp. (1995)
- Atkinson B.W.: Numerical modelling of urban heat-island intensity. *Bound.-Lay. Meteorol.* **109**, 285–310 (2003)
- Batchvarova E., Gryning S.-E.: Progress in urban dispersion studies. *Theor. Appl. Climatol.* **84**, 57–67 (2006)
- Blackadar, A.K.: The Vertical Distribution of Wind and Turbulent Exchange in a Neutral Atmosphere. *J. Geophys. Res.* **67**, 3095–3102 (1962)
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, E.F. Bradley: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.* **28**, 181–189 (1971)
- CERC: Cambridge Environmental Research Consultants, ADMS dispersion model. (2001) <http://www.cerc.co.uk>.
- Cermak, J.E., A.G. Davenport, E.J. Plate, D.X. Viegas (Eds): *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E277, Kluwer Acad Publ, Dordrecht, 772 pp. (1995)
- Chow, W.T.L., Roth, M.: Temporal dynamics of the urban heat island of Singapore. *Int. J. Climatol.* **26**, 2243–2260 (2006)
- Counihan, J.: Simulation of an adiabatic urban boundary layerurban boundary layer in a wind tunnel. *Atmos. Environ.* **7**, 673–689 (1973)

- Crutzen, P.J.: New Directions: The growing urban heat and pollution “island” effect – impact on chemistry and climate. *Atmos. Environ.* **38**, 3539–3540 (2004)
- Davis, F.K., H. Newstein: The Variation of Gust Factors with Mean Wind Speed and with Height. *J. Appl. Meteor.* **7**, 372–378 (1968)
- Dyer, A.J.: A review of flux-profile relations. *Bound.-Lay. Meteorol.* **1**, 363–372 (1974)
- Emeis, S., Jahn, C., Münkel, C., Münsterer, C., Schäfer, K.: Multiple atmospheric layering and mixing-layer height in the Inn valley observed by remote sensing. *Meteorol. Z.* **16**, 415–424 (2007a)
- Emeis, S., K. Baumann-Stanzer, M. Piringer, M. Kallistratova, R. Kouznetsov, V. Yushkov: Wind and turbulence in the urban boundary layer – analysis from acoustic remote sensing data and fit to analytical relations. *Meteorol. Z.* **16**, 393n406 (2007b)
- Emeis, S., S. Frandsen: Reduction of Horizontal Wind Speed in a Boundary Layer with Obstacles. *Bound.-Lay. Meteorol.* **64**, 297–305 (1993)
- Emeis, S.: Vertical variation of frequency distributions of wind speed in and above the surface layer observed by sodar. *Meteorol. Z.* **10**, 141–149 (2001)
- Emeis, S.: How well does a Power Law Fit to a Diabatic Boundary-Layer Wind Profile? DEWI-Magazine No. **26**, 59–62. (2005)
- Emeis, S.: Vertical wind profiles over an urban area. *Meteorol. Z.* **13**, 353–359 (2004)
- Etling, D.: Theoretische Meteorologie Eine Einführung. 2nd edition, Springer, Berlin, Heidelberg, New York. (2002)
- Farell, C., Iyengar, A.K.S.: Experiments on the wind tunnel simulation of atmospheric boundary layers. *J. Wind Eng. Indust. Aerodyn.* **79**, 11–35 (1999)
- Floors, R., S.-E. Gryning, A. Peña, E. Batchvarova: Analysis of diabatic flow modification in the internal boundary layer. *Meteorol. Z.* **20**, 649–659 (2011)
- Foken, T.: Application of Footprint Models for the Fine-Tuning of Wind Power Locations on Inland Areas. *DEWI Mag.* **40**, 51–54 (2012)
- Garratt, J.R.: The atmospheric boundary layer. Cambridge University Press. 334 pp. (1992)
- Gerstengarbe, F.-W., P.C. Werner, U. Rüge (Eds.): Katalog der Großwetterlagen Europas (1881 – 1998). Nach Paul Hess und Helmuth Brezowsky. 5th edition. German Meteorological Service, Potsdam/Offenbach a. M. (1999) (available from: <http://www.deutscher-wetterdienst.de/lexikon/download.php?file=Grosswetterlage.pdf> or <http://www.pik-potsdam.de/~uwerner/gwl/gwl.pdf>)
- Grimmond, C.S.B.: Progress in measuring and observing the urban atmosphere. *Theor. Appl. Climatol.* **84**, 3–22 (2006)
- Gryning, S.-E., Batchvarova, E., Brümmer, B., Jørgensen, H., Larsen, S.: On the extension of the wind profile over homogeneous terrain beyond the surface layer. *Bound.-Lay. Meteorol.* **124**, 251–268 (2007)
- Hellmann, G.: Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. *Meteorol. Z.* **32**, 1–16 (1915)
- Hess, G.D., J.R. Garratt: Evaluating models of the neutral, barotropic planetary boundary layer using integral measures. Part I: Overview. *Bound.-Lay. Meteor.* **104**, 333–358 (2002)
- Hidalgo, J., Masson, V., Baklanov, A., Pigeon, G., Gimeno, L.: Advances in Urban Climate Modeling. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **1146**, 354–374 (2008)
- Högström, U., Bergström, H., Smedman, A.-S., Halldin, S., Lindroth, A.: Turbulent exchange above a pine forest, I: Fluxes and gradients. *Bound.-Lay. Meteorol.* **49**, 197–217 (1989)
- Högström, U.: Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re-evaluation. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **42**, 55–78 (1988)
- Holtslag, A.A.M., H.A.R. de Bruin: Applied modeling of the nighttime surface energy balance over land. *J. Appl. Meteor.*, **27**, 689–704 (1988)
- Jensen, N.O.: Change of Surface Roughness and the Planetary Boundary Layer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **104**, 351–356 (1978)
- Justus, C.G., W.R. Hargraves, A. Mikhail, D. Graber: Methods for Estimating Wind Speed Frequency Distributions. *J. Appl. Meteor.* **17**, 350–353 (1978)
- Kaimal, J.V., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, O.R. Coté: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **98**, 563n589 (1972)
- Kanda, M.: Progress in Urban Meteorology: A Review. *J. Meteor. Soc. Jap.* **85B**, 363–383 (2007)

- Kraus, H.: *Grundlagen der Grenzschicht-Meteorologie*. Springer, 214 pp. (2008)
- Lokoshchenko, M.A., M.A., Yavlyeva, E.A.: Wind Profiles in Moscow city by the Sodar Data. 14th International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 1, 012064. DOI:10.1088/1755-1307/1/1/012064 (2008)
- Miao, S., F. Shen, M.A. LeMone, M. Tewari, Q. Li, Y. Wang: An Observational and Modeling Study of Characteristics of Urban Heat Island and Boundary Layer Structures in Beijing. *J. Appl. Meteor. Climatol.* **48**, 484–501 (2009)
- Miyake, M.: Transformation of the atmospheric boundary layer over inhomogeneous surfaces. Univ. of Washington, Seattle, unpubl. MSc-thesis, Sci. Rep. 5R-6. (1965)
- Panofsky, H.A., H. Tennekes, D.H. Lenschow, J.C. Wyngaard: The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **11**, 355–361 (1977)
- Paulson, C.A.: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J. Appl. Meteorol.* **9**, 857–861 (1970)
- Peña, A., S.-E. Gryning, C. Hasager: Comparing mixing-length models of the diabatic wind profile over homogeneous terrain/homogeneous terrain. *Theor. Appl. Climatol.*, **100**, 325–335 (2010b)
- Peña, A., S.-E. Gryning, J. Mann, C.B. Hasager: Length Scales of the Neutral Wind Profile over Homogeneous Terrain. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **49**, 792–806 (2010a)
- Peppler, A.: Windmessungen auf dem Eilveser Funkenturm. *Beitr. Phys. fr. Atmosph.* **9**, 114–129 (1921)
- Piringer, M., Joffre, S., Baklanov, A., Christen, A., Deserti, M., de Ridder, K., Emeis, S., Mestayer, P., Tombrou, M., Middleton, D., Baumann-Stanzer, K., Dandou, A., Karppinen, A., Burzynski, J.: The surface energy balance and the mixing height in urban areas – activities and recommendations of COSTAction 715. *Bound.-Lay. Meteorol.* **124**, 3–24 (2007)
- Plate, E.J.: Urban Climates and Urban ClimateModelling: An Introduction. – In: Cermak, J.E. et al. (Eds.) *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series **E277**, Kluwer Acad. Publ, Dordrecht, 23–39. (1995)
- Raupach, M.R.: Anomalies in flux-gradient relationships over forest. *Bound.-Lay. Meteorol.* **16**, 467–486 (1979)
- Rotach, M.W.: On the influence of the urban roughness sublayer on Turbulence and dispersion. *Atmos. Environ.* **33**, 4001–4008 (1999)
- Roth, M.: Review of atmospheric turbulence over cities. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **126**, 941–990 (2000)
- Sathe, A., S.-E. Gryning, A. Peña: Comparison of the atmospheric stability and wind profiles at two wind farm sites over a long marine fetch in the North Sea. *Wind Energy* **14**, 767–780 (2011)
- Savelyev, S.A., P.A. Taylor: Internal Boundary Layers: I. Height Formulae for Neutral and Diabatic Flows. *Bound.-Lay. Meteorol.* **115**, 1–25 (2005)
- Schatzmann, M., Leitl, B.: Validation and application of obstacle-resolving urban dispersion models. *Atmos. Environ.* **36**, 4811–4821 (2002)
- Schmid, H.P.: Footprint modeling for vegetation atmosphere exchange studies: a review and perspective. *Agric. Forest Meteorol.* **113**, 159–183 (2002).
- Schmid, H.P.: Source areas for scalars and scalar fluxes. *Bound.-Lay. Meteorol.* **67**, 293–318 (1994)
- Schroers, H., H. Lösslein, K. Zilich: Untersuchung der Windstruktur bei Starkwind und Sturm. *Meteorol. Rdsch.* **42**, 202–212 (1990)
- Sedefian, L.: On the vertical extrapolation of mean wind power density. *J. Appl. Meteor.* **19**, 488–493 (1980)
- Shreffler, J.H.: Detection of Centripetal Heat Island Circulations from Tower Data in St. Louis. *Bound.-Lay. Meteorol.* **15**, 229–242 (1978)
- Shreffler, J.H.: Heat Island Convergence in St. Louis during Calm Periods. *J. Appl. Meteorol.* **18**, 1512–1520 (1979)
- Teunissen, H.W.: Structure of mean winds and turbulence in the planetary boundary layer over rural terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.* **19**, 187–221 (1980)

- Troen, I., E.L. Petersen: European Wind Atlas. Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark. 656 pp. (1989)
- Velasco, E., Márquez, C., Bueno, E., Bernabé, R.M., Sánchez, A., Fentanes, O., Wöhrnschimmel, H., Cárdenas, B., Kamilla, A., Wakamatsu, S., Molina, L.T.: Vertical distribution of ozone and VOCs in the low boundary layer of Mexico City. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.* **7**, 12751–12779 (2007)
- Wieringa, J.: Gust factors over open water and built-up country. *Bound.-Lay. Meteorol.* **3**, 424–441 (1973)
- Wieringa, J.: Shapes of annual frequency distributions of wind speed observed on high meteorological masts. *Bound.-Lay. Meteorol.* **47**, 85–110 (1989)
- Zilitinkevich, G.: Resistance Laws and Prediction Equations for the Depth of the Planetary Boundary Layer. *J. Atmos. Sci.* **32**, 741–752 (1975)

第 4 章 复杂地形的风

越来越多的陆上风力发电机被建在复杂地形（如山或山脉）上，远离海岸附近的平原地区。复杂地形的最佳选址为被抬升的位置，如山顶。因此，本章将介绍几个复杂地形影响发电量的主要风流特性。

复杂地形上的风受到地表特征改变（如山、山脊、山脉和悬崖）的影响。我们将用“地貌（topography）”这个术语来描述地表特征和高度的总体变化，而用“地形（orography）”来主要描述海拔高度。没有任何地形结构的地表特征变化已经在关于内部边界层的第 3.5 节中说明了。本章将讨论地貌和纯地形对风场的影响。

介于粗糙度和地形之间，我们可能想到了可被称做风流障碍物的第三类地貌特征，如建筑物或大树（Petersen 等 1998b）。对这些障碍物的基本处理请参见第 3.6 和 3.7 节。

由于山地和山脉地形的复杂性，不能直接应用第 3 章中介绍的风轮廓法则。通常，必须使用分析或数值风流模型来评估某一点的风和湍流条件。三维数值风流场模型可以大概分为三类。最简单的是质量一致性风流模型，用给定的测量数据在地形上生成不发散的风流。这些模型不包含式（2.2）~式（2.4）的动态方程，而是需要大量的观察数据才能得到可靠的解。另一类模型为流体静力学风流模型，包含了动态方程式（2.2）和式（2.3），而式（2.4）用流体静力方程（2.1）代替。这些模型仅适用于大尺度，如数千米或更大。而对于更小尺度，则必须包含完整的式（2.2）~式（2.4）的完全非流体静力模型。

4.1 复杂地形上的边界层特征

有地形构造的地貌上的边界层的一些基本结构特征如图 4.1 所示。4.1.1 节将介绍风在山区地形的一个主要特征：热驱动的山风和谷风。4.1.2 节介绍重力风和下溃风。山风和谷风同重力风和下溃风一样，都是由地形本身产生的。但是山区地形上还有一些其他风流特征，主要源于地形特征对更大尺度上已存在风流的机械修正。这包括风流跨过山体、山顶、山脊和悬崖时的加速、山谷对风流的引导、山脉间狭窄通道的间隙流、风在单体山和更大山脉周围的一般性扰动。第 4.2 和 4.3 节对风流加速进行了更加详细的描述。

山谷的引导效应是经常发生的现象，在较宽的峡谷中也可看到，如德国的莱茵河上游峡谷。引导效应发生的高度至少为山谷两侧的山脉高度。但是经常由于垂直

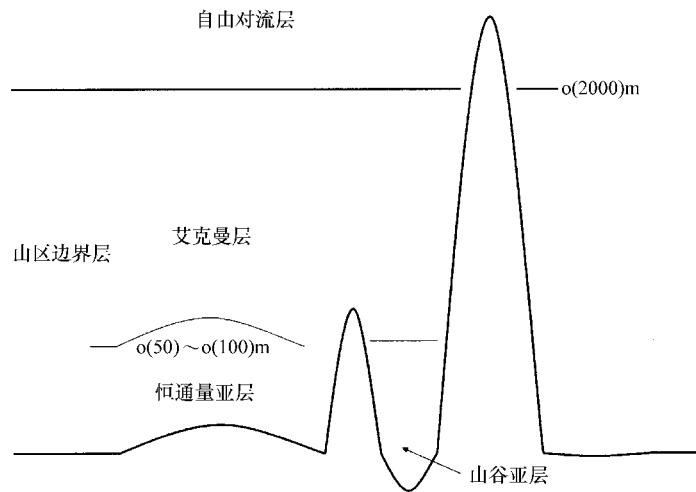


图 4.1 山地边界层垂直结构示意图

混合现象，引导效应甚至可延伸到超过两侧山脉的高度。引导效应的一个主要特征是巨大的局限效应，改变了风向分布。跨越山谷的风很少发生。多数情况下，我们发现风向是沿着山谷的，两个可能方向的选择取决于大尺度压力场或局地温度梯度。局地温度梯度限制了山风和谷风穿过山谷中的某些特定地点。引导现象有益于大型风场的设计，因为只需要在规划阶段考虑两个相反的风向。因此，可以很容易在这样的山谷风场中对风力发电机进行优化选址。对于山风和谷风系统的情形，图 4.2 给出了阿尔卑斯山谷中引导风流的例子。

间隙风流发生在山脉中的一些特殊位置。这种现象最经常发生在走向垂直于大尺度主导风向的较大山脉中。间隙风流可以出现相当高的风速，但是也经常伴随着高湍流。这种风流取决于实际的地形特征，因此这里无法给出间隙风流的一般性阐述。总是需要研究测风塔或地基远程传感器的就地测量数据，才能评估间隙风流的特殊风流特征。

山谷中的风流引导与间隙风流两种效应结合的一个例子为法国南部莱茵河山谷中的密史脱拉风。莱茵河向西流经法国中央高原，向东流经法国阿尔卑斯山。密史脱拉风时间演化的促进机制和上风向天气的风速和风向条件在这一过程中的演化，与在上风向的逆温层之下的大气层中计算的上风向弗鲁德 (Froude) 数有关 (Caccia 等 2004)。

4.1.1 山风和谷风

有一些局地风系统并不出自大尺度的压力梯度，而是出自区域的或局地的地表热力特性的差异。这些区域的或局地的风系统通常表现出很好的规律性，因此可以被用做风力发电。对这样的局地或区域尺度风的概述可在 Atkinson (1981) 中找到，其中展示了关于该现象的丰富的气象数据。

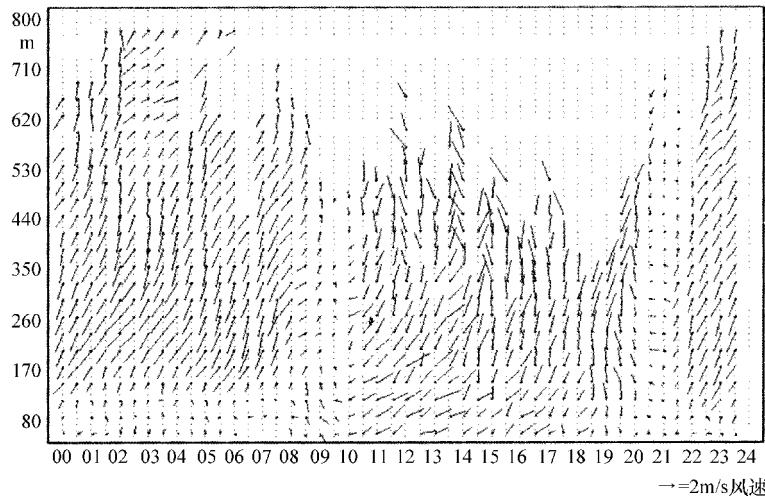


图 4.2 SODAR 测量的阿尔卑斯山谷水平风流场的日变化，为夜晚的山风和白天的谷风之间的日变化，也展示了该山谷对风的引导效应。风数据在时间上以 30min 平均，垂直方向上以 30m 平均。横坐标为从本地午夜到次日午夜的 24h，垂直轴为高度，单位是 m。箭头的方向给出了水平风的风向，箭头的长度代表风速

山体和山脉的存在导致比第 3 章中展示的均质地貌的内部边界层更大的水平各向异性。较大山脉的垂直维度可能超过大气边界层的厚度（见图 4.1）。因此可以预期，第 3 章给出的关系式仅能适用于山区边界层的局部，如较小的山体或宽敞山谷的平原谷底。均质地形上的边界层差异来源于机械力和热动力。山谷对风流的引导效应和山脉链的大尺度阻碍效应具有明显的机械力，然而热力却更难理解。山区地形的热力是加热（或夜晚冷却）表面抬升和有效空气体积与热活跃区域表面积的比值减小的共同作用。本书专注于大气边界层内的风力发电，山区稳定热分层风流中的重力波和焚风的生成将不在这里叙述。读者可以参考关于这些大尺度山脉效应的概括文章，如 Smith (1978) 的经典文章或 Atkinson (1981) 的书。

弱的大尺度压力梯度和大体上无云的晴空条件下，山脉导致三种改变大气边界层垂直结构的热驱动次循环系统：坡风、山风和谷风，以及山脉和周围平原之间的日变化的风系统（类似海陆风系统）[如图 4.3 所示。该图为 Defant (1949) 经典示意图的延伸。Defant (1949) 仅描述了这三种次循环中的两种]。虽然具有相同的时间尺度（1 天），但是这三种现象发生在三种不同的空间尺度上。坡风（图 4.3 中的细箭头）在从几米到 1km 的坡度空间尺度上发展。山风和谷风（图 4.3 中的实心箭头）则出现在数百米到长山谷中的数百千米的空间尺度上。图 4.2 展示了这些中等尺度风的一个例子。山脉平原风的尺度最大，从数十千米到超过 100km（图 4.3 中的空心箭头）。后面的这两种风可能与风力发电有一定的关系。坡风可能仅对非常小型的风轮有用，因为坡风层很薄且厚度不断变化。

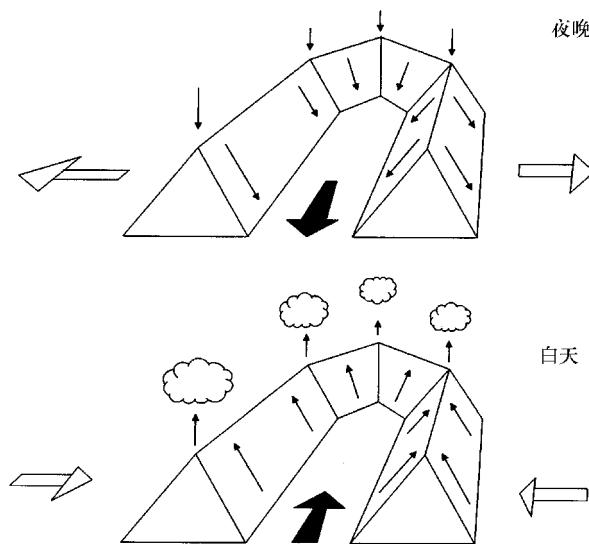


图 4.3 在风平浪静的基本无云的夜晚（上）和白天（下），由山脉导致的局地和区域风系统。空心箭头为吹向和吹离山脉的区域风，实心箭头为更加局地的山谷出流（上）和入流（下）风，山脉侧翼上的细箭头代表纯的局地坡风。山脊之上的细箭头代表垂直运动的方向。

坡风的出现归因于山区地形斜坡表面的日晒加热或辐射冷却。这些风随着热驱动力的出现（然后消失），在数分钟内出现和消失。它们构成了山谷截面次循环的一部分。白天的上坡风可能在山谷中心（Vergeiner 1982）导致补偿的下沉运动。这通常是因为云在山谷中心消失而在山顶形成的原因。该下沉运动促进了山谷大气边界层中热分层的稳定性，且延长了山谷中逆温的生存时间。在傍晚时分，则生成下坡风。也可见第 4.1.2 节中关于重力风的描述。

山风和谷风的形成需要数个小时。它们是整个山谷的特征（Vergeiner 和 Dreisertl 1987）。山风〔有时被称做下山谷风，但是更好的术语应该是出流谷风，因为谷底的局地坡度并不是决定性的（Heimann 等 2007）〕在日落后的 3~4h 后开始，而谷风（有时被称做上山谷风或更好的入流谷风）则在日出后的 3~4h 后开始。两种风都需要晴天条件，使入射短波辐射的加热和出射长波辐射的冷却能够发生。沿着山谷轴线的风向主要是由于山谷空气在较窄的山谷上部的加热和冷却效率高于较宽的下部，因为在较窄的山谷上部，空气质量与热活跃的总表面积比更大（Steinacker 1984）。沿着山谷轴线方向加热和冷却的差别导致沿着山谷轴线方向的压力梯度，进而驱动风的形成。通常，白天入流山谷风比夜晚出流山谷风更强，且湍流更大。

图4.3 中^①的山脉和周围平原之间的区域尺度风系统与图5.34中描述的海陆风系统有一些相似之处。该风系统白天吹向山脉，而夜晚吹离山脉，需要4~6h的发展时间。有时甚至可以在距离较大型山脉脚下100km远处观察到这种风（见Lugauer和Winkler 2005关于欧洲阿尔卑斯山的例子）。这一风系统出现的原因是在给定的海拔高度上，山地上的空气比平原上被加热得更多。夜晚则发生相反的现象。这种不同的加热再一次导致在某一高度上的压力差，而该压力差则驱动了补偿风。

对于山风、谷风和山脉平原风系统，必须有补偿的风系统。因为该补偿运动发生在较大的范围内，通常太弱而不能与天气尺度运动区分开来。这种补偿运动在白天促进了山脉周围平原上空的下沉运动，一定程度上限制了这些平原边界层顶部云的垂直生长。德国南部的这种循环系统被称做阿尔卑斯抽吸（Lugauer和Winkler 2005）。

4.1.2 重力风

下溃风和重力风为山区大气边界层中纯热生成的地形流特征，与前面提到的坡风有类似之处。它们基于较冷空气比暖空气更重的原理。长波辐射向宇宙的能量损失导致陆地的冷却，冰雪表面和向下补偿的显热通量也对大气表面层进行冷却，这就形成了逆温。如果存在山坡，就会导致水平温度梯度生成下坡的水平压力梯度力（Anderson等2005，Renfrew和Anderson 2006），而通常驱动薄层的下溃风。这些下溃风层通常过薄而不能用于风力发电。

更厚的激烈下溃风的例子为南极洲和格陵兰岛的重力风。穹顶形的地形和雪面的辐射冷却使得重力风在这些地区无处不在（Renfrew和Anderson 2006）。重力风可能是非常猛烈的。

4.2 孤山上的风轮廓

复杂地形上的风表现出大的空间和时间波动性。但还是存在一些分析方法，至少可以帮助分析复杂地形附着流的一次特征。非线性特征，如脱离流，则不能用分析模型充分表达，而必须用非线性的风流模型来描述，如Zenman和Jensen（1987）。有些线性方法相当久远，可追溯到如Jackson和Hunt（1975）的成果。这些分析方法一直伴随着在数值上的尝试，如Taylor（1977）的成果。著名的WAsP模型也是基于线性的分析方法（Troen和Petersen 1989）。

4.2.1 位势流

描述山体上风流的最简单例子是无摩擦的位势流。这是指无表面摩擦的非黏性流体的层流。这里对此进行了描述，以介绍一个展现山上风流的一次效应的分析模

^① 译者注：原文为“在图2.3中”。

型。主要特征是山上风速的加速、上风坡风速的轻微降低和下风坡风速的显著降低。

对于垂直于二维山脊（即在垂直于风流的方向上无限长的山脊）的风流，位势流在山上的加速可以用薄翼理论（Hoff 1987）来描述：

$$\Delta u_{\text{pot}}(x, z) = u_{\infty}(L) \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) \quad (4.1)$$

式中 x ——垂直于山脊的方向；

z ——垂直坐标；

H ——山脊的高度；

L ——山脊的半宽（从山顶到 $H/2$ 高处的距离）；

$u_{\infty}(L)$ ——在高为 L 处的未被扰动风流的标度风速；

σ ——山脊横截面的形状方程；

H/L ——山脊的纵横比，描述坡度的大小。

因此，这个简单模型的全部高度都是 L 的标度。把式 (4.1) 带入未收扰动的风流 $u_{\infty}(z)$ ，得到山脊上的位势流风轮廓为

$$u_{\text{pot}}(x, z) = u_{\infty}(z) + u_{\infty}(L) \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) \quad (4.2)$$

与第3章中的所有风轮廓关系都不同，风轮廓关系式 (4.2) 不仅取决于垂直坐标，还包含一个水平坐标。形状方程 σ 可以给出解析形式，只要山脉横截面 $h(x)$ 可以用倒置多项式描述（见图 4.4）

$$h\left(\frac{x}{L}\right) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{L}\right)^2} \quad (4.3)$$

对于式 (4.3) 的横截面积，关联的形状方程 σ 为

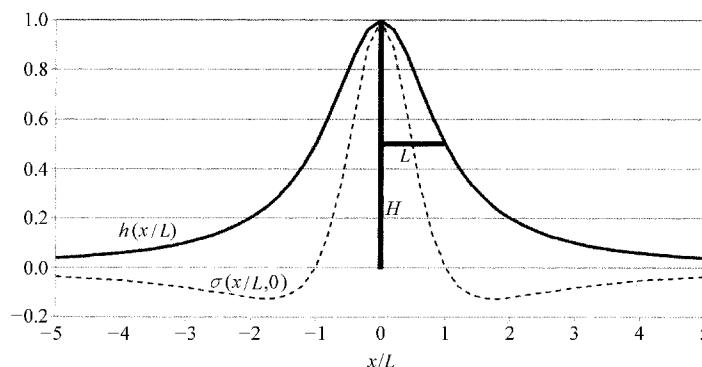


图 4.4 山脊方程 $h(x/L)$ （实线）和形状方程 $\sigma(x/L, 0)$ （虚线）。

山脊高度 H 和半高宽 L 也予以了标注。

$$\sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) = \frac{\left(1 + \left(\frac{z}{L}\right)\right)^2 - \left(\frac{x}{L}\right)^2}{\left(1 + \left(\frac{z}{L}\right)\right)^2 + \left(\frac{x}{L}\right)^2} \quad (4.4)$$

对于山顶的位置 ($x=0$)，可以得到如下空间关系：

$$\sigma\left(0, \frac{z}{L}\right) = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{L}\right)\right)^2} \quad (4.5)$$

式 (4.5) 描述了带有高度 (仅为山脊半宽的方程) 的形状方程。山脊越宽，山体对风流的影响越大。因此，山脊顶部位势流速度的垂直轮廓为

$$u_{\text{pot}}(0, z) = u_{\infty}(z) + u_{\infty}(L) \frac{H}{L} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{L}\right)\right)^2} \quad (4.6)$$

垂直风轮廓方程 (4.6) 在接近地表时是不切实际的，因为位势流是没有摩擦的，因此流速在地表处不会消失。而是相反的情况，位势流速度在山脊顶部达到最大值。此处有 ($x=0, z=0$) $\sigma=1$ ，且：

$$u_{\text{pot}}(0, 0) = u_{\infty}(0) + u_{\infty}(L) \frac{H}{L} \quad (4.7)$$

式 (4.7) 意味着风速在山脊顶部的加速与山脊侧面的坡度成正比。对于高斯形状的山体，形状方程 (4.4) 不能用解析式给出。数值积分得到比式 (4.4) 略低的值，此时 $\sigma_{\text{Gauss}}(0, 0) = 0.939$ 。这意味着高 100m，半高宽为 1000m 的山脊上，相对加速 $\Delta u/u_{\infty}$ 约为 10%，或

$$\frac{\Delta u}{u_{\infty}} \approx \frac{H}{L} \quad (4.8)$$

4.2.2 位势流的修正：内层的附加项

如前文所述，位势流方程在接近地表时不切实际，因为它生成了与山脊线对称的解。位势流方程仅在外层有效。地表处风速降低至 0 (非光滑条件) 发生在内层，该层内表面摩擦力起主导作用。这就导出了两层模型的思路 (Jackson 和 Hunt 1975)。内层的深度也取决于半宽 L 。Jackson 和 Hunt (1975) 推导了 l 的如下隐含关系式：

$$l \ln\left(\frac{l}{z_0}\right) = 2\kappa^2 L \quad (4.9a)$$

式中 z_0 ——地表粗糙度。

Jensen 等 (1984)、Mason (1986) 和 Hoff (1987) 导出了类似的，但略有不同的关系式：

$$l \ln^2\left(\frac{l}{z_0}\right) = 2\kappa^2 L \quad (4.9b)$$

对于大的 L/z_0 值, 式 (4.9b) 计算出的内层高度远小于式 (4.9a) 的计算结果 (见图 4.5)。大体上来说, 式 (4.9a) 计算出的内层深度约为山脊半宽的 3% ~ 6%, 而式 (4.9a) 计算出的内层深度约为山脊半宽的 1% ~ 2%。Taylor 等 (1987) 和 Frank 等 (1993) 的实验数据支持后一个方程 (4.9b)。

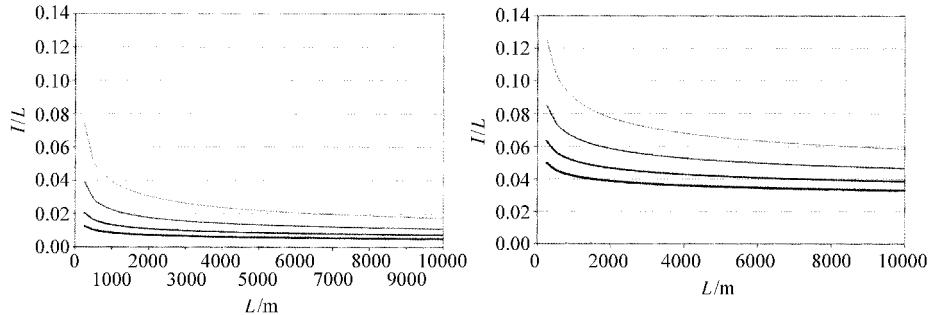


图 4.5 式 (4.9b) (左) 或 (4.9a) (右) 推导出的内层厚度, l 为半宽 L 的方程, 地表粗糙度长度为 z_0 。最低的曲线: $z_0 = 0.02\text{m}$, 第二条曲线 $z_0 = 0.1\text{m}$, 第三条曲线 $z_0 = 0.5\text{m}$, 最上面曲线 $z_0 = 2.5\text{m}$

正如上文式 (4.6) 以后的叙述, 位势流方程的解在直接接近地面时是不现实的。可以通过让 l 以上的外层的位势流轮廓线 (4.2) 与内层的对数风轮廓线 (3.6) 匹配, 来描述真实的风轮廓线:

$$u(x, z < l) = u_\infty(z) + u_\infty(z) \frac{\ln \frac{L}{z_0}}{\ln \frac{l}{z_0}} \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) = u_\infty(z) + \Delta u(x, z < l) \quad (4.10)$$

式 (4.10) 在地表处满足非光滑条件。Hoff (1987) 给出了下式, 通过增加附加项, 还考虑了山脊切面的表面压力梯度:

$$u(x, z < l) = u_\infty(z) + \Delta u(x, z < l) + \delta u(x, z < l) \quad (4.11)$$

其中压力梯度相关项为

$$\delta u(x, z < l) = \frac{1}{\kappa} \delta u_* \left(\frac{x}{L} \right) \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.12)$$

上式需要使用修正的摩擦速率方程:

$$\delta u_* \left(\frac{x}{L} \right) = - \frac{l}{2\rho u_{*\infty}} \frac{\partial p}{\partial x} = u_{*\infty} \frac{\ln \left(\frac{L}{z_0} \right)}{\ln \left(\frac{l}{z_0} \right)} \frac{H}{L} \Delta \sigma \left(\frac{x}{L} \right) \quad (4.13)$$

式 (4.13) 中的增量 $\Delta \sigma$ 为形状方程 σ 在 $x/L - D$ 和 $x/L + D$ 范围之间的水平差异, 其中 D 应该相对 L 较小:

$$\Delta\sigma\left(\frac{x}{L}\right) = \frac{1}{2D}\left(\sigma\left(\frac{x}{L} + D, \frac{z}{L} = 0\right) - \sigma\left(\frac{x}{L} - D, \frac{z}{L} = 0\right)\right) \quad (4.14)$$

同时包含内层和外层的光滑的垂直风轮廓线如下式 (Hoff 1987) :

$$u(x, z) = u_{\infty}(z) + u_{\infty}(L) \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) P_0(z) + \frac{1}{\kappa} \delta u_* \left(\frac{x}{L}\right) \ln\left(\frac{l}{z_0}\right) P_{\delta}(z) \quad (4.15)$$

其中

$$P_0(z) = 1 + \frac{\ln\left(\frac{z}{l}\right)}{\ln\left(\frac{l}{z_0}\right)} \exp\left(-\frac{z - z_0}{l}\right) \quad (4.16)$$

且

$$P_{\delta}(z) = \frac{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{l}{z_0}\right)} \exp\left(-2 \left(\frac{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{l}{z_0}\right)}\right)^2\right) \quad (4.17)$$

图 4.6 展示了应用式 (4.9b) 的式 (4.15) 得到的示例结果, 此时山脊的半宽为 $L = 1000\text{m}$, 纵宽比 $H/L = 0.2$ 。 $x/L = -2$ 为山脊的上风向, 紧随形状方程 σ 的最小值之前 (见图 4.2)。 $x/L = -0.5$ 和 0.5 的位置处, 形状方程 σ 具有最大的梯度。 $x/L = 0$ 为山脊顶部, $x/L = 2$ 与第一个点对称。我们看到, 最大加速在山脊顶部内层之上高为 l 处, 该例中约为距地面高 16.5m (见图 4.3)。与未受扰动的对数轮廓线 (虚线) 比, 垂直风剪切在 l 高度之下被加强, 而在该高度之上被削弱。右侧的两个图展现了尾流的影响, 导致在 l 高度附近风速降低, 尽管该分析模型不能生成脱离流。而当纵宽比超过 0.2 时就会激发脱离流。

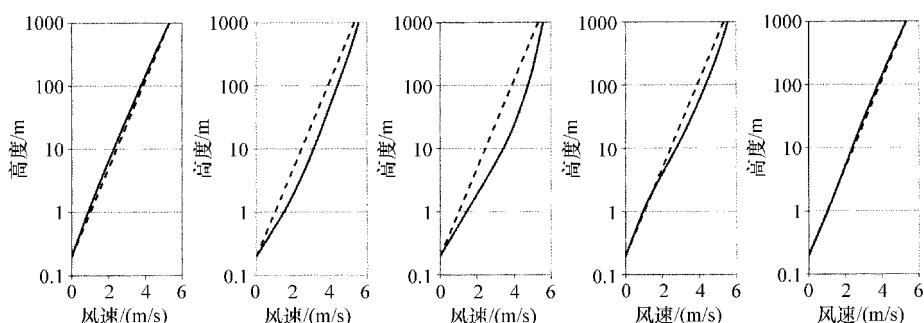


图 4.6 图 4.2 中的山脊上的垂直风轮廓线, 其中 $L = 1000\text{m}$, $H = 200\text{m}$,

$z_0 = 0.2\text{m}$, 且在 $x/L = -2$ 、 -0.5 、 0 (山脊线)、 0.5 和 2 处,

$u_{\infty} = 0.25\text{m/s}$ 。实线来自式 (4.15), 虚线为水平方向上的平原地形。

在外层，方程的解仍然就山脊顶部对称，但是在内层可见显著的非对称性。这方面，式 (4.15) 比第 4.2.1 节中的纯位势流方程更接近实际。但是必须注意，分析模型 (4.15) 只能用于纵宽比小于 0.2 的缓山，此时风速切向伸展远大于平行于风向的山脊切面宽度。该分析模型仅限于稳定条件的大气稳定性。

Sykes (1980) 开发了不同的把风流场分为三层的方法。他区分如下层：非常薄的壁层、内部雷诺应力迅速变化的雷诺应力亚层，以及一个外层。由于山体的存在，计算了不同坡度等级 $\varepsilon^{1/2} = H/L$ ($\varepsilon \ll 1$) 的风流扰动。雷诺应力亚层的高度约为 εL 。对于纵横比 $H/L = 0.1$ ，其值与式 (4.9b) 的内层高度非常接近。

4.2.3 位势流的修正：考虑热稳定性

作为准备，依照分式加速重写式 (4.1)：

$$\Delta s(x, z) = \frac{\Delta u_{\text{pot}}(x, z)}{u_{\infty}(l)} = \frac{u_{\infty}(L)}{u_{\infty}(l)} \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) \quad (4.18)$$

Bradley (1983) 研究了分式加速比对 (大气) 稳定性的依赖程度。作为初步的估计，Bradley (1983) 假设式 (4.18) 对于非中性风流仍然有效，只要浮力相对于压力梯度力较小。那么式 (4.18) 近似有效，但是速率 $u_{\infty}(L)$ 和 $u_{\infty}(l)$ 是由绝热莫奥 (Monin-Obukhov) 速率轮廓式 (3.16) 计算得来。对于非中性分层，可以得到

$$\Delta s(x, z) = \frac{\ln\left(\frac{L}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{L}{L_*}\right)}{\ln\left(\frac{l}{z_0}\right) - \Psi\left(\frac{l}{L_*}\right)} \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) \quad (4.19)$$

式中 L_* ——莫奥长度，见式 (3.11)；

Ψ ——稳定性方程，由式 (3.15) 和式 (3.21) 给出。

根据 Frank 等 (1993) 中的式 (31)， Ψ 被限定为最小值 -5。 Δs 随着稳定性的提高而增大，且在不稳定风流下减小 (见图 4.7)。从直觉上也变得清晰起来，因为升高的稳定性阻止山上流线的垂直置换。因此，流线会被挤压在一起，加速便提高了。实测数据的证据在 Frank 等 (1993) 的图 2 中予以了描述。

4.2.4 山上的威布尔参数

Emeis (2001) 对山顶上的 SODAR 测量数据进行了评估，推导出了山上两个威

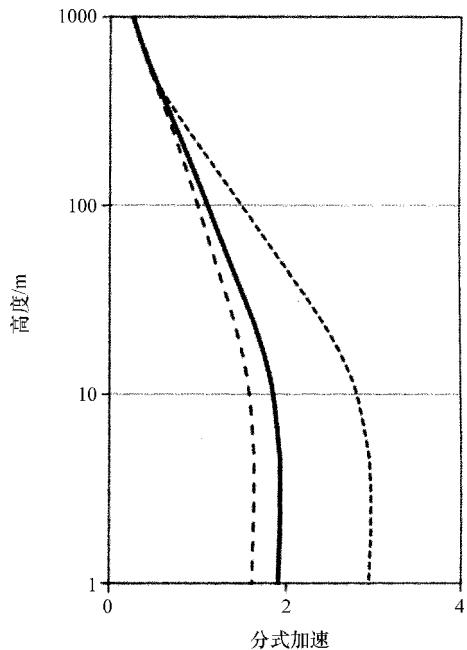


图 4.7 根据式 (4.19) 与稳定性相关的分式加速。实线：中性分层。

虚线：不稳定 ($L_* = -500\text{m}$)。

短虚线：稳定 ($L_* = 500\text{m}$)

布尔分布参数的垂直轮廓线。用式 (3.54) 的类似形式对尺度参数进行描述, 而形状参数则用式 (3.91) 来描述。图 4.8 给出了由 SODAR 测量数据得出的例子 (详见 Emeis 2001)。

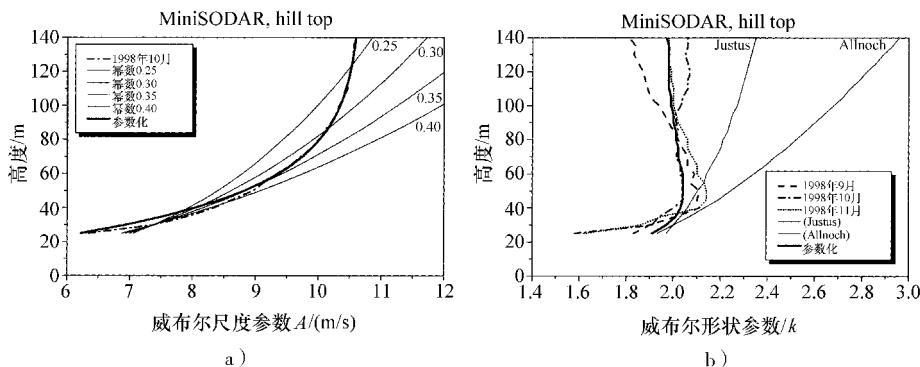


图 4.8 SODAR 测量数据得到了山顶上的威布尔参数, 如图 3.12, 与分析轮廓线对比。

左图为尺度参数, 右图为形状参数。左侧参数化的曲线来自式 (3.54),

令 $\gamma = 0.035$ 。右侧的图来自式 (3.91), 令 $z_m = 50\text{m}$ 且 $c_2 = 0.01$ 。

标注 “Justus” 和 “Allnoch” 的曲线从式 (3.90) 计算得来

尺度参数的垂直轮廓可以用简化的艾克曼法则 (3.54) 来更好地描述 (令 $\gamma = 0.035$), 而不是用表面层轮廓线 (3.6) 或 (3.22)。这表明山上的风轮廓线和尺度参数的垂直轮廓线都表现得像艾克曼层的垂直风轮廓线。这是可以理解的, 因为山顶超过了表面层并进入了艾克曼层。参数 $z_m = 50\text{m}$ 和 $c_2 = 0.01$ 用来生成与图 4.8b 中 10 月份曲线拟合的曲线。对于 9 月份和 11 月份的曲线, $c_2 = 0.03$ 会更适合。同样, Justus 等 (1978) 和 Allnoch (1992) [见式 (3.90)] 中的轮廓线与实际不符。

4.3 悬崖上的风轮廓

悬崖上的风流更复杂一些, 汇聚着山体上风向侧 (第 4.2 节) 和内部边界层 (第 3.5 节) 的特性, 示意图如图 4.9 所示。

对于孤山的情形, 风流在障碍物后面的某处恢复到原来的状态。如果粗糙度发生变化, 则会形成内部边界层, 最终取代旧的边界层。山崖上的风流为孤山上风流和粗糙度改变风流的某种程度的混合。Bowen 和 Lindley (1977) 与 Bowen (1979) 得到了小型悬崖上风流的实验数据, Astley (1977) 用该数据与数值计算结果进行了对比。可以在 Jensen (1983) 中找到该风流问题的实验研究和分析方法的对比。

图 4.10 展示了在丹麦西海岸 Hjardemål 悬崖上的一些风流样本数据 (Emeis 等 1995)。该悬崖高约 16m, 悬崖坡宽约 30m, 得出平均纵宽比 H/L 约为 0.5 或 28° 。此处, H 表示悬崖高度, 而 L 表示悬崖的宽度。测量线与悬崖垂直, 从上风向

400m 到下风向 300m 处。平均测量高度为距地表 5m 和 10m。一些测风塔安装了额外的 2m 和 24m 的测量仪器。用杯式风速仪和超声波风速仪测量平均风速和风的波动。图 4.10 展示了从距离悬崖上沿的上风向 50m 到下风向 50m 的加速 Δs 、纵向标准偏差 σ_u (与局地地表水平)、垂直标准差 σ_w (与局地地表垂直) 和摩擦速率 u_* 。标准偏差和摩擦速率是用它们在悬崖上风向 400m 处的值标准化后的。

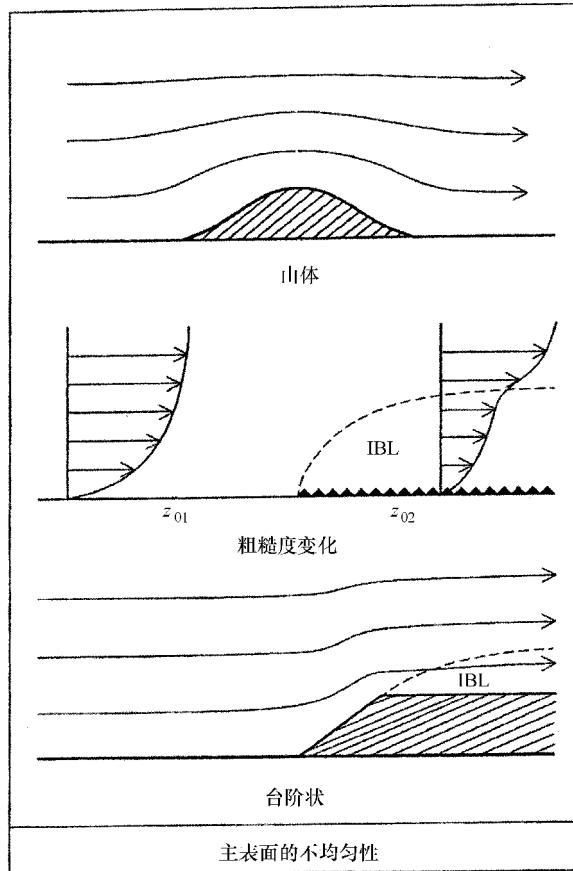


图 4.9 悬崖上风流的示意轮廓 (引自 Emeis 等 1995)

图 4.10 中的 4 幅图都是上面为轻微不稳定热分层 ($-0.05 < z/L_* < 0$)、中间为接近中性条件 ($0 < z/L_* < 0.18$)、下面为稳定条件 ($0.18 < z/L_* < 0.29$)。图 4.10 中的左上图说明随着风流热稳定性的升高而增大的风加速。另外，在悬崖的上风向存在风流速度降低的区域。这种风流速度的降低在稳定分层时更加突出。中性分层在 $z/H = 0.125$ 处的最大风加速为 62%，与 Bowen 和 Lindley (1977) 给出的风洞实验结果拟合良好。他们发现在 $z/H = 0.2$ 处的风加速为 70%。Bowen 和 Lindley 的实验中不同的悬崖坡度说明，对于较大的坡度，最大风加速不再取决于坡度。

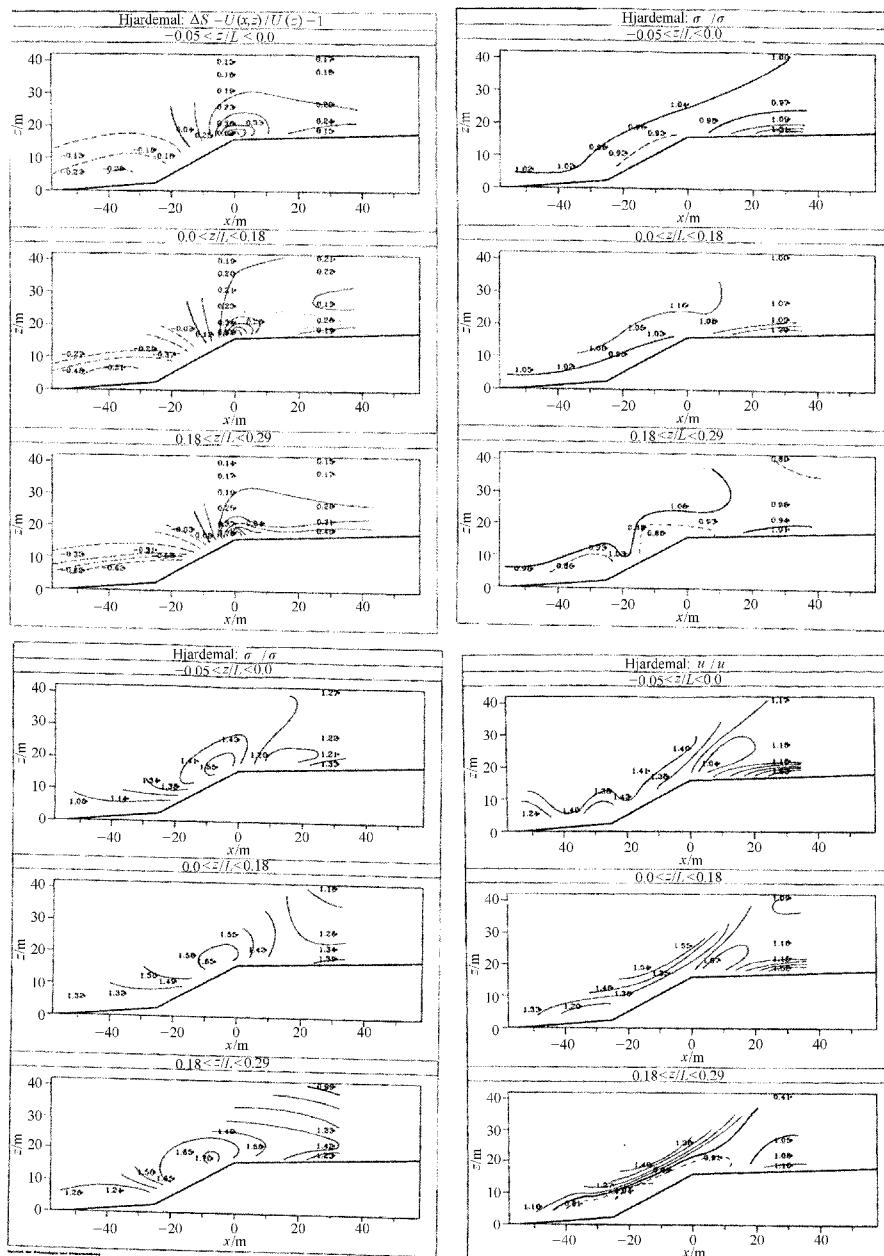


图 4.10 根据丹麦的一个悬崖处的测超声波测风数据 (Emeis 等 1995)，得到分式加速 (左上)、标准化的纵向标准偏差 (右上)、标准化的垂直标准偏差 (左下) 和标准化的摩擦速率 (右下)。用悬崖上风向 400m 处对应的未受扰动的值进行标准化。

悬崖对 σ_u 和 σ_v (未展示) 的影响相对较小, 而 σ_w 对悬崖的反应却是强烈的。对于悬崖上沿的下风向的中性和不稳定分层, σ_u 仅变化超过 10%, 与 Bowen 和 Lindley (1977) 风洞数据相符。 σ_v 在山坡上与大气稳定性弱相关 (随着稳定性的升高而增大)。 σ_w 在悬崖上沿的上风向附近的最大增幅为 55% ~ 70%。

该实验并未捕捉内层 (见 4.2.2 节), 因为这需要在低于 0.16m 高处的测量数据, 在技术上是不可行的。外层的风流也可以粗略地用式 (4.1) ~ 式 (4.4) 来描述, 因为流过山脊的风是可能的。此外, 式 (4.4) 中的方程 $\sigma(x/L, z/L)$ 不能用分析方式给出, 而是必须用数值方法确定。

4.4 频谱

第 3.3 节中介绍的湍流频谱描述了频率与湍流波动的能量关系。Panofsky 等 (1982) 和 Founda 等 (1997) 给出了复杂地形上特殊的湍流频谱。Founda 等 (1997) 发现, 山顶的测量数据与式 (3.78) ~ 式 (3.80) 给出的频谱符合良好, 因为结果证明确定合适的摩擦速率值是困难的。Founda 等 (1997) 使用的是 $L_i^x = 1/(2\Pi)/k_i^p$, 而不是式 (3.84)。

4.5 日变化

山脊和山脉顶部风速的日变化与艾克曼层的日变化相似, 因为这些山顶高度通常在夜晚超过表面层。只要表面相当光滑, 且低于大气边界层高度的山体和较矮山脉可能在上面发展出一个浅薄的表面层。由于白天大气边界层条件与夜晚自由大气条件之间的变化, 山顶上的风速在夜晚通常高于白天。

4.6 复杂地形总结

山体或山脉上风流的主要特点为山顶上或者山脊线上的风加速。山顶的大气边界层可以分为两层。存在一个很薄的内层, 其内部的摩擦力超过惯性力。该层的典型深度为山体或山脉的半高宽的 1% ~ 2%。内层之上为外层, 其内部由惯性力支配。分式风加速在内层和外层的边界处达到最大值。现代风力发电机的塔筒高度约为 100m, 通常处于外层之中 (见图 4.11)。因此, 它们有在比平缓地形上更小的垂直风速梯度。所以, 更高的塔筒和轮毂高度对发电量的提高相对较小。

第 4.2 节仅对缓山是有效的。更陡峭的山和山脉产生非线性特征, 如脱离流和 4.1 节中给出的其他特征。4.2 节中的公式不足以表达这些特征。非线性流的特征不能再用分析关系式进行推导, 而是需要运行数值风流模型。一些非线性效应在 4.3 节中的悬崖上的风流例子中已经清晰可见。因此, 在无法保证线性的更加粗糙

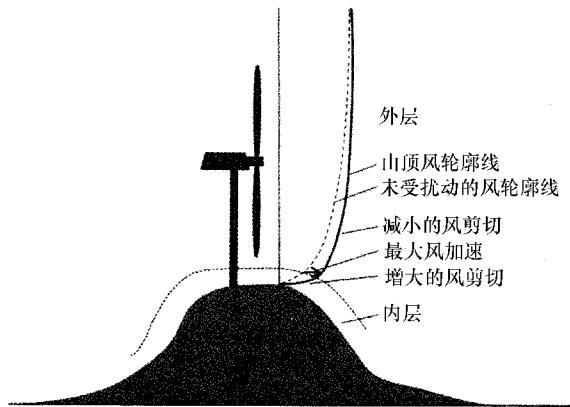


图 4.11 山脊上风况的示意图。现代风力发电机通常在过山风流的外层中。

的地形上, 对风的评估必须用风场特定的数值模型进行模拟。本章的设计是为了指出山上和平缓山脉上影响风垂直轮廓线的主要风流特征。

参 考 文 献

- Allnoch, N.: Windkraftnutzung im nordwestdeutschen Binnenland: Ein System zur Standortbewertung für Windkraftanlagen. Geographische Kommission für Westfalen, Münster, ARD-EY-Verlag, 160 pp. (1992).
- Anderson P.S., Ladkin R.S., Renfrew I.A.: An Autonomous Doppler Sodar Wind Profiling System. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **22**, 1309–1325 (2005).
- Astley, R.J.: A Finite Element Frozen Vorticity Solution for Two-Dimensional Wind Flow over Hills. *6th Australasian Conf. on Hydraulics and Fluid Mechanics*, Adelaide, Australia, 443–446 (1977).
- Atkinson B.W.: Meso-scale Atmospheric Circulations. Academic Press, London etc., 495 pp. (1981).
- Bowen, A.J., D. Lindley,: A Wind-Tunnel Investigation of the Wind Speed and Turbulence Characteristics Close to the Ground over Various Escarpment Shapes. *Bound.-Layer Meteorol.* **12**, 259–271 (1977).
- Bowen, A.J.: Full Scale Measurements of the Atmospheric Turbulence over Two Escarpments. In: J.E. Cermak (ed.), *Wind Engineering: Proc. 5th Internat. Conf.*, Fort Collins, Pergamon, 161–172 (1979).
- Bradley, E. F.: The Influence of Thermal Stability and Angle of Incidence on the Acceleration of Wind up a Slope. *J. Wind Eng. Indust. Aerodynam.* **15**, 231–242 (1983).
- Caccia, J.-L., Guénard, V., Benech, B., Campistron, B., Drobinski, P.: Vertical velocity and turbulence aspects during Mistral events as observed by UHF wind profilers. *Ann. Geophysicae* **22**, 3927–3936 (2004).
- Defant, F.: Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde. *Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. A* **1**, 421–450 (1949).
- Emeis, S., H.P. Frank, F. Fiedler: Modification of air flow over an escarpment—Results from the Hjardemal experiment. *Bound.-Lay. Meteorol.* **74**, 131–161. (1995).
- Emeis, S.: Vertical variation of frequency distributions of wind speed in and above the surface layer observed by sodar. *Meteorol. Z.* **10**, 141–149 (2001).
- Founda, D., M. Tombrou, D.P. Lalas, D.N. Asimakopoulos: Some measurements of turbulence characteristics over complex terrain. *Bound.-Lay. Meteorol.* **83**, 221–245 (1997).

- Frank, H., K. Heldt, S. Emeis, F. Fiedler: Flow over an Embankment: Speed-Up and Pressure Perturbation. *Bound.-Lay. Meteorol.* **63**, 163–182 (1993).
- Heimann, D., De Franceschi, M., Emeis, S., Lercher, P., Seibert, P. (Eds): Air pollution, traffic noise and related health effects in the Alpine space—a guide for authorities and consulters. ALPNAP comprehensive report. Università degli Studi di Trento, Trento, 335 pp. (2007).
- Hoff, A.M.: Ein analytisches Verfahren zur Bestimmung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeiten über zweidimensionalen Hügeln. *Ber. Inst. Meteorol. Klimatol. Univ. Hannover*, **28**, 68 pp. (1987).
- Jackson, P.S., J.C.R. Hunt: Turbulent wind flow over a low hill. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **101**, 929–955 (1975).
- Jensen, N.O.: A Note on Wind Generator Interaction. Risø-M-2411, Risø Natl. Lab., Roskilde (DK), 16 pp. (1983) (Available from <http://www.risoe.dk/rispubl/VEA/veapdf/ris-m-2411.pdf>).
- Jensen, N.O., Petersen, E.L., Troen, I.: Extrapolation of Mean Wind Statistics with Special Regard to Wind Energy Applications, Report WCP-86, World Meteorol. Organization, Geneva, 85 pp. (1984).
- Justus, C.G., W.R. Hargraves, A. Mikhail, D. Graber: Methods for Estimating Wind Speed Frequency Distributions. *J. Appl. Meteor.* **17**, 350–353 (1978).
- Lugauer, M., Winkler, P.: Thermal circulation in South Bavaria—climatology and synoptic aspects. *Meteorol. Z.* **14**, 15–30 (2005).
- Mason, P.J.: Flow over the Summit of an Isolated Hill, *Bound.-Lay. Meteorol.* **37**, 385–405 (1986).
- Panofsky, H.A., D. Larko, R. Lipschutz, G. Stone, E.F. Bradley, A.J. Bowen und J. Højstrup: Spectra of velocity components over complex terrain. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **108**, 215–230 (1982).
- Petersen, E.L., N.G. Mortensen, L. Landberg, J. Højstrup, H.P. Frank: Wind Power Meteorology. Part II: Siting and Models. *Wind Energy*, **1**, 55–72 (1998b).
- Renfrew, I.A., Anderson, P.S.: Profiles of katabatic flow in summer and winter over Coats Land, Antarctica. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **132**, 779–802 (2006).
- Smith, R.B.: The influence of mountains on the atmosphere. In: Landsberg HE, Saltzman B (Eds) *Adv. Geophys.* 21, 87–230 (1978).
- Steinacker, R.: Area-height distribution of a valley and its relation to the valley wind. *Contr. Atmos. Phys.* **57**, 64–71 (1984).
- Sykes, R.I.: An Asymptotic Theory of Incompressible Turbulent Boundary Layer Flow over a Small-Lump. *J. Fluid Mech.* **101**, 647–670 (1980).
- Taylor, P.A.: Numerical studies of neutrally stratified planetary boundary layer flow over gentle topography, I: Two-dimensional cases. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **12**, 37–60 (1977).
- Taylor, P.A., Mason, P.J., Bradley, E.F.: Boundary-Layer Flow over Low Hills. *Bound.-Lay. Meteorol.* **39**, 107–132 (1987).
- Troen, I., E.L. Petersen: European Wind Atlas. Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark. 656 pp. (1989).
- Vergeiner, I.: An energetic theory of slope winds. *Meteorol. Atmos. Phys.* **19**, 189–191 (1982).
- Vergeiner, I., Dreiseitl, E.: Valley winds and slope winds—observations and elementary thoughts. *Meteorol. Atmos. Phys.* **36**, 264–286 (1987).
- Zenman, O., N.O. Jensen: Modification of Turbulence Characteristics in Flow over Hills. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **113**, 55–80 (1987).

第 5 章 海 洋 风

本章将讲述海洋大气边界层 (MABL)。海面上的风和湍流的特性是非常重要的，因为未来将有越来越多的风力发电在海上风场进行。虽然海洋表面是完全水平的，但是这些风的特性在一定程度上与第 3 章介绍的均质陆地上的风轮廓不同。除非另有说明，本章所展示的海洋大气边界层状态的例子都是基于 Türk (2008)。Türk (2008) 的分析基于德国湾 100m 的 FINO1 风塔的数据。该海上测风塔距离德国海岸线约 45km，提供 30m 和 100m 高度之间的杯式测风仪风数据，垂直分辨率为 10m。该塔还在 40m、60m 和 80m 有声学数据。因此，这里所展示的一些特性可能是德国湾 FINO1 处的特殊情况。但是，仍然可以指出海洋大气边界层与陆地边界层不同的典型特征。还有更多的海上风电场附近的测风塔，如丹麦西海岸外的 Horns Rev 的 62m 和 70m 测风塔或荷兰海岸外 Egmond aan Zee 附近的 116m 高的“NoordzeeWind”测风塔。在德国，在波罗的海有 FINO2 塔，而德国湾叙尔特岛附近有 FINO3 塔。这两个测风塔与 FINO1 非常相似。

5.1 节解释了海洋表面的特性。5.2 节展示了平均垂直轮廓，之后的 5.3 节处理极端风速，5.4 节则处理海洋大气边界层的湍流参数。海洋边界层的威布尔参数特征则在第 5.5 节中讨论。在海岸区域 (5.6 节的课题)，可以形成内部边界层 (见 3.5 节)。在内部边界层中表现出海洋边界层的特征，并在之上的层中表现出陆地边界层特征。尤其对于稳定的热分层结构，此时较暖空气在较冷的水面上平流，这种内部边界层可以维持数十千米长的距离。

5.1 海洋边界层的特征

首先，海洋表面比陆地表面光滑得多。这导致特定距表面高度上的风速更高，湍流更小，且表面层深度更浅。因此，海上风力发电机通常在扫风面内经受的风切变较小。但是由于海浪的形成，海洋表面粗糙度与风速相关。由于水的巨大的热存储能力，温度和大气稳定性日变化几乎不存在。海洋表面无限的水汽供给趋向于让海洋大气边界层的静态稳定性偏向不稳定分层结构。图 5.1 给出了海洋表面边界层垂直结构的主要特征。海面附近存在波浪亚层，其内部单个波浪的直接影响产生的压力梯度力起主导作用。该亚层的厚度约为波浪幅度的 5 倍。波浪亚层之上为恒通量或 Prandtl 层，通常比陆地上对应的层浅得多 (见图 3.1)。稳定分层的中低风速下，该层的深度可能仅约为 10m。海洋大气边界层上部的 90% 被艾克曼层覆盖，

风在这里发生轻微转向并在其顶部达到地转风。与恒通量层相似，整个海洋大气边界层通常比陆地上的大气边界层薄得多。

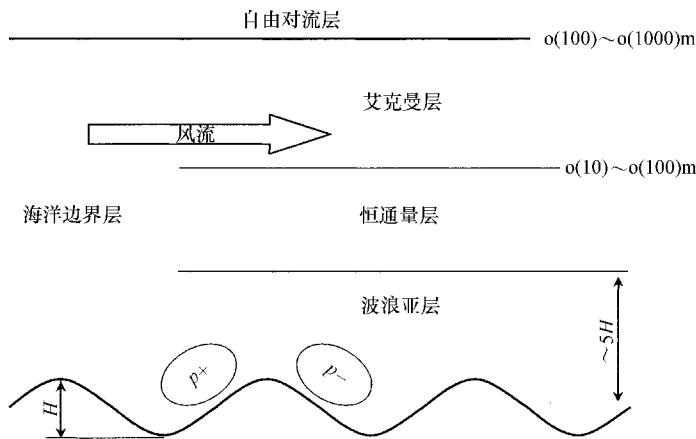


图 5.1 波浪起伏的海洋表面的海洋边界层垂直结构。
 p^+ 和 p^- 代表波浪附近正的和负的压力波动。

5.1.1 海洋表面粗糙度和拖曳系数

中等风速下，海洋表面的典型粗糙度约为 $0.1 \sim 1\text{mm}$ （见图 5.2a）。与陆地表面不同，海洋表面的粗糙度并非恒定，而是与风速强相关，可变化数十倍，因为波浪大小、高度和形状是变化的。因此，表面粗糙度长度 z_0 随着风速的升高而增大。波浪主要由风速施加在海洋表面的摩擦力生成，进而将动量从大气向下传输到水体（Bye 和 Wolff 2008）。只要波浪仍然是初期的和风驱动的，即风速大于波浪的相速度，这种传输都是向下的。对于晚期的波浪或隆起，则无法估计与风速的清晰关系（Oost 等 2002；Sjöblom 和 Smedman 2003）。此外，这种向下传输还与海洋大气边界层的热力学状态有关，因为该状态影响大气从较高大气层的动量中恢复在较低边界层中损失的动量的能力。对于不稳定分层（空气比海洋冷），向下的传输更大，

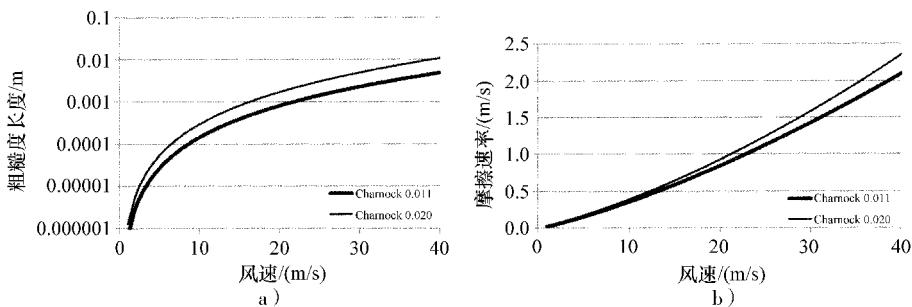


图 5.2 海洋表面的粗糙度长度（左）（m）和摩擦速率（右）（m/s），
采用查诺克关系式（5.1）和两个不同查诺克参数（粗线：0.011；
细线：0.020）的中性对数风轮廓线（3.6）

波浪应该比稳定分层的情况更大。Roll (1952) 对北亚特兰大气象船数据的分析首先证明了这种推测。

目前, 已经存在关于风驱动的海洋表面粗糙度的研究文献。Charnock (1955) 基于在近海条件下采集的测量高度为 8m 的小的数据集, 提出了粗糙度长度 z_0 和摩擦速率 u_* 之间的关系式:

$$z_0 = \frac{\alpha u_*^2}{g} = \frac{\alpha \kappa^2 u(z)^2}{g \left(\ln \frac{z}{z_0} - \Psi \left(\frac{z}{L_*} \right) \right)^2} \quad (5.1)$$

式中 z_0 ——表面粗糙度长度;

u_* ——摩擦速率;

g ——重力加速度;

α ——经验参数, 这里被称做查诺克参数。

式 (5.1) 中的第二个等号后面是通过应用绝热风轮廓 (3.16) 推导而来的。后面的关系式必须迭代才能求解。对于开放的海洋, Smith (1980) 建议 $\alpha = 0.011$, 而浅海或近岸风场的 α 则稍大, 约为 $0.016 \sim 0.02$ (Garratt 1977; Wu 1980)。Garratt (1977) 从 17 个实验中总结了海洋表面拖曳系数, 支持查诺克关系式。当摩擦速率为 0.33 m/s 且 $\alpha = 0.018$ 时, 得到 $z_0 = 0.00018 \text{ m}$ 。

确定海洋表面拖曳系数 C_D 是观察海洋表面粗糙度的另一种方式。中性大气稳定性 10 m 高的拖曳系数定义为

$$C_{DN10} = \frac{u_*^2}{\bar{u}_{10}^2} \quad (5.2)$$

式中 u_* ——摩擦速率, 在式 (3.16) 中定义;

\bar{u}_{10} —— 10 m 高风速, 在式 (3.1) 中定义。

虽然与过去的证据 (Garratt 1977) 有冲突, 但现在已经普遍接受海洋大气边界层中的拖曳系数在中等风速下为风速的递增函数 (Sullivan 和 McWilliams 2010) (见图 5.4)。当在式 (5.2) 的分母中插入对数风轮廓线 (3.6) 时, 使用式 (5.1) 来确定粗糙度长度就变得明显了:

$$C_{DN10} = \left(\frac{\kappa}{\ln \frac{gz}{\alpha u_*^2}} \right)^2 \quad (5.3)$$

其中, $z = 10 \text{ m}$ 。但是对于更高的风速, 多数的数据集都表明拖曳系数趋于一个恒定值 (Anderson 1993; Donelan 等 2004; Black 等 2007)。HEXOS 的几个数据点 (Janssen 1997, 图 5.3 和图 5.4a 中的小三角) 没有表现出这种趋近情况。对拖曳系数和风速之间关系的确切描述因作者而异 (Geernaert 1990)。虽然不存在普遍共识, 但是被引用的最广泛的关系式可能是由 Smith (1980) 提出来的:

$$C_{DN10} = 0.00061 + 0.000063 \bar{u}_{10} \quad (5.4)$$

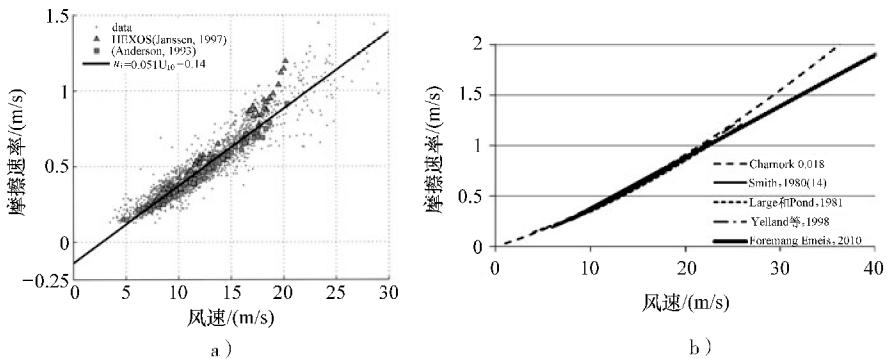


图 5.3 海洋表面层的摩擦速率 u_* 对 10m 风速 u_{10} 做的曲线。左图：引自 Foreman 和 Emeis (2010) 中表 1 列出的文献数据；对于 $u_{10} > 8 \text{ m/s}$ 且 $u_* > 0.27 \text{ m/s}$ ，在该范围内对数据进行了直线拟合，见式 (5.8)；用小三角表示 Janssen (1997) 记录的 HEXOS 结果；Anderson (1993) 的测量数据用小方块表示（引自 Foreman 和 Emeis 2010）。右图：摩擦速率与风速的公式关系；粗线：式 (5.8)；虚线：式 (5.3)，采用 $\alpha = 0.018$ ；细线：式 (5.4)；点线：式 (5.5)；点虚线：式 (5.6)。

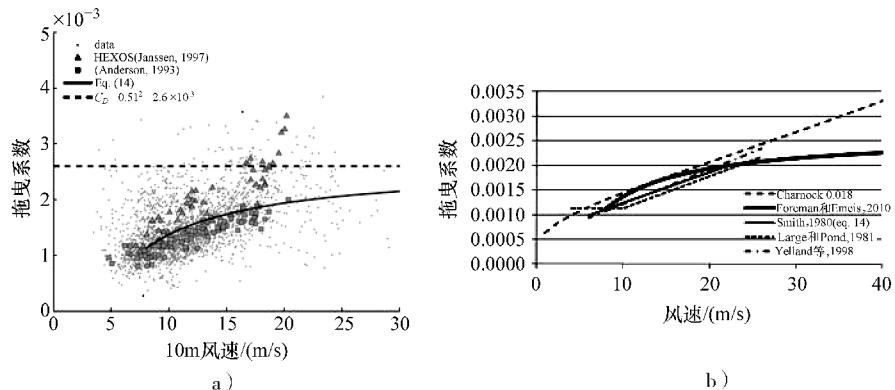


图 5.4 海洋表面的拖曳系数 C_D 对 10m 风速 u_{10} 的曲线。左图：引自 Foreman 和 Emeis (2010) 中表 1 列出的文献数据；对于 $u_{10} > 8 \text{ m/s}$ 且 $u_* > 0.27 \text{ m/s}$ ，在该范围内对数据进行了曲线拟合，见式 (5.9)；用小三角表示 Janssen (1997) 记录的 HEXOS 结果；Anderson (1993) 的测量数据用小方块表示（引自 Foreman 和 Emeis 2010）。右图：拖曳系数与风速的公式关系；粗线：式 (5.9)；虚线：式 (5.3)，采用 $\alpha = 0.018$ ；细线：式 (5.4)；点线：式 (5.5)；点虚线：式 (5.6)。

据说是在 6 m/s 和 22 m/s 的风速区间内有效的。Large 和 Pond (1981) 提出的关系式为

$$C_{DN10} = \begin{cases} 0.00114 & (4 \text{ m/s} < u_{10} \leq 10 \text{ m/s}) \\ 0.00049 + 0.000065u_{10} & (10 \text{ m/s} < u_{10} \leq 26 \text{ m/s}) \end{cases} \quad (5.5)$$

Yelland 等 (1998) 提出的关系式为

$$C_{DN10} = 0.000\ 50 + 0.000\ 071 \bar{u}_{10} \quad (5.6)$$

据说在 6m/s 和 26m/s 的风速区间内是有效的。类似的风速关系来自 Fairall 等 (1996, 2003) 的海洋大气耦合反应实验 (COARE) 的算法。

独立研究之间拖曳系数的测量差异最有可能是海洋状态的方程 (Donelan 1990), 如海浪陡峭度或坡度 (如 Hsu 1974) 和波龄 (如 Maat 等 1991)。例如, 拖曳系数被认为是随着更早期的波浪而增大 (即随着波龄的增大而降低) (Smith 等 1992)。拖曳系数与这些变量中的一个或多个之间的密切关系是正在进行中的空气海洋互动研究领域 (Sullivan 和 McWilliams 2010)。

但是与风速相关的拖曳系数是我们不愿看到的, 因为通常完全湍动的流的拖曳系数应该仅取决于物体, 而与该物体上的流体速度无关。只有这时, 不同速度的流才彼此相似。与风速相关的拖曳系数则表明流体的状态随着风速而发生改变。最可能的是, 非常光滑的海面上, 低于 8m/s 的 10m 高风速并非是完全湍动的。高于这一风速时, 拖曳系数应该是恒定值。

因此, Foreman 和 Emeis (2010) 为文献中报道的大量的现场测试提出了海洋大气边界层内中高风速下的中性拖曳系数的新的方程形式。该新方程形式被证实可以描述大量在开放海洋、海岸、有限风浪区的海洋和湖泊上进行的测量记录, 并几乎使用同一个或一组参数。这是对海洋边界层中拖曳系数定义的再分析结果, 发现拖曳系数的传统定义中缺少一个常数。该常数的出现是因为水面上的中性摩擦速率并不直接与 10m 风速成正比, 而是低于约 8m/s 的低风速下向粗糙流转变的结果。在粗糙流范围内, 中性摩擦速率与 10m 风速线性相关, 因此新定义的拖曳系数不是风速的方程。新定义的拖曳系数的大小代表传统定义的上限。

为了推导这个新的与风速无关的拖曳系数, Foreman 和 Emeis (2010) 首先分析了摩擦速率与风速的关系。解 (5.2) 的摩擦速率得到

$$u_* = \sqrt{C_{DN10}} \bar{u}_{10} \quad (5.7)$$

式 (5.7) 不符合实际, 尤其对于较高的风速。更好的关系式为 (图 5.3a 的直线和图 5.3b 的粗线)

$$u_* = \sqrt{C_{mN10}} \bar{u}_{10} + b \quad (5.8)$$

其中, $C_{mN10} = 0.0026$ 且 $b = -0.14\text{m/s}$ 。式 (5.8) 描述的直线不经过原点, 因此仅对风速超过 8m/s 的完全湍动的流态有效。将式 (5.7) 插入式 (5.1) 得到

$$C_{DN10} = \frac{(\sqrt{C_{mN10}} \bar{u}_{10} + b)^2}{\bar{u}_{10}^2} \quad (5.9)$$

新关系式 (5.9) 如图 5.4 中的粗线所示。对于高风速, 式 (5.9) 中经典的拖曳系数 C_{DN10} 收敛于 C_{mN10} 。 $C_{mN10} = 0.0026$, 如图 5.4a 的虚水平线所示。

5.1.2 风浪区和与稳定性相关的波浪形成

本节将介绍波浪的发展对海洋表面粗糙度的决定作用。在海洋和大气科学中,

用局地风速计算海面浪高的历史很长且体系完善（如 Sverdrup 和 Munk 1947；Neumann 1953）。虽然局地风速和局地海洋大气边界层结构应该有重要影响，但是还存在其他决定浪高的因素。浪高还取决于风浪区的长度和风浪期间高风速的持续时间。进一步讲，浪高还与非大气条件有关，如波浪海洋模型（WAM；Hersbach 和 Janssen 1999）的模拟表明，对于无限长的持续时间和风速为 30m/s 的深水区，浪高从 50km 风浪区的 10m 显著地升高到 100km 风浪区的 12m 和 400km 风浪区的超过 15m。

Emeis 和 Türk (2009) 在德国湾对风驱动的浪高发展过程做了进一步分析。该研究中的风速、摩擦速率和有效浪高数据是来自南德国湾距海岸 45km 的 FINO1 平台 2004~2006 年的数据，并对这些数据进行了评估和相关性分析。浪高通常用有效浪高 H_s 表达。 H_s 通常定义为全部波浪中浪高最大的 1/3 波浪的平均高度（从波谷到波峰）。最大浪高为 1.6~1.7 倍的有效浪高 (Kumar 等 1999)。Toba (1978) 给出了摩擦速率 u_* 和有效浪高的 H_s 之间的关系式。如果波浪时长 T 已知，则与风浪区无关的生长的波浪为

$$H_s = 0.062 \sqrt{u_* g T^3} \quad (5.10)$$

式中 g ——重力加速度。

Maat 等 (1991) 对式 (5.10) 中的常数给出了略小的值，即 0.051。

图 5.5 展示了不同风速下浪高数据的宽泛散点。图 5.5 中的两个曲线为风暴“Britta”和“Erwin”在浪高与速率的拓扑空间内的“轨迹”。这些轨迹表明，图 5.5 中散点的较大部分是随着单个低压系统经过时浪高与速率关系的演化而发生的。该曲线是通过连续的小时数据点绘制的。万圣节的风暴“Britta”的实线共 21h，从 2006 年 10 月 31 日 17:00 到 11 月 1 日的 14:00。第二条曲线为强风风暴“Erwin”，覆盖 23h 的时间范围，从 2005 年 1 月 7 日 23:00 到 1 月 8 日 22:00。图 5.6 和图 5.7 对此做了更详细的分析。在“Britta”期间（图 5.7）， H_s 在 31m/s 的风速极值过后的约 1h 达到最大值；在“Erwin”期间（图 5.6），则在 32m/s 的主要风速峰

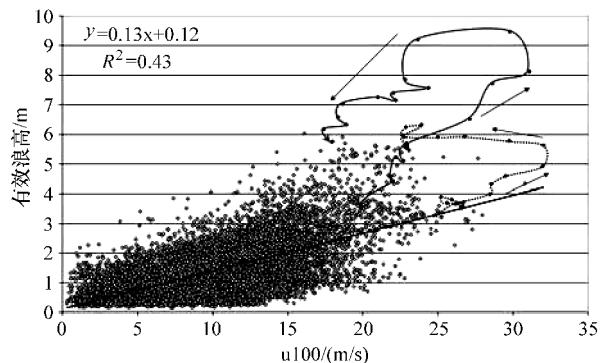


图 5.5 德国湾有效浪高 H_s (m) 与 100m 风速 (m/s) 的关系，为 FINO1 的 3 年 (2004~2006) 的每小时数据。两条曲线表示 2006 年 11 月 1 日的风暴“Britta”（实线）和 2005 年 1 月 8 日的风暴“Erwin”（点线）期间 H_s 的时间发展过程

值后的约5h达到顶峰。“Britta”和“Erwin”两条曲线的差异显著。“Britta”曲线的浪高比“Erwin”曲线大得多，虽然风速峰值非常接近。观察风向和空气海洋温差发现，大气条件的主要差别是：“Britta”期间，冷空气平流盛行北风，而“Erwin”期间，暖空气平流为西风。

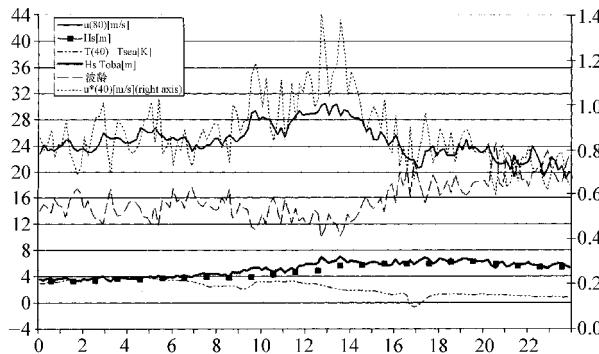


图 5.6 德国湾 FINO1 在 2008 年 1 月 8 日的强风暴“Erwin”期间的距平均海面高 80m (实线) 的风速、40m (点线) 的摩擦速率 u_* 、波龄 (虚线)、空气海洋温差 (虚 - 双点线)、测量的小时浪高 (实心方块) 和用式 (5.10) 计算的浪高 (粗实线)。除测量的浪高外，全部数据都是 10min 平均的。
 u_* 参考右侧坐标轴，其他全部变量参考左侧坐标轴

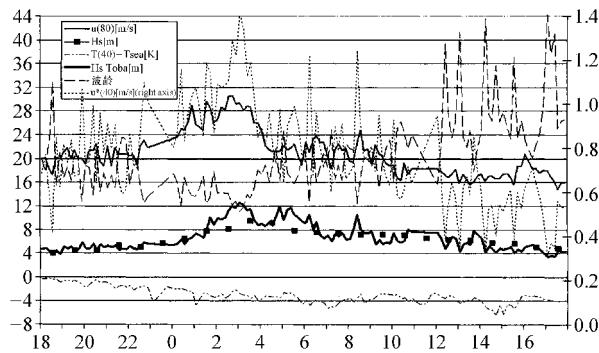


图 5.7 同图 5.6，但是为 2006 年 10 月 31 日/11 月 1 日的强风暴“Britta”。从晚 11 点到午夜和从早 11 点到中午的一些数据缺失

图 5.6 (Erwin) 和图 5.7 (Britta) 进一步分析了这两个风暴时间期间局地的大气状态和浪高的关系，同时还使用了一些 40m 和 80m 的 10Hz 声学测风仪数据。大气条件用 80m 高的风速 u 和 40m 高的摩擦速率 u_* 来描述。另外，还给出了 40m 高的空气与海洋表面之间的温差、有效浪高 H_s 的每小时测量值、用式 (5.10) 计算的有效浪高和波龄 (即波浪的相速与摩擦速率的比，详见下小节)。图 5.6 为略

偏稳定分层的边界层，因为较暖空气在较冷海面上平流（见温差）。平均比值 z/L_* 仅约为 +0.03（在展示期间的前半部约为 0.06，在后半部则接近 0.0，未在图中表示出来）。40m 和 80m 之间的垂直风剪切约为 3m/s，并在风速峰值发生后降低为 1~2m/s。风速极大值伴随着摩擦速率的极大值（1.4m/s）和波龄的最小值（约 11）。浪高的最大增幅与摩擦速率的最大值同时发生。浪高的峰值在风速最大值后的 5h 被观察到，此时的波龄约为 18。对于图 5.6 中展示的全部时间段，波龄始终小于 24，即海洋一直是风驱动的。图 5.7 为冷空气在较暖水面上平移期间的不稳定边界层。平均比值 z/L_* 约为 -0.06（午夜和早 11 点之间）。 z/L_* 的负峰值可达 -0.79，发生在下午 2~4 点（未在图中展示）。在 40m 和 80m 之间的层中，几乎不存在风剪切。同时，摩擦速率几乎不随高度变化。因此，该层看上去像是一个恒通量层（图 5.1）。如前所述，浪高的最大增幅与摩擦速率（1.4m/s）的最大值同时发生。浪高峰值在风速峰值的 1h 后被观察到，此时波龄约为 11~12。如图 5.6 所示，波龄展现的最小值伴随着摩擦速率 u_* 的最大值，但与风暴“Erwin”不同，在风速峰值经过 FINO1 的约 10h 后，波龄却由小变大。总体来说，在两种情况下我们都发现摩擦速率和波龄反相关。

因为两种情况下的稳定性系数 z/L_* 值如此接近，所以摩擦速率的值在两种情况下非常相似。图 5.6 和图 5.7 中，用式 (5.10) 计算的浪高采用 0.056 作为其常数值，因为该值给出了最佳的拟合。该值处于 Maat 等 (1991) 和 Toba (1978) 的建议值之间。很明显，只要浪高由于大气施加在海面上的剪切力而发生增长，计算的浪高值就大于测量值。式 (5.10) 高估期间，波龄接近 12 甚至更低。图 5.7 中，浪高达到极值以后，计算的浪高值则略低于测量值。这一浪高峰值后的系统性偏差 [图 5.7 中波龄大于 24 的情况（旧波浪的平衡点）尤为明显] 是有意义的，因为 Toba 的关系式仅是为了生长中的波浪而推导的。另外，浪高测量值和计算值之间的总体对比结果却相当好，因此独立地确认了声学测风仪测定的摩擦速率 u_* 值。

由于数据点分散度大，从图 5.5 推导浪高和风速之间的关系式是没有意义的。因此，图 5.8 分别展示了四个不同扇区（这些扇区的确切定义见表 5.1）的数据。西风尤其是南风扇区的相对低的浪高一定是由于风浪区小，以及这两个扇区内风和浪之间的交互时间有限。南向扇区内，离海岸的最小距离约为 50km。西向和北向扇区的风浪区则长得多，达到甚至超过大气低压的空间尺度。因此可以假设这两个扇区的持续时间为 12~24h。因为对于同一摩擦速率观察值，北向扇区的浪高比西向扇区高，所以北向扇区的波龄一定大于西向扇区。由于难以获取波浪周期，因此浪高和摩擦速率的回归分析是通过图 5.8 的四幅图中的二次表达式估算的。

不同风向扇区的浪高与 100m 高的风速做了相关性分析，结果如表 5.1 所示，其中有两个明显特征：①浪高与风速相关的可释方差小于与摩擦速率相关的可释方差；②对于两个扇区（东和南），海洋大气边界层的热稳定性分层变得重要起来。因此，表 5.1 列出了稳定和不稳定分层的不同回归值。这两个扇区内，陆地距离测

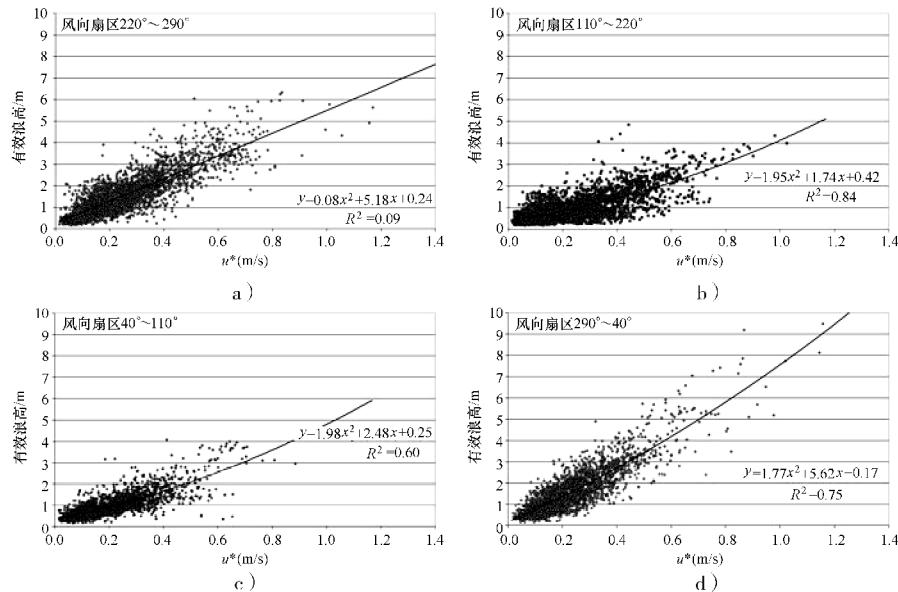


图 5.8 在德国湾的 FINO1 处, 西风 (左上)、南风 (右上)、东风 (左下) 和北风 (右下) 时, 有效浪高 (m) 与 40m 摩擦速率 u_* (小时数据) 的对比分析

量点仍然很近, 使得明显更暖 (稳定分层) 或更冷 (不稳定) 的空气能够到达 FINO1 平台。对于东向扇区, 这种稳定分层与不稳定分层的差异如图 5.9 所示。对该扇区的分析可知, 德国湾 FINO1 的最大浪高应该来自北向扇区。

表 5.1 四个风向扇区和稳定度的有效浪高 H_s 作为 100m 高的选中的风速值的方程, 风速值来自图 5.8 中相应的回归曲线 (引自 Emeis 和 Türk 2009)

风速/ (m/s)	25	30	35	40	可释方差 (%)
扇区/稳定性	有效浪高/m				w. r. t 风速
北 N (290°~40°), 通常不稳定	6.7	9.2	12.1	15.5	69.5
东 E (40°~110°), 不稳定	5.2	7.0	9.2	11.8	75.2
南 S (110°~220°), 不稳定	4.2	6.0	8.1	10.6	61.3
南 S (110°~220°), 稳定	3.4	4.8	6.5	8.5	53.0
西 W (220°~290°), 通常稳定	4.1	5.3	6.6	8.1	56.6
东 E (40°~110°), 稳定	1.6	1.6	1.7	1.6	29.9

该表中的值按照 $u = 40 \text{ m/s}$ 的 H_s 降序排列。

表 5.1 中西风和北风与热稳定性分层无相关性, 说明德国湾 FINO1 处来自西向扇区和北向扇区的强风仅与一些可能的热分层结构有关。在该地点北向的暴风主要出现在北欧向东移动的气旋后侧的寒潮爆发期间, 而西向的暴风则通常发生在向东北或向东移动的气旋的温暖区域内。如图 5.6 和图 5.7 中的两个例子所示, 这一

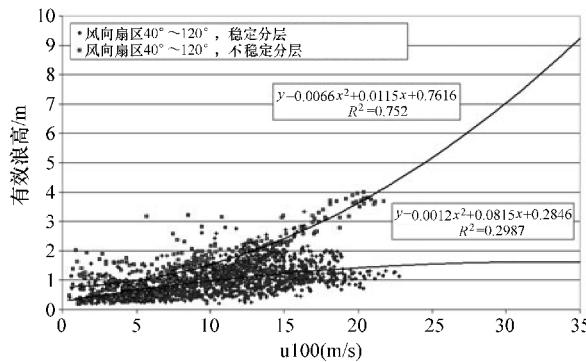


图 5.9 与图 5.8 的左下图相似, 但是与风速做的曲线。
区分了稳定分层 (小菱形) 和不稳定分层 (大方块)

发现得到了空气海洋温差数据的支持。在 2006 年 11 月 1 日的万圣节暴风 “Britta” 期间, 风来自北向扇区 (参看图 5.8d), 且空气温度比海洋表面温度低了几度。因此, 这是不稳定分层的例子。在 2005 年 1 月 8 日的气旋 “Erwin” 经过期间, 空气温度略高于海洋表面温度, 表明是略偏稳定的分层。两个风暴都带来了极端风速, 但对于风流的样式和热分层结构, 它们却是来自于这些扇区的高风速的典型情况。这是在这两个扇区内找不到另两个扇区那样的稳定和不稳定情况的明显差别的原因。因此, 北向扇区可以看做是通常不稳定分层的天气情况的集合, 而西向扇区则是通常稳定情况的集合, 至少在较强风的情况下是这样的。两个扇区的这种热分层结构差别解释了为什么西向扇区的浪高远低于北向扇区, 尽管风浪区和持续时间在两个扇区内都较大。

5.1.3 极端浪高

Emeis 和 Türk (2009) 还采用附录 A.3 的式 (A.32) 之后描述的技术, 在图 5.8 和表 5.1 中估计了四个扇区的浪高的可能极值。在图 5.10 中, 绘出了不同扇区 (保留南向和东向扇区的热稳定度差别) 内全部浪高 (步长为 1m) 的累积频率。该图中 50 年的限值参考了 1 年的约 2000 个值, 相当于数据点最多的风向扇区内 [对于 $N = 2000$, 50 年限值 $y = -\ln(-\ln(1 - 1/(50 \times N)))$ 约为 11.5] 一年的样本数量。尽管频率最高的风向是西南, 但是数据点最多的扇区却是北向扇区, 因为北向扇区的 110° 比西向扇区的 70° 宽得多。其他扇区的曲线基于较少数量的样本值, y 的 50 年限值小于 11.5。因此, 对这些曲线进行了相应的垂直平移, 以使它们的限值符合图 5.10 中的水平线。该水平线代表北向扇区的限值。最大的 50 年极端有效浪高 (只能通过估算得到) 可能来自北向、东向 (不稳定条件下, 即冷空气平流) 和西向, 为 9~11m。南向扇区和稳定条件下的东向扇区的极端有效浪高仅为 4~7m。这一极大值估计的不确定性可以从图中进行评估。与 I 类极值分布拟合越好的数据, 就有越多的数据点沿着图中的直线排布。

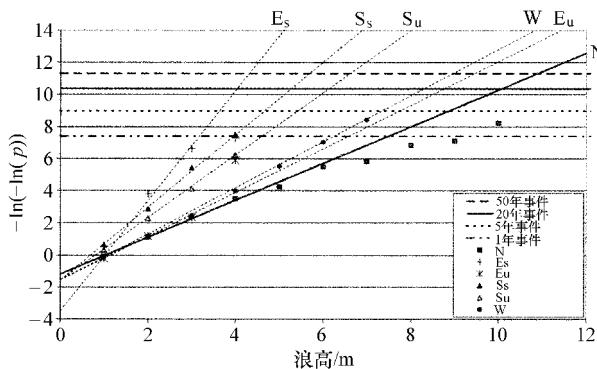


图 5.10 FINO1 处不同风向扇区的极端浪高估计。大写字母代表风向（见表 5.1），下标“s”和“u”代表稳定和不稳定热分层结构。斜线为数据点的近似，赋予较低浪高更大的权重。y 轴参照北向扇区的数据（斜实线）。其他扇区的数据（斜虚线）被相应的垂直平移，以匹配 1~50 年的限值

50 年极值的不确定性可以根据穿过数据的可能直线与 50 年线 ($y = 11.5$) 的交点的分散度进行估算。根据该方法，西向扇区的不确定性是最小的（仅几个百分点）。对于其他扇区（除北向扇区），不确定性可能达到约 10%。对于北向扇区，如果使用高达 6m 的浪高数据（这正是图 5.10 中的做法），则可信度也很好。图 5.10 中北向扇区的浪高 6m 以上的数据点都来自风暴“Britta”。这些数据点向直线右侧的偏差表明，“Britta”一定是一个相当少见的事件。从最大值（10m）垂直向上与 Gumbel 分布的归回直线交点约为 20 年一遇事件的概率。因此根据这里给出的分析，“Britta”是一个 20 年一遇的事件，而“Erwin”并非不寻常，估计每 1~3 年发生一次。极值估计技术的价值并不会由于把风暴“Britta”的 20 个连续的点引入到分析中来而降低。风暴的持续时间被认为是典型的大气低压持续时间。因为在该分析中还包含了非常多的具有差不多的持续时间的其他（更弱的）风暴，“Britta”的权重可以认为是合理的。

5.1.4 波龄

波龄是重要的参数，控制着海洋大气边界层中风和湍流的垂直轮廓。波龄描述风流场和波浪互动的类型。我们对早期和晚期的波浪予以了区分。这种区分是必要的，因为波浪场对风流场的响应有延迟，产生了滞后效应。早期波浪是风驱动的，此时的风速大于波浪的相速。这种情形类似粗糙陆地表面上普遍情形，我们预计莫奥 (Monin-Obukhov) 相似性和第 3 章描述的特征都大体上是有效的。晚期的波浪是在风力再次降低后仍然存在的波浪。来自远处的晚期波浪常被称为隆起。这些波浪可以快于海面附近的风，实质上意味着波浪驱动着海面附近的风，且海洋大气边界层的表面层中可发生向上的湍流动量通量。这种行为不能再用莫奥相似性来描

述, 因为该相似性方法假设表面为动量下沉。波龄的影响将在下面的小节的部分结果中予以展现。

通常, 波龄 c 被定义为波浪的相速 c_{ph} 与大气表面层的摩擦速率的比值:

$$c = \frac{c_{\text{ph}}}{u_*} \quad (5.11)$$

早期和晚期波浪之间的极限约为 28, 因为摩擦速率约为风速的 $1/28$ 。波龄的典型值处于高风速下的 5 和非常低风速下的数百之间。图 5.11 展示了 2005 年在 FINO1 平台观察到的相对频率分布。最频繁的波龄为 $25 \sim 30$, 即在初期波浪和晚期波浪转换点的附近。由于少量的非常大的波龄, 平均波龄要大得多, 为 55.3。图 5.12 展示了风速与波龄的关系。如前所述, 初期波浪在高风速下发生, 而晚期波浪则在非常低的风速下发生。该图清晰地描述了这一关系。在约 18 m/s 的风速以上, 现有的数据序列中无法再观察到晚期波浪。

5.1.5 水汽垂直轮廓的影响

海面完美的水汽源还有一些其他影响。虽然陆上场址的湍流热通量和湍流水汽通量之间强相关, 而对于海上场址, 它们却经常是不相关的。海洋表面层的湍流热通量取决于空气海洋温差, 当海洋比上面的空气更温暖时通量向上。湍流水汽通量几乎总是向上, 因为上面的空气总是更干燥, 而直接位于海面上的空气则更潮湿。因为潮湿空气比干燥空气略轻 (给定温度下), 这些向上的湿度通量总是促使海洋表面层略偏向不稳定化 (Sempreviva 和 Gryning 1996)。Oost 等人 (2000) 也检测到了海洋大气边界层中负的水汽通量伴随着正的温度通量。他们无法用经典的莫奥相似性解释这种现象。Edson 等人 (2004) 陈述到: “事实上, 水汽通量分量……提供超过一半的总浮力通量……, 且该分量保持了表面层轻微的非稳定性。”最近, Barthelmie 等人 (2010) 估计, 忽略湿度影响可能高估从低空急流风速外推的 150 m 平均风速约 4%。

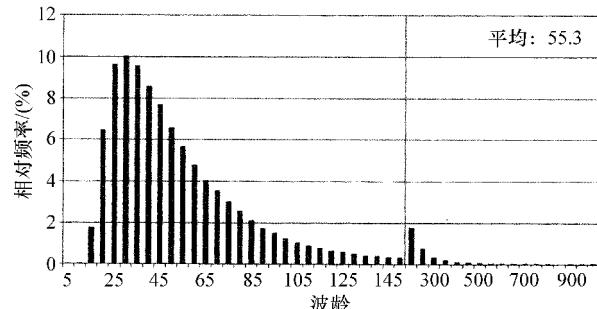


图 5.11 FINO1 处 2005 年的波龄频率分布。

垂直直线表示数据域宽度的突变点: 左侧
数据域宽度等于 5; 右侧宽度等于 50

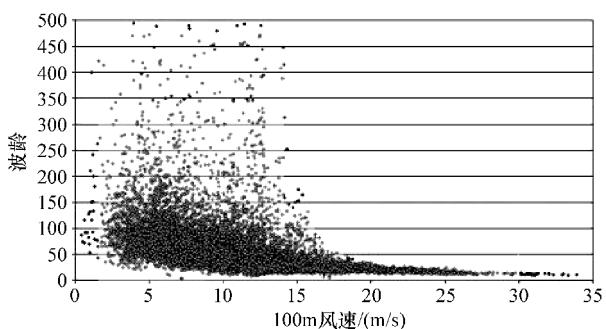


图 5.12 FINO1 处 2005 年的波龄对
100m 平均风速做的图

5.1.6 年波动和日波动

海洋表面的热特性与陆地表面有显著的不同。水的热容比土壤大得多。因此，海洋表面温度没有日温度波动，而主要为晚夏最高温和晚冬最低温之间的年波动。当时间尺度为数天的大气压力系统移动时会发生冷空气和暖空气平流，略微改变了年波动。因此，大气边界层垂直结构的强烈的日变化虽然在陆上场址如此平常，而在海洋边界层中却是完全缺失的，风从陆地吹来的海岸区域除外（见 5.6 节）。我们却可以找到显著的年波动。不稳定海洋边界层在秋季和早冬盛行，而稳定海洋边界层则盛行于春季和早夏。这种季度变化样式基本上归因于海水更大的热惯性，导致海水年温度变化比大气年温度变化时间推移了约一个月。因此，我们在秋天较暖的海上发现较冷的空气，而在春季则是冷的海洋上出现较暖的空气。

5.2 垂直轮廓

通常，海上风场中的轮毂高度在很薄的恒通量层或表面层之上（见图 5.1）。轮毂高度是在海洋大气边界层的艾克曼层内，这里的风速随高度略微升高，风向随高度略微转向。因此，用指数法则（3.22）垂直外推风轮廓比与稳定度相关的对数轮廓线法则（3.16）更适合。3.1.3 小节中指出，对于非常光滑的表面，如海面，对数法则风轮廓线与指数法则风轮廓线的差异很小。

图 5.13 为德国湾 FINO1 测风塔的指数法则风轮廓幂 a 的频率分布。这些幂值是根据 40m 和 90m 的高度范围内的 10min 平均风轮廓线推导出来的，并以 40m 作为参考高度。频率最高的值为 0.03，平均值为 0.10。这些值都比陆地上的值小得多（见图 3.4）。幂值与风速和热分层结构显著相关（图 5.14）。幂值在陆上不随风速增大，因为在陆上非常高风速下幂值接近一个常数值。海上指数法则幂值随着风速的升高而增大，因为海浪增长，风速的升高使海面变得更加粗糙。与陆上的情形相同，幂值仍然随着热稳定性的增加而升高，因为水平风速的垂直风剪切由于稳定条件下被压抑的垂直湍流混合而增大。

尽管中性条件下指数法则风轮廓的平均幂值低于 0.14 [这是 IEC 61400-3 (2006) 的正常风轮廓线模型 (NWP) 中为海上风力发电机设定的值]，但是有时

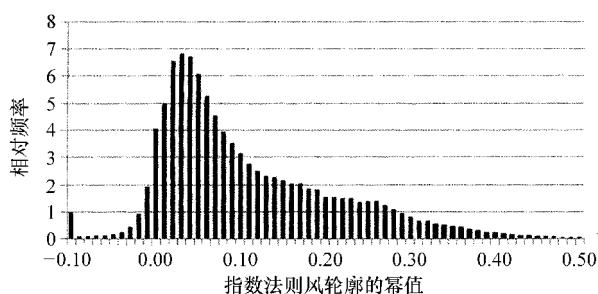


图 5.13 指数法则风轮廓的幂 a 的频率分布百分比

[见式 (3.22)]，以高 $z_r = 40m$ 为参考高度，为德国湾 2003 年 9 月 ~ 2007 年 8 月，风速在 100m 高处大于 5m/s 的数据。数据域宽度为 0.01。最左边的柱总结了全部的负值的情况

超过该值的情况还是可以发生的（见图 5.14）。在平均风速为 $12 \sim 13 \text{ m/s}$ 时，指数法则幂值的第 90 个百分位甚至超过 IEC 标准中 0.20 的陆上值。第 90 个百分位在更高风速下再次降低，而其幂值的平均值仍然升高。这是因为该幂值的分布随着风速的升高变得更窄。对于稳定分层结构，幂值经常超过 IEC 海上标准中给出的 0.14。对于超过 15 m/s 的风速，这种情况甚至发生在第 10 个百分位。对于不稳定条件，幂值则很少超过 0.05。

图 5.15（本图彩色效果可参考封二所示）给出了垂直风剪切是如何直接影响海洋大气边界层的热分层结构的例子。该图展示了 48h 的持续时间。开始，空气温度与海洋表面温度非常接近。

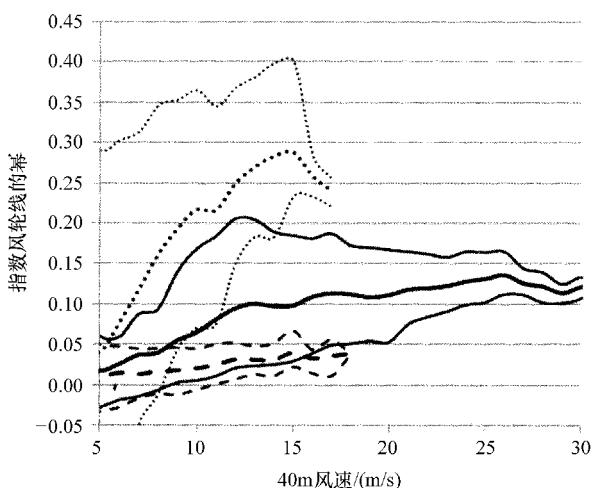


图 5.14 德国湾 FINO1 的中性分层结构（粗线，表明第 10 个百分位、平均值和第 90 个百分位）、不稳定分层结构（虚线）和稳定分层结构（点线）下，指数法则风轮廓线的幂 a （与图 5.13 同）作为 40m 高风速的方程

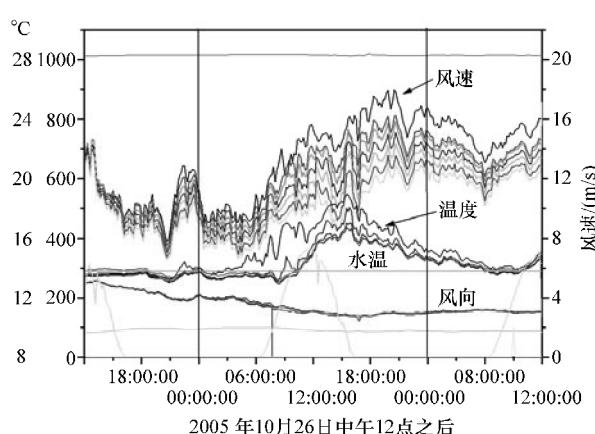


图 5.15 30m、40m、50m、60m、70m、80m、90m 和 100m 的风速变化（上面的一组实线，从下到上，右轴），30m、40m、50m、70m 和 100m 的空温度（ $^{\circ}\text{C}$ ）（中间一组实线，从下到上，最左侧坐标轴），30m、50m、70m 和 90m 的风向（度）（下面一组实线，左轴），海洋表面温度（ $^{\circ}\text{C}$ ）（水平线，辨识为“水温”），表面压力（hPa）（上面的直线，左轴），相对湿度（%）（下面近似的直线，左轴），以及地球辐射（ W/m^2 ）（0 和 400 之间的曲线，左轴），位于德国湾的 FINO1，从 2005 年 10 月 26 日到 2005 年 10 月 28 日（UTC +1）

大约 18h 后，暖空气平流的情形开始发生，并持续了约 24h。暖空气平流启动的瞬间，垂直风剪切显著升高，可见于 FINO1 测风塔不同高度上风速之间增大的差异。该图中部的第二天下午，100m 高风速约为 30m 高风速的 2 倍。这在 70m 的高差内给出了 8m/s 的风剪切。在这一展示事件后期暖空气平流结束时，这种大的垂直风剪切迅速消失。这一例子说明，空气和水之间的温差是海洋大气边界层中垂直风剪切的决定性控制参数。与陆地表面不同，海洋大气边界层的静态稳定性不与日辐射循环耦合，而是与通过的天气系统（低压）耦合。

图 5.16 通过展示 2005 年 10 月 30m 和 100m 位温之间的差异，给出了海洋大气边界层中热分层结构月度分布的一个例子。位温是对绝热温度随着高度降低的修正温度。对于中性分层，位温不随高度变化。位温在稳定分层中随高度升高而升高，在不稳定分层中随高度升高而降低。该月份期间，FINO1 塔的平均海洋表面温度约为 16°C，如图中的垂直线所示。冷空气平流的情形为垂直线左侧部分。此处的空气温度低于海面温度，即不稳定分层结构盛行。由于强烈的热驱动垂直混合，垂直温度梯度很小。暖空气平流的情形在垂直线的右侧。这里的空气温度大于海洋表面温度，而出现了稳定分层结构。垂直混合受到抑制，并发展出了显著的垂直温度梯度。70m 高的空气温度比海洋表面温度高了约 5°C，30 和 100m 之间垂直温度差异增加了约 2°C。在这些极端的稳定条件中，找到了超过 0.30 甚至 0.40 的非常大的指数法则的幂值（见图 5.14）。图 5.14 中稳定分层的第 90 个百分位曲线表明，最极端的风剪切情形的发生概率在 15m/s 附近达到峰值。

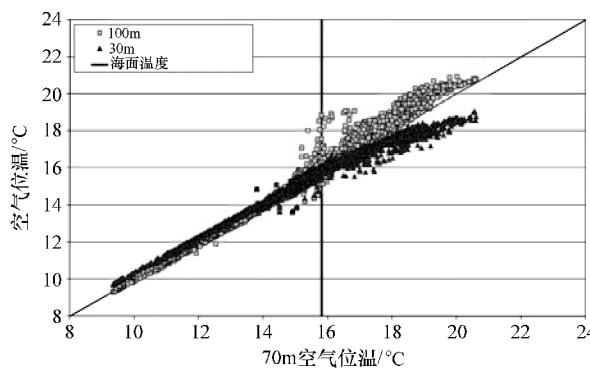


图 5.16 30m（实心三角）和 100m（空心方框）的位温（见正文）（°C）对 70m 位温作图。为德国湾 FINO1，2005 年 10 月数据。粗垂直线给出了海洋表面温度的平均值（°C），细斜线为 70m 的位温。

如前文所述，海上轮毂高度通常都在海洋大气边界层的艾克曼层部分。当观察 FINO1 测风塔在 30m 和 90m 高度上测量的风向差时，这种现象就明显地展示出来（图 5.17）。虽然该高度范围内最频繁的偏转角在 0° 附近，但是正的偏转角（顺时

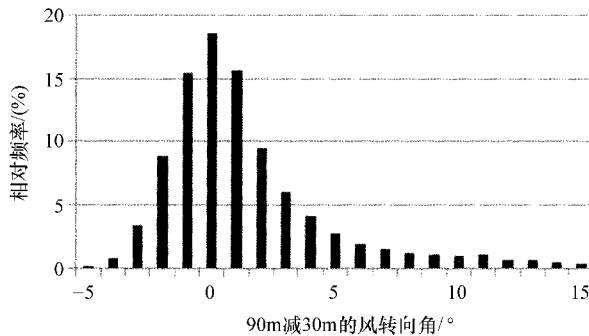


图 5.17 30m 和 90m 之间风向差 (dir_{90m} 减 dir_{30m}) 的频率分布,
为德国湾 FINO1 的 2004 年的数据

针随着高度转向) 比负的偏转角多得多。负值最可能在低风速和冷空气平流时发生 (见 2.4 节的最后一段关于热成风的内容)。

5.3 极端风速

10min 平均风况条件将在接下来的小节中予以讨论。海上 IEC 标准也在极端风速模型 (EWM) 中给出了极大风速的限值。1 年一遇和 50 年一遇的 3s 阵风的垂直轮廓 v_{el} 和 v_{e50} 定义如下:

$$v_{el}(z) = 0.8v_{e50}(z) \quad (5.12)$$

且

$$v_{e50}(z) = 1.4v_{ref} \left(\frac{z}{z_{hub}} \right)^{0.11} \quad (5.13)$$

I 类海上风场的参考风速 v_{ref} 设为 50m/s, II 类设为 42.5m/s。1 年一遇和 50 年一遇的 10min 平均风速的垂直轮廓 v_1 和 v_{50} 定义为

$$v_1(z) = 0.8v_{50}(z) \quad (5.14)$$

且

$$v_{50}(z) = v_{ref} \left(\frac{z}{z_{hub}} \right)^{0.11} \quad (5.15)$$

式 (5.13) 和 (5.15) 的差别为式 (5.13) 中的阵风因子 1.4。

Jensen 和 Kristensen (1989) 得到了位于丹麦 Fyn 岛和 Sjælland 之间的大贝尔特海峡的 Sprogø 小岛上 70m 的一个阵风因子 [见附录 A 的式 (A.33)]:

$$G(3s, 10min, 70m, 1.510^{-3}, v) \approx 1.15 \quad (5.16)$$

该因子显著地低于式 (5.13) 中的因子 1.4。Abild 和 Nielsen (1991) 给出了与风速无关的更简单的海上阵风因子的关系式:

$$G(z, z_0) \approx 1 + kI_u = 1 + \frac{k}{\ln \frac{z}{z_0}} \quad (5.17)$$

k 值约为 2.1。式 (5.17) 显然是推导自该附录中的湍流强度 (A.6) 和式 (A.35) 给出的阵风因子的关系式, 且式 (3.10) 规定的对数风轮廓线是有效的。在式 (5.17) 中对 Sprogø ($z = 70\text{m}$, $z_0 = 0.0015\text{m}$) 应用典型的值, 得到 $G = 1.195$, 也低于 1.4。尽管应该注意到式 (5.17) 是被简化的, 因为该式中未考虑风速与粗糙度长度的关系, 但式 (5.17) 的结果还是证明 1.4 的阵风因子对于海上情况似乎太高了。我们将在下一小节中看到, 海上湍流强度通常在 0.05 和 0.10 之间, 得出式 (5.17) 中的第一个关系式的阵风因子约在 1.105 到 1.21 范围内。

图 5.18 对比了 FINO1 观察数据的 50 年一遇极值垂直风轮廓线估计与海上 IEC 标准 (5.13) 和 (5.15)。每个高度分别进行极值估计, 采用了 4 年的数据。独立风暴法 (Cook 1982; Palutikof 等 1999) 被用来验证极值估计的 Gumbel 法 (见附录 A.3 中描述)。3s 阵风的 Gumbel 法估计值远低于 IEC 标准曲线, 但是 10min 平均风速达到了 II 类风场的极限曲线。

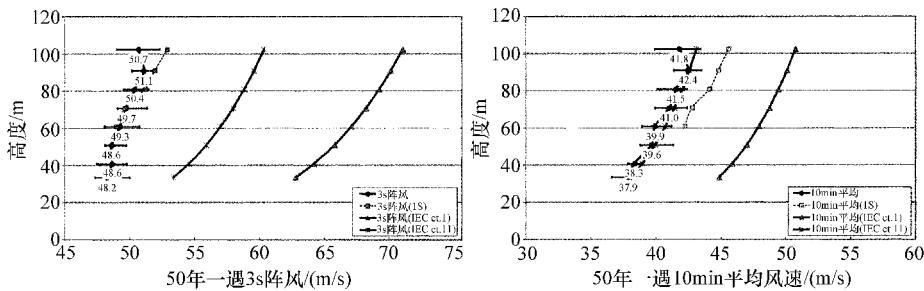


图 5.18 50 年一遇的 3s 极端阵风 (左) 和 10min 极端风速的垂直轮廓线。带误差条的轮廓线代表用 Gumbel 分布对 FINO1 观察值的外推 (见附录 A.3), 虚线为用独立风暴法进行的外推, 另两条曲线给出了海上 IEC 标准的 I 类 (右) 和 II 类 (左) 的极限

5.4 湍流

本节分析几个湍流参数, 它们与风力发电机荷载计算有关。这些参数多在 IEC 标准 (IEC 61400-1 第 3 版和 IEC 61400-3 第 1 版) 中的湍流模型和极端运行阵风定义中用到, 包括湍流强度、高频风速方差、湍流长度尺度和倾角, 以及典型的阵风事件中风速随时间的变化 (“墨西哥帽”)。

5.4.1 湍流强度

根据式 (3.10), 海上的湍流强度 I_u [见附录中 (A.6) 的定义] 取决于粗糙

度长度, 因此是风速的方程 (Hedde 和 Durand 1994; Vickers 和 Mahrt 1997)。对开放海域的湍流强度的理解有助于更好地理解海洋边界层和海上风电场的建设和运行。风力发电机的结构荷载和发电量产出都随着湍流强度的增大而增大。

图 5.19 展示了湍流强度的中值、算术平均值、最小值、最大值, 及第 10、25、75 和 90 百分位与风速的关系 (测量时间为从 2003 年 9 月到 2007 年 8 月, 测量高度为 90m)。对于低风速, 湍流强度的平均值随着风速的升高而迅速降低, 到 12m/s 风速时达到最小值, 约为 4.5%。该最小值以上, 湍流强度随着风速的升高近乎线性的增大。高的湍流强度值和在约 12m/s 风速前的迅速降低是由于不稳定大气条件期间海面温度明显高于空气温度, 使低风速下的热驱动湍流起主导作用。随着风速的进一步升高, 粗糙度长度 z_0 也会升高, 湍流强度的机械部分开始支配热效应, 湍流强度则再次升高 (Barthelmie 1999)。风速低于 18m/s 的湍流强度最大值超过 20%, 因此在图 5.19 中的湍流强度的绘图范围内不可见。13m/s 风速下的最大值为 48.8%, 1~13m/s 风速之间的最大值为 36.3%~50.0%。

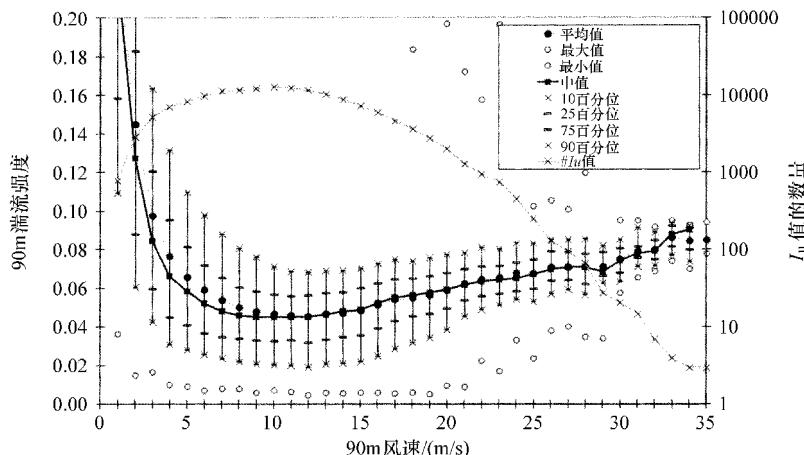


图 5.19 德国湾 FINO1 的 90m 高处, 从 2003 年 9 月到 2007 年 8 月, 湍流强度 I_u 作为风速的函数的平均值 (实心圆)、最大值 (上面的空心圆)、最小值 (下面的空心圆)、中值 (带方框的实线)、第 10 百分位 (下面的十叉)、第 25 百分位 (下面的虚线段)、第 75 百分位 (上面的虚线段) 和第 90 百分位 (上面的十叉), 以及每个风速数据域内数据点的数量 (有一条细线交叉相连) (引自 Türk 和 Emeis 2010)

由于不是高斯频率分布, 当风速低于约 11m/s 时, 湍流强度的中值和算术平均值是不同的, 而在更高的风速下, 这两个值则近乎相等。对于小于 20m/s 的风速, 每个 1m/s 风速域内的湍流强度的绝对最小值都低于 1%。对天气条件的调查表明, 在非常稳定的大气条件下, 即使在相对较高风速下也可能发生非常低的湍流强度。风速超过 20m/s 时, 越来越粗糙的表面的影响和因此增加的摩擦力总是可以破坏这个非常稳定的层, 因此湍流强度的绝对最小值也开始升高, 直到接近第

10 百分位的值。在更高的风速下，某一风速等级内的湍流强度值的分散度持续地变小 (Large 和 Pond 1981)。

大气边界层内的湍流由剪切力或者热不稳定性生成。虽然较低风速下热生成湍流起主导作用，而在高风速下与剪切力相比却变得几乎可以忽略。剪切力生成与表面粗糙度成正比。陆上的表面粗糙度仅是地表特性的方程，并假设与大气条件无关。这与海上的条件是不同的。对这种关系的描述最早由 Charnock (1955) 提出，他提出了式 (5.1)。Garratt (1977) 回顾了海洋表面粗糙度的课题，并推荐使用 Charnock 的方程 [式 (5.1)] 来估算 z_0 ，其中对于 $\kappa = 0.41$ 令 $\alpha = 0.0144$ 。根据 Wu (1980)，则相应的为 $\kappa = 0.4$ 取 $\alpha = 0.017$ 。IEC 61400-3 标准 (IEC 61400-3, 2006) 对海上条件假设 $\alpha = 0.011$ 。图 5.20 展示了 FINO1 的 90m 高度不同风速等级的湍流强度频率分布，源自图 5.19 所示的 4 年的数据。

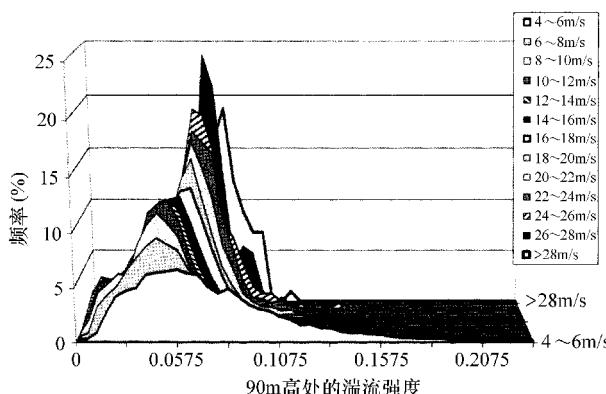


图 5.20 德国湾 FINO1 的 90m 湍流强度分布 [见式 (3.10)]，
共分 13 个风速等级，测量时期为 2003 年 9 月到 2007 年 8 月

德国湾 100m 高的 FINO1 塔的多数测量高度都通常在充分混合的表面层或 Prandtl 层之上。因此，我们观察到湍流随着高度显著地降低，如图 5.21 所示。非常稳定的热分层结构降低最大，而非非常不稳定分层结构则最小。

为了计算荷载，给定风速域内的 90 百分位的湍流强度是重要的。IEC 标准 (IEC 61400-1 第 3 版和 IEC 61400-3 第 1 版) 中普通湍流模型 (NTM) 描述了海上湍流强度的 90 百分位，并对水平风速标准差 σ_{u90} 的 90 百分位进行了如下的参数化：

$$\sigma_{u90} = \frac{u_h}{\ln(z_h/z_0)} + 1.28(1.44 \text{ m/s}) I_{15} \quad (5.18)$$

式中 u_h ——风力发电机轮毂高度风速；

z_h ——距海平面高度；

I_{15} ——15m/s 风速下轮毂高度的湍流强度。

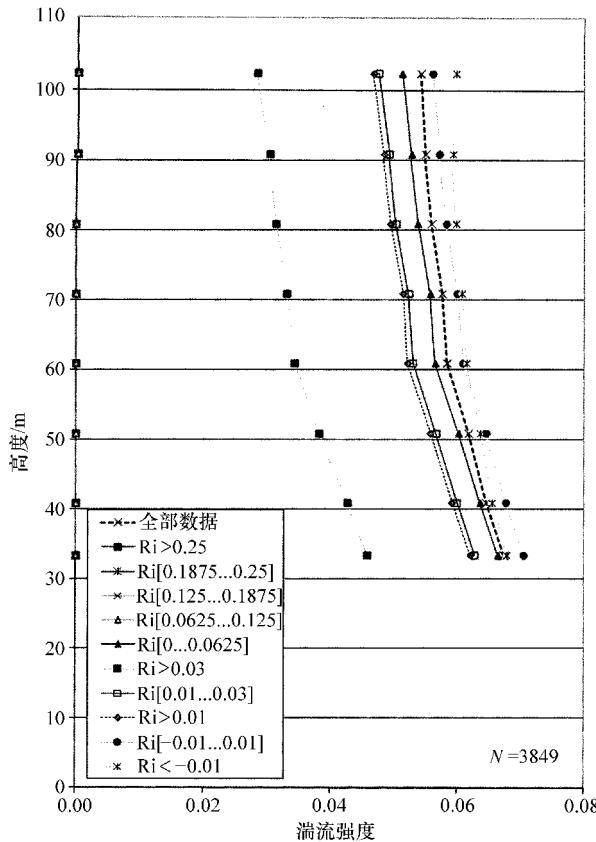


图 5.21 德国湾 FINO1 从 2004 年 10 月到 2005 年 1 月, $210^\circ \sim 250^\circ$ 风向扇区内, 湍流强度的垂直轮廓 [见式 (3.10)] 对理查德森数 Ri (Richardson number) 梯度的方程

式 (5.18) 右侧的第一项给出了热中性分层的平均风速标准差, 假设对数垂直风轮廓线式 (3.6), 并令 $1/\kappa$ 等于 2.5 [见式 (3.9)]。对于第二项, 则假设风速标准差在平均值附近遵循高斯分布, 使得风速标准差的 90 百分位 σ_{w90} 为 1.28 倍的风速标准差的标准差, 后者用 1.44 m/s 乘以 I_{15} 表示。我们将在下面的式 (5.19) 中提出该方程的新形式。

图 5.22 (本图彩色效果可参考封二所示) 展示了从 2003 年 9 月到 2007 年 8 月 (实线) 测量的湍流强度的 90 百分位值与不同高度风速之间关系, 并与 IEC 61400-3 给出的湍流强度 [式 (5.18), 虚线] 对比。与湍流强度的中值类似, 湍流强度的 90 百分位值也随着风速的升高而减小, 直到 $10 \sim 12 \text{ m/s}$ 风速下 $7\% \sim 8.5\%$ 的最小值, 然后进一步随着风速的升高而增大。湍流强度的 90 百分位值也随着高度的升高而降低。与 IEC 标准给出的湍流强度比, 我们可以发现三个区

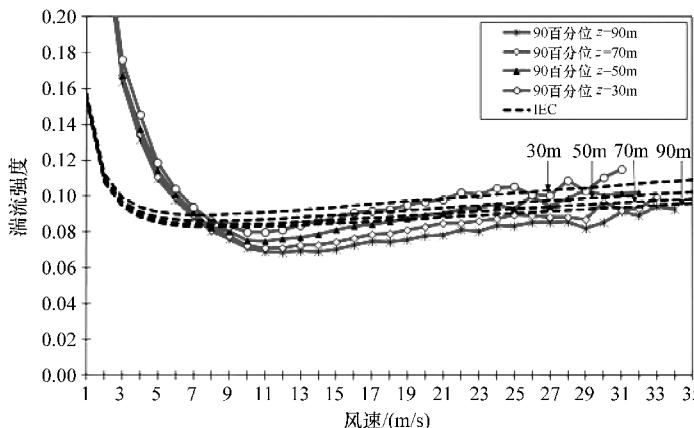


图 5.22 在 4 个不同高度观察的湍流强度 I_u 的 90 百分位值 (浅色线) 作为这些高度上风速的方程 (引自 Türk 和 Emeis 2010), 并与式 (5.18) 的结果 (虚线) 对比

间: 风速低于 8~10m/s (不真正与荷载相关的风速下) 的湍流强度 90 百分位的测量值不能很好地由 IEC 标准表达。在 10m/s 和 22m/s 风速之间, 除 30m 高的两个值外, 湍流强度的 90 百分位测量值都在 IEC 标准给出的曲线之下。该区间内, 测量的湍流强度曲线的斜率大于根据 IEC 61400-3 标准计算出来的曲线斜率。大于约 22m/s 的风速下, 湍流强度 90 百分位的测量曲线和计算曲线变得几乎重合。较低风速下, 测量值与式 (5.18) 的计算值之间的差异部分归因于风速低于 11m/s 的风速标准差测量值的分布歪斜且不遵循高斯分布 (见图 5.19 的讨论)。式 (5.18) 的推导过程在全部风速域中都假设高斯分布。

在 FINO1 上层的高度, 根据标准推导出的值始终在测量值之上, 而在 50m 和 30m 高度上, 某些风速域的测量值却大于 IEC 标准值。特别是 30m 的测量高度上, 无法排除 FINO1 平台结构 (如直升机升降台) 对湍流强度的影响。

这里展示的数据对式 (5.18) 提出了修正。更好的拟合可能是

$$\sigma_{u90} = a \frac{u_h}{\ln(z_h/z_0)} + \frac{2u_{lu,min}}{u_h} (1.44 \text{ m/s}) I_{15} + bu_h \quad (5.19)$$

式中 $u_{lu,min}$ ——最低湍流强度发生的风速;

a 和 b ——两个可调参数。

由图 5.23 中可见, 当令 $a = 0.63$ 且 $b = 0.0012$ 时, 拟合更好。

5.4.2 风速方差

式 (3.9) 中给出了平原且均质地形上的表面层中, 三个风分量标准化的与风速无关的标准偏差。在海洋大气边界层中, 这些值不再与风速无关, 因为表面粗糙度随着风速变化。图 5.24 展示了德国湾 FINO1 的纵向、横向和垂直风分量标准化的方差值作为风速的函数。图 5.24 中的曲线必须与式 (3.9) 给出的平方值

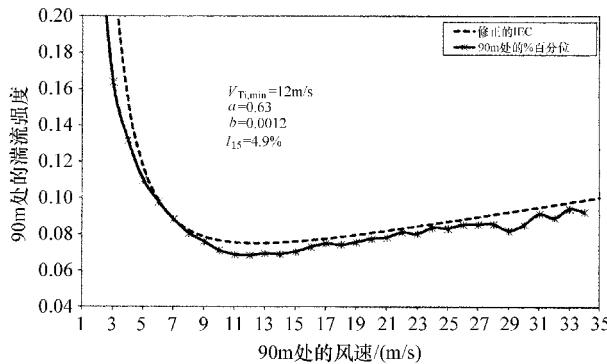


图 5.23 对比修正的 IEC 关系式与 FINO1 的 90m 的湍流强度的 90 百分位数据

($\sigma_u^2/u_*^2 = 6.25$, $\sigma_v^2/u_*^2 = 3.61$, $\sigma_w^2/u_*^2 = 1.69$) 做对比。对于中等风速下的垂直分量和很高风速下的两个水平分量, 距海面 40m、60m 和 80m 高的标准化方差接近于这些值。对于中等风速, 水平分量的值小于平原陆上地形的值的下方。这个风速区间内, FINO1 的三个测量高度可能都在充分混合的表面层之上。低风速的较高的值是由高的波龄造成的 (见 5.1.3 节)。这些高波龄在低风速下最常见。如图 5.25 所示, 标准化的方差在低风速下随着波龄的增大而升高。Davidson (1974) 也报告了这种升高的情况。

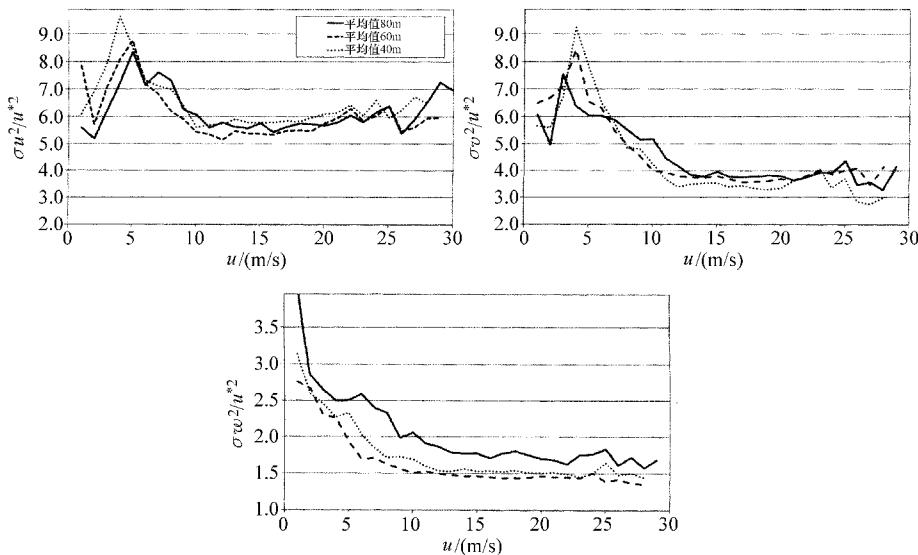


图 5.24 标准化方差与三个不同高度的风速对比 (实线: 80m; 虚线: 60m; 点线: 40m), 来源于德国湾 FINO1 的中性分层情况下的声波探测数据。左上图: 纵向风分量的方差, 右上图: 横向风分量的方差, 下图: 垂直风分量的方差

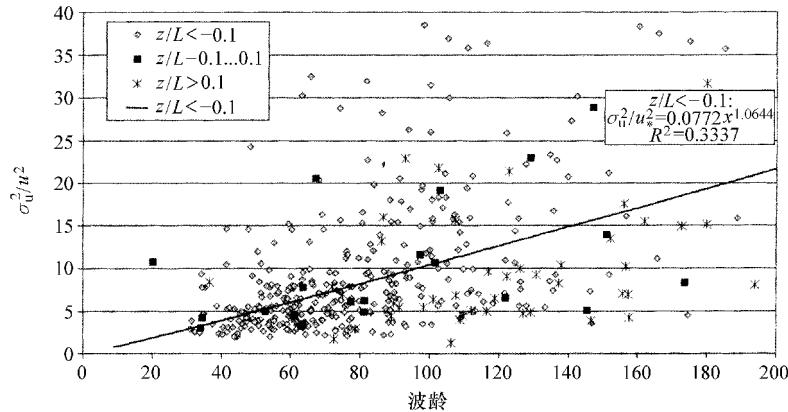


图 5.25 德国湾 FINO1 的 40m 高, 2005 年 7 月到 10 月期间, 标准化的纵向风分量的方差对波龄和热稳定度的方程 (菱形: 不稳定; 方框: 中性; 十叉: 稳定)。仅考虑了 40m 高 3.5m/s 和 4.5m/s 的平均风速。回归线仅是不稳定情况的拟合

5.4.3 湍流长度尺度和倾角

另一个表征湍流元空间尺度的参数为湍流长度尺度。与风力发电机叶轮的大小相近的湍流元通常仅部分击中叶轮面, 导致叶轮面上的荷载差异。湍流长度尺度可根据附录 A.6 节中描述的流程进行确定。海上湍流长度尺度的范围从纵向分量 (图 5.26) 的 302m 到横向分量的 273m, 再到垂直分量的 41m。这些长度尺度也可以从三个风分量频谱的最大值中确定。这样得出的值在相同的数量级上, 但是对三种稳定性类型也表现出明显的不同。其中, 中性分层的水平分量值最大, 垂直分量则在不稳定分层时最大。详见表 5.2。

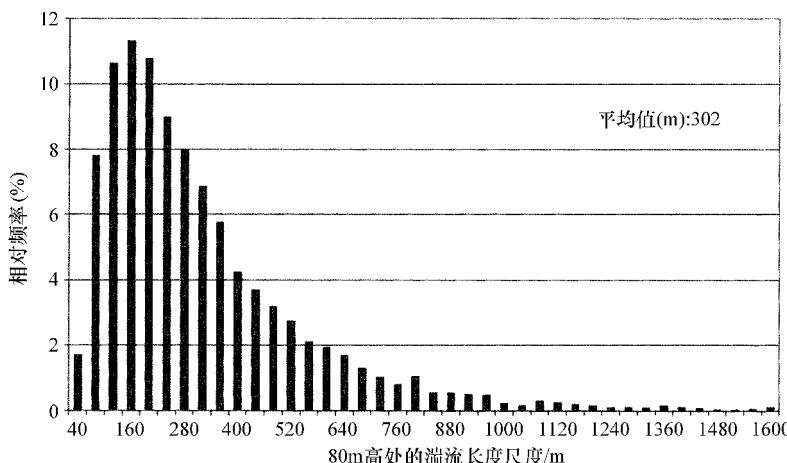


图 5.26 德国湾 FINO1 80m 高 2005 年湍流长度尺度的相对频率

表 5.2 与湍流长度尺度相关的稳定性, A_{Smax} 根据 FINO1 的 80m 高处
从三个风分量频谱的最大值确定 (引自 Türk 2008)

	$z/L < -1$	$-0.1 < z/L < -0.1$	$z/L > 1$
	A_{Smax}/m	A_{Smax}/m	A_{Smax}/m
u	290	485	292
v	252	286	223
w	223	97	15

湍流强度的另一个表征参数为湍流元相对于垂直方向的倾角。预计湍流元的倾角是向前的, 因为风速随着与表面的接近而降低。向前倾斜的湍流元先出现在较高的高度上, 即与更低的高度比, 叶轮的上顶点略早的受到影响。这可能导致叶轮面内的差异荷载。如图 5.27 所示, 绝大多数 10min 间隔发生了向前的倾角。60m 和 80m 之间 30° 的倾角最常见, 而 40° 的倾角则在 40m 和 60m 之间最常见 (未展示), 因为这个高度范围内的垂直风剪切更大。倾角随着风速的升高而增大。对于大于 $20m/s$ 的风速, 几乎不再存在向后的倾角 (见图 5.28)。图 5.28 还表明, 大的倾角通常与非中性热分层同时发生。

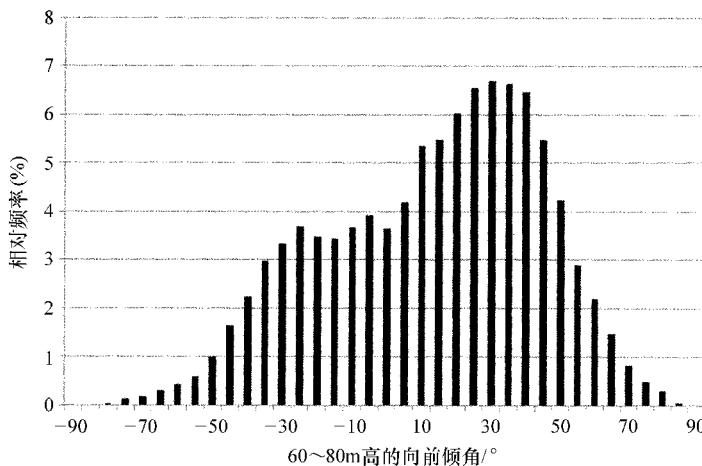


图 5.27 FINO1 在 60m 和 80m 之间高 2005 年的湍流元向前倾角,
单位为度。负值表示向后的倾角。

5.4.4 阵风事件

目前为止, 我们已经讨论了表征大气湍流的总体统计参数。但是在阵风事件期间, 实际的风速波动可能也对荷载计算起到决定性作用。出于这一目的, IEC 61400-3 (2006) 标准定义了极端运行阵风 (EOG) 的最坏情况的持续时间为 $10.5s$ 。阵风事件典型的时间结构是以风速的降低开始的, 然后是较大的增长, 最

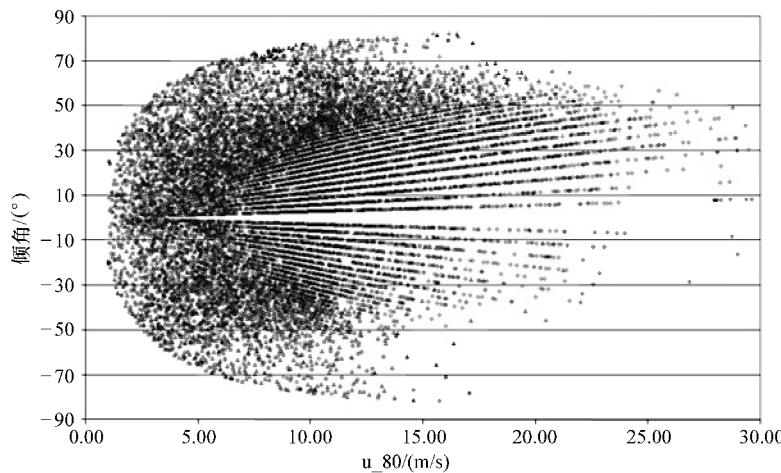


图 5.28 FINO1 处 2005 年湍流元的倾角与 80m 平均风速（这里仅评估了大于 1m/s 的值）对照。菱形：近中性分层；三角形：稳定分层；方框：不稳定分层。图中心的射线样式是由风数据有限的分辨率所致（两位小数点）。

后在回到未被扰动的风速前再次降低。由于其形状，EOG 的时间样式也被称做“墨西哥帽”，详见 A.5 节。

图 5.29 对比了选定的实际测量的阵风事件与 IEC 标准中理想化的 EOG 定义。该选定的过程分析了高分辨率的风速时间序列，且标记了全部的 10.5s 间隔。在该间隔处，IEC 的 EOG 解释了超过 85% 的风速方差。该过程没有区分与 EOG 的正相关和负相关。实际上对于 2005 年，全部选取的阵风事件的 57% 具有与 EOG 负的相

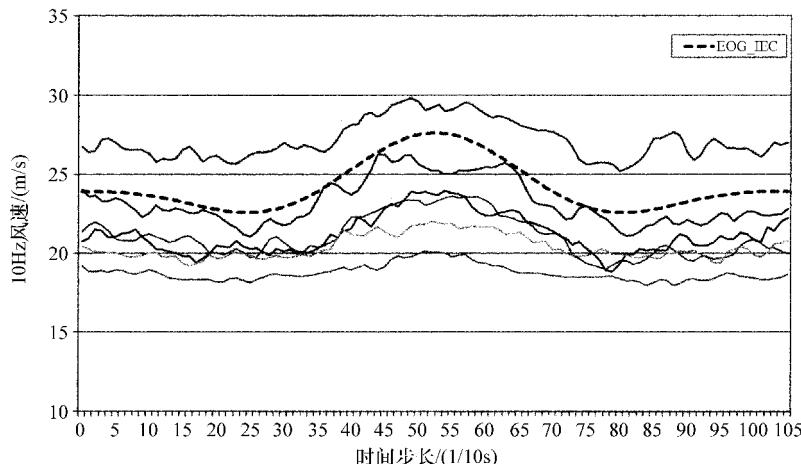


图 5.29 在 FINO1 观察的（实线）表明 6 个选定的阵风事件的 10Hz 风速数据。虚线为理想化的“墨西哥帽”，同 IEC 标准里定义的 EOG

关性，即它们是上下颠倒的墨西哥帽（同样见图 5.31）。另一个值得注意的特征是，阵风事件不总在全部三个（40m、60m 和 80m）测风高度上同时发生。图 5.30 所示为阵风事件仅在 80m 高出现的一个例子。

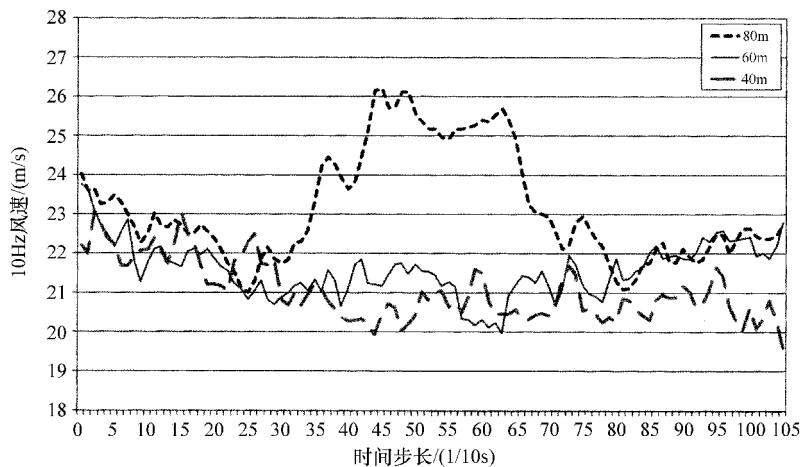


图 5.30 在 FINO1 观察的仅在 80m 高度表现出来的 10.5s 阵风事件。

数据开始于 2005 年 1 月 7 日 UTC +1

图 5.31 为这些阵风事件不同振幅的相对频率。风速小于 12m/s 的平均振幅约为 12%，然后轻微地增长到风速为 20m/s 和更高时的约 20%。

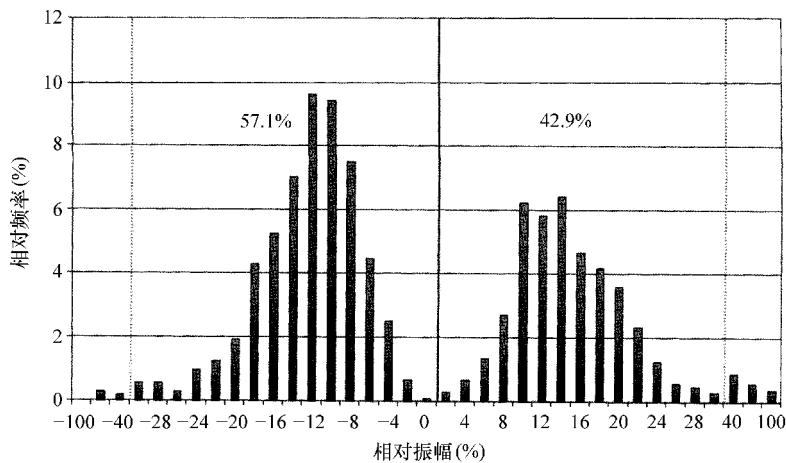


图 5.31 FINO1 处 2005 年的 10.5s 阵风事件相对振幅（平均风速的百分比）的相对频率。垂直点线表示数据域宽度的改变（内部为 2%，外部为 30%）

上述评估适用于 10.5s 的事件，与 IEC 标准的定义相同。改变选定程序中事件的持续时间表明，10.5s 事件并非是最频繁的事件。8s 事件的发生频率是 10.5s 事件的 1.6 倍，而 14s 事件的发生频率仅是其 0.63 倍。

5.5 威布尔参数

德国湾 FINO1 平台的测量数据让我们能够对海洋边界层内的威布尔参数随着高度和季节的变化进行分析 [详见 Bilstein 和 Emeis (2010)]。图 5.32 (本图彩色效果可参考封二所示) 展示了 4 个不同季节从 30m 到 100m 全部 8 个高度上的数据, 高度分辨率为 10m。请注意, 最上面 100m 的仪器在测风塔的顶部, 而其他全部仪器都安装在水平支杆上, 远离塔架。这些仪器受到测风塔的轻微影响。这是为什么图 5.32 中每个轮廓右下角最后的数据点都略微向右偏移。很明显, 在较高的高度上, 形状参数随着风速波动性的升高而降低, 而尺度参数则随着高度的升高而增大。海洋上的大气摩擦力不如陆地上大, 因此表面层 (也叫 Prandtl 层) 也不如陆地上厚 (Türk 2008)。因此, 尺度参数的垂直梯度 $0.01 < \partial A / \partial z < 0.02 \text{ s}^{-1}$ (见表 5.3) 不如陆地上类似高度的垂直梯度 $0.02 < \partial A / \partial z < 0.04 \text{ s}^{-1}$ 大 (如 Emeis 2001)。海上形状参数轮廓线不像陆地的形状参数那样表现出最大值, 而是随着高度的升高单调降低。

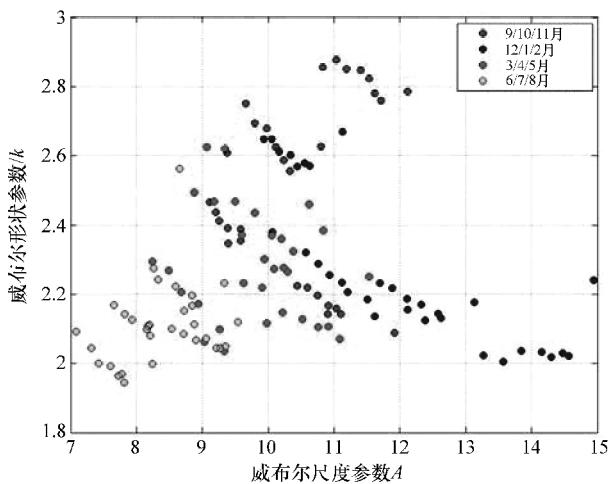


图 5.32 FINO1 每个高度上两个威布尔参数 A 和 k 的相关性。其中, 黄色为夏季数据, 绿色为春季数据, 红色为秋季数据, 蓝色为冬季数据。每个季节内, 得到从左上 (30m) 到右下 (100m) 不同的测量高度, 间隔 10m (引自 Bilstein 和 Emeis 2010)

表 5.3 全部扇区 90m 和 40m 的威布尔分布尺度参数 A 的均值, 单位为 m/s

季节	90m	40m	差异
SON (秋季)	10.68	10.12	0.56
DJF (冬季)	12.36	11.57	0.79
MAM (春季)	10.27	9.23	1.04
JJA (夏季)	8.55	8.03	0.52

此外, 两个威布尔参数表现出清晰的季节相关性。夏季监测到的参数较小, 冬季较高, 而春季和秋季则在两个极值之间。这可通过海洋边界层热稳定性的年波动

来解释。由于水的热容更大,与陆地上大气的稳定性比,海洋大气的稳定性约每3个月改变一次状态(Coelingh等1996)。结果,春季的大气是稳定的,夏季是中性/稳定的,秋季是不稳定的,冬季是中性/不稳定的。

总体上来说,与不稳定的季节比,稳定或中性/稳定的季节的参数较小。值得注意的是,伴随着较大尺度参数的形状参数(秋季和冬季)与伴随着较小的尺度参数(春季和夏季)的比,具有更大的变化性。图5.33(本图彩色效果可参考封二所示)图解了这一关系,并展示了每个季节的区间和参数。

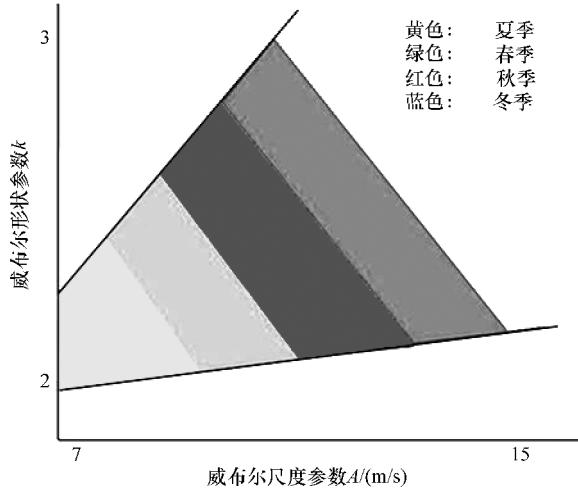


图5.33 海洋边界层中两个威布尔参数A和k关系的季节变化分析图。

着色方法与图5.32相同。(引自Bilstein和Emeis 2010)

5.6 海岸效应

当大尺度的风从陆地吹向海洋时,就会在海洋表面形成内部边界层(IBL)(见3.5节对内部边界层的介绍和对内部边界层内部和之上的风轮廓线的描述)。如果较暖空气平流在较冷的水面上,则热分层是稳定的,内部边界层的厚度生长缓慢,且可持续超过50km的距离。Rogers等(1995)展示了在爱尔兰海上的稳定内部边界层中进行的飞机测量数据。这些测量数据表明了平均参量和频谱的轮廓。稳定内部边界层的空间发展过程在Mulhearn(1981)和Garratt(1987)中予以了描述。他们给出了稳定分层的内部边界层高度h(x):

$$h(x) = cu \sqrt{\frac{x}{g}} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^n \quad (5.20)$$

式中 x——与海岸的距离;

T——空气温度;

ΔT ——陆地和海洋表面温度差;

g ——重力加速度。

Mulhearn (1981) 给出 $c = 0.0146$ 且 $n = -0.47$ ，而 Garratt (1987) 则给出 $c = 0.014$ 且 $n = -0.5$ 。

如果较冷空气在较暖的水面上平流，则内部边界层的厚度生长迅速，最终在十几千米后与海洋边界层融合。近岸区域的这种海上风流中，我们可以在大气温度、稳定性和风况中观察到通常的日变化，这是第3章描述的陆地上风流中为人熟知的现象。所以，5.1.6小节中的陈述在近岸区域的海上风流中不成立。

5.6.1 海陆风

有一些局地的风系统并不来源于大尺度的压力差，而是源于区域的或局地的地球表面热特性差异。这些局地的或区域的风系统通常表现出好的规律性，且有足够的深度，因此可以用于风力发电。参见 Atkinson (1981) 对热驱动循环的总览。

由于陆地和海洋的热惯性不同，二级循环系统（海陆风系统）可以在海洋和较大湖泊的岸上形成，改变了大气边界层的结构。在晴朗的天气条件下和中低风速下，由于夜晚的长波辐射，陆地表面变得比相连的水面温度低，而白天由于吸收短波辐射变得比水面温度高。结果，较暖表面上发生上升运动，而较冷表面上发生下沉运动。这样在表面附近就形成了从冷表面吹向暖表面的风流，而在上空出现反方向回流，以使空气质量保持平衡。

这就生成了我们熟知的白天和傍晚的海风，以及夜晚和清晨的陆风（见图5.34）。陆风的这种普遍特性是以前航船在清晨离港而试图在下午返航的原因。海风的前锋在白天向内陆传播数十千米（如果空气中有足够的水汽），通常以一链积云为特征。在中纬度，海风通常渗透20~50km，而在赤道观察到了达到300km，甚至更大的距离。这种风流的厚度范围从数百米到一两千米不等。海风的最大风速可在100m高达约10~11m/s (Atkinson 1981)。源自100~200km的广阔近岸水面上的海风可在无云条件下的卫星图片上监测到 (Simpson 1994)。由于海风的海洋

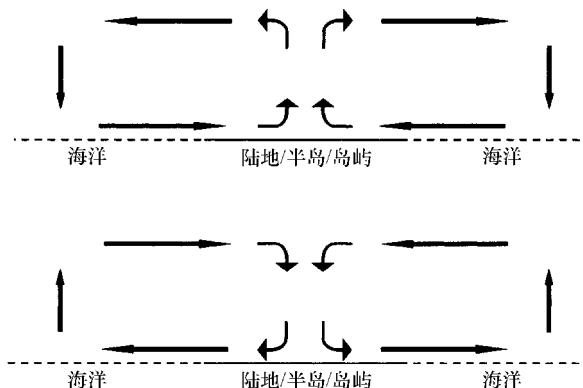


图5.34 白天（上图）和夜晚（下图）海陆风循环的示意图

分支中的下沉运动，云被消散了（见图 5.34 上图中外侧的向下箭头）。可获得的对夜晚陆风的观测较少，但是可以认为，陆风的空间尺度与海风是相当的。

5.6.2 低空急流

海上的垂直风轮廓线并不总是随着高度单调升高的。有时风速的最大值发生在边界层内或其顶部。平原地形上低空急流的形成需要表面层热稳定性的日变化，详见 3.4.2 节。尽管在海洋表面通常缺少低空急流形成的必要条件，但有时还是可以在海洋边界层中观察到低空急流。例如，经常有波罗的海和其他近岸区域的案例报告，特别是当海洋表面温度显著地低于周围陆地且风直接从陆地吹向海洋时 (Smedman 等 1995)。Brooks 和 Rogers (2000) 也曾在波斯湾观察到低空急流。

当暖空气在较冷的水面上平流时，急流可以在距离海岸线数十千米的距离上形成。最大的可能是，这样的海上低空急流与陆地上的夜晚低空急流在空间上类似。陆地上的夜晚低空急流的发生是由表面层热稳定性的时间变化所致。当气流穿过海岸线到达更冷的水面上时，内部边界层就会形成，表面层和上层大气层的其他部分之间发生解耦。这种解耦与夜晚当陆地由于辐射能量损失而降温时发生的情况相同。

5.7 海洋边界层总结

海洋表面边界层 (MABL) 表现出与平原均质地形的陆上大气边界层 (ABL) 显著的差异。与陆上边界层内的相同高度比，海洋表面边界层中的风速更高且湍流更低 (相同的大尺度水平压力梯度的天气施力)。在多数情况下，海上条件下的 5MW 现代大型风力发电机叶轮面内的垂直风剪切都显著地低于陆上。另外，全部这些海洋表面边界层特性都不是恒定的，而是随着风速变化，因为海洋表面的粗糙度随着风速的增大而增大。波龄 (即风速和波浪相速的比) 可能使问题变得更加复杂。因此，实际的风况总是取决于大气条件和波浪场的特性。

由于热成风 (见 2.4 节关于热成风大小的评估) 导致的风剪切必须在海上予以考虑，因为表面摩擦导致的风剪切非常低。通常在温带，较冷的空气与低压区域同时发生，而较暖的空气则与高压区域同时发生。因此，热成风通常促进风速随着高度的升高。

在距离海岸相当于 50 ~ 100km 的近海区域，当风从陆地吹向海洋时，可能发生内部边界层 (见 3.5 节) 和该层顶部的低空急流 (见 5.6.2 节)。海岸区的海洋大气边界层内，这些内部边界层顶部的高度时常在叶轮面以内。

海洋大气边界层内的湍流水平低，有利于单台风力发电机，因为降低了风力发电机结构上的荷载。但是低水平的湍流可能变成大型海上风电场规划和运行的主要不利因素，因为垂直湍流通量向大型风电场的动能供给显著地低于 ABL。这将在下章予以更详细的说明。

参考文献

- Abild, J., B. Nielsen: Extreme values of wind speeds in Denmark. Risoe-M-2842, 106 pp. (1991)
- Anderson, R.: A study of wind stress and heat flux over the open ocean by the inertial-dissipation method. *J. Phys. Oceanogr.* **23**, 2153–2161 (1993)
- Atkinson B.W.: *Meso-scale Atmospheric Circulations*. Academic Press, London etc., 495 pp. (1981)
- Barthelmie, R.J., A.M. Sempreviva, S.C. Pryor: The influence of humidity fluxes on offshore wind speed profiles. *Ann. Geophys.* **28**, 1043–1052 (2010)
- Barthelmie R.J.: Monitoring Offshore Wind and Turbulence Characteristics in Denmark, Proceedings of the BWEA Wind Energy Conference (1999)
- Bilstein, M., S. Emeis: The Annual Variation of Vertical Profiles of Weibull Parameters and their Applicability for Wind Energy Potential Estimation. *DEWI Mag.* **36**, 44–50 (2010)
- Black, P., and Coauthors: Air-sea exchange in hurricanes: Synthesis of observations from the Coupled Boundary Layer Air-Sea Transfer experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **88**, 357–374 (2007)
- Brooks, I., D. Rogers: Aircraft observations of the mean and turbulent structure of a shallow boundary layer over the Persian Gulf. *Bound.-Lay. Meteorol.* **95**, 189–210 (2000)
- Bye, J.A.T., Wolff, J.-O.: Charnock dynamics: a model for the velocity structure in the wave boundary layer of the air-sea interface. *Ocean Dyn.* **58**, 31–42 (2008)
- Charnock, H.: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **81**, 639–640 (1955)
- Coelingh, J., van Wijk, A., Holtstag, A.: Analysis of wind speed observations over the North Sea. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **61**, 51–69 (1996)
- Cook, N.J.: Towards better estimation of extreme winds, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **9**, 295–323 (1982)
- Davidson, K. L.: Observational Results on the Influence of Stability and Wind-Wave Coupling on Momentum Transfer Fluctuations over Ocean Waves. *Bound.-Lay. Meteorol.* **6**, 305–331 (1974)
- Donelan, M. A.: Air-sea interaction. *The Sea. Ocean Eng. Sci.* **9**, 239–292 (1990)
- Donelan, M.A., B. Haus, N. Reul, W. Plant, M. Stiassnie, H. Gruber, O. Brown, E. Saltzman: On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophys. Res. Lett.* **31**, L18306, doi:10.1029/2004GL019460 (2004)
- Edson, J.B., C.J. Zappa, J.A. Ware, W.R. McGillis, J.E. Hare: Scalar flux profile relationships over the open ocean. *J. Geophys. Res.* **109**, C08S09, doi:10.1029/2003JC001960 (2004)
- Emeis, S., M. Türk: Wind-driven wave heights in the German Bight. *Ocean Dyn.* **59**, 463–475. (2009)
- Emeis, S.: Vertical variation of frequency distributions of wind speed in and above the surface layer observed by sodar. *Meteorol. Z.* **10**, 141–149 (2001)
- Fairall, C. W., E. F. Bradley, D. P. Rogers, J. B. Edson, G. S. Young: Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment. *J. Geophys. Res.* **101**, 3747–3764 (1996)
- Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, J. B. Edson: Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm. *J. Climate*, **16**, 571–591 (2003)
- Foreman, R., S. Emeis: Revisiting the Definition of the Drag Coefficient in the Marine Atmospheric Boundary Layer. *J. Phys. Oceanogr.* **40**, 2325–2332 (2010)
- Garratt, J.R.: Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents, *Mon. Wea. Rev.* **105**, 915–929 (1977)
- Garratt, J.R.: The stably stratified internal boundary layer for steady and diurnally varying offshore flow, *Bound.-Lay. Meteorol.* **38**, 369–394 (1987)
- Geernaert, G.: Bulk parameterizations for the wind stress and heat fluxes. *Surface Waves and Fluxes*, Kluwer Academic, 91–172 (1990)
- Hedde, T., Durand, P.: Turbulence Intensities and Bulk Coefficients in the Surface Layer above the Sea. *Bound.-Lay. Meteorol.* **71**, 415–432 (1994)

- Hersbach, H., Janssen, P.A.E.M.: Improvement of the short-fetch behavior in the wave ocean model (WAM). *J. Atmos. Ocean Technol.* **16**, 884–892 (1999)
- Hsu, S.: A dynamic roughness equation and its application to wind stress determination at the air-sea interface. *J. Phys. Oceanogr.* **4**, 116–120 (1974)
- Janssen, J.A.M.: Does the wind stress depend on sea-state or not? A statistical error analysis of HEXMAX data. *Bound.-Lay. Meteor.* **83**, 479–503 (1997)
- Jensen, N.O., L. Kristensen: Gust statistics for the Great Belt Region. Risoe-M-2828, 21 pp. (1989)
- Kumar, V.S., Deo, M.C., Anand, N.M., Chandramohan, P.: Estimation of wave directional spreading in shallow water. *Ocean Eng.* **26**, 23–98 (1999)
- Large, W.G., Pond, S.: Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds. *J. Phys. Ocean.* **11**, 324–336 (1981)
- Maat, N., C. Kraan, W. Oost: The roughness of wind waves. *Bound.-Layer Meteor.* **54**, 89–103 (1991)
- Mulhern, P.: On the formation of a stably stratified internal boundary layer by advection of warm air over a colder sea. *Bound.-Lay. Meteorol.* **21**, 247–254 (1981)
- Neumann, G.: On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea. Beach Erosion Board, Washington, Tech. Mem. no. 43 (Dec) (1953)
- Oost, W.A., C.M.J. Jacobs, C. van Oort: Stability effects on heat and moisture fluxes at sea. *Bound.-Lay. Meteorol.* **95**, 271–302 (2000)
- Oost, W.A., Komen, G.J., Jacobs, C.M.J., Van Oort, C.: New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during ASGAMAGE. *Bound.-Lay. Meteorol.* **103**, 409–438 (2002)
- Palutikof, J.P., B.B. Brabson, D.H. Lister, S.T. Adcock: A review of methods to calculate extreme wind speeds. *Meteorological Applications*, **6**, 119–132 (1999)
- Rogers, D.P., D.W. Johnson, C.A. Friehe: The Stable Internal Boundary Layer over a Coastal Sea. Part I: Airborne Measurements of the Mean and Turbulent Structure. *J. Atmos. Sci.* **52**, 667–683 (1995)
- Roll, H.U.: Über Größenunterschiede der Meereswellen bei Warm- und Kaltluft. *Dtsch Hydrogr. Z.* **5**, 111–114. (1952)
- Sempreviva, A.M., S.-E. Gryning: Humidity fluctuations in the marine boundary layer measured at a coastal site with an infrared humidity sensor. *Bound.-Lay. Meteorol.* **77**, 331–352 (1996)
- Simpson, J.E.: Sea breeze and local wind. Cambridge University Press, Cambridge (UK), 239 pp. (1994)
- Sjöblom, A., Smedman, A.-S.: Vertical structure in the marine atmospheric boundary layer and its implication for the internal dissipation method. *Bound.-Lay. Meteorol.* **109**, 1–25 (2003)
- Smedman, A.-S., H. Bergström, U. Högström: Spectra, Variances and Length Scales in a Marine Stable Boundary Layer Dominated by a Low Level Jet. *Bound.-Lay. Meteorol.* **76**, 211–232 (1995)
- Smith, S., and Coauthors: Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS results. *Bound.-Layer Meteor.* **60**, 109–142 (1992)
- Smith, S.D.: Wind Stress and Heat Flux over the Ocean in Gale Force Winds. *J. Phys. Ocean.* **10**, 709–726 (1980)
- Sullivan, P., J. McWilliams: Dynamics of winds and currents coupled to surface waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42**, 19–42 (2010)
- Sverdrup, H.U., Munk, W.H.: Wind, sea and swell: Theory of relations for forecasting. *Hydrogr. Off. Publ.*, No. 601 (1947)
- Toba, Y.: Stochastic form of the growth of wind waves in a single parameter representation with physical implications. *J. Phys. Oceanogr.* **8**, 494–507 (1978)
- Türk, M., S. Emeis: The dependence of offshore turbulence intensity on wind speed. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **98**, 466–471 (2010)
- Türk, M.: Ermittlung designrelevanter Belastungsparameter für Offshore-Windkraftanlagen. PhD thesis University of Cologne (2008) (Available from: <http://kups.ub.uni-koeln.de/2799/>)
- Vickers, D., Mahrt, L.: Fetch limited Drag Coefficients. *Bound.-Lay. Meteorol.* **85**, 53–79 (1997)
- Wu, J.: Wind-Stress Coefficients over Sea Surface near Neutral Conditions – A Revisit. *J. Phys.*

Oceanogr. **10**, 727–740 (1980)

Yelland, M.J., B. Moat, P. Taylor, R. Pascal, J. Hutchings, V. Cornell: Wind stress measurements from the open ocean corrected for airflow distortion by the ship. J. Phys. Oceanogr. **28**, 1511–1526 (1998)

第6章 风场物理

因为到达风场内部多数风机的风况条件已不再是未受扰动的了，上风向风机产生的尾流可能对下风向风机产生严重的影响，包括风速的降低和湍流强度的加强，导致发电量下降和荷载增加，因此需要对风电场进行空间处理。对于给定的陆上或海上区域，人们希望把风力发电机放置的尽可能彼此接近，以使能量产出最大化。但是，如果风力发电机的间距过密，尾流效应可能导致风电场发电效率的显著降低。一些风机间隔紧密的风电场的发电量大幅低于风资源评估的预期。有一些密集排布的风电场中，已有风力发电机永久报废的案例。人们怀疑这些故障是由尾流伴随的过高端流所致 (Elliot 1991)。

在较小风电场中，针对特定风向的风机空间排布可以帮助使尾流和风机间的相互影响最小化。但是对于更大的风电场，其内部的尾流和风机间的相互影响是不可避免的，而平均风机间距和叶轮直径的比值成了控制风场效率的主要参数。在介绍大型风电场 (6.2 节) 之前，先简短地描述一下单台风力发电机尾流的特征。

6.1 风力发电机尾流

当观察风力发电机的尾流时，我们区分近区尾流和远区尾流。近区尾流是叶轮背后紧邻的区域，这里仍然可以区分叶轮本身的特性，相当于下风向约数个叶轮直径的范围。在近区尾流中，可以找到如 3D 涡旋和单个叶片的叶尖涡旋等特征。叶轮的叶片数量和空气动力学特性影响是很明显的。远区尾流是近区尾流之外的部分，对实际叶轮的模拟在这里变得不那么重要了 (Vermeer 等 2003)。与风力发电机下风向距离有关的远区尾流中，较小的尾流风速、下风向尾流的衰减和湍流强度的增加大体上取决于两个因素：风力发电机的推力系数 [见式 (6.13) 和图 6.2] 和背景大气湍流 [通常用参数“湍流强度”来表征，见式 (3.10)]。最初的风速降低取决于风力发电机从周围风流中吸收动量的多少。因此，这种降低是风力发电机推力系数的方程。风力发电机推力系数基本上在切入风速附近的低风速下最大，并随着风速的升高而减小，在风力发电机的满发风速以上达到一个很小的值。然而，已公布的尾流损失数据通常把它当做风速的方程来分析，而不是当做推力系数的方程。尾流测量数据基本上证实了尾流损失在低风速时最高，在高风速时最低 (Elliot 1991)。Vermeer 等 (2003) 给出了远区尾流中与距离相关的相对风速损失关系式：

$$\frac{\Delta u}{u_h} = \frac{u_{h0} - u_h}{u_h} = A \left(\frac{D}{s} \right)^n \quad (6.1)$$

式中 u_h ——轮毂高度风速；

D ——叶轮直径；

s ——与风力发电机的距离；

A ——常数；

n ——常数。

A 取决于风力发电机的推力系数，随着推力系数的增大而增大。 A 在 1 和 3 之间变化，而 n 的取值为 0.75 和 1.25 之间，大体上取决于周围的湍流强度。WAsP 模型 (Troen 和 Petersen 1989) 采用了类似的方法 (Barthelmie 和 Jensen 2010)：

$$\frac{u_h}{u_{h0}} = (1 - \sqrt{1 - C_T}) \left(\frac{D}{D + ks} \right)^2 \quad (6.2)$$

式中 C_T ——风力发电机的推力系数 [见式 (6.13) 和图 6.2]；

k ——尾流衰减系数。

海上条件下， k 通常取 0.04 (Barthelmie 和 Jensen 2010)，而 0.075 是 WAsP 的默认值 (Barthelmie 等 2004)。

尾流中增加的湍流强度比风速损失下降的更慢。Vermeer 等 (2003) 给出引自三个不同文献的三个经验公式，较好地描述了测量数据。根据 Quarton (1989)，增加的湍流强度的降低速度为

$$\Delta I = \sqrt{I^2 - I_\infty^2} = 4.8 C_T^{0.7} I_\infty^{0.68} \left(\frac{S_N}{s} \right)^{0.57} \quad (6.3)$$

式中 I_∞ ——未受扰动的湍流强度；

C_T ——推力系数；

S_N ——近区尾流的长度，在 1 到 3 个叶轮直径之间。

尾流的宽度与叶轮直径的 $1/3$ 次方成正比 (详见 Frandsen 等 2006)：

$$D_W(x) \propto s^{1/3} \quad (6.4)$$

在较大型的风场中，尾流在风力发电机下风向距离上的扩展不可避免地造成尾流与尾流之间复杂的交互作用。WAsP 中多重尾流的计算方法为单尾流的二次叠加 (从下到上法，Barthelmie 和 Jensen 2010)：

$$\left(1 - \frac{u_h}{u_{h0}} \right)^2 = \sum_n \left(1 - \frac{u_{hn}}{u_{h0}} \right)^2 \quad (6.5)$$

其中 $n = 1, 2, \dots, N$ ，为 N 个单个尾流的贡献。Jensen (1983) 推导出一行无限数量风力发电机遵循如下渐进表达式：

$$\frac{u_h}{u_{h0}} = 1 - \left(\frac{a}{1-a} \right) \frac{f}{1-f}; \quad f = (1-a) \left(\frac{D}{D + ks} \right)^2 \quad (6.6)$$

式中 a ——诱导因子, $a = 1 - u_h/u_{h0}$;
 s ——风力发电机平均间距。

这种方法与风电场的几何特征和相对于风机排列走向的风向有决定性的关系。我们不想在这里处理风场中风机特殊排布的复杂性, 但是要分析大型风场的总体效率。因此, 我们将在第 6.2 节中展示一个从上向下的分析方法, 来推导主导大型风电场效率的主要特征。

例如 Elliot 和 Barnard (1990) 就在 Goodnoe Hills MOD-2 风电场的 9 个测风塔采集了数据, 用以表征该风电场上的风流, 其中包括了风力发电机尾流存在和不存在的情况。分析的风力发电机尾流特征包括平均风速降低、尾流湍流、尾流宽度、尾流轨迹、尾流的垂直轮廓和尾流特性的分层结构, 作为背景风速和湍流强度的方程。风力发电机叶轮盘的高度范围为 15 ~ 107m。这 9 个测风塔数据让我们可以详细地分析 32m 高处, 从 2 到 10 倍叶轮直径 (D) 不同下风向距离上的尾流行为。风速降低和下风向距离的关系为出人意料的线性关系 [即式 (6.1) 中 $n = 1$], 其中平均最大风速降为从 $2D$ 处的 34% 到 $10D$ 处的 7%。最大风速降出现在低风速和低湍流强度下。平均尾流宽度为 $2.8D$, 在下风向距离为 $10D$ 处。可能对风机间距的产生结果是, 由于尾流叠加导致的增加效应, 与 $10D$ 行间距的风场相比, $2D$ 和 $3D$ 间距的风场效率损失会明显更大。观察到的有趣的其他尾流特征为尾流湍流 (沿着尾流侧翼最大)、风速降的垂直变化 (在轮毂高度之下的变化高于轮毂高度之上), 以及尾流轨迹 (基本上是直的)。

6.2 风场平均风速分析模型

在 20 世纪 90 年代, 推理无限大风电场还是纯的学术研究。而现在随着远离陆地和较大岛屿海岸的大型海上风场的规划, 该研究已经变得尤为重要 (Barthelmie 等 2005; Frandsen 等 2006, 2009)。原则上, 可能有两种模拟大型风场效应的不同方法: 从下到上法和从上到下法。从下到上法基于风场中不同风机尾流的叠加。这就要求在三维风流模型 (Lissaman 1979; Jensen 1983) 和尾流合并模型中, 对每个单台尾流有良好的表达 (见 6.1 节)。Crespo 等 (1999) 和 Vermeer 等 (2003) 对此做了总结。数值上, 该方法受到当今的大涡模拟 (LES) 的支持 (Wussow 等 2007; Jimenez 等 2007; Steinfeld 等 2010; Troldborg 等 2010)。

从上到下法把风场作为整体考虑, 将其看做额外的地表粗糙度, 额外的动量下沉, 或重力波生成器结合大气边界层上空的逆温 (后一种思路详见 Smith 2010), 改变了风场上空的平均风流 (Newman 1977; Bossanyi 等 1980; Frandsen 1992)。Crespo 等 (1999) 评价了后一类模型 (虽然当时还没得到大量应用), 因为他对预测大型风电场的总体效应感兴趣。很多这类模型仍然有解析解, 使得他们具有吸引力, 尽管必须对它们进行显著的简化。尽管如此, 它们还是可以在风场设计中被用

于一阶估计。在从下到上方法中，更详细的分析需要在大型计算机上运行复杂的三维数值风流模型。

Smith (2010) 通过与山脉上大气流的类比，推导了他的想法。他的模型包括压力梯度和重力波生成，并结合大气边界层顶部的逆温和上空正常稳定的对流层温度递减率。通过快速傅里叶变换计算风流扰动的样式。通过两个因素进行控制由于风力发电机拖曳导致的风速降低和风场效率损失。第一个是风电场相对于边界层顶部和底部摩擦恢复效应的大小。第二个是边界层之上的静态稳定性和大气中的重力波。压力扰动效应使上风向的风速降低，并用有利的压力梯度阻止其在风场上空的进一步减速。结果，Smith (2010) 方法中的风速降低在风场上空是基本一致的。尽管风场上空的风流是一致的，但平均风速降对风场的长宽比还是很敏感的。在上空弱稳定度的特殊情况下，弱的摩擦力和 Froude 数都接近于 1，风场附近的风速可能突然减速。Smith (2010) 称该现象为“窒息”。我们将不在此探讨这一思路。恰恰相反，我们将在该小节中详细地展示基于从风流中吸取动量的从上到下方法。

这里对风场分析模型的推导为 Frandsen (1992)、Emeis 和 Frandsen (1993) 与 Emeis (2010a) 记录的模型早期版本的延伸。本小节中对大型风场简单而可解的动量平衡的思考将表明，风场的设计和相互距离必须考虑建设地的表面特征和选定场址的典型大气热稳定性。这里叙述的动量平衡将指出，海上风场内的风机间距和整个海上风场间的距离必须显著地大于陆地风场。风力发电机将用它们的轮毂高度、叶轮直径和推力系数来表征。近区尾流的特性则被忽略。

风场分析模型的起点为风力发电机的比质量动量的总体消耗 m 与风力发电机的拖曳力 c_t 和轮毂高度 h 的风速 u_h 成正比：

$$m = c_t u_h^2 \quad (6.7)$$

在无限大的风场中，该动量损失仅能通过上方的湍流动量通量 τ 来完成。此处， u_0 为风场上空未受扰动的风速， K_m 为动量交换系数， Δz 为风力发电机轮毂高度与风场上空未受扰动风流之间的高度差（见图 6.1）：

$$\frac{\tau}{\rho} = K_m \frac{u_0 - u_h}{\Delta z} \quad (6.8)$$

湍流交换系数 K_m 描述大气通过湍流运动垂直传导动量的能力。该参数描述了大气的传导性，给出单位垂直动量梯度（单位：1/s）的比质量动量通量（单位： m^2/s ）。黏度的典型值在 1 和 $100\text{m}^2/\text{s}$ 之间。风场分析模型公式的主要任务是描述该交换系数 K_m ，作为风场外部（表面粗糙度、边界层的热分层结构）和内部条件（风力发电机的拖曳和湍流生成）的方程。此处主要的变量是湍流强度 T_i [定义见式 (3.10)]，与 K_m 直接成正比。我们从与稳定性有关的表面层中的莫奥相似性方程中得到（见 3.1.1 节）：

$$K_m = \kappa u_* z \frac{1}{\phi_m} \quad (6.9)$$

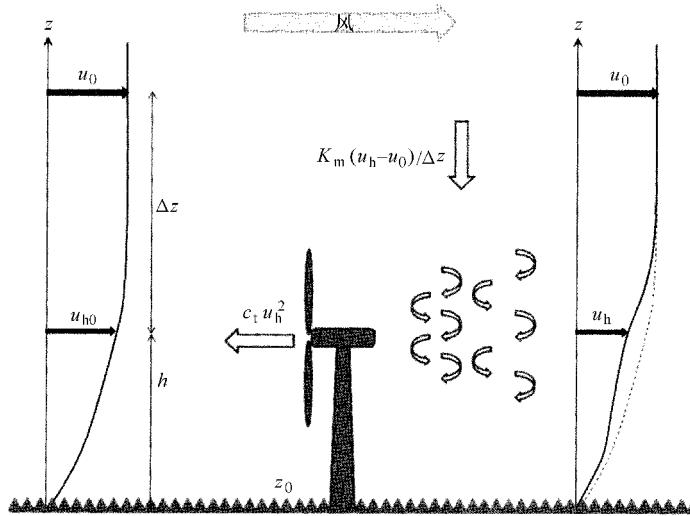


图 6.1 无限大风场的动量损失和恢复示意图, 未受扰动的风流从左方接近

式中 κ ——卡曼 (Kármán) 常数, $\kappa = 0.4$;
 u_* ——摩擦速率 [见附录中的 (A.13)];
 z ——高度;
稳定性方程 ϕ_m :

$$\begin{cases} \frac{1}{x} \left(\frac{z}{L_*} \right) < 0 \\ \phi_m \left(\frac{z}{L_*} \right) = 1 \left(\frac{z}{L_*} = 0 \right) \\ 1 + a \frac{z}{L_*} \left(\frac{z}{L_*} > 0 \right) \end{cases} \quad (6.10)$$

其中 $x = (1 - bz/L_*)^{1/4}$, 而 Obukhov 长度 L_* 在式 (6.11) 中予以了定义。在式 (6.10) 中令 $a = 5$ 和 $b = 16$ 。假设对数风轮廓线, 摩擦速率 u_* 为

$$u_* = u_h \kappa \left(\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - \phi \left(\frac{h}{L_*} \right) \right)^{-1} \quad (6.11)$$

根据 Frandsen (2007), 我们把风场拖曳系数 c_t 定义为风场面积、叶轮面积 $0.25\pi D^2$ 、风力发电机数量 N 和风力发电机的拖曳系数 C_t 的方程:

$$c_t = \frac{1}{8} \frac{N\pi D^2}{A} C_t \quad (6.12)$$

在切入风速附近的低风速下, C_t 约为 0.85, 而在风机满发风速附近和以上, 随着风速的升高而较小 (Barthelmie 等 2006; Jimenez 等 2007)。确切的值取决于风力发电机的建造和运行。我们采用下面的经验公式来表达推力系数 (引自 Mag-

nusson 1999 中的图 9) 并另外考虑贝茨极限的最大值[⊖]。

$$C_T = \min(\max(0.25; 0.5 + 0.05(14 - u_h)); 0.89) \quad (6.13)$$

由式 (6.13) 可知, c_t 取决于 u_h (见图 6.2)。如果想在后面求解 u_h , 则必须至少迭代一次。

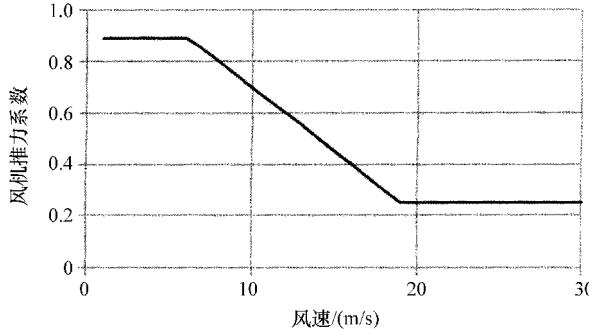


图 6.2 与风速相关的风机推力系数 [见式 (6.13)], 采用简单的风场分析模型

风场内部轮毂高度 h 上风速的减小不仅取决于风力发电机的拖曳系数 c_t , 而且还与风机下面的表面粗糙度有关。通过调整 (6.11), 表面粗糙度可以用在 h 高处观察到的表面拖曳系数 $c_{s,h}$ 来描述:

$$c_{s,h} = u_*^2 / u_h^2 = \kappa^2 \left(\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - \phi \left(\frac{h}{L_*} \right) \right)^{-2} \quad (6.14)$$

风机拖曳力和表面拖曳力可以合并成一个有效拖曳系数:

$$c_{\text{teff}} = c_t + c_{s,h} \quad (6.15)$$

有两个描述风场中风速降的比值。轮毂高度风速降与上空未受扰动风速的比, 用 R_u 表示:

$$R_u = \frac{u_h}{u_0} \quad (6.16)$$

轮毂高度风速降与风场上风向相同高度 h 上未受扰动风速 u_h 的比, 用 R_t 表示:

$$R_t = \frac{R_u(c_{\text{teff}})}{R_u(c_{s,h})} \quad (6.17)$$

令 $R_u(c_{s,h}) = u_{h0}/u_0$ 。把交换系数 K_m (6.9) 和有效拖曳系数 (6.15) 带入到式 (6.7) 中, 得到

⊖ 推力系数为阻力 T 和动力 $0.5\rho u_0^2 D$ (D 为叶轮面积) 的比值。理想风力发电机的阻力为 $T = 0.5\rho u_0^2 A$ $[4r(1-r)]$, 其中 $r = (u_0 - u_h^*/u_0 \cdot u_h^*)$ 为 u_h 和 u_0 的均值。我们得到 $u_h^* = u_0(1-r)$ 。因此, $C_T = [4r(1-r)]$ 。当 $u_h = 0$ 时, 遵循 $u_h^* = 0.5u_0$, $r = 0.5$ 且 $C_T = 1$ 。当 $u_h = u_0$ 时, 遵循 $u_h^* = u_0$ 、 $r = 0$ 且 $C_T = 0$ 。结果是 $P = Tu_h^* 0.5 = \rho u_0^3 A [4r(1-r)^2]$, 参数为 $C_p = [4r(1-r)^2]$ 。在贝茨极限处的可选结果为 $r = 1/3$ (计算自 $\partial C_p(r) / \partial r = 0$) 且 $C_T = 8/9$ (Manwell 等 2009)。

$$c_{\text{teff}} u_h^2 = \frac{\kappa u_* z (u_0 - u_h)}{\Delta z \phi_m} \quad (6.18)$$

式(6.18)中的高度 z 本质上为 $h + \Delta z$, 因此比值 $z/\Delta z$ 可以约等于一个恒定值:

$$\frac{z}{\Delta z} = f_{h,\Delta z} \quad (6.19)$$

轮毂高度 h 上的水平湍流强度 I_u 定义为

$$I_u = \frac{\sigma_u}{u_h} \quad (6.20)$$

水平风速的标准偏差可以用摩擦速率 u_* 来参数化:

$$\sigma_u = \frac{1}{\kappa} u_* \quad (6.21)$$

得到下面的摩擦速率 u_* 和湍流强度 I_u 的关系式为

$$u_* = \kappa \sigma_u = \kappa u_h I_u \quad (6.22)$$

把式(6.19)和(6.22)插入式(6.18), 最终得到

$$c_{\text{teff}} u_h^2 = \frac{\kappa^2 u_h (u_0 - u_h)}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u = \frac{\kappa^2 u_h u_0^2}{u_0 \phi_m} f_{h,\Delta z} I_u - \frac{\kappa^2 u_h^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u \quad (6.23)$$

重新整理后, 得到

$$c_{\text{teff}} u_h^2 + \frac{\kappa^2 u_h^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u = u_h^2 \left(c_{\text{teff}} + \frac{\kappa^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u \right) = u_0^2 \frac{R_u \kappa^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u \quad (6.24)$$

最终得到比例(6.16)的表达式为

$$R_u = \frac{u_h}{u_0} = \frac{u_h^2}{R_u u_0^2} \frac{\frac{\kappa^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u}{\left(c_{\text{teff}} + \frac{\kappa^2}{\phi_m} f_{h,\Delta z} I_u \right)} = \frac{f_{h,\Delta z} I_u}{\left(f_{h,\Delta z} I_u + \frac{\phi_m}{\kappa^2} c_{\text{teff}} \right)} \quad (6.25)$$

因此, 风场内轮毂高度风速与上风向未受扰动风速的比(6.17)为

$$R_t = \frac{\left(f_{h,\Delta z} I_u + \frac{\phi_m}{\kappa^2} c_{s,h} \right)}{\left(f_{h,\Delta z} I_u + \frac{\phi_m}{\kappa^2} c_{\text{teff}} \right)} \quad (6.26)$$

式(6.26)使得在上风向的湍流强度中可轻易地加入风机运行时生成的湍流强度($I_{u,\text{eff}}^2 = I_{u0}^2 + I_{u,t}^2$)。根据Barthelmie等(2003), 增加的湍流 $I_{u,t}$ 可以用推力系数(6.13)的方程进行参数化, 平均风机间距用风机直径 s 进行标准化:

$$I_{u,t} = \sqrt{\frac{1,2C_T}{s^2}} \quad (6.27)$$

图6.3(本图彩色效果可参考封三所示)的上图[显示(6.24)的 R_t]表明了轮毂高度风速作为大气不稳定性和表面粗糙度的方程降低了多少。展示的结果已经在轮毂高度为92m, 叶轮直径为90m的风机上发现, 风场中两台风机平均间距

为 10 倍叶轮直径。显然，风速降在大气边界层的不稳定热分层结构和高表面粗糙度下最小（几个百分点）。即，风速降在有树和其他障碍物的粗糙陆地表面上，冷空气流过温暖表面（通常为白天强太阳辐射期间）时最小。最大的风速降（高达 45%）发生在非常光滑的海面上，当暖空气在冷水面上流动时。这最可能在春季发生。图 6.3 的下图通过对式（6.26）中的 R_t 的三次方作图，把该风速降翻译成可获得风能的降低。风速降与稳定性的强相关性可以从丹麦的 Nysted 风场的测量数据中得到确认（Barthelmie 等 2007）。

风速和可获得风能的降低与表面粗糙度的相关性对海上风场有影响，而海上风场将成为不久的将来风力发电的主要设施。由于海洋表面比陆地表面相对光滑，湍流生成更低，阻碍着动量从上空未受扰动风流中的重新供给。为了把风场内部轮毂高度风速的降低限定在陆地风场中所熟悉的值，海上风场中的风力发电机的间距必须大于陆地风场。粗略地讲，粗糙度为 0.001m 的海上风场中，单位面积的风力发电机数量必须比粗糙度为 0.1m 的陆上风场低约 40%，才能在一定的风速和大气稳定性条件下实现相同的能量产出。

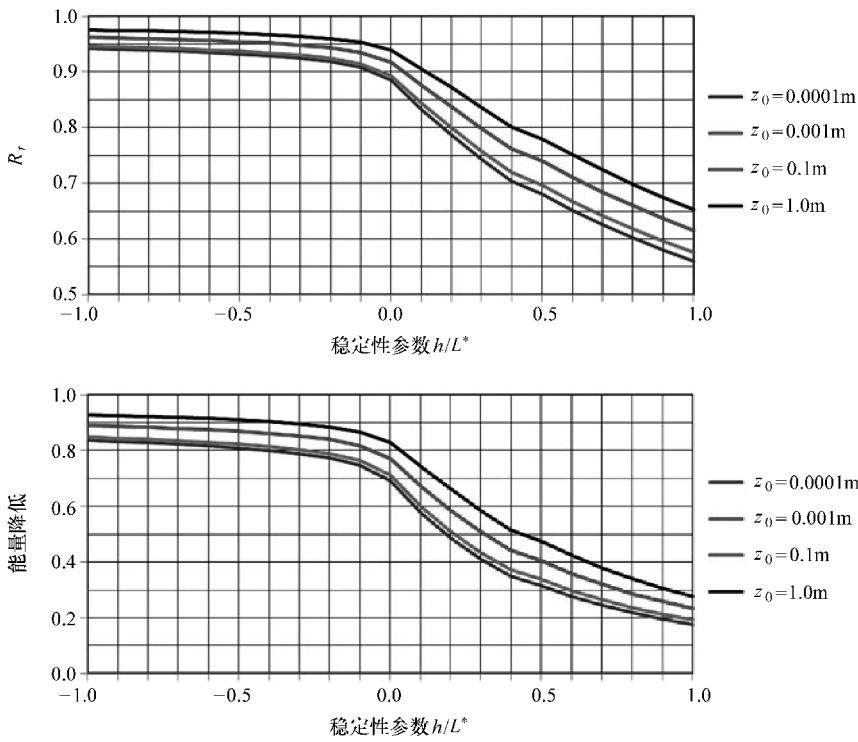


图 6.3 无限大风场中标准化的风速降（上）和轮毂高度可获得的风能（下），作为大气稳定性度 ($h/L_* = 1$: 强不稳定; 0: 中性稳定; +1: 稳定分层结构) 和表面粗糙度 ($z_0 = 0.0001\text{m}$: 非常光滑的海面; 0.001m : 粗糙海面; 0.1m : 光滑陆地表面; 1.0m : 粗糙陆地表面) 的方程

反过来, 式 (6.26) 可能被用来在给定的表面粗糙度和大气稳定度条件下, 决定大型风场中风力发电机的最佳区域密度。

6.3 风场尾流分析模型

评估大型风场的尾流长度对规划相邻风场之间的必要距离是必不可少的。可以用上小节介绍的相同的基本思路来对此进行评估: 无限宽大风场的尾流中的动量损失只能从上空补充 (见图 6.4)。如果想象我们随着一个空气团移动, 那么我们能够感受到该气团的加速度, u_{hn} 从风场后方的 u_{hn0} 加速到起初的未受扰动风速 u_{h0} 。 u_{h0} 盛行于风场的上风向 (忽略科罗拉力)。有

$$\frac{\partial u_{hn}}{\partial t} = \frac{\partial(\tau/\rho)}{\partial z} \quad (6.28)$$

把微分替换成有限差分, 并应带入式 (6.8), 得到

$$\frac{\Delta u_{hn}}{\Delta t} = \frac{\kappa u_* z}{\Delta z^2} (u_{h0} - u_{hn}) = \frac{\kappa u_* z u_{h0}}{\Delta z^2} - \frac{\kappa u_* z u_{hn}}{\Delta z^2} \quad (6.29)$$

得到下式的一阶差分方程:

$$\frac{\Delta u_{hn}}{\Delta t} + \alpha u_{hn} = \alpha u_{h0} \quad (6.30)$$

其中 $\alpha = \kappa u_* z / \Delta z^2$, 且与时间相关的解为

$$u_{hn}(t) = u_{h0} + C \exp(-\alpha(t - t_0)) \quad (6.31)$$

积分的常数 C 可以从初始条件中确定:

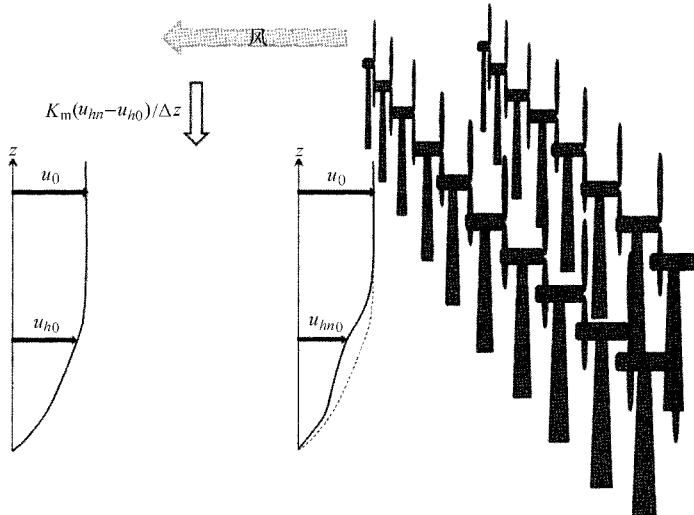


图 6.4 无限大风场尾流中的风速 u_{hn} (从风场后方的 u_{hn0} 增大到左侧的未受扰动原始风速 u_0)

$$u_{hn}(t = t_0) = u_{hn0} = u_{h0} + C \quad (6.32)$$

请注意轮毂高度未受扰动风速 u_{h0} 与紧邻风场后方的轮毂高度风速 u_{hn0} 的差别。将式 (6.32) 插入 (6.31) 得到

$$u_{hn}(t) = u_{h0} + (u_{hn0} - u_{h0}) \exp(-\alpha t) \quad (6.33)$$

除以 u_{h0} 得到尾流中的轮毂高度风速与同样高度未受扰动风速 u_{h0} 的比 R_n :

$$R_n = \frac{u_{hn}(t)}{u_{h0}} = 1 + \left(\frac{u_{hn0}}{u_{h0}} - 1 \right) \exp(-\alpha t) \quad (6.34)$$

根据式 (6.11), 式 (6.30)、(6.33) 和 (6.34) 中的因子 α 取决于表面粗糙度和边界层热分层结构。这是在时间域内的解。通过假设尾流范围内的平均风速, 该解可以被转化成空间域内的解。

图 6.5 (本图彩色效果可参考封三所示) 的上图通过对式 (6.34) 中的 R_n 的

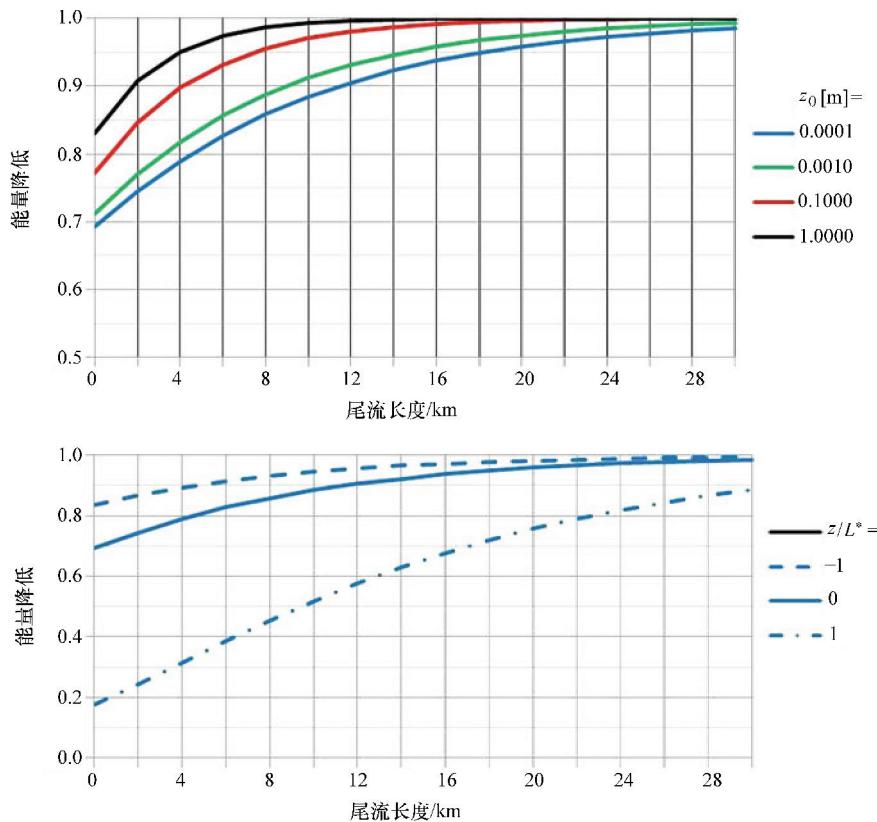


图 6.5 标准化的无限大风场后方轮毂高度可获得风能的减少, 作为与风场后侧距离的方程。上图: 中性稳定条件下作为表面粗糙度的方程 ($z_0 = 0.0001\text{m}$; 非常光滑的海面; 0.001m : 粗糙海面; 0.1m : 光滑陆地表面; 1.0m : 粗糙陆地表面); 下图: 光滑海洋表面上作为大气稳定度的方程 ($h/L^* = -1$: 强不稳定; 0 : 中性稳定; $+1$: 稳定分层结构)

三次方绘图，展示了尾流长度作为中性稳定条件 ($h/L_* = 0$) 下的表面粗糙度的方程。如果把可获得风能恢复到风场上风向未受扰动值的 95% 的必要距离定义为尾流长度，那么我们得到粗糙陆地表面的尾流长度为 4km 和光滑海面的尾流长度为约 18km。图 6.5 采用了与图 6.3 相同的风场参数。实际上，图 6.3 中的结果充当图 6.5 左侧的边界层条件。图 6.5 下图表明了大气稳定性对光滑海面 ($z_0 = 0.0001\text{m}$) 上的海上风场尾流长度的强烈影响。同样采用 95% 的标准，不稳定大气条件下的尾流长度仍约为 10km。对于非常稳定的条件，尾流长度甚至可以超过 30km。这样的长尾流已经通过卫星观察得到确认 (Christiansen 和 Hasager 2005)。

6.4 分析模型对 FINO1 稳定性数据的应用

将上述分析模型应用到实际风场中时，需要了解风场处的大气稳定度的频率分布。这里给出一个例子，采用德国湾 80m 的 FINO1 塔 2005 年和 2006 年测量的分布。图 6.6 为 $-2 \leq z/L_* \leq 2$ 范围内的频率分布。全部数据的 91.16% 落在了这个区间。频率最高的区间发生为 $-0.15 \leq z/L_* \leq -0.05$ 。全部分布的中值在 $z/L_* = -0.11$ 处，图 6.6 区间的中值为 $z/L_* = -0.07$ 。现在上述的风场内部风速降低方程 (6.26) 和尾流长度方程 (6.34) 对图 6.6 中全部 41 个数据域求解，得到 R_t 和 R_n 的值乘以图 6.6 中对应的频率。

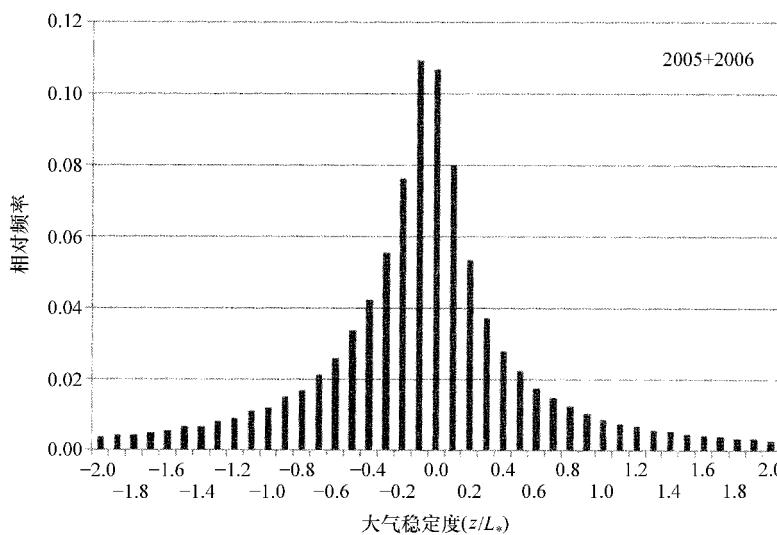


图 6.6 德国湾 FINO1 塔 80m 高处大气稳定性的频率分布，数据域宽度为 0.1

把得到的 R_t 和 R_n 值重新分配数据域，得到图 6.7 和图 6.8 所示的分布。图 6.7 上图为风场内部轮毂高度风速降低的分布。频率最高的风速降低 R_t 为 0.95，中值为 0.93，加权平均为 0.87。第 90 百分位在 0.73 处被观察到，95 百分位则在 0.65

处被观察到。图 6.7 下图给出了所导致的能量产出降低。最频繁的能量产出降低为 0.83，中值为 0.8，加权平均为 0.70。90 百分位在 0.37 处被观察到，而 95 百分位出现在 0.24 处。

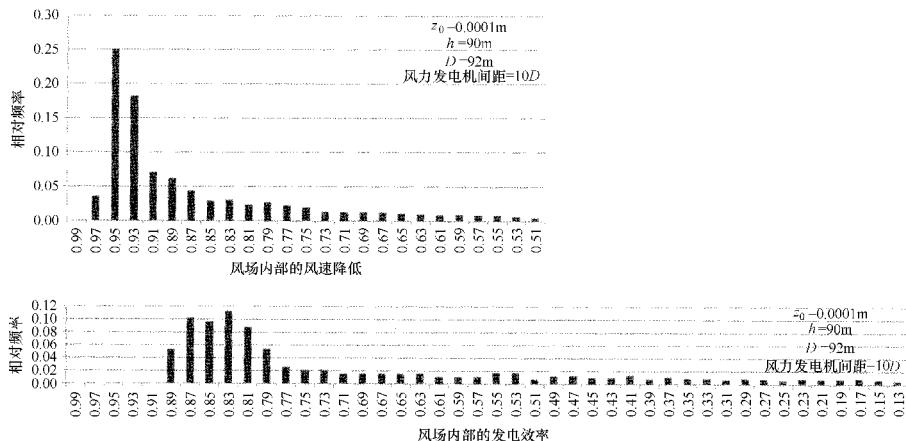


图 6.7 风场内部轮毂高度风速降低（上）和能量产出降低（下）的频率分布，采用与图 6.6 相同的稳定性数据，数据域宽度为 0.02

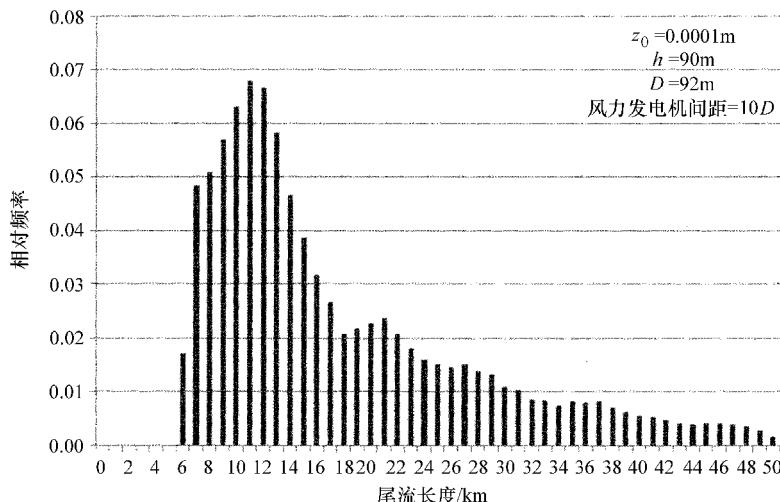


图 6.8 无限大风场的尾流长度的频率分布，单位为 km，采用与图 6.6 相同的稳定性数据。数据域宽度为 1km。尾流长度的定义为重新达到 95% 原始发电产出的距离

图 6.8 展示了尾流长度的对应分布。此处，尾流长度的定义同上，为能量产出恢复到风场上风向原始值的 95% 的距离。最常见的尾流长度为 11km，中值接近 14km，而加权平均为 17.7km。90 百分位位于 31km 处，而 95 百分位则在 37km 处。

6.5 龙卷风袭击风场的风险

龙卷风是风场的风险之一。最弱的 (F1) 龙卷风的风速为 $32 \sim 50 \text{ m/s}$ ，而 F2 龙卷风可达 70 m/s ，远超过了风力发电机的生存风速。但即使弱风速低于生存风速，而当龙卷风接近风力发电机时，最危险的特征是风速的快速升高伴随着风向的迅速变化，且无法获得合理的预警时间。

Dotzek 等 (2010) 调查了德国湾海上风场被海龙卷袭击的风险。假设一个 100 km^2 ($10 \times 10 \text{ km}^2$) 的区域作为德国海上典型的海上风场大小，评估了这样的风场受到海龙卷影响的可能性。该评估并不着眼于单台风机被涡旋中心袭击的可能性，即不研究某一数学点被袭击的可能性 (Thom 1963)。由于涡旋中心和外层的水平风剪切，即使是海龙卷在附近经过对风力发电机也可能是危险的。另外，目前尚不清楚风场中被风机尾流改变的小尺度的风流场 (Christiansen 和 Hasager 2005) 本身是否可能在海龙卷一旦进入风机队列时增加了实际的袭击风险。因此，仅分析了海龙卷在风场内任意处的再发生时间，而不是针对某单台风力发电机。

根据目前已知的德国北海岸海龙卷事件 [约为每 $10 000 \text{ km}^2$ 每年一个龙卷风，基于 Koschmieder (1946) 或 Dotzek (2003) 的评估]，我们可以预计龙卷风在海上风场上 100 年内发生一次。这包含了海龙卷在德国湾区域均匀发生的假设。如果采用 Koschmieder 估计的上限，即每 $10 000 \text{ km}^2$ 每年 2 个海龙卷，单个风场的再发生时间将减小到 50 年。

虽然看起来时间间隔很长，但是我们必须考虑到德国湾已经许可的区域或实际的海上风场区域已经在 2010 年达到 648 km^2 (来源：德国联邦海事和水文处；Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie)，基于 Koschmieder 的每 $10 000 \text{ km}^2$ 每年 2 个海龙卷的发生率进行评估，这使得某年任意风场被海龙卷袭击的再发生间隔小于 8 年。欧洲风能协会最近的报告 (EWEA 2007) 明确，需要面积为 $17 900 \text{ km}^2$ 的北海海上风场来提供 180 GW ，即欧洲目前约 25% 的电力需求。2020 的情景预计安装 40 GW ，需要 3980 km^2 的风场面积。如果这一情景得以实现，那么可以预计某海上风场每隔一年就会被一个或多个海龙卷袭击。

6.6 风场总结

大型风场建设地的表面粗糙度被证明是控制这些风场效率的决定性参数。这是因为大气从上空未受扰动的风流中供给动量的能力取决于湍流强度，而湍流强度随着表面粗糙度的增大而增大。因此，在海上风场中，这种供给比陆地上小得多。陆地上的湍流强度要大得多。所以，海上风场中的风机间距必须大于陆地上。相邻海上风场之间的空隙也必须更大。

另一个风场效率的重要控制参数为大气的热稳定性，因为湍流强度在不稳定分层中比在稳定分层中大得多。海洋上的稳定性主要取决于热平流的类型。冷空气在较暖的水面上平流导致不稳定分层的边界层，而暖空气在冷水面上平流则导致稳定分层的边界层。在温带的西风带中，冷空气和暖空气平流区与不同的风向耦合，与移动中的低压气团的暖区和冷区中的典型风向一致（见图 6.9 示例）。因为不稳定分层的风机间距和整个风场之间的间隙可以小于稳定分层的情况，至少让海上风场之间的整体间隔与风速相关可能是明智之举，即在与暖空气平流相关的风向上间隔更大。

图 6.9 中的例子展示了西北风和北风的不稳定分层和西南风的稳定分层。在这样的风况下，增大西南到西北方向上的风机间距和风场间隔可能是明智的，而在西北到东南方向上的距离可能要更小。图 6.3 下图表明，在 $h/L_* = -0.3$ 和 $h/L_* = 0.1$ （图 6.9 中典型的平均稳定性）之间的能量降低有两个参数。因此，边界层平均稳定性与风向的关系应该在海上风场的选址过程中予以分析。这个建议不适用于陆地风场，因为陆地上的大气稳定性主要取决于云量和一天中的时间，而与风向的关系不大。

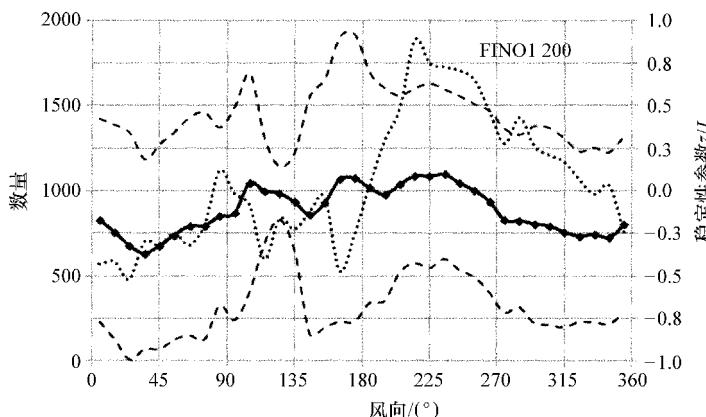


图 6.9 FINO1 的 2005 年数据中，海洋边界层空气的平均稳定性与不同风向的相关性例子。实线为年平均稳定性参数 h/L_* （右轴），虚线为年平均值加减该稳定性参数的一个标准差，点线为每 10° 的风向区间内的 10min 数据个数（左轴）

参 考 文 献

Barthelmie, R.J., L. Folkerts, F.T. Ormel, P. Sanderhoff, P.J. Eecen, O. Stobbe, N.M. Nielsen: Offshore Wind Turbine Wakes Measured by Sodar. *J. Atmos. Oceanogr. Technol.* **20**, 466–477 (2003)

- Barthelmie, R., Frandsen, S.T., Rethore, P.E., Jensen, L.: Analysis of atmospheric impacts on the development of wind turbine wakes at the Nysted wind farm. Proc. Eur. Offshore Wind Conf. 2007, Berlin 4.-6.12.2007 (2007)
- Barthelmie, R., Hansen O.F., Enevoldsen K., Højstrup J., Frandsen S., Pryor S., Larsen S.E., Motta M., and Sanderhoff P.: Ten Years of Meteorological Measurements for Offshore Wind Farms. *J. Sol. Energy Eng.* **127**, 170–176 (2005)
- Barthelmie R.J., L.E. Jensen: Evaluation of wind farm efficiency and wind turbine wakes at the Nysted offshore wind farm. *Wind Energy* **13**, 573–586 (2010)
- Barthelmie, R.J., S. Pryor, S. Frandsen, S. Larsen: Analytical Modelling of Large Wind Farm Clusters. Poster, Proc. EAWE 2004 Delft (2004). (http://www.risoe.dk/vea/storpark/Papers%20and%20posters/delft_013.pdf)
- Bossanyi, E.A., Maclean C., Whittle G.E., Dunn P.D., Lipman N.H., Musgrave P.J.: The Efficiency of Wind Turbine Clusters. Proc. Third Intern. Symp. Wind Energy Systems, Lyngby (DK), August 26–29, 1980, 401–416 (1980)
- Christiansen, M.B., Hasager, C.B.: Wake effects of large offshore wind farms identified from satellite SAR. *Rem. Sens. Environ.* **98**, 251–268 (2005)
- Crespo, A., Hernandez, J., Frandsen, S.: Survey of Modelling Methods for Wind Turbine Wakes and Wind Farms. *Wind Energy* **2**, 1–24 (1999)
- Dotzek, N., S. Emeis, C. Lefebvre, J. Gerrott: Waterspouts over the North and Baltic Seas: Observations and climatology, prediction and reporting. *Meteorol. Z.* **19**, 115–129 (2010)
- Dotzek, N.: An updated estimate of tornado occurrence in Europe. – *Atmos. Res.* **67–68**, 153–161 (2003)
- Elliot, D.L., J.C. Barnard: Observations of Wind Turbine Wakes and Surface Roughness Effects on Wind Flow Variability. *Solar Energy*, **45**, 265–283 (1990)
- Elliot, D.L.: Status of wake and array loss research. Report PNL-SA-19978, Pacific Northwest Laboratory, September 1991, 17 pp. (1991) (available from: http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=6211976)
- Emeis, S., S. Frandsen: Reduction of Horizontal Wind Speed in a Boundary Layer with Obstacles. *Bound.-Lay. Meteorol.* **64**, 297–305 (1993)
- Emeis, S.: A simple analytical wind park model considering atmospheric stability. *Wind Energy* **13**, 459–469 (2010a)
- EWEA (Eds.): Delivering Offshore Wind Power in Europe. – Report, European Wind Energy Association, Brussels, 32 pp. (2007) [Available at www.ewea.org/fileadmin/ewea_documents/images/publications/offshore_report/ewea-offshore_report.pdf]
- Frandsen, S., Jørgensen, H.E., Barthelmie, R., Rathmann, O., Badger, J., Hansen, K., Ott, S., Rethore, P.E., Larsen, S.E., Jensen, L.E.: The making of a second-generation wind farm efficiency model-complex. *Wind Energy* **12**, 431–444 (2009)
- Frandsen, S.: On the Wind Speed Reduction in the Center of Large Cluster of Wind Turbines. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **39**, 251–265 (1992)
- Frandsen, S.: Turbulence and turbulence generated structural loading in wind turbine clusters. Risø-R-1188(EN), 130 pp. (2007)
- Frandsen, S.T., Barthelmie, R.J., Pryor, S.C., Rathmann, O., Larsen, S., Højstrup, J., Thøgersen, M.: Analytical modelling of wind speed deficit in large offshore wind farms. *Wind Energy* **9**, 39–53 (2006)
- Jensen, N.O.: A Note on Wind Generator Interaction. Risø-M-2411, Risø Natl. Lab., Roskilde (DK), 16 pp. (1983) (Available from <http://www.risoe.dk/rispubl/VEA/veapdf/ris-m-2411.pdf>)
- Jimenez, A., A. Crespo, E. Migoya, J. Garcia: Advances in large-eddy simulation of a wind turbine wake. *J. Phys. Conf. Ser.*, **75**, 012041. DOI: 10.1088/1742-6596/75/1/012041 (2007)
- Koschmieder, H.: Über Böen und Tromben (On straight-line winds and tornadoes). *Die Naturwiss.* **34**, 203–211, 235–238 (1946) [In German]
- Lissaman, P.B.S.: Energy Effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines. AIAA paper 79-0114 (1979)
- Magnusson, M.: Near-wake behaviour of wind turbines. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **80**, 147–167 (1999)
- Manwell, J.F., J.G. McGowan, A.L. Rogers: *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. 2nd edition. John Wiley & Sons, Chichester. 689 pp. (2010)

- Newman, B.G.: The spacing of wind turbines in large arrays. *J. Energy Conversion* **16**, 169–171 (1977)
- Quarton, D.C.: Characterization of wind turbine wake turbulence and its implications on wind farm spacing. Final Report ETSU WN 5096, Department of Energy of the UK. Garrad-Hassan Contract (1989)
- Smith, R.B.: Gravity wave effects on wind farm efficiency. *Wind Energy*, **13**, 449–458 (2010)
- Steinfeld, G., Tambke, J., Peinke, J., Heinemann, D.: Application of a large-eddy simulation model to the analysis of flow conditions in offshore wind farms. *Geophys. Res. Abstr.* **12**, EGU2010-8320 (2010)
- Thom, H.C.S.: Tornado probabilities. – *Mon. Wea. Rev.* **91**, 730–736 (1963)
- Troen, I., E.L. Petersen: European Wind Atlas. Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark. 656 pp. (1989)
- Troldborg, N., J.N. Sørensen, R. Mikkelsen: Numerical simulations of wake characteristics of a wind turbine in uniform inflow. *Wind Energy* **13**, 86–99 (2010)
- Vermeer, L.J., J.N. Sørensen, A. Crespo: Wind turbine wake aerodynamics. *Progr. Aerospace Sci.* **39**, 467–510 (2003)
- Wussow, S., L. Sitzki, T. Hahm: 3D-simulations of the turbulent wake behind a wind turbine. *J. Phys. Conf. Ser.*, **75**, 012033, DOI: 10.1088/1742-6596/75/1/012033 (2007)

第 7 章 展望

本章并不旨在总结前面章节中的重点，因为在第 3~6 章的每章最后总结性的小节中已经这样做了。恰恰相反，我们将试图简要地展望未来可能的发展方向和应用本书材料的几点局限。这既包括技术方面，也包括气象条件的评估方法和大型风能转化可能的气候影响。

7.1 风力发电机的尺寸

本书内容介绍中提到的风力发电机演化过程尚未停止。越来越大型的风力发电机正被设计和建造 (Thresher 等 2007) 出来。风机的轮毂高度和叶轮直径都在增长。前者涉及风机塔筒的新概念，而后者的关键取决于合适叶片的可获得性 (Grujicic 等 2010)。这一发展得益于两方面。一是海上风力发电机的安装非常昂贵和复杂。在海床上建造风机塔筒基础 (见 Wichtmann 等 2009) 和大型船舶的运输仍然是有挑战性的任务，至今为止并没有得到最终解决 (Bretton 和 Moe 2009)。为了控制建造成本，更少的但是更大型的风机被建造在了海上。另一个问题是，风力发电机被越来越多的建造在更加不利的风气候中，因为近岸最好的和风最大的场址已经被利用，还因为风能的需求在远离海岸的城市和工业中心。为了从风力发电机中得到海岸大风地区相同的收获，它们必须有更高的轮毂高度，才能达到风速足够大的大气高度，使其在经济上有意义。两种发展都使得本书描述的气象条件的确切参数对这些风机的选址和运行变得越发重要。几乎全部新建风力发电机都将运行在大气边界层的艾克曼层中。例如，夜晚低空急流对风机发电量的影响将增加到超过目前的经验范围。

7.2 海上风电场的大小

人类能源需求不断增长，同时化石燃料资源有限，适合风能转化的陆地场址的不断减少，以及从风场到海岸电力传输的共同需要，都将不断地培育巨型海上风场的规划和建造。英国和德国已经展示了建造大型海上风场的积极性。很多其他国家，尤其那些温带地区有海岸线的国家，将紧随其后。这些风场变得越大，本书第 6 章介绍的简单分析评估就变得越相关。这是因为与现存的风场比，非常大型风场中的条件与这些分析估计模型中所做的假设接近得多。

7.3 其他风能转换技术

本书汇集的气象学基础与所有大气边界层应用都是相关的，这些应用取决于风中含有的动能。所展示的风和湍流的法则和分布影响着典型的风力发电机（不论是水平轴还是垂直轴），也同样影响着传统的和新型的帆船，以及新的风筝拖船。但是，依靠起飞数千米的风筝的应用则超出了本书的范围。对于这一装置，则必须研究大气边界层之上的高空气流的现代气象学。这些高空气流主要用第 2.3 和 2.4 节中的地转风、梯度和热成风的法则来描述。

7.4 评估风条件的新型测量和模型工具

在轮毂高度和扫风面内对大气参数的测量技术在未来一定会发生改变。轮毂高度和风机叶轮顶尖高度的增长使得用专为这一目的而设立的测风塔进行原地测量变得越来越困难。地基遥感将在可预见的未来代替测风塔测量。Emeis (2010b, 2011) 总结了目前地基遥感探测大气边界层的能力。用遥感测量代替原地测量的过程将伴随着科学研究，对比测风塔和遥感技术获得的风和湍流数据。这种研究目前正在进程中，必将导致重写测量过程的标准。光学技术，如测风激光雷达，最可能成为未来的测量工具（见 Trujillo 等 2011）。

数值模型的能力也必须得到加强。简单的分析模型，如本书中展示的模型（见 4.2 节）和现存的中尺度风流场模型将不足以应对非常复杂地形的大型风机和较小风场中的风机。设计更复杂模型的工作正在开展。这些模型具有更高的空间分辨率，包括水平的和接近地表的垂直空间分辨率。这项工作包括开发适用于海上风场、较小的风场和复杂地形的大涡模拟（LES）模型（Cañadillas 和 Neumann 2010；Steinfeld 等 2010）。

7.5 风资源和气候变化

风力发电机和风场通常规划数十年的运行期。因此，在选定区域对风资源的未来变化的评估可能影响这些设施的经济前景。选址评估，尤其是对于风资源较小的区域，必须考虑根据全球和区域气候模型评估未来的风况情形。

首先，全球变暖预期将大体上弱化全球西风带的风，因为极地区域的暖化将比赤道更加强烈。这种差异变暖的趋势将降低全球低纬度和高纬度之间的经向温度梯度，而经向温度梯度在第 2.1 节中被确认为是全球西风的主要驱动力。由于大气系统中的非线性，这一关系并非直截了当，而是需要特定的研究（见 Geng 和 Sugi 2003）。此外，减弱的温度梯度还可能伴随着地球上的气候带和暴风轨迹向极地的

偏移 (Yin 2005)。这两个效应可由全球气候模型的模拟中推导出来。

除了对全球经向温度梯度的总体影响外, 气候变化还可能导致区域大气循环的变化。这些变化可以改变区域气候特征, 如区域风暴轨迹和主导风向, 可导致某选定场址风气候的显著波动。对这种可能的区域循环改变的评估应该从区域气候模型的模拟中获得。区域模型以全球气候模型的输出作为边界条件, 对有限的区域进行模拟。很多这样的区域模型研究已经得到开展。关于风能相关的研究, 参见 Nolan 等 (2011)。

7.6 大规模风能提取对天气和气候的反馈

大规模的风能开发将可能影响区域的风气候。大型风场增加了表面粗糙度和表面拖曳力, 因此改变了局地和区域的动量收支。第6章中介绍了这种互动。更具挑战的是研究全球影响。如果提取的风能接近总的可获得风能的水平 (见 1.4 和 1.5 节), 那么必将通过改变动量和能量收支对全球气候产生影响。因此, 从风中生产可再生能源达到这一水平需要在安装这么多风电前评估对全球气候的影响。这样的评估必须应用复杂的地球系统模型。地球系统模型能够模拟不同区块 (即大气、生物圈、水圈、海洋和冰) 之间的非线性互动。

Wang 和 Prinn (2010) 已经做了该问题的第一步。他们使用美国国家大气研究中心的有混合层海洋的共同气候模型的第3版 (Kiehl 等 1998) 进行模拟, 来评估陆上风机生产 2010 年全球电力需求的 10% (4.5TW 或约 140EJ/yr) 的影响。他们发现, 冷却由于大型风场中较低的风速而降低, 陆上风电场在地表附近的暖化超过了 1℃。还在这些风场的远处发生了显著暖化和冷化, 以及全球降雨和积云分布的改变。当发电量下降到 1TW 以下时, 气候影响变得可以被忽略。

在第二个研究中, Wang 和 Prinn (2011) 通过增加海洋表面拖曳系数, 研究了海上风场的效应。这次, 他们使用了共同气候系统模型 (CCSM) 的共同大气模型的第3版 (CAM3), 是由美国国家大气研究中心 (NCAR) 开发的 (Collins 等 2006)。他们模拟了在水深小于 600m 的全球沿岸水域安装足够数量的风力发电机, 以能够供给预测的 2100 年世界能源需求的 25% (45TW)。与上述的陆地风场结果相反 (Wang 和 Prinn 2010), 他们发现海上风力发电机设施导致海上安装区域的表面冷化。该冷化主要是由于从海洋表面到低空大气的潜热通量的加强所致, 是由风力发电机引起的湍流混合增加驱动的。湍流混合没有被同时发生的平均风动能降低全部抵消。Wang 和 Prinn (2011) 发现, 与 Wang 和 Prinn (2010) 展示的陆地风场案例比, 海上风力发电机的大规模安装对全球气候的扰动相对较小。

10TW 量级的大规模风力发电的更严重影响是, 如此大规模的动能提取降低了大气把入射的太阳能转化成动能的效率 (Miller 等 2011)。因此, 必须同时为人类未来的能源供给考虑其他形式的可再生能源形式。

参 考 文 献

- Bretton, S.-P., G. Moe: Status, plans and technologies for offshore wind turbines in Europe and North America. *Renew. Ener.* **34**, 646-654 (2009)
- Cañadillas, B., T. Neumann: Comparison Between LES Modelling and Experimental Observations under Offshore Conditions. *DEWI Mag.* **36**, 48-52 (2010)
- Collins, W.D. et al.: The community climate system model version 3 (CCSM3). *J. Clim.* **19**, 2122-2143 (2006)
- Emeis, S.: Measurement Methods in Atmospheric Sciences. In situ and remote. Series: Quantifying the Environment Vol. 1. Borntraeger Stuttgart. XIV+257 pp. (2010b)
- Emeis, S.: Surface-Based Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer. Series: Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Vol. 40. Springer Heidelberg etc., X+174 pp. (2011)
- Geng, Q., M. Sugi: Possible Change of Extratropical Cyclone Activity due to Enhanced Greenhouse Gases and Sulfate Aerosols—Study with a High-Resolution AGCM. *J. Climate*, **16**, 2262-2274 (2003)
- Grujicic, M., G. Arakere, B. Pandurangan, V. Sellappan, A. Vallejo, M. Ozen: Multidisciplinary Design Optimization for Glass-Fiber Epoxy-Matrix Composite 5 MW Horizontal-Axis Wind-Turbine Blades. *J. Mat. Eng. Perform.* **19**, 1116-1127 (2010)
- Kiehl, J.T., J.J. Hack, G.B. Bonan, B.A. Boville, D.L. Williams, P.J. Rasch: The National Center for Atmospheric Research Community Climate Model: CCM3. *J. Climate*, **11**, 1131-1149 (1998)
- Miller, L.M., F. Gans, A. Kleidon: Estimating maximum global land surface wind power extractability and associated climatic consequences. *Earth Syst. Dynam.* **2**, 1-12 (2011)
- Nolan, P., P. Lynch, R. McGrath, T. Semmler, S. Wang: Simulating climate change and its effects on the wind energy resource of Ireland. *Wind Energy*, publ. online 1 Sept 2011, DOI: 10.1002/we.489 (2011)
- Steinfeld, G., Tambke, J., Peinke, J., Heinemann, D.: Application of a large-eddy simulation model to the analysis of flow conditions in offshore wind farms. *Geophys. Res. Abstr.* **12**, EGU2010-8320 (2010)
- Thresher, R., M. Robinson, P. Veers: To Capture the Wind. *Power and Energy Mag. IEEE*, **5**, 34-46 (2007)
- Trujillo, J.-J., F. Bingöl, G.C. Larsen, J. Mann, M. Kühn: Light detection and ranging measurements of wake dynamics. Part II: two-dimensional scanning. *Wind Energy*, **14**, 61-75 (2011)
- Wang, C., R.G. Prinn: Potential climatic impacts and reliability of very large-scale wind farms. *Atmos. Chem. Phys.* **10**, 2053-2061 (2010)
- Wang, C., R.G. Prinn: Potential climatic impacts and reliability of large-scale offshore wind farms. *Environ. Res. Lett.* **6**, 025101 (6pp) doi:10.1088/1748-9326/6/2/025101 (2011)
- Wichtmann, T., A. Niemunis, T. Triantafyllidis: Validation and calibration of a high-cycle accumulation model based on cyclic triaxial tests on eight sands. *Soils Found.* **49**, 711-728 (2009)
- Yin, J.H.: A consistent poleward shift of the storm tracks in simulations of 21st century climate. *Geophys. Res. Lett.* **32**, L18701, doi:10.1029/2005GL023684 (2005)

附录

附录 A 统计工具

该附录介绍一些本书通篇都会用到的统计学术语、分布和技术。

A.1 时间序列分析

气流平流的动能与风速的立方成正比，见式 (1.1)。气象学的平均风速不足以评估某一特定场址的可获得风能，因为风力发电机可以在数秒内适应实际的风速。此外，风机结构的荷载和震动决定性取决于风频谱的高频部分。因此，描绘风速空间结构和时间波动的特征也是重要的。这可以通过从足够长的时间序列中计算该场址的风速分布来完成。必须在计算如表 A.1 中给出的那些统计学参数之前，检查时间序列的一致性。有时某给定的测量点上，可能发生仪器被更新，甚至测量点被移动到新的位置的情况。

为简单和实际起见，数据分布通常用取决于非常少量参数的数学方程估算。表 A.1 总结了常用的描述风特征的统计学参数。

通常在一个点对风进行测量，且在时间域内判断其波动性。对于短的时间间隔，通常应用“湍流冻结假设”（也被称做泰勒假设）。该假设意味着，湍流元随着平均风速移动，并不在如此短的时期内改变其形状。在这样短的时期内，湍流冻结假设使得时间域和空间域之间可以相互转化。

某一给定地点的真实风速 $u(t)$ 的时间序列可以分解成平均风速和在该平均风速附近的波动（单点统计学）：

$$u(t) = \overline{u(t, T)} + u'(t, T) \quad (A.1)$$

此处，上划线表示某一时间周期 T 内的时间平均，撇号代表与该平均值的偏差。最常用的平均周期为 10min。根据定义，波动的平均值为 0：

$$\overline{u'(t, T)} = 0 \quad (A.2)$$

时间序列 $u(t)$ 的方差定义为

$$\sigma_u^2(t, T) = \overline{u'^2(t, T)} \quad (A.3)$$

表 A.1 描述风特征的统计学参数

参数	描述
平均风速	表示某特定场址的总体风潜力, 给定时间间隔的预期风速 (一阶中心矩)
风速波动	瞬时风速对给定时间间隔平均风速的偏差
风速增加	给定时间段内的风速变化
方差	表示风速时间或空间波动的平均振幅, 给定时间间隔内的预期波动 (二阶中心矩)
标准偏差	表示风速时间和空间波动的平均振幅 (方差的平方根)
湍流强度	用平均风速标准化的标准偏差
阵风风速	给定时间间隔内的最大风速
阵风因子	该时间间隔内的平均风速除以阵风风速
偏度	表示风速分布对平均值的不对称性 (三阶中心矩)
峰度 (平度)	表示风速分布在平均值附近的宽度 (四阶中心矩)
超出峰度	峰度减 3
频谱	表示波动发生的频率
自相关	表示风速波动的总空间尺度, 频谱的傅里叶变换
结构函数	表示风速波动的振幅, 根据风速增加计算而来
湍流长度尺度	表示湍流中大的含有能量的涡旋的大小
湍流时间尺度	表示风速波动在某处相互关联的时间范围
概率密度方程 (pdf)	表示某一风速或风速波动发生的可能性

标准偏差为方差的平方根:

$$\sigma_u(t, T) = \sqrt{u'^2(t, T)} \quad (A.4)$$

请注意, 方差和标准差还与平均时间周期的长度有关。根据 Kaimal 等 (1989), 方差随着平均周期长度的增大而增大。为了说明这一点, 假设某一测量周期可以细分为多个亚周期。整个周期的平均值用三角括号表示, 并用双撇号代表与该平均值的偏差。三撇代表单个周期的平均值与整个周期平均值的偏差。那么, 整个周期内与平均值的偏差的方差为单个亚周期方差的平均值加上单个平均值与该亚周期的方差:

$$\langle u''^2 \rangle = \langle \bar{u}'^2 \rangle + \langle \bar{u}'''^2 \rangle \quad (A.5)$$

图 A.1 给出了德国湾 FINO1 塔 (左) 80m 高处声学风速仪的 10Hz 测风数据和 Graswang 的农村 TERENO 场址 (德国上巴伐利亚州) 的 3.5m 高测风数据, 二者都证实了 Kaimal 的关系式。

对方差随着平均周期的增大而增大的分析可以用于检验平均周期是否适用于数据分析。图 A.1 的右图给出的例子表明, 这种情况下, 1800s (30min) 的平均周期已经足以决定方差。图 A.1 左图所示的例子提示, 3600s (1h) 的平均周期可能

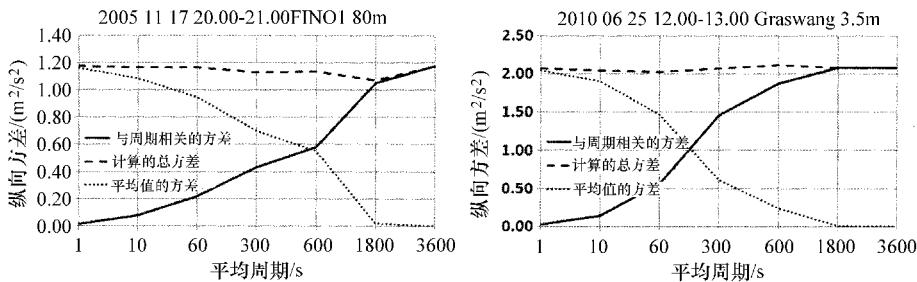


图 A.1 FINO1 塔 80m 高处在 2005 年 11 月 17 日本地时间 20~21h 测量的方差 (左) 和在 Graswang 从 2010 年 6 月 25 日的本地时间 12~13h 的 3.5m 高数据 (右)。实线为与平均周期相关的方差, 点线为平均值的方差, 虚线则根据 Kaimal 等 (1989) 给出了总偏差

是不充分的, 因为方差仍然在增长。如果能够获得平均风速的信息, 增长最强烈的周期可以转化成含有能量最大的湍流涡旋的大小。如图 A.1 左图所示数据样本中, 平均风速为 5.2m/s (平均风速从评估时间间隔的第一个 15min 的约 11~4m/s 下降, 然后在余下的时间内在约 5.5m/s 附近震荡), 右图则为 2.5m/s。

风速波动的振幅通常与平均风速成正比。因此, 风速方差取决于该周期内的平均风速。为了排除风速的这一主导性影响, 方差可以用平均风速的平方根进行标准化。平均风速标准差的标准化形成了一个常用变量: 湍流强度。湍流强度为

$$I_u(t, T) = \frac{\sqrt{u'^2(t, T)}}{u(t, T)} \quad (A.6)$$

图 A.2 展示了图 A.1 两个案例的湍流强度。两种情形都是在不稳定热分层情况下记录的。2005 年 11 月 17 日, 从北方来的冷空气在德国湾仍然很温暖的水面上平流, 而在 2010 年 6 月 25 日, 冷空气出现在了上巴伐利亚, 伴随着无云天空中的太阳对表面显著的加热。因此, 湍流强度在海洋和陆地上都超过平均值。

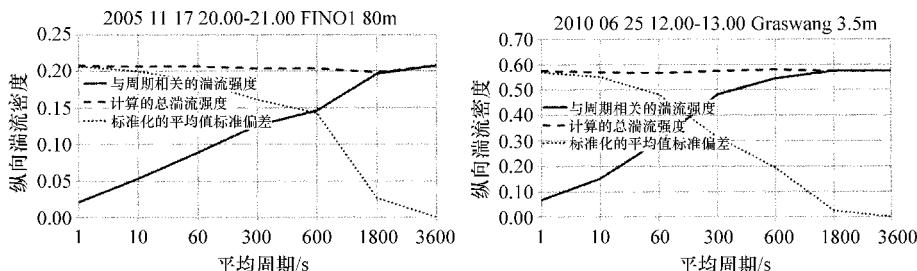


图 A.2 FINO1 塔 80m 高处在 2005 年 11 月 17 日本地时间 20~21h 测量的湍流强度 (左) 和在 Graswang 从 2010 年 6 月 25 日的本地时间 12~13h 的 3.5m 高数据 (右)。实线为与平均周期相关的湍流强度, 点线为用平均风速的标准化均值的标准偏差, 虚线则给出了总湍流强度 (根据图 A.1 中的总方差计算而来)

如果风速是用声学测风仪测量的, 而不是杯式测风仪, 那么就可以获得风速波动的三个分量, 用于数据分析。那么通常 u' 代表纵向的风分量, 与平均风向平行, v' 代表横向的风分量, 与平均风向垂直, 而 w' 则代表垂直风分量。这种情况下, 可以对这三个分量分别计算方差、标准差和湍流强度。引出湍流强度的三个分量的标准化是用水平平均风速完成的。方差为

$$tke = \frac{\rho}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (\text{A. 7})$$

上式为湍流动能, 在很多数值风流模拟模型中为一个预后变量。

如果风速值的分布完全是随机的, 那么对于给定的时间周期 T 内, 静态时间序列 $u(t)$ 的概率密度方程 $f(u, T)$ 将遵循正态分布或高斯分布, 完全决定于平均值和标准偏差:

$$f(u, T) = \frac{1}{\sigma(T) \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{u' - \bar{u}(T)}{\sigma_u(T)}\right)^2\right) \quad (\text{A. 8})$$

高阶矩可以用于检验某一时间序列是否为正态分布。下两个高阶矩为偏度:

$$skew_u(t, T) = \frac{\overline{u'^3(t, T)}}{\sigma_u^3(t, T)} \quad (\text{A. 9})$$

和平度或峰度:

$$Fl_u(t, T) = \frac{\overline{u'^4(t, T)}}{\sigma_u^4(t, T)} \quad (\text{A. 10})$$

后者通常作为超出峰度进行计算, 以强调与正态分布值 (平度为 3) 的偏离程度。

$$kur_u(t, T) = \frac{\overline{u'^4(t, T)}}{\sigma_u^4(t, T)} - 3 \quad (\text{A. 11})$$

正态分布的偏度值为 0, 因为该分布是对称的。因此, 偏度是一个分布不对称性的量度。同理, 正态分布的超出峰度为 0, 因为平度为 3。超出峰度为负的分布具有高的中心峰和低的尾部, 而超出峰度为正的分布则具有较低的峰和较高的尾部。

10min 平均风速分布通常具有正的偏度, 即它们有长长的右尾。这意味着, 与平均风速的大的正偏差比同样大小的负偏差更加频繁。这是因为风速值单侧归堆。负的风速值是不可能出现的。因此, 它们不可能遵循正态分布, 而必须用其他合适的分布而不是高斯分布来描述, 例如两个参数的威布尔分布 (见 A.2 节)。

风速波动的概率甚至更加偏离高斯统计。虽然波动的分布差不多是在平均值附近对称的, 但分析表明, 较大的风速增加 (例如, 1s 或 3s 内的风速变化) 要比从高斯统计中估计的情况频繁得多 (见 Böttcher 等 2007)。Morales 等 (2010) 指出, 只有一个 10min 间隔内的 u' 值 (已经去趋势化) 的分布才接近正态分布 (超出峰度略小于 0)。多个 10min 时间间隔的更长时间序列的 u' 值则表现出的超过峰度约为 3.3, 即大于均值的偏差比正态分布的估计值要频繁得多。只有用相应的 10min 时间间隔的标准偏差对风速偏差 u' 进行标准化后, 才能生成正态分布。受到

非静态大气风流的启发, Böttcher 等 (2007) 建议把小尺度风速波动的间歇分布理解为各向同性湍流的子序列的叠加, 因此需要不同的统计学方法。通常, 风速波动和阵风统计都是用 Gumbel 分布 (Gumbel 1958) 描述的, 该分布被证明尤其适用于极值统计 (见 A.3 节)。

平行于平均风向的风速波动 (纵向分量) u' , 与平均风速垂直 (横向分量) 的 v' 和垂直分量 w' 并不相互独立, 即它们有非零的相关性乘积。这些乘积中最重要的

$$\overline{u'w'} = \frac{1}{T} \int_0^T u'(t) w'(t) dt \quad (\text{A.12})$$

该乘积通常是负的, 因为平均风速随着高度增加而增大, 且垂直风分量负的 (向下) 波动将正的 (更高的) 纵向风分量从上层带下来, 而同时垂直风分量正的 (向上) 波动则与较低层的负的 (更低的) 纵向风波动相关联。该相关性乘积的负值的平方根通常称为摩擦速率, 常作为适用于 (机械上) 湍动的大气边界层的速率尺度:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad (\text{A.13})$$

这是大气边界层中水平动量被湍流运动向下传导速度的一个量度。

通常, 单点统计不足以描述大气湍流的特征。因此下一步要着眼于两点统计。时间域内两点统计的一个简单例子为自相关方程:

$$R_{u'u'}(\tau) = \frac{1}{\sigma_{u'}^2} \overline{u'(t + \tau) u'(t)} \quad (\text{A.14})$$

式中 τ ——相关时间序列间的时间延迟, 示例如图 A.6 所示。

自相关方程 $R(\tau)$ 是通过与时间序列的频谱密度 (Morales 等 2010) 和能谱 $S(f)$ 相关的傅里叶变换实现的:

$$S(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-if\tau} d\tau \quad (\text{A.15})$$

更通用的两点统计可以通过分析风速增加 δu 的分布得到:

$$\delta u(t, \tau) = u(t + \tau) - u(t) \quad (\text{A.16})$$

这些风速增加的矩为结构函数 Sf :

$$Sf^n(\tau) = \overline{\delta u(t, \tau)^n} \quad (\text{A.17})$$

风速时间序列的增加概率密度函数总是非高斯的 (Morales 等 2010)。

A.2 平均风速频谱和威布尔分布

风速频谱在 1h 或约 0.0003Hz 附近表现出最小值 (van der Hoven 1957; Gomes 和 Vickery 1977; Wieringa 1989)。更高的频率通常被称为湍流。在风能领域, 该高

频湍流通常用一个变量，即湍流强度 [见式 (A.6)] 来表征。当着眼于 10min 平均风速的频率分布时，将忽略湍流强度，即我们关注的是出现在式 (A.1) 右侧第一项中的 $u(t)$ 值的时间序列。这些 10min 平均风速也展现出时间波动性。这些低频波动的能谱在 1 天附近（这是日波动）、5~7 天附近（这是由于天气系统，如气旋和反气旋的移动产生的波动）和 1 年附近（年波动）有次级最大值。日波动表现出随着高度的阶段变化 (Wieringa 1989)。逆温高度约为距地表高 80m 附近，而 Wieringa (1989) 引用的逆温高度值为 40m 和 177m 之间。逆温高度现象与 3.4 节中的夜晚低空急流的发生密切相关。其他的长期波动没有在这一相变化中表现出来。

频谱低频端（即频率小于 $0.01 \sim 0.001\text{Hz}$ ）风速的频率分布通常用威布尔分布来描述。该分布以瑞典工程师、科学家和数学家 Ernst Hjalmar Waloddi Weibull (1887~1979) 命名，由两个参数控制：尺度参数 A （单位为 m/s ，基本上与整个时间序列的平均风速成正比）和形式参数 k （也称为形状参数，无量纲，描述该分布的形状）。用威布尔分布表达的小于等于某一给定风速 u 的风速发生概率 $F(u)$ 为

$$F(u) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{u}{A}\right)^k\right) \quad (\text{A.18})$$

通过对 $F(u)$ 做 u 的微分，得到相应的概率密度方程 $f(u)$ (见图 A.3)：

$$\begin{aligned} f(u) &= \frac{dF(u)}{du} = \frac{k}{A} \left(\frac{u}{A}\right)^{k-1} \exp\left(-\left(\frac{u}{A}\right)^k\right) \\ &= k \left(\frac{u^{k-1}}{A^k}\right) \exp\left(-\left(\frac{u}{A}\right)^k\right) \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

威布尔分布的平均值（一阶中心矩），即用威布尔分布描述的整个数据序列的平均风速 $[\bar{u}]$ 为

$$[\bar{u}] = A \Gamma\left(1 + \frac{1}{k}\right) \quad (\text{A.20})$$

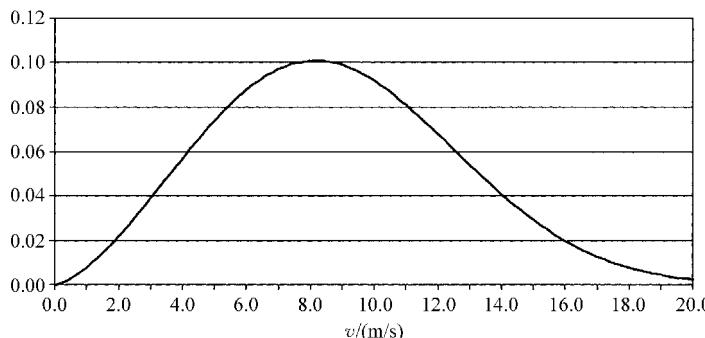


图 A.3 威布尔概率密度分布 (A.19)， $A = 10$ 且 $k = 2.5$ ，为风速 u 的方程

其中, 方括号代表 10min 平均风速的长期平均, 而 Γ 为伽马 (Gamma) 函数。该分布的方差 (二阶中心矩), 即 10min 平均水平风速的方差为

$$\sigma_3^2 = [(\bar{u} - [\bar{u}])^2] = A^2 \left(\Gamma \left(1 + \frac{2}{k} \right) - \Gamma^2 \left(1 + \frac{1}{k} \right) \right) \quad (\text{A. 21})$$

σ_3^2 等于式 (A.5) 右侧的第二项 $\langle \bar{u}^m \rangle$ 。如果该式定义的角括号代表一天或更长时间的平均值, 那么就变得和方括号一样了。当 $k = 1$ 时, 威布尔分布等于指教分布。当 $k = 2$ 时, 它等于瑞丽 (Rayleigh) 分布。而大约当 $k = 3.4$ 时, 它则与高斯分布非常相似。图 A.3 给出了当 $A = 10$ 且 $k = 2.5$ 时的例子。该示例分布的平均值为 8.87m/s, 最大值约为 8.15m/s。

式 (A.20) 和 (A.21) 意味着 $[\bar{u}]/A$ 和 σ_3^2/A^2 都仅是 k 的方程。 $[\bar{u}]/A$ 仅与 k 弱相关。它从 $k = 1$ 时的 1 降低到 $k = 2.17$ 时的 0.8856, 然后又缓慢地升高。当 $k = 3$ 时, $[\bar{u}]/A$ 等于 0.892 98。 σ_3^2/A^2 与 k 反相关 (Wieringa 1989)。我们发现当 $k = 1$ 时 $\sigma_3/A = 1$, 当 $k = 1.853$ 时 $\sigma_3/A = 0.5$, 而当 $k = 4.081$ 时 $\sigma_3/A = 0.25$ (同样见图 A.4 的左上图)。

威布尔分布的高阶中心矩 M_n 为 (n 为中心矩的阶数)

$$M_n = A^n \Gamma \left(1 + \frac{n}{k} \right) \quad (\text{A. 22})$$

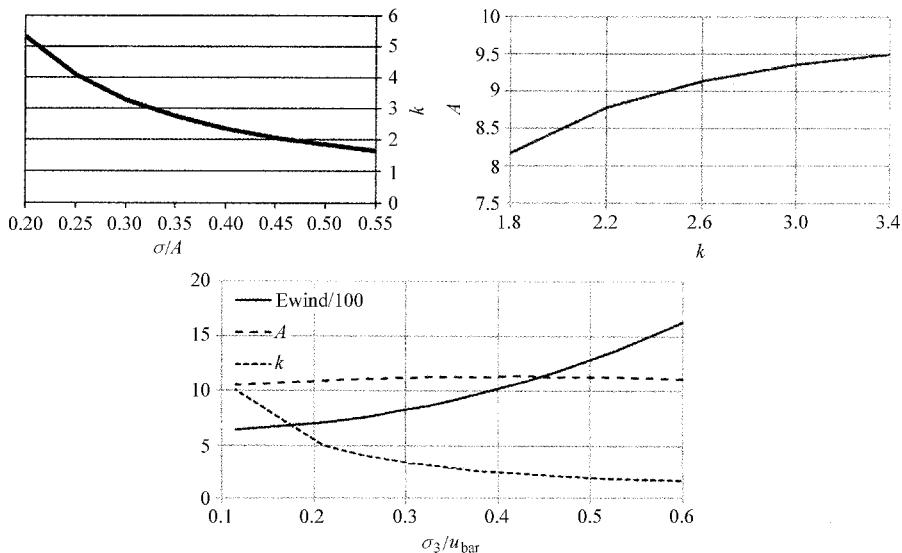


图 A.4 左上图为威布尔分布形状 k 参数作为标准化的标准差的方程, 时间序列的 σ_3/A 。右上图为等风能曲线。y 轴: 威布尔尺度参数 A , 单位为 m/s, x 轴: 威布尔形状参数 k 。

下图为式 (A.23) 的能势 (除以 100), 尺度参数的单位为 m/s, 形状参数 k 为 $\sigma_3/[\bar{u}]$ 的方程, 平均风速 $[\bar{u}]$ 为 10m/s

叶轮面单位面积上风的动能的水平通量（通常称为风能） $E_{\text{wind}} = 0.5 \rho v^3$ 与威尔布尔分布的三阶矩成正比，若 A 和 k 已知，则可以轻易地计算出来：

$$E_{\text{wind}} = 0.5 \rho A^3 \Gamma\left(1 + \frac{3}{k}\right) \quad (\text{A. 23})$$

因为平均风速（A. 20）和风能（A. 23）之间的关系是非线性的，所以 A 和 k 的不同组合可以得出相同的平均风能（例子请见图 A. 4 右上图）。同理，对于给定的平均风速，式（A. 23）的风能随着风速波动 $\sigma_3/[\bar{u}]$ 的增大而增大（见图 A. 4 下图）。因此，若正确地评估风能就必须知道 A 和 k 参数，而不仅仅是平均风速。

对于从风速值的时间序列中实际确认两个威尔布尔参数 A 和 k ，根据 Justus 等（1976）对式（A. 18）取两次对数：

$$\begin{aligned} y &= \ln\left\{\ln\left\{1 - \left(1 - \exp\left(-\left(\frac{u}{A}\right)^k\right)\right)\right\}\right\} = \ln\left\{\ln\left\{\exp\left(-\left(\frac{u}{A}\right)^k\right)\right\}\right\} \\ &= k \ln A - k \ln u = a + b \ln u \end{aligned} \quad (\text{A. 24})$$

从式（A. 24）可知，通过对 y 和 $\ln u$ 进行直线拟合，就可以确定 A 和 k 。从拟合直线与 y 轴的交点得到尺度参数 A ：

$$A = \exp\left(\frac{a}{k}\right) \quad (\text{A. 25})$$

形状参数为该直线斜率的负值：

$$k = -b \quad (\text{A. 26})$$

式（A. 20）的倒置与式（A. 21）的指数拟合给出了 A 和 k 之间和平均风速 $[\bar{u}]$ 与标准偏差 σ_3 之间的另一个有用的关系式（Justus 等 1978）：

$$A = \frac{[\bar{u}]}{\Gamma\left(1 + \frac{1}{k}\right)} \quad (\text{A. 27})$$

和

$$k = \left(\frac{\sigma_3}{[\bar{u}]}\right)^{-1.086} \quad (\text{A. 28})$$

图 A. 4 的下图描绘了式（A. 28），此时 $[\bar{u}]$ 为一定值。敏感性计算表明，根据（A. 23）估计的风能对 A 值比对 k 值敏感得多。 A 值 10% 的不确定性导致风能估计 30% 的偏差。而另一方面， k 值 10% 的不确定性仅导致风能估计 9% 的偏差。 k 值的高估导致风能的低估，反之亦然。

请注意，式（A. 28）中的 $\sigma_3/[\bar{u}]$ 不同于式（A. 6）中定义的湍流强度 I_u 。通常 $\sigma_3/[\bar{u}]$ 显著地大于 I_u ，因为其代表着比 10min 平均风速的大得多的日、天气和季节波动，而 I_u 则描述 10min 时间间隔内的较小的短期波动，而任何趋势和变化都在事前从该时间间隔内的数据中减掉了。式（A. 28）可以反过来，以估计 $\sigma_3/[\bar{u}]$ 的数量级。该比例的量级为 $1/k$ ，即 $0.4 \sim 0.5$ ，而陆上湍流强度为 0.2 量级，海上湍流强度则通常低于 0.1。

A.3 极端平均风速和 Gumble 分布

极端平均风速对于风力发电机的荷载计算是重要的。通常，必须对其规定一定的再发生周期。该再发生周期与风力发电机的预期运行时间周期有关。极值发生概率可以用 Gumbel 分布 (Gumbel 1958) 来描述。像威布尔分布一样，该分布为通用极值分布或 Fisher-Tippett 分布的一个特例 (Cook 1982；Palutikof 等 1999)。该分布是以德国数学家 Emil Julius Gumbel (1891 ~ 1966) 命名的。

最大值 x 发生的概率密度方程为

$$f(x) = e^{-x} e^{-e^{-x}} \quad (\text{A. 29})$$

由于其形式，该分布通常被称为双指数分布。相应的累积概率分布为

$$F(x) = e^{-e^{-x}} \quad (\text{A. 30})$$

把式 (A. 30) 反过来，则变成了下面的百分位函数：

$$G(p) = -\ln(-\ln(p)) \quad (\text{A. 31})$$

该百分位方程的第 98 个百分位 ($p = 0.98$) 的值为 3.9，99 百分位的值为 4.6，而 99.9 百分位的值为 6.9。

对某一给定时间序列的实际计算可以这样完成：第一步，确定风速时间序列的独立最大值 (即年极值)。然后，将这些最大值升序排列，形成新的有 N 个元素的最大值序列。这个新序列的某个值小于该序列的第 m 个值的累积概率 p 为 $p(m) = m/(N + 1)$ 。最后，排序的值对其累积概率的两次负对数作图，即对 $-\ln(-\ln(p))$ 作图。遵循 Gumbel 分布的数据在这样的图中沿直线排列。一旦该图被绘制出来，估算给定再发生周期的极值就容易了。例如，从年极值 u_{\max} 的统计中，预计 50 年一遇的极值可以在该直线上外推：

$$u_{\max} = a(-\ln(-\ln(p))) + b \quad (\text{A. 32})$$

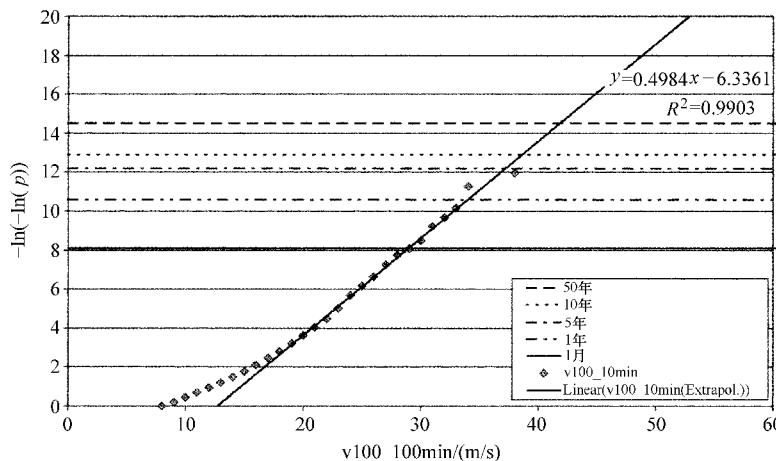
为穿过 3.9 的值 ($p = 1 - 1/50 = 0.98$ 且 $-\ln(-\ln(0.98)) = 3.9$)。

如果时间序列比感兴趣的再发生周期短得多，则年极值的序列将过短而不能用于有意义的分析。例如，从 4 年的时间序列中挑出 4 个年极值，然后外推穿过这些数据点的直线是没有道理的。但是该案例中还存在另一种可能，Emeis 和 Türk (2009) 对此进行了说明。这里，50 年极端平均风速是用 4 年的 10min 平均风速数据估算的 (约为 200 000 个数据点)。该过程也被用在了 Carter (1993) 和 Pan-chang 等 (1999) 中，并基于风速时间序列遵循 Fisher-Tippett 类型 I 分布的假设。

基于这种 10min 间隔 (一年 52 560 个数据点) 的时间序列的 50 年极值的概率用 $p = 1 - 1/(50 \times 52 560)$ 给出，得到 $-\ln(-\ln(p)) = 14.78$ 。对于每小时的数据，阈值则为 12.99。

图 A.5 展示了基于 10min 平均值的风速时间序列的 Gumbel 图。该图的特点

是，在18m/s以上（绝大多数值都在18m/s以下，它们遵循威布尔分布，在Gumbel图上不形成一条直线）极大风速接近一条完美的直线。根据(A.32)，该直线的方程为 $u_{\max} = 2.01(-\ln(-\ln(p))) + 12.71$ （图A.5的右上角给出了该式的倒置）。这可以用于外推10min平均风速的50年极值，该例子的结果为 $2.01 \times 14.78 + 12.71 = 42.42$ m/s。



图A.5 德国湾FINO1塔100m高，从2003年9月到2007年8月，4年的10min平均风速时间序列的Gumbel图。风数据被归到1m/s的数据域内

A.4 极大阵风

极大阵风对风力发电机造成短期荷载。阵风风速 u_{gust} 可以通过阵风因子 G 与平均风速耦合起来。该因子通常取决于阵风的平均时间 t 、相应平均风速的平均时间 T ($t \ll T$)，距地面高度 z 、表面粗糙度 z_0 和平均风速 \bar{u} (Wieringa 1973；Schroers等1990)：

$$G(t, T, z, z_0, \bar{u}) = \frac{u_{\text{gust}}(t, z)}{u(T, z, z_0)} \quad (\text{A.33})$$

计算 G 前，必须去除趋势化 (Wieringa 1973)。 G 的垂直轮廓在第3章中予以了论述。 G 的频率分布可用威布尔分布来描述 (Jensen和Kristensen 1989)。假设平均周期内的瞬时风速遵循正态分布 (对于较高的风速可能是很好的假设)，即规定：

$$u_{\text{gust}}(t, z) = \bar{u}(T, z, z_0) + k\sigma_u(T, t, z, z_0, \bar{u}) \quad (\text{A.34})$$

上式让我们能够用标准偏差和平均风速来描述阵风因子 G (Mitsuta和Tsukamoto 1989)：

$$G(t, T, z, z_0, \bar{u}) = 1 + \frac{k\sigma_u(T, t, z, z_0, \bar{u})}{u(T, z, z_0)} = 1 + kI_{\bar{u}}(t, T) \quad (A.35)$$

式中 k ——所谓的峰值因子。

式 (A.35) 表明, 阵风因子与湍流强度密切相关 [见 (A.6)]。

Wieringa (1973) 给出 k 的方程:

$$k(D/t) = 1.42 + 0.3013 \ln(D/t - 4) \quad (A.36)$$

而 Mitsuta 和 Tsukamoto (1989) 引用了更简单的关系式:

$$k(D/t) = (2 \ln(D/t))^0.5 \quad (A.37)$$

式中 D ——观察周期的长度。

G 的典型值约为 1.3~1.4。Wieringa (1973) 表明, 每小时平均风速的阵风因子比 10min 平均风速高约 10%。由于 σ_u 和 I_u 的行为类似, 陆上的 G 值通常随着风速的增大而减小 (Davis 和 Newstein 1968)。

A.3 节中展示的 Gumbel 法也可以用于评估 50 年一遇极端 1s 阵风。对 FINO1 从 2003 年 9 月到 2007 年 8 月的数据的评估, 得出结果为 52.1m/s (Türk 2008)。

A.5 阵风持续时间和阵风内的风加速

阵风的特征为风速的迅速升高和随后的迅速降低。对于荷载评估, 为风力发电机荷载计算假定阵风为所谓的“墨西哥帽”形 (见图 5.29[⊖]) (例如 IEC 61400-1 标准), 即在风速迅速升高之前以风速的下降开始, 然后紧接着与风速下降类似的过冲 [见 (A.39)]。叶轮面上最大的预期阵风振幅假设为

$$u_{\text{gust}} = \min \left\{ 1.35(u_{\text{el}} - u), 3.3 \left(\frac{\sigma_u}{1 + 0.1 \left(\frac{D}{\Lambda_1} \right)} \right) \right\} \quad (A.38)$$

式中 u_{el} ——1 年一遇的极端 3s 阵风;

D ——叶轮直径, 单位为 m;

Λ_1 ——湍流长度尺度参数, IEC 61400-1 对轮毂高度超过 60m 的大型风机取值为 42m。

假定在这种“墨西哥帽”阵风事件中的风速时间波动为 (示例见图 5.29):

$$u(t) = \begin{cases} u - 0.37u_{\text{gust}} \sin(3\pi t/T) (1 - \cos(2\pi t/T)) & (0 \leq t \leq T) \\ u & \text{其他} \end{cases} \quad (A.39)$$

这里, T 设定为 10.5s。该“墨西哥帽”意味着风速在约 4s 内从最低值增大到最高值。在德国湾的 FINO1 平台做的研究 (Türk 2008) 已经表明, 时间周期为 8s 的阵风甚至比 10.5s 的更加频繁 (详见 5.4 节)。

⊖ 译者注: 原文为“see, e. g. Fig. 7.29 below”, 译者予以订正。

A.6 湍流元素的大小

湍流元的大小取决于与下表面的距离，因为该距离为湍流元生长的一个局限因素。估计湍动流中的湍流元大小的一个方法是分析自相关函数 (A.12)。自相关函数到其第一个过零交点的积分表示某处湍流元的纵向时间尺度 T_u 。

$$T_u = \int_0^{\infty} R_{u'u'}(\tau) d\tau \quad (A.40)$$

因为自相关方程通常为指数方程 (Foken 2008)，所以该时间尺度可以用迟滞时间 τ 来估计，此时的自相关方程减小到了 $1/e \approx 0.37$ 。假设泰勒湍流冻结假设是有效的，时间尺度与平均风速 u 相乘得到该湍流元在流向上的空间维度 A_u 。

$$A_u = \bar{u} T_u = \bar{u} \int_0^{\infty} R_{u'u'}(\tau) d\tau \quad (A.41)$$

图 A.6 展示了约为 50s 的时间尺度的一个例子。因为平均风速随高度的升高而增大，意味着根据 (A.40) 的积分湍流长度尺度也随着高度升高而增大。

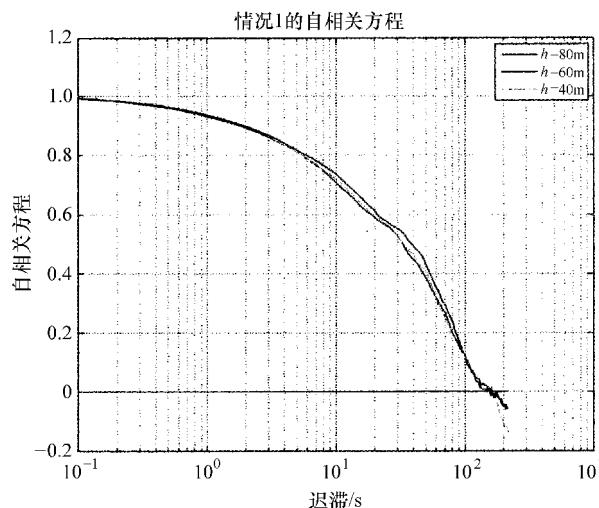


图 A.6 基于 FINO1 数据的自相关方程的典型例子 (引自 Türk 2008 的图 3.3)

附录 B 边界层结构和高度的遥感

混合层高度 (MLH) 和边界层高度在第 3 章的很多关于风和湍流的垂直轮廓的描述中作为高度尺度出现。MLH 为源于地球表面的或在表面层中形成的大气性质或物质在整个混合层深度内被湍流垂直混合过程分散到近乎均一的高度。因此, 混合层的存在及其高度可以通过探测混合过程的表现 (即湍流) 进行分析, 或验证某一守恒的大气变量在某一高度范围内的均匀分布。例如, 湍流的水平可以从风分量或温度的波动情况中推导出来。适用于确定混合层及其高度的守恒大气变量例子有位温、比湿或气溶胶粒子浓度 (图 B. 1)。

图 B. 1 展示了图 3.2 中描绘的晴天条件下边界层日变化过程的两个快照。图 B. 1 的左图在正午附近有效, 而右图则在午夜附近有效。对于中午的对流边界层, 混合层高度和边界层高度大体上是相同的, 垂直混合是热驱动的, 直达边界层的顶部。在夜晚, 当只有机械生成湍流时, 混合层高度通常与低得多的稳定表面层高度相同。夜晚边界层的高度通常等于残余层等顶部的高度。残余层是白天对流层的残余部分。因为混合层高度并非主要的大气变量, 且无法从在表面进行的原地测量中确定, 所以本书增加了附录 B, 用以展示确定该参数的必要的测量工作。图 B. 1 表明, 大气湍流、温度、比湿和气溶胶成分的垂直轮廓的不同特征适用于确定混合层高度和边界层高度。

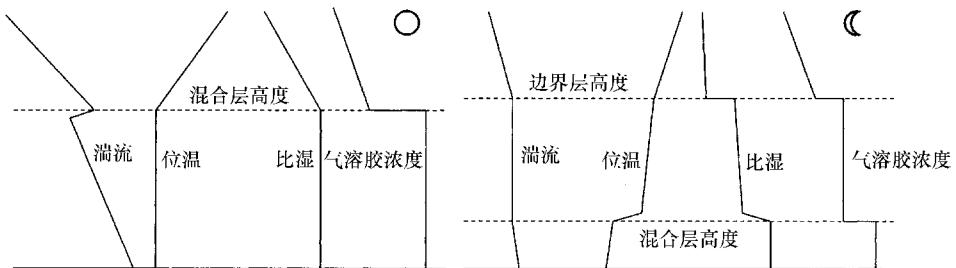


图 B. 1 充分混合的白天大气边界层 (左)、更稳定的夜晚表面层和残余层 (右图中的中低层) 和上空自由对流层中一些重要变量的垂直轮廓的示意图

只有使用无线电探空仪才能在 1km 或 2km 的必要高度范围内原地测量上述的守恒变量。多数情况下, 无线电探空仪数据的评估都能给出相当可靠的数据。无线电探空仪的最大缺点是没有时间连续性。因此, 遥感方法更受欢迎, 尽管它们只能对混合高度进行间接测量 (除 RASS 外, RASS 直接探测温度轮廓)。Seibert 等 (2000) 首次对混合层高度的原地测量方法和基于表面的遥感技术做了较为完

整的总结。此后得到了显著的发展，尤其是在基于表面的遥感方法方面 [见 Emeis 等 (2008) 的总结文章和 Emeis (2011) 的专题论文]。该附录将主要依照这些文献。

最新开发的用于混合层高度探测的光学方法展示了这方面的最新进展。Seibert 等 (2000) 仍然认为 LIDAR 方法是昂贵的、对眼睛不安全、最低阀距高、距离分辨率有限，且有时受制于模糊的解释。这在过去 10 年中发生了巨大的改变。这期间，更好和更小的 LIDAR 被建造出来，并发现云高计是近乎理想的边界层探测设备。声学探测领域也获得了进展。相似地，通过应用从 SODAR 测量中获得的更多变量，如风速和垂直速度分量的方差 (Asimakopoulos 等 2004；Emeis 和 Türk 2004)，Beyrich (1997) 和 Seibert 等 (2000) 描述的从声学背散射强度中确定混合层高度的计算方法得到了加强。Beyrich (1995) 和 Seibert 等 (2000) 中，这种加强被当成可能方法予以了说明，但是显然那时没有可以找到的例子。

各种不同的算法已经被开发出来，用来从地基遥感数据中推导混合层高度 (简短概述见表 B. 1)。我们将主要专注于声学和光学的遥感方法，因为有风分析器的电磁遥感的最低阀距过高，不能很好地覆盖浅层的混合层高度。如果假设水平均一性，那么过高的最低阀距缺点可以通过倾斜剖析或锥形扫描来部分规避。

表 B. 1 用地基遥感方法推导本附录中提及的混合层高的推导方法的概述 (最右列为本附录的章节号)

方 法		简 述	节
声学	ARE	分析声学背散射强度	B. 1. 1
	HWS	分析风速轮廓	B. 1. 2
	VWV	分析垂直风方差轮廓	B. 1. 3
	EARE	分析背散射和垂直风方差轮廓	B. 1. 4
光学	阈值	探测给定的背散射强度阈值	B. 2. 1
	梯度	分析背散射强度轮廓	B. 2. 2
	理想化的背散射	分析背散射强度轮廓	B. 2. 3
	小波	分析背散射强度轮廓	B. 2. 4
	方差	分析背散射强度轮廓	B. 2. 5
声学/电磁		RASS	B. 3
		SODAR-RASS 和风分析器-RASS	B. 3. 1
/原地		SODAR-RASS 加表面热通量数据	B. 3. 2
声学/电磁		SODAR 加剖风仪	B. 4. 1
声学/光学		SODAR 加云高计	B. 4. 2

B.1 声学检测方法

确定混合层高度的声学方法分析声学背散射强度或风分量及其方差的垂直轮廓特征（如果可以分析背散射脉冲的多普勒频移的话）。声学背散射强度与小尺度的大气温度波动（通常由湍流生成）或较强的垂直温度梯度波动成正比。后者可以作为常在混合层顶部出现的逆温的指示（图 B.1）。

Beyrich (1997) 列举了主要从 SODAR 测量的声学背散射强度中可能做的分析。后来，Asimakopoulos 等 (2004) 总结了三种不同的方法，来从 SODAR 数据中推导混合层高度：水平风速法 (HWS)、回声接收法 (ARE) 和垂直风方差法 (VWV)。我们将主要依照这一分类，并在 B.1.4 节中增加了第四种方法，即加强 ARE 法 (EARE)。

B.1.1 回声接收法

回声接收法 (ARE) 是最久远的和最基本的用声学遥感确定混合层高度的方法。Beyrich (1997) 列举的多数方法都属于该方法。该方法不需要分析背散射信号的多普勒频移，而是基于对传真图谱，即背散射强度截面的时间高度的分析。该方法利用混合层的湍流尺度大于上空大气的假设，在加强的背散射强度描述该湍流。根据最大负斜率或背散射强度的垂直轮廓曲率的变化来分析混合层高度，或者用背散射强度降低到事先规定的阈值以下的高度来分析。

B.1.2 水平风速法

水平风速法 (HWS) 需要分析声学背散射信号的多普勒频移。该算法基于对小时平均的垂直风速轮廓形状的分析，假设风速和风向在混合层内几乎是不变的，但在混合层之上逐渐接近地转风的值。Beyrich (1997) 在其表 2 中列举了该方法，但是没有进一步展开讨论。由于其隐含的假设，该方法的应用可能局限于充分发展的对流边界层 (CBL)。这样的对流边界层通常高于 SODAR 的最大测量高度。即使对流边界层的高度在 SODAR 的测量范围之内，分析多普勒频移的算法也经常因为信噪比过低，而在对流边界层的逆温顶盖之上失灵。现在可以找到小型的多普勒风雷达，来推导整个边界层深度内的风速和风向轮廓，促进了 HWS 方法的应用。

B.1.3 垂直风方差法

垂直风方差法 (VWV) 也仅对对流边界层有效。它基于垂直速度分量方差 σ_w 的垂直轮廓。在对流边界层中， σ_w 在 az_i 高度达到最大值。 a 的典型值在 0.35 和 0.4 之间。因此大体上，这是一种外推方法。之所以这种方法被应用于 SODAR 测量，是因为其允许探测的混合层高度达到 SODAR 有限的最大测量范围（通常在 500m 和 1000m 之间）的 2.5 倍。Beyrich (1997) 认为该方法是不可靠的。一个基于垂直速度分量能谱的相关方法被整合到了一些 SODAR 的商业评估软件中 (Contini 等 2009)。VWV 法的应用还得助于可轻易获得小型多普勒风雷达。

B. 1.4 加强回声接收法

加强回声接收法 (EARE) 的算法是 ARE 法的延伸, 由 Emeis 和 Türk (2004) 与 Emeis 等 (2007b) 提出。它把垂直速率分量方差包含在了混合层高度的算法中, 混合层高度算法可从多普勒 SODAR 的测量中获得。此外, 它不仅确定了混合层高度, 而且还确定了额外抬升的逆温层高度。尤其对于复杂地形, 大气边界层的垂直结构可能非常复杂。Emeis 等 (2007a) 指出, 在阿尔卑斯深谷中可用 SODAR 测量探测到多个持久的逆温层, 层层相叠。

EARE 根据声学背散射强度和垂直速度分量方差确定三个不同高度 (如图 B. 2 所示)。因为通常无法从 SODAR 测量中获得逆温层之上的水平风信息, 所以这一机制中不包含水平风数据。下面, 字母 “ H ” 和附加数字表示与逆温层和混合层高度相关的特定推导高度; 而变量 z 则用于表示正常的垂直坐标。EARE 算法探测到:

- 1) 湍动层的高度 ($H1$), 以热波动导致的高的声学背散射强度 $R(z)$ 为特征 (因此具有高的垂直速度分量方差 σ_w)。
- 2) 多个抬升的逆温层高度 ($H2_n$), 以温度随高度的急剧升高和同时发生的低 σ_w 导致的声学背散射的次级最大值为特征。
- 3) 基于表面的稳定层高度 ($H3$), 以地表处大的平均垂直温度梯度和垂直速度分量的低方差导致的高背散射强度为特征。

$H1$ 高度对应声学背散射强度 $R(z)$ 急剧降低 $\partial R / \partial z < DR_1$ 到阈值 R_c 以下的高度 z , 通常表示湍流层的顶部。上述研究中, $R_c = 88 \text{ dB}$ 且 $DR_1 = -0.16 \text{ dB/m}$ 被证明

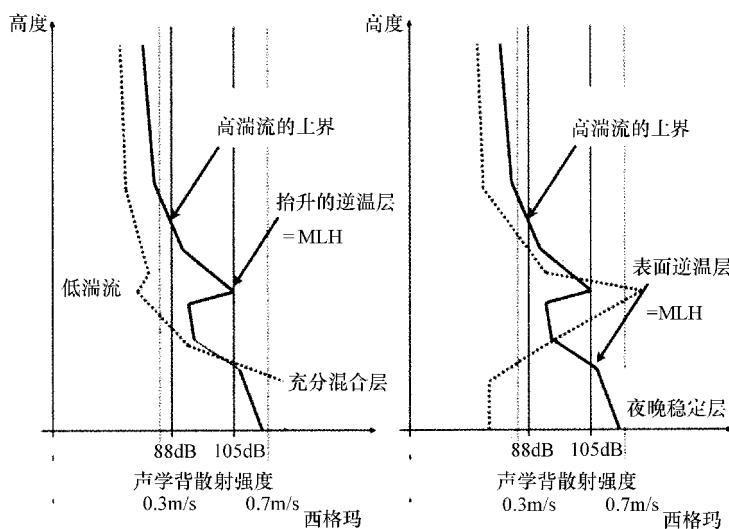


图 B.2 EARE 法根据声学背散射强度的垂直轮廓 (粗线) 或垂直速度分量的方差 (西格玛 w 单位为 m/s , 点线) 确定混合层高度的示意图。

左图为抬升的逆温层, 右图为混合层高度很低的夜晚稳定层

是有意义的值。 R_c 在一定程度上是武断的，因为 SODAR 接收到的声学背散射强度不能被绝对校准。绝对校准要求知道沿声波传播路径上的温度和湿度分布，这样才能精确地计算声波在空气中的衰减。至少对于较小的垂直距离， DR_1 是与 R_c 的绝对值无关的。根据具体的应用，对 R_c 和 DR_1 的微调可能是必要的。

对抬升的逆温层的分析基于与湍流强度无关的背散射强度的次级最大值。对抬升的逆温层规定，湍流低时背散射强度在某特定高度 $z = H2$ 之下增大和之上减小。当最低阀距内的背散射强度超过 105dB，而 σ_w 小于 0.3 ms^{-1} 时，对稳定表面层高度 $H3$ 的确定就开始了。稳定层的顶部 $H3$ 位于背散射强度下沉到 105dB 以下或 σ_w 增大到 0.3 ms^{-1} 以上的高度。 σ_w 的阈值是通过优化自动化应用的探测算法而确定的。这样做的结果证明，当方差 σ_w 超过 0.7 ms^{-1} 时，不出现抬升的逆温层，且夜晚稳定表面层中的方差 σ_w 小于 0.3 ms^{-1} 。 σ_w 的第一阈值使得区分逆温层和湍流加强的抬升层变得可能。 σ_w 的下一个阈值则使区分夜晚稳定表面层和白天超绝热表面层变得可能，尽管两种表面层产生基本相同的背散射强度水平。最后，从声学遥感获得的混合层高度以 $H1$ 、 $H2_1$ 和 $H3$ 的最低值为准。

B.2 光学探测法

通常，混合层的颗粒含量高于上空的自由对流层（图 B.1），因为气溶胶颗粒的排放源多数情况下都在地上。前驱核形成颗粒的过程也在地表附近发生。假设颗粒的垂直分布迅速地适应边界层热结构的变化，那么就可通过分析气溶胶垂直分布来确定混合层高度。这还包括假设气溶胶的垂直分布没有被气溶胶团或层的水平平流所支配。从光学遥感获得的光学垂直背散射轮廓中分析近地气溶胶层高度 ($H4_n$)。多种方法获得了发展，最突出的是阈值法、梯度法或微分法、理想化背散射法、小波法和方差法。此外，可用上述的水平风速法（B.1.2 节）和垂直风方差法（B.1.3 节）从多普勒风雷达数据中推导边界层的垂直结构。

在近些年，光学遥感在确定混合层高度上的应用专注于使用云高计，但小型风雷达也可提供这些信息。与风雷达不同，云高计不确定背散射信号的多普勒频移。对于探测低于 $150 \sim 200\text{m}$ 的混合层高度，应该对发射和接收的光束使用单光轴的云高计。由于光束很细，双平行光轴云高计发射和接收光的重合在该高度范围内可能是不足的。

B.2.1 阈值法

Melfi 等 (1985) 和 Boers 等 (1988) 使用了简单信号阈值法，尽管该方法受制于必需合理定义阈值 (Sicard 等 2006)。 $H4$ 在此被定义为光学背散射强度的垂直轮廓内的高度，从未受污染的自由对流层向下，在该高度处背散射强度首次超过某一特定的阈值。多个高度 $H4_n$ 的确定需要定义多个阈值，而该工作可能无法在分析前完成，因此总是导致对混合层高度的主观分析。

B. 2.2 梯度法或微分法

Hayden 等 (1997) 和 Flamant 等 (1997) 提出了使用光学衰减背散射强度 ($B(z)$) 的一次微分的最大负极值来从 LIDAR 数据中探测 $H4$ (梯度最小值的高度 $H4_{GM}$) :

$$H4_{GM} = \min(\partial B(z)/\partial z) \quad (B.1)$$

同样的, Wulfmeyer (1999) 使用了该斜率的第一最小值来从 DIAL 数据中探测对流边界层的顶部。Münkel 和 Räsänen (2004)、Münkel (2007) 和 Schäfer 等 (2004, 2005) 对云高计数据使用了梯度法。Menut 等 (1999) 选用了 $B(z)$ 的二次微分的最小值作为混合层高度的指示:

$$H4_{IPM} = \min(\partial^2 B(z)/\partial z^2) \quad (B.2)$$

该方法被称做拐点法 (IPM)。它通常给出比梯度法 (B.2[⊖]) 略小的 $H4$ 值。Senff 等 (1996) 提出了一个进一步的方法。他们查找背散射强度对数的最大负梯度 (对数梯度最小值的高度 $H4_{LGM}$) :

$$H4_{LGM} = \min(\partial \ln B(z)/\partial z) \quad (B.3)$$

该方法给出的 $H4$ 通常是最小的。根据 Sieard 等 (2006), 式 (B.2) 得出的 $H4_{IPM}$ 最接近通过理查德森 (Richardson) 法上升的无线电探空仪推导出的混合边界层高度。图 B.3 中展示的垂直轮廓 (引自 Emeis 等 2008) 对比了由式 (B.1) ~ (B.3) 确定的混合层高度。

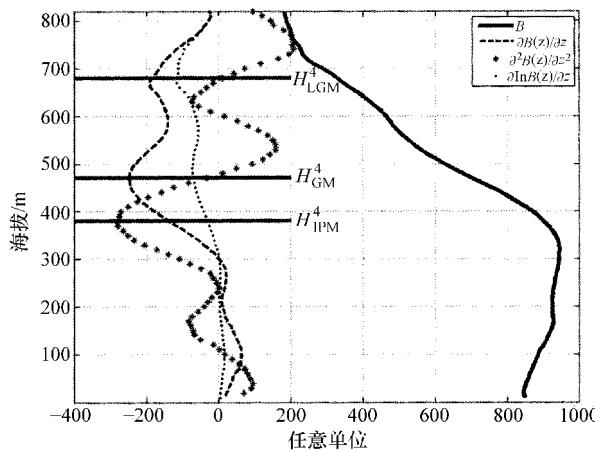


图 B.3 用光学背散射强度确定混合层高度的三种不同方法
[见式 (B.1) ~ (B.3)] 对比 (引自 Emeis 等 2008)

⊖ 译者注: 原文如此, 不过似乎应该是 (B.1)。

Emeis 等 (2007a) 中, 对梯度法 (B.1) 予以了进一步细化, 并拓展到能够计算多达 $n=5$ 的抬升逆温层。在确定梯度最大值前, 范围修正的衰减背散射轮廓线必须对时间和高度进行平均, 以压制噪声生成的伪象。因此, $H4$ 值是通过两个步骤确定的。在 140m 和 500m 高度之间, 采用 15min 和 80m 的高差 Δh 进行滑动平均。在 500m 和 2000m 的高层, 垂直平均的 Δh 增大到 160m。另外引入了两个参数, 来进一步减少错误命中的数量。抬升逆温层正下方的背散射强度衰减的最小接受值 B_{\min} 设定为低层 $200 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, 上层 $250 \times 10^{-9} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ 。此外, 抬升逆温层的垂直梯度值 $\partial B / \partial z_{\max}$ 必须在低层小于 $-0.30 \times 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ 且在高层小于 $-0.60 \times 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ 。

B.2.3 理想化背散射法

Eresmaa 等 (2006) 进行的类似开发中使用了理想化的背散射轮廓, 最初由 Steyn (1999) 予以了描述, 也是梯度法的拓展。混合层高度并不是从观察的背散射轮廓中确定, 而是从与观察的轮廓拟合的理想化背散射轮廓中确定。该技术的稳定性建立在使用整个背散射轮廓线之上, 而不是仅用混合层顶部附近的部分。该方法中, 理想化的背散射轮廓 $B_i(z)$ 根据下式对测量的轮廓进行拟合:

$$B_i(z) = \frac{B_m + B_u}{2} - \frac{B_m - B_u}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{z - h}{\Delta h}\right) \quad (\text{B.4})$$

式中 B_m —— 平均混合层背散射;

B_u —— 混合层之上的空气的平均背散射;

Δh —— 对流条件下, 大气边界层的卷夹顶盖层的相应厚度。

B.2.4 小波法

Haij 等 (2006) 开发了小波法, 以便从 LD-40 云高计的背散射轮廓中自动确定混合层高度。此前, 小波转化已经在最近的研究中被用于根据 LIDAR 观察数据确定混合层高度 (例如, Cohn 和 Angevine 2000; Davis 等 2000; Brooks 2003; Wulfmeyer 和 Janjić 2005)。小波法的最大优点是信号对海拔和背散射信号结构的垂直空间尺度都可分解。

在 90 ~ 3000m 的垂直域内, de Haij 等 (2006) 中的小波算法被用于 10min 平均的范围和重叠修正的背散射轮廓 $B(z)$ 。对于每个平均轮廓, 探测到两个重要的气溶胶层顶部, 以探测混合层高度以及次级气溶胶层的顶部, 如平流的气溶胶层或残余层。小波混合层高度法应用小波转化的尺度平均能谱轮廓 $W_B(z)$, 在 15m 和 360m 之间有 24 个膨胀, 步长为 15m。第一层的顶部 $H4_1$ 在第一阈距处被探测到, 此处尺度平均能谱 $W_B(z)$ 表现出局部最大值, 超过了 0.1 的阈值。该阈值为经验值, 基于对多个案例的分析。这些案例中有些具有非常明显的混合边界层顶, 有些则不是那么清晰可见。 $H4_2$ 在探测的 $H4_1$ 和上边界高度之间, 视情况而定。有效的 $H4_2$ 在 $W_B(z)$ 最强烈的局部最大值高处被探测到, 只要该最大值大于 $W_B(z)$ 在 $H4_1$ 处的最大值。

但是在多个气溶胶层（轮廓分明的）的情况下，该方法则出现了问题，导致无法清晰选取正确的混合层的顶部。此外，在春季和夏季，对深（对流）边界层的混合层高度探测经常失败。这最有可能是由于气溶胶背散射信号随着高度的高波动性，限制了这种情况下混合层高度估计的范围（de Haij 等 2006）。

B. 2.5 方差法

在对流边界层（CBL）的顶部，有晴空空气从自由对流层被夹带到大气边界层中。该卷夹过程为暂时性的变化，导致局部显著的气溶胶浓度的波动。因此光学背散射浓度方差的垂直轮廓的最大值可以作为对流边界层顶部卷夹层的指示（Hooper 和 Eloranta 1986；Piironen 和 Eloranta 1995）。该方法在 Menut 等（1999）中被称为方差质心法。对流边界层的方差法也在 Lammert 和 Bösenberg（2006）中予以了描述。由于所做的假设，该方法仅适用于白天对流边界层的情况。可以在 Martucci 等（2004）中找到梯度法和方差法的对比说明，尽管他们在 532m[⊖]高处使用的是 Nd: YAG LIDAR 而不是云高计，因而有最低阈距离（约为 300m）的缺点。

B. 3 RASS

目前为止，描述的确定混合层高度的声学和光学方法都是间接法，试图从其他变量中推断混合层高度，这些变量通常适应于大气边界层的垂直结构。唯一的分析混合层的直接和关键变量为虚温的垂直轮廓。温度轮廓可以直接用无线电声学探测系统（RASS）来测量。还可以选择用 Raman-LIDAR 探测（Cooney 1972）和被动辐射计来测量，尤其是根据被动遥感推导垂直温度轮廓，其垂直分辨率往往不足以用于边界层的研究。

混合层高度可以用位温的垂直轮廓随高度升高而增大（表明空气的稳定热分层结构）的最低高度来确定。RASS 测量的最大优势是可以量化地评估稳定度的大小（逆温强度），这是之前描述的声学和光学探测设备无法做到的。

理想上，空气的热分层结构应该用虚位温 [$\theta_v = \theta(1 + 0.609q)$ ，其中 q 为比湿] 来分析，以包括大气稳定度的垂直湿度分布效应。不幸的是，没有确定高分辨率湿度轮廓的主动遥感设备。因此，通常用声学位温 [$\theta_a = \theta(1 + 0.513q)$] 来替代，该位温实际上为 RASS 给出的温度。这对冷的和干燥的环境是足够的，但是一定程度上低估潮湿和温暖环境的虚位温。在较大的垂直湿度梯度和小的垂直温度梯度情况下，这可能导致稳定度从稳定转变为不稳定，反之亦然。下面的两个小节给出了两个 RASS 应用于混合层高度测量的例子。

B. 3.1 两种不同 RASS 的结合使用

Engelbart 和 Bange（2002）已经对使用两个 RASS 设备推导边界层参数的可能

⊖ 译者注：原文为 532nm，似有误。

优势进行了分析。一个是 SODAR-RASS (即配有电磁接口的 SODAR)，另一个是 high-UHF WPR-RASS (即有一个额外声源的剖风仪)。原则上，使用这些设备可以从温度轮廓或电磁背散射强度中确定混合层高度。后者取决于大气中的温度和湿度波动。用温度轮廓推导混合层高度需要其具有良好的垂直分辨率，这基本上只能从 SODAR-RASS 获得。但即使边界层顶部的逆温层足够厚，由于声波在大气中的高衰减率，Engelbart 和 Bange (2002) 使用的 1290MHz-WPR-RASS 也仅能测量到约 1km 的温度轮廓。因此，对于更深的对流边界层情况，则采用电磁背散射强度的次级最大值来确定混合层高度。该次级最大值标记了对流层顶部卷夹区的出现。所以采用该仪器组合可以理想地监控混合层高度的整个日循环，夜晚采用 SODAR-RASS 分析温度轮廓，而白天则分析 WPR-RASS 的电磁背散射强度轮廓。

B. 3.2 应用 RASS 的进一步算法

Hennemuth 和 Kirtzel (2008) 最近开发了一种采用 SODAR-RASS 数据和表面热通量数据的方法。混合层高度主要从 SODAR-RASS 的 SODAR 部分接收的声学背散射强度中探测，并用该设备的 RASS 部分获得的温度轮廓予以验证。表面热通量被用来确定不稳定分层的情况。在这方面，该可观察量扮演了 EARE 算法 (B. 1.4 节) 中的 σ_v 的类似角色。该结果已经用无线电探空仪进行了检验。多数情况下的重合是良好的，除了高度在 SODAR 和 RASS 的第一阈距处甚至更低的混合层高度外。

B. 4 应用多个仪器的其他算法

采用多个仪器进行探测有助于克服上文描述的单个仪器的一些不足（有限的垂直测量范围、有限的数据可获得性）。接下来的两个小节列举了可能的组合。

B. 4.1 SODAR 和剖风仪结合使用

Beyrich 和 Görtsdorf (1995) 报告了同时使用 SODAR 和剖风仪来确定混合层高度。SODAR 数据使用了 ARE 法。从剖风仪数据中，混合层高度也同样用升高的信号强度最大值的高度来确定（同样见 Angevine 等 1994；Grimsdell 和 Angevine 1998；White 等 1999）。对于发展中的对流边界层，两种算法符合良好。两种仪器的垂直测量范围（SODAR 为 50 ~ 800m，剖风仪为 200 ~ 3000m）允许跟踪混合层高度的完整的日循环。

B. 4.2 SODAR 和云高计结合使用

用声学和光学背散射强度来确定混合层高度的方案之间有着有趣的差别，应该予以认真的注明。虽然声学背散射强度本身被用于探测 $H1$ 和 $H3$ ，其一次微分则用于确定 $H2$ （见 B. 1.4 节），但光学背散射强度的一次和二次微分（而非光学背散射强度本身）则被用于确定 $H4$ 。处理这两种背散射强度的差异是由于声波和光波不同的散射过程：声波在大气折射率梯度处，即温度梯度处散射（Neff 和 Coulter 1986），而光波则在小颗粒上散射。因此，光学背散射强度与气溶胶浓度本身成正

比。而另一方面，两种情况下我们希望从这些背散射强度中推导的混合层高度都出现在温度和气溶胶浓度有垂直梯度的高度。因此大体上，声学背散射强度的垂直分布应该看起来非常类似于光学背散射强度垂直梯度的负值。

不同遥感仪器的同步测量主要是为了用一种遥感方法来验证另一种 (Devara 等 1995)。但是我们也可以想到结合两个或多个遥感仪器的结果来确定大气边界层的结构。声学背散射强度对混合层高度的直接探测的极限约为 1km，因为声波在大气中的衰减率很高。与此相反，光学遥感可提供至少数千米的大得多的高度范围，因为光波在大气中的衰减率很小，除非有雾、云层或强降水。

参 考 文 献

- Angevine W., White A.B., Avery S.K.: Boundary layer depth and entrainment zone characterization with a boundary layer profiler. *Bound.-Lay. Meteorol.* 68, 375–385 (1994)
- Asimakopoulos D.N., Helmis C.G., Michopoulos J.: Evaluation of SODAR methods for the determination of the atmospheric boundary layer mixing height. *Meteor. Atmos. Phys.* 85, 85–92 (2004)
- Beyrich, F., Görtsdorf, U.: Composing the diurnal cycle of mixing height from simultaneous SODAR and Wind profiler measurements. *Bound.-Lay. Meteorol.* 76, 387–394 (1995)
- Beyrich, F.: Mixing height estimation from sodar data – a critical discussion. *Atmos. Environ.* 31, 3941–3954 (1997)
- Beyrich, F.: Mixing height estimation in the convective boundary layer using sodar data. *Bound.-Lay. Meteorol.* 74, 1–18 (1995)
- Boers, R., Spinhirne, J.D., Hart, W.D.: Lidar Observations of the Fine-Scale Variability of Marine Stratocumulus Clouds. *J. Appl. Meteorol.* 27, 797–810 (1988)
- Böttcher, F., S. Barth, J. Peinke: Small and large scale fluctuations in atmospheric wind speeds. *Stoch. Environ. Res. Risk Assess.* 21, 299–308 (2007)
- Brooks, I.M.: Finding boundary layer top: application of a wavelet covariance transform to lidar backscatter profiles. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 20, 1092–1105 (2003)
- Carter, D.J.T.: Estimating extreme wave heights in the NE Atlantic from GEOSAT data. *Health and Safety Executive – Offshore Technology Report*. Her Majesty's Stationery Office OTH 93 396. 28 pp. (1993)
- Cohn, S.A., Angevine, W.M.: Boundary Layer Height and Entrainment Zone Thickness Measured by Lidars and Wind-Profiling Radars. *J. Appl. Meteorol.* 39, 1233–1247 (2000)
- Contini, D., Cava, D., Martano, P., Donato, A., Grasso, F.M.: Comparison of indirect methods for the estimation of Boundary Layer height over flat-terrain in a coastal site. *Meteorol. Z.* 18, 309–320 (2009)
- Cook, N.J.: Towards better estimation of extreme winds, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 9, 295–323 (1982)
- Cooney, J.: Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter. *J. Appl. Meteorol.* 11, 108–112 (1972)
- Davis, F.K., H. Newstein: The Variation of Gust Factors with Mean Wind Speed and with Height. *J. Appl. Meteor.* 7, 372–378 (1968)
- Davis, K.J., Gamage, N., Hagelberg, C.R., Kiemle, C., Lenschow, D.H., Sullivan, P.P.: An objective method for deriving atmospheric structure from airborne lidar observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 17, 1455–1468 (2000)
- de Hajj, M., Wauben, W., Klein Baltink, H.: Determination of mixing layer height from ceilometer backscatter profiles. In: Slusser JR, Schäfer K, Comerón A (eds) *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XI*. Proc. SPIE 6362, 63620R (2006)
- Devara, P.C.S., Ernest, Ray P., Murthy, B.S., Pandithurai, G., Sharma, S., Vernekar, K.G.: Intercomparison of Nocturnal Lower-Atmospheric Structure Observed with LIDAR and

- SODAR Techniques at Pune, India. *J. Appl. Meteorol.* 34, 1375-1383 (1995)
- Emeis, S., Jahn, C., Münkel, C., Münsterer, C., Schäfer, K.: Multiple atmospheric layering and mixing-layer height in the Inn valley observed by remote sensing. *Meteorol. Z.* 16, 415-424 (2007a)
- Emeis, S., K. Baumann-Stanzer, M. Piringer, M. Kallistratova, R. Kouznetsov, V. Yushkov: Wind and turbulence in the urban boundary layer – analysis from acoustic remote sensing data and fit to analytical relations. *Meteorol. Z.* 16, 393-406 (2007b)
- Emeis, S., M. Türk: Wind-driven wave heights in the German Bight. *Ocean Dyn.* 59, 463–475. (2009)
- Emeis S., Schäfer K., Münkel C.: Surface-based remote sensing of the mixing-layer height – a review. *Meteorol. Z.* 17, 621-630 (2008)
- Emeis, S., Türk, M.: Frequency distributions of the mixing height over an urban area from SODAR data. *Meteorol. Z.* 13, 361-367 (2004)
- Emeis, S.: Surface-Based Remote Sensing of the Atmospheric Boundary Layer. Series: Atmospheric and Oceanographic Sciences Library, Vol. 40. Springer Heidelberg etc., X+174 pp. (2011)
- Engelbart, D.A.M., Bange, J.: Determination of boundary-layer parameters using wind profiler/RASS and sodar/RASS in the frame of the LITFASS project. *Theor. Appl. Climatol.* 73, 53-65 (2002)
- Eresmaa, N., Karppinen, A., Joffre, S.M., Räsänen, J., Talvitie, H.: Mixing height determination by ceilometer. *Atmos. Chem. Phys.* 6: 1485–1493 (2006) available from: www.atmos-chem-phys.net/6/1485/2006/
- Flamant, C., Pelon, J., Flamant, P.H., Durand, P.: Lidar determination of the entrainment zone thickness at the top of the unstable marine atmospheric boundary-layer. *Bound.-Lay. Meteorol.* 83, 247–284 (1997)
- Foken, T.: Micrometeorology. Springer, 308 pp. (2008)
- Gomes, L., Vickery, B.J.: On the Prediction of Extreme Wind Speeds from the Parent Distribution. *J. Industr. Aerodyn.* 2, 21-36 (1977)
- Grimsdell, A.W., Angevine, W.M.: Convective Boundary Layer Height Measurement with Wind Profilers and Comparison to Cloud Base. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 15, 1331–1338 (1998)
- Gumbel, E.J.: Statistics of extremes. Columbia University Press, New York and London, 375 pp. (1958)
- Hayden, K.L., Anlauf, K.G., Hoff, R.M., Strapp, J.W., Bottenheim, J.W., Wiebe, H.A., Froude, F.A., Martin, J.B., Steyn, D.G., McKendry, I.G.: The Vertical Chemical and Meteorological Structure of the Boundary Layer in the Lower Fraser Valley during Pacific'93. *Atmos. Environ.* 31, 2089–2105 (1997)
- Hennemuth, B., Kirtzel, H.-J.: Towards operational determination of boundary layer height using sodar/RASS soundings and surface heat flux data. *Meteorol. Z.* 17, 283-296 (2008)
- Hooper, W.P., Eloranta, E.: Lidar measurements of wind in the planetary boundary layer: the method, accuracy and results from joint measurements with radiosonde and kytoon. *J. Clim. Appl. Meteorol.* 25, 990-1001 (1986)
- Jensen, N.O., L. Kristensen: Gust statistics for the Great Belt Region. Risoe-M-2828, 21 pp. (1989)
- Justus, C.G., W.R. Hargraves, A. Mikhail, D. Gruber: Methods for Estimating Wind Speed Frequency Distributions. *J. Appl. Meteor.* 17, 350-353 (1978)
- Justus, C.G., W.R. Hargraves, A. Yalcin: Nationwide Assessment of Potential Output from Wind-Powered Generators. *J. Appl. Meteor.* 15, 673-678 (1976)
- Kaimal, J.C., S.F. Clifford, R.J. Lataitis (1989) Effect of finite sampling on atmospheric spectra. *Bound.-Lay. Meteorol.* 47, 337-347
- Lammert, A., Bösenberg, J.: Determination of the Convective Boundary-Layer Height with Laser Remote Sensing. *Bound.-Lay. Meteorol.* 119, 159-170 (2006)
- Martucci, G., Srivastava, M.K., Mitev, V., Matthey, R., Frioud, M., Richner, H.: Comparison of lidar methods to determine the Aerosol Mixed Layer top. In: Schäfer K., Comerón A., Carleer M., Picard RH (eds.): *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere VIII*. Proc of SPIE 5235, 447-456 (2004)

- Melfi, S.H., Spinhirne, J.D., Chou, S.H., Palm, S.P.: Lidar Observation of the Vertically Organized Convection in the Planetary Boundary Layer Over the Ocean. *J. Clim. Appl. Meteorol.* 24, 806–821 (1985)
- Menut, L., Flamant, C., Pelon, J., Flamant, P.H.: Urban Boundary-Layer Height Determination from Lidar Measurements Over the Paris Area. *Appl. Opt.* 38, 945–954 (1999)
- Mitsuta, Y., O. Tsukamoto: Studies on Spatial Structure of Wind Gust. *J. Appl. Meteor.* 28, 1155–1161 (1989)
- Morales, A., M. Wächter, J. Peinke: Advanced characterization of wind turbulence by higher order statistics. *Proc. EWEC 2010* (2010)
- Münkel, C., Räsänen, J.: New optical concept for commercial lidar ceilometers scanning the boundary layer. *Proc. SPIE 5571*, 364–374 (2004)
- Münkel, C.: Mixing height determination with lidar ceilometers – results from Helsinki Testbed. *Meteorol. Z.* 16, 451–459 (2007)
- Neff, W.D., Coulter, R.L.: Acoustic remote sensing. In: Lenschow DH (Ed.) *Probing the Atmospheric Boundary Layer*. Amer Meteor Soc, Boston, MA, 201–239 (1986)
- Palutikof, J.P., B.B. Brabson, D.H. Lister, S.T. Adcock: A review of methods to calculate extreme wind speeds. *Meteorological Applications*, 6, 119–132 (1999)
- Panchang, V., Zhao, L., Demirbilek, Z.: Estimation of extreme wave heights using GEOSAT measurements. *Ocean Eng.* 26, 205–225 (1999)
- Piironen, A.K., Eloranta, E.W.: Convective boundary layer depths and cloud geometrical properties obtained from volume imaging lidar data. *J. Geophys. Res.* 100, 25569–25576 (1995)
- Schäfer, K., Emeis, S., Junkermann, W., Münkel, C.: Evaluation of mixing layer height monitoring by ceilometer with SODAR and microlight aircraft measurements. In: Schäfer K, Comeron AT, Slusser JR, Picard RH, Carleer MR, Sifakis N (eds) *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere X*. Proc. SPIE 5979, 597911-1 – 597911-11 (2005)
- Schäfer, K., Emeis, S.M., Rauch, A., Münkel, C., Vogt, S.: Determination of mixing-layer heights from ceilometer data. In: Schäfer K, Comeron AT, Carleer MR, Picard RH, Sifakis N (eds.): *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere IX*. Proc. SPIE 5571, 248–259 (2004)
- Schroers, H., H. Lösslein, K. Zilich: Untersuchung der Windstruktur bei Starkwind und Sturm. *Meteorol. Rdsch.* 42, 202–212 (1990)
- Seibert, P., Beyrich, F., Gryning, S.-E., Joffre, S., Rasmussen, A., Tercier, P.: Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height. *Atmos. Environ.* 34, 1001–1027 (2000)
- Senff, C., Bösenberg, J., Peters, G., Schaberl, T.: Remote Sensing of Turbulent Ozone Fluxes and the Ozone Budget in the Convective Boundary Layer with DIAL and Radar-RASS: A Case Study. *Contrib. Atmos. Phys.* **69**, 161–176 (1996)
- Sicard, M., Pérez, C., Rocadenbosch, F., Baldasano, J.M., García-Vizcaino, D.: Mixed-Layer Depth Determination in the Barcelona Coastal Area From Regular Lidar Measurements: Methods, Results and Limitations. *Bound.-Lay. Meteorol.* 119, 135–157 (2006)
- Steyn, D.G., Baldi, M., Hoff, R.M.: The detection of mixed layer depth and entrainment zone thickness from lidar backscatter profiles. *J. Atmos. Ocean Technol.* 16, 953–959 (1999)
- Türk, M.: Ermittlung designrelevanter Belastungsparameter für Offshore-Windkraftanlagen. PhD thesis University of Cologne (2008) (Available from: <http://kups.ub.uni-koeln.de/2799/>)
- Van der Hoven, I.: Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the Frequency Range from 0.0007 to 900 Cycles per Hour. *J. Meteorol.* 14, 160–164 (1957)
- White, A.B., Senff, C.J., Banta, R.M.: A Comparison of Mixing Depths Observed by Ground-Based Wind Profilers and an Airborne Lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 16, 584–590 (1999)
- Wieringa, J (1973) Gust factors over open water and built-up country. *Bound-Lay Meteorol* 3: 424–441
- Wieringa, J.: Shapes of annual frequency distributions of wind speed observed on high meteorological masts. *Bound.-Lay. Meteorol.* 47, 85–110 (1989)
- Wulfmeyer, V., Janjić, T.: 24-h observations of the marine boundary layer using ship-borne NOAA High-Resolution Doppler Lidar. *J. Appl. Meteorol.* 44, 1723–1744 (2005)
- Wulfmeyer, V.: Investigation of turbulent processes in the lower troposphere with water-vapor DIAL and Radar-RASS. *J. Atmos. Sci.* 56, 1055–1076 (1999)

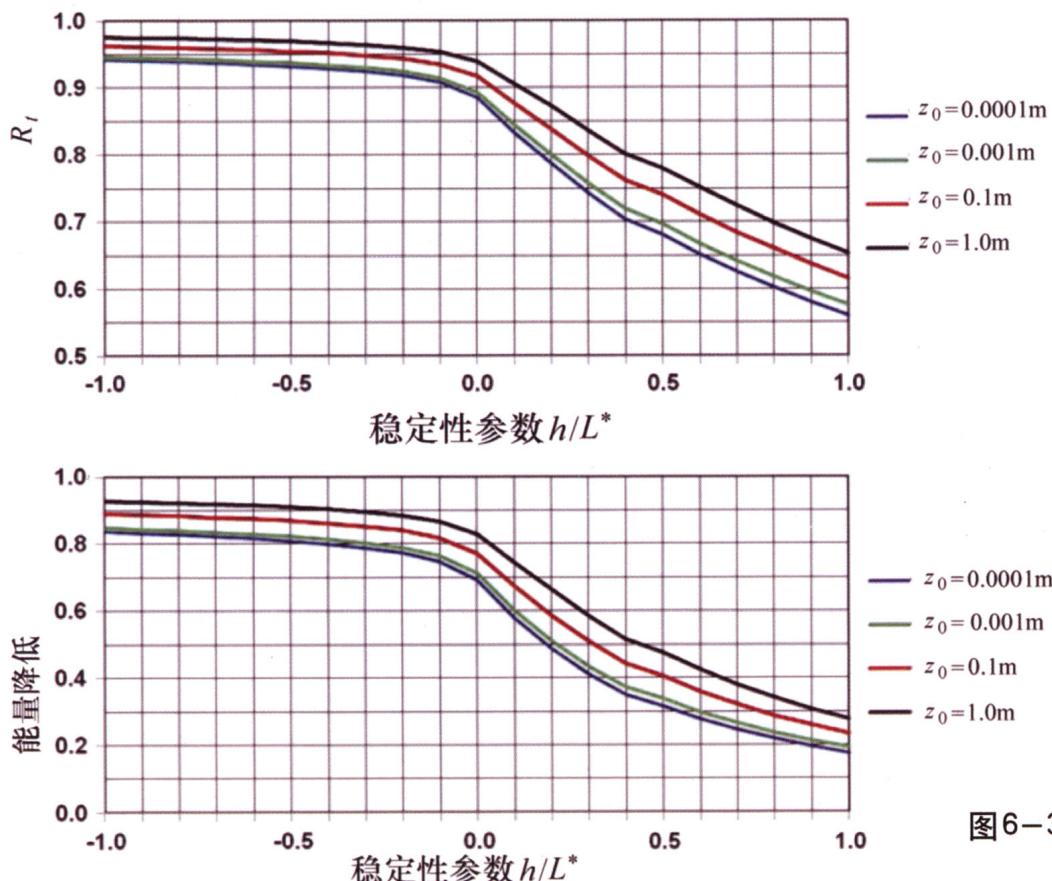


图 6-3

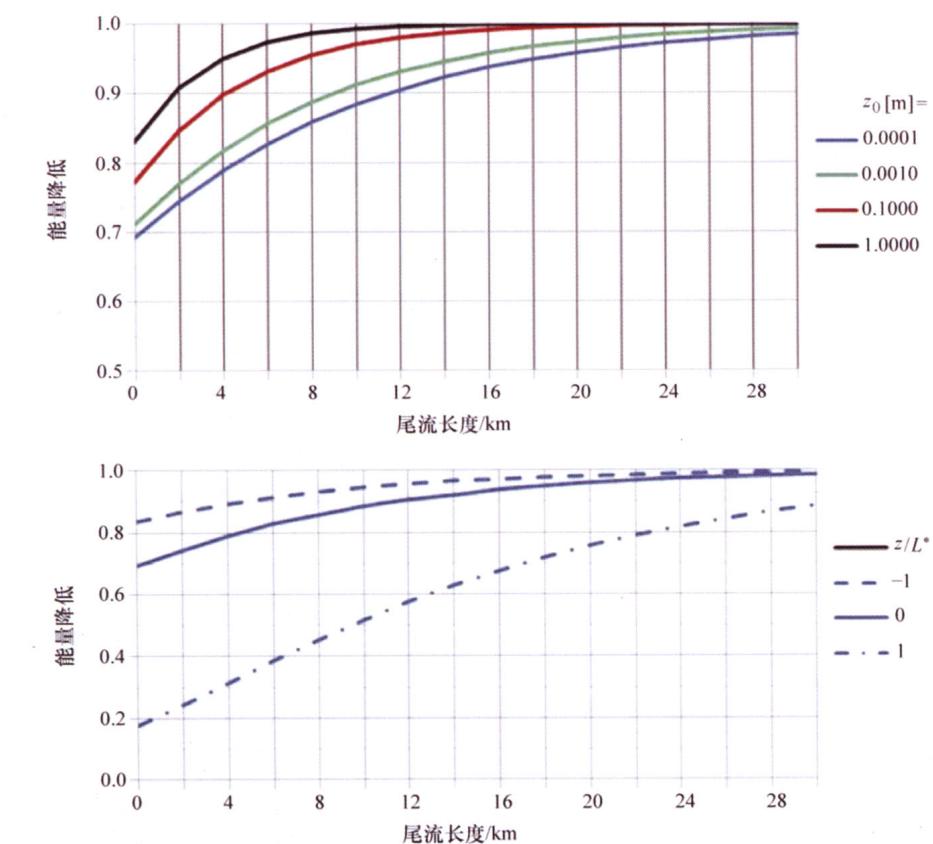


图 6-5

本书旨在介绍陆上和海上风力发电的气象学边界层条件，为这一重要的可再生能源形式的规划和运营提供可靠的气象学信息。这包括风法则的推导和对风轮廓线的描述，尤其是在遵循对数法则的表面层之上，同时考虑了复杂地形的风和夜晚低空急流。同时，本书有章内容也专门针对大型风电场及其效率和尾流。

为中华崛起传播智慧

地址：北京市百万庄大街22号

邮政编码：100037

电话服务
社服务中心：010-88361066

销售一部：010-68326294

销售二部：010-88379649

读者购书热线：010-88379203

网络服务

教材网：<http://www.cmpedu.com>

机工官网：<http://www.cmpbook.com>

机工官博：<http://weibo.com/cmp1952>

封面无防伪标均为盗版

策划编辑◎张俊红

国际视野 科技前沿

国际电气工程先进技术译丛

传播国际最新技术成果 搭建电气工程技术平台

- 《风能气象学》
- 《功率理论与电能质量治理》
- 《混合动力电动汽车原理及应用前景》
- 《智能电网中的传导电磁干扰》
- 《风能转换技术进展》
- 《储氢材料：储存性能表征》
- 《磁性测量手册》
- 《通信系统高电压保护》
- 《风力机技术》
- 《ESD设计与综合》
- 《太阳电池、LED和二极管的原理：PN结的作用》
- 《风力发电系统——技术与趋势》
- 《可持续电力系统的建模与控制：面向更为智能和绿色的电网》
- 《电力系统高级预测技术和发电优化调度》
- 《大规模储能技术》
- 《风电系统电能质量和稳定性对策》
- 《环境能源发电：太阳能、风能和海洋能》
- 《传热学：电力电子器件热管理》
- 《现代电力电子学与交流传动》
- 《功率半导体器件：原理、特性和可靠性》
- 《风能系统——实现安全可靠运行的优化设计与建设》
- 《储能技术》
- 《光伏系统工程》（原书第3版）
- 《光伏与风力发电系统并网变换器》
- 《车辆能量管理：建模、控制与优化》
- 《纯电动及混合动力汽车设计基础》（原书第2版）
- 《电动汽车技术、政策与市场》
- 《永磁无刷电机及其驱动技术》
- 《先进电气驱动的分析、建模与控制》
- 《智能电网可再生能源系统设计》
- 《风力发电工程指南》
- 《用于制造固体氧化物燃料电池的钙钛矿型氧化物》
- 《太阳能物理》
- 《柔性交流输电系统在电网中的建模与仿真》
- 《风电并网：联网与系统运行》
- 《可再生能源的转换、传输和储存》
- 《海底电力电缆——设计、安装、修复和环境影响》
- 《光伏技术与工程手册》
- 《风力发电的模拟与控制》
- 《风电场并网稳定性技术》
- 《智能电网中的电力电子技术》
- 《电磁屏蔽原理与应用》
- 《高效可再生分布式发电系统》
- 《电网保护》
- 《分布式发电——感应和永磁发电机》
- 《电力系统谐波》
- 《风能与太阳能发电系统——设计、分析与运行》（原书第2版）

上架指导 工业技术 / 电气工程 / 能源技术

ISBN 978-7-111-44668-2

ISBN 978-7-111-44668-2



9 787111 446682

定价：49.80元