Deutscher Wetterdienst
Wetter und Klima aus einer Hand

Berichte des Deutschen Wetterdienstes

180

Turbulenter Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Unterlage

von
Thomas Foken

Offenbach am Main 1990
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

Zitationsvorschlag:
Foken, Thomas: Turbulenter Energieaustausche zwischen Atmosphäre und Unterlage. - Offenbach am Main: Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, 1990.
(Berichte des Deutschen Wetterdienstes ; 180)

ISSN der Onlineausgabe: 2194-5969
ISSN der Druckausgabe: 0072-4130

Nutzungsbedingungen

Dieses Dokument steht unter folgender Creative Commons-Lizenz 

Sie dürfen das Werk bzw. den Inhalt unter folgenden Bedingungen vervielfältigen, verbreiten und öffentlich zugänglich machen: Sie müssen den Namen des Autors/Rechteinhabers in der von ihm festgelegten Weise nennen. Dieses Werk bzw. dieser Inhalt darf nicht für kommerzielle Zwecke verwendet werden und es darf nicht bearbeitet, abgewandelt oder in anderer Weise verändert werden.

Mit der Verwendung dieses Dokumentes erkennen Sie die Nutzungsbedingungen an.

Herausgeber und Verlag: :

Deutscher Wetterdienst
Frankfurter Straße 135
D- 63067 Offenbach am Main

Internet: www.dwd.de
Mail: bibliothek@dwd.de

Inhalt Seite

	Symbolverzeichnis	7
	Abkürzungsverzeichnis	15
1	**Einleitung**	17
2	**Grundlagen für die Untersuchungen**	20
2.1	Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	20
2.2	Gleichungssysteme der atmosphärischen Grenzschicht	22
2.3	Anwendung der Ähnlichkeitstheorie und Maßstabsbetrachtungen	30
2.3.1	Maßstabsbetrachtungen zur atmosphärischen Grenzschicht	30
2.3.2	Die Monin-Obuchov'sche Ähnlichkeitstheorie	34
2.4	Das Spektrum der atmosphärischen Turbulenz	41
2.4.1	Grundgleichungen	41
2.4.2	Modellierung von Spektren	43
2.5	Auswahl der untersuchten Energieaustauschbestimmungsmethoden	47
3	**Methoden zur Bestimmung des turbulenten Energieaustausches**	48
3.1	Fluktuationsmethode	48
3.1.1	Grundgleichungen	48
3.1.2	Fehler durch turbulente Dichteschwankungen	49
3.2	Aerodynamische Methode	54
3.2.1	Grundgleichungen	54
3.2.2	Universelle Funktionen und ihre Integration	55
3.2.3	Approximationsansätze	57
3.2.4	Fehler der Profilmethode	58
3.2.5	Meßtechnische Realisierung	60
3.3	Parametrisierungsverfahren nach der aerodynamischen Methode	61
3.3.1	Parametrisierung für gesamte Bodenschicht	61
3.3.2	Parametrisierung für turbulente Schicht	63
3.3.3	Praktische Anwendung der Bulk-Beziehungen	64
3.4	Energiedissipationsmethode	69
3.5	Bestimmung in der molekularen Grenzschicht	73
3.6	Bilanzmethoden	75
3.7	Ageostrophische Methode	77
3.8	Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms aus der Temperaturstrukturfunktion	78
3.9	Energieaustauschbestimmung mittels integraler Turbulenzcharakteristiken	81
4	**Meteorologische Einflußgrößen auf Energieaustauschmessungen**	85
4.1	Interne Grenzschichten	86
4.1.1	Modelle zur Höhe der internen Grenzschicht	89
4.1.2	Energieaustausch beiderseits einer internen Grenzschicht	90
4.1.3	Geländesprünge, Hindernisse, Erhebungen	93
4.2	Rauhigkeit der Unterlage	96
4.2.1	Beschreibung der Rauhigkeit	97
4.2.1.1	Rauhigkeitsparameter z_0	97
4.2.1.2	Macrorauhigkeit	101
4.2.1.3	Rauhigkeit der Meeresoberfläche	103
4.2.2	Aerodynamische Höhenbestimmung	107
4.2.3	Spezielle Eigenschaften der Unterlage	110
4.3	Horizontale Turbulenzstrukturen	114
4.4	Höhe der Bodenschicht	119
4.4.1	Modellvorstellungen zur Beschreibung der Bodenschichthöhe	119

Seite

4.4.2 Schichtenmodell zur Bestimmung der Bodenschichthöhe aus experimentellen Daten 120
4.4.3 Ergebnisse der Untersuchungen 121
4.5 Strahlungseinflüsse auf den turbulenten Energieaustausch 126
4.6 Spezielle Phänomene in der Bodenschicht 128

5 Meßgeräte für Energieaustauschmessungen 132
5.1 Übertragungsverhalten von Turbulenzmeßsystemen 132
5.1.1 Zeitverhalten von Turbulenzmeßgeräten 132
5.1.2 Einflüsse der räumlichen Mittelung der Geber 133
5.1.3 Einflüsse der räumlichen Trennung verschiedener Geberkomponenten 134
5.1.4 Signalabtastung durch Meßwerterfassungsanlagen 134
5.1.5 Mittelwertbildung bei Turbulenzmessungen 136
5.1.6 Übertragungsverhalten von Turbulenzmeßanlagen 137
5.2 Anemometer für Fluxmessungen 141
5.2.1 Ultraschallanemometer 141
5.2.1.1 Meßprinzip 141
5.2.1.2 Meßfehler 143
5.2.2 Propelleranemometer 148
5.2.2.1 Geräteaufbau und Eigenschaften 149
5.2.2.2 Korrekturverfahren 150
5.2.3 Weitere Windmeßsysteme 152
5.3 Thermometer für Fluxmessungen 154
5.3.1 Drahtthermometer 154
5.3.2 Thermoelemente und Thermistoren 156
5.4 Hygrometer für Fluxmessungen 157
5.4.1 Lyman-Alpha-Hygrometer 157
5.4.2 Infrarot-Hygrometer 158
5.4.3 Adsorptions- und kapazitive Hygrometer 159
5.4.4 Feuchtemessung mittels Ultraschall 159
5.5 Erfassung verschiedener Gase mittels Fluxmessungen 162
5.6 Bearbeitung von Turbulenzmeßdaten 163
5.7 Turbulenzmeßgerätevergleiche 165
5.7.1 Vergleich der Windgrößen 166
5.7.2 Vergleich der Schubspannungsgeschwindigkeiten 168
5.7.3 Vergleich der Temperaturmessungen 169
5.7.4 Vergleich der fühlbaren Wärmeströme 170
5.7.5 Vergleich der latenten Wärmeströme 170
5.7.6 Zusammenfassung der Ergebnisse der Gerätevergleiche 171
5.8 Meßgeräte für Profilmessungen 174
5.8.1 Schalensternanemometer 174
5.8.2 Ventilierte Temperatur- und Feuchtemeßgeräte 176
5.8.3 Notwendige Auflösung der Meßwertgeber 177
5.9 Geräteaufstellung 180
5.9.1 Höhenfestlegung der Meßwertgeber 180
5.9.2 Einflüsse von Geräteträgern 181

6 Anwendungsmöglichkeiten der Energieaustauschmessungen und ihre Grenzen 185
6.1 Anwendungsmöglichkeiten 185
6.1.1 Notwendigkeit der Anwendung von Energieaustauschmessungen 185
6.1.2 Anwendungen im Bereich der Forschung 186
6.1.3 Anwendung für Routinebeobachtungen 187
6.1.3.1 Messung von Größen, die dem turbulenten Austausch unterliegen 187

Seite

6.1.3.2 Messung des turbulenten Energieaustausches 188
6.2 Anwendungsmöglichkeiten verschiedener Verfahren 190
6.2.1 Anwendungsgebiete verschiedener Verfahren 191
6.2.2 Anwendungsbereiche verschiedener Verfahren 192
6.2.3 Geländebonitierung zur Anwendung der Verfahren 193
6.3 Geräteeinsatz für verschiedene Verfahren 195
6.3.1 Anwendungsgebiete der Gerätetechnik 195
6.3.2 Anwendungsgrenzen der Meßgerätetechnik 196
6.4 Genauigkeit und Grenzen der Anwendung 200
6.5 Ausblick auf zukünftige Entwicklungen 203
6.5.1 Gerätetechnische Entwicklungen 203
6.5.2 Meßmethodische Entwicklungen 204
6.5.3 Notwendige experimentelle Untersuchungen 204

7 Literaturverzeichnis 206

Anlagen 249–286

Zusammenfassung/Abstract, Danksagung 287

Symbolverzeichnis

Symbole, die in diesem Verzeichnis nicht enthalten sind, werden unmittelbar an der betreffenden Textstelle erläutert. Die Zuordnung der mehrfach im Verzeichnis auftretenden Symbole geht aus dem Text eindeutig hervor.

A	Austauschkoeffizient
A	Konstante des Widerstandsgesetzes
A	Konzentration einer extensiven Größe pro Volumeneinheit
a	Konzentration einer extensiven Größe pro Masseneinheit
a	Konstante der Regressionsgeraden
B	Bodenwärmestrom
B	Konstante des Widerstandsgesetzes
b	Anstieg der Regressionsgeraden
Bo	Bowenverhältnis
C	Kapazität
C	Schallgeschwindigkeit
C	Cospektrum
C_D	Spannungskoeffizient
C_H	Stanton-Zahl
C_E	Dalton-Zahl
C_u^2	Strukturparameter für Horizontalwind
C_T^2	Temperaturstrukturparameter
c	Beimengungskonzentration
$c_{c,h,m}$	Normierungskonstante für universelle Funktionen
$c_{u,T}$	Funktionen der Kolmogorov-Konstante
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck (trockene Luft)
c_*	Maßstabsparameter für den Beimengungsaustausch
D	Strukturfunktion

D	Diffusionskonstante
D	Verdrängungsdicke (Verschiebungshöhe)
d	Abstand, Gerätegröße
E	latenter Wärmestrom
e	Dampfdruck des Wasserdampfes (Dimension wird im allgemeinen durch das Meßverfahren festgelegt. Ggf. sind Umrechnungen notwendig, um E in der gewünschten Dimension zu erhalten.)
F	Energiespektrum in Abhängigkeit von der Wellenzahl
F	Fehlerfunktion
f	Coriolisparameter
f	Frequenz
f_A	Abtastfrequenz
f_g	Grenzfrequenz
f_n	Nyquist-Frequenz
G	Übertragungsfunktion für Meßwertgeber
G_a	Übertragungsfunktion durch Signalabtastung
G_d	Übertragungsfunktion von Meßwertgebern mit räumlicher Mittelung
G_s	Übertragungsfunktion von räumlich getrennten Meßwertgebern
G	Übertragungsfunktion von Meßwertgebern mit Zeitverhalten
g	Schwerebeschleunigung
H	fühlbarer Wärmestrom
H_δ	fühlbarer Wärmestrom in molekularer Grenzschicht
h	Bodenschichthöhe
h	Grenzschichthöhe
h	Hindernishöhe
I	Strahlungsstrom
K_c	turbulenter Austauschkoeffizient für Beimengungen

K_h	turbulenter Austauschkoeffizient für Wärme
K_m	turbulenter Austauschkoeffizient für Impuls (Wirbelviskosität)
k	Wellenzahl
k_s	Kolmogorov-Microscale
k_s	äquivalente Sandrauhigkeit
L	Abstandskonstante
L	Obuchov-Länge
L_v	virtuelle Obuchov-Länge
M_a	molare Masse trockener Luft
M_w	molare Masse des Wasserdampfes
N	Anzahl der Werte oder Abtastungen
N	analoge Größe zu bei Temperaturspektrum
N	Umlauffrequenz des Schalensterns von Anemometern
N_g	Grenzfrequenz der Umlauffrequenz N
$\dot{n}$	normierte Frequenz
p	Luftdruck
Q	Temperaturstrom
q	Massenanteil des Wasserdampfes in feuchter Luft (spezifische Feuchte), q_o: Normalbedingungen
q*	Maßstabsparameter der absoluten Feuchte
R	Gaskonstante
R	Korrekturfaktor für Richardson-Zahl
R	Strahlungsterm
R	elektrischer Widerstand
R	Korrelationsfunktion
Re_s	Rauhigkeits-Reynolds-Zahl
Rf	Richardson-Flux-Zahl
Ri	Richardson-Zahl (Gradient-Richardson-Zahl)

Ri_V	virtuelle Richardson-Zahl
$\widetilde{Ri}$	Bulk-Richardson-Zahl
Ro	Rossby-Zahl
r	normierte Korrelationsfunktion
r	Abstandsvektor (bei Strukturfunktion)
r	Korrelationskoeffizient
r	Transportwiderstand
r	Verdampfungswärme
S	Quellen- oder Senkenterm
S	Flußdichte einer Eigenschaft
S	Energiespektrum in Abhängigkeit von der Frequenz
SB	Strahlungsbilanz
s	Abstand von Meßwertgebern
T	Meßdauer
T	Temperatur
T_V	virtuelle Temperatur
T_*	Temperaturmaßstab (dynamische Temperatur)
t	Zeit
t_E	Einstellzeit
u	Windgeschwindigkeit mit Kennzeichnung durch Indizes der Raumkoordinaten
u	Windgeschwindigkeit (horizontal)
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
v	Phasengeschwindigkeit
v	Depositionsgeschwindigkeit
v	Windgeschwindigkeit in 5.2.1.
v_d	Windgeschwindigkeit parallel zur Meßstrecke in 5.2.1.

v_n	Windgeschwindigkeit senkrecht zur Meßstrecke in 5.2.1.
v	Windgeschwindigkeit (horizontal, senkrecht zu u bzw. zum mittleren Wind)
w	Vertikalwind
w_*	konvektive Geschwindigkeit
X	beliebige Größe
x	beliebige turbulente Größe
x	Raumkoordinate mit Kennzeichnung durch Indizes
x	horizontaler Abstand in Strömungsrichtung (fetch)
y	beliebige turbulente Größe
y	normale Richtung zur Strömungsrichtung
z	Vertikalkoordinate
z	Höhe (geometrisch)
z'	Höhe (aerodynamisch)
z_B	Bestandeshöhe
z_C	kritische Höhe, Höhe der dynamischen Unterschicht
z_M	Meßhöhe
z_o	Rauhigkeitshöhe
z_*	Höhe der rauhen Unterschicht
α_o, α_o^H	Verhältnis der Austauschkoeffizienten von fühlbarer Wärme und Impuls
α_o^E	Verhältnis der Austauschkoeffizienten von latenter Wärme und Impuls
β	Kolmogorov-Konstante
Γ	Profilkoeffizient
γ	Konstante der O'KEYPS-Formel
Δ	Differenz zweier Größen
δ	Kronecker-Symbol

δ	Höhe der internen Grenzschicht
δ_D	Höhe der dynamischen Unterschicht
δ_T	Höhe der molekularen Temperaturgrenzschicht
δ_{th}	Höhe der internen thermischen Grenzschicht
δ_Z	Höhe der Zwischenschicht
ε	Energiedissipation
ζ	dimensionslose Höhe (=z/L)
ζ_c	kritische dimensionslose Höhe
ζ_v	virtuelle dimensionslose Höhe
η	dynamische Zähigkeit
Θ	potentielle Temperatur
æ	Wärmeleitungskoeffizient in 2.2.
æ	von-Kármán-Konstante
Λ	Macro-Rauhigkeitsparameter
λ	Normierungskoeffizient in Profilgleichung für fühlbaren Wärmestrom
$/u$	Stabilitätsparameter
ν	kinematische Zähigkeit
ν_m	molekulare kinematische Zähigkeit
ν_t	turbulente kinematische Zähigkeit
ν_T	molekulare Temperaturleitfähigkeit
ξ	Elongation der Oberfläche
ξ	Raumkoordinate bei Strukturfunktionen
ρ	Luftdichte
σ	Streuung
σ_η	Streuung der Elongation der Meeresoberfläche
τ	Schubspannung
τ	Zeitkonstante

τ	Zeitdifferenz bei Strukturfunktionen
φ	Winkel (allgemein)
$\Phi_{m,h,c}$	universelle Funktion
φ	geographische Breite
$\Psi_{m,h,c}$	Höhenintegral der universellen Funktion
Ω	Winkelbeschleunigung

Indizes:

ak	akustische Temperaturmessung
C, c	Beimengungen
E, e	latente Wärme, Dampfdruck
g	geostrophischer Wind
H, h	fühlbare Wärme
i	horizontale Raumkoordinate
IR	Feuchtemessung mit IR-Hygrometer
j	horizontale Raumkoordinate
k	vertikale Raumkoordinate
korr	korrigierte Größe
Ly	Feuchtemessung mit Lyman-Alpha-Hygrometer
M, m	Impulsaustausch
m	gemessene Größe, im Unterschied zur wahren Größe
Pt	Temperaturmessung mit Platin-Widerstandsthermometer
T	Temperatur
u	Horizontalwind
w	Vertikalwind
α, β, γ	Ersatzparameter für beliebige Meßgröße

Sonstiges:

	Kennzeichnung turbulenter Schwankungen, z. B. T', w'

Abkürzungsverzeichnis

AdW	Akademie der Wissenschaften
AIR	Atmospheric Instrumentation Research Inc., Boulder, USA
AN	Akademimija Nauk
ATEX	Atlantic Tradewind Experiment
BOMEX	Barbados Oceanographical & Meteorological Experiment
ČSAV	Československá akademie věd
CSIRO	Commonwealth Scientific & Industrial Research Organization, Australia
DAT	Digitized Ultrasonic Anemometer-Thermometer
EKAM	Einflüsse der Küste auf die Atmosphäre und das Meer
FIFE	First ISLSCP Field Experiment
GEWEX	Global Energy and Water-Cycle Experiment
HAPEX	Hydrological Atmospheric Pilot Experiment
IBL	Internal Boundary Layer (interne Grenzschicht)
IFA	Institut Fizika Atmosfery AN SSSR, Moskau
IGBP	International Geosphere-Biosphere Program
IO	Institut Okeanologija AN SSSR, Moskau
IR	Infrarot
ISLSCP	International Satellite Land-Surface Climatology Project
ITCE	International Turbulence Comparison Experiment
KAPG	Kommission für die multilaterale wissenschaftliche Zusammenarbeit der Akademien der Wissenscahften sozialistischer Länder zum komplexen Problem "Planetare Geophysikalische Forschungen"
KASPEX	Kaspisches Meer - Expedition
KOPEX	Kopisty Experiment
KUREX	Kursk Experiment

MD	Meteorologischer Dienst
MESP	Mezdunarodnyj Eksperiment po Sravnenie Priborov
MHO	Meteorologisches Hauptobservatorium Potsdam des MD der DDR
NEL	New Equilibrium Layer (neue Gleichsgewichtschicht)
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
PAT	Ultrasonic Anemometer-Thermometer
RGW	Rat für gegenseitige Wirtschaftshilfe
TD	Technical Document
TH	Technische Hochschule
TN	Technical Note
TU	Technische Universität
UFA	Ustav Fiziky Atmosfery ČSAV Prag
UW	University of Waschington
UV	Ultraviolett
WCP	World Climate Programme
WCRP	World Climate Research Programme
WMO	World Meteorological Organization
ZIMM	Zentralinstitut für Mathematik und Mechanik

1. Einleitung

"Turbulenz ist die Hauptursache der Unordnung, aber sie ist auch wesentliche Voraussetzung, um die Grenzschicht lebensfähig zu machen. Sie fördert den Austausch von Wasserdampf, Wärme, Impuls als auch die Diffusion von Schadstoffen und anderen Beimengungen. Ohne den turbulenten Austausch wäre der unterste Teil der Grenzschicht, die Bodenschicht, bald verunreinigt bis weit jenseits des Gefahrenpunktes, und das Leben würde ersticken oder vergiftet werden" (Businger, 1982) Diese drastische Darstellung verdeutlicht, daß Untersuchungen zum turbulenten Energieaustausch zwischen der Atmosphäre und der Unterlage heute sowohl experimentell als auch theoretisch zu den fundamentalen Forschungsaufgaben im Bereich der Physik der atmosphärischen Grenzschicht gehören, wie auch von einer WMO-Arbeitsgruppe unterstrichen (McBean et al., 1982), da sie unmittelbar auf praktische Anwendungen gerichtet sind. Dazu trägt nicht nur die Tatsache bei, daß der turbulente Austausch etwa 50 % des Gesamtaustausches an Energie zwischen dem Meer und der Atmosphäre realisiert (restliche 50 % im wesentlichen durch Strahlung), sondern auch, daß mit der Untersuchung kleinräumiger und kurzzeitiger Vorgänge die Einbeziehung turbulenter Prozesse zwingend notwendig wird.

Eine große Bedeutung von Untersuchungen des Energieaustausches wird von Cvang (1987) für folgende Anwendungen gesehen:
- Langfristprognose, Zirkulationsmodelle, Klimamodelle;
- Kurzfristprognose und Diffusion von Beimengungen;
- Windströmung an hohen Bauwerken;
- Luftverkehr (Start und Landung);
- Lichtausbreitung, insbesondere Laser;
- Windenergienutzung.

Die Bedeutung speziell für Klimamodelle wurde durch das Joint Scientific Committee zum World Climate Research Program 1984 durch die Bildung einer Arbeitsgruppe zum Programm "Land Surface Processes and Climate" hervorgehoben. Dabei zeigen sich erhebliche Aktivitäten in zwei Richtungen (WCP No.96, WMO/TD No. 54):
- Realisierung größerer Feldexperimente;
- Aufstellung von Parametrisierungsbeziehungen für Klimamodelle.

Wenn auch die ersten Experimente HAPEX (André et al., 1986), FIFE (Sellers et al., 1988) und KUREX-88 (Foken, 1989b) eine Vielzahl von Problemen aufzeigten, die sowohl das Experiment als auch die Modellierung betreffen, so zeigen sie jedoch den Weg für zukünftige Entwicklungen. Im Zusammenhang mit den großen internationalen Projekten GEWEX und IGBP kommt dabei weiteren derartigen Experimenten eine erhebliche Bedeutung zu (Böhme, 1989).

Die im Projekt für ein Hydrological Atmospheric Pilot Experiment (HAPEX, WCP No. 76) erhobene Forderung für die Genauigkeit der Strahlungsströme von 10 W/m^2, die in WCP No. 96

generell für alle Austauschströme als Zielstellung erhoben wurde, stellt dabei eine große Herausforderung dar. Diese Angaben müssen in gewissem Umfang als "utopisch" angesehen werden, da bei den turbulenten Austauschströmen neben der eigentlichen Gerätegenauigkeit auch die Genauigkeit der Messung im turbulenten Stromfeld herangezogen werden muß. International wird einheitlich etwa mit einer Genauigkeit von 5-20 % $\pm$ 10-20 W/m^2 gerechnet. Ungeachtet dessen kann natürlich diese Genauigkeit bei der Bedeutung der zu gewinnenden Aussagen leider noch nicht befriedigen. Daß dabei Turbulenzmessungen und ihr Aussagewert nicht ganz unumstritten sind, verdeutlicht die Bemerkung von Hicks (1986): "Es gibt einige unter uns, die behaupten, Turbulenz und ihre Messung sind schwarze Kunst. Da sind andere, die kritisieren, da sie einen Mangel an Überprüfbarkeit und Gültigkeit der Messungen spüren, und da sind einige von uns, die anerkennen müssen, daß einige unserer ersten Resultate tatsächlich unter diesem Verdacht stehen. Jedoch alles ist nicht so schlecht, wie es manchmal scheint." Und wenn man bedenkt, daß zuverlässige und systematische Turbulenzmessungen erst seit etwas mehr als 20 Jahren vorliegen, muß das bislang Erreichte sogar recht hoch eingeschätzt werden.

Nachdem durch Monin und Obuchov (1954) die theoretischen Grundlagen für die modernen Bestimmungsverfahren für turbulente Austauschströme gelegt wurden und Anfang der 60er Jahre die experimentelle Verifikation dieser Verfahren, durch elektronische Fortschritte bedingt, begann (Cvang, 1960), sind zwei Schwerpunkte der Untersuchungen zu verzeichnen: Einerseits setzte eine Weiterentwicklung und Vervollkommnung der Methoden ein, wobei der wohl erste systematische Überblick von Hasse (1968) gegeben wurde, andererseits kam es aber auch auf meßtechnischem Gebiet zu umfangreichen Entwicklungen, wobei bewährte Systeme mit ihren Fehlern durch Kaimal (1975) zusammengestellt wurden. Gerade die Literatur der 70er und beginnenden 80er Jahre brachte, bedingt durch sich zum Teil widersprechende experimentelle Untersuchungen, auch Betrachtungen zu Gültigkeitsbereichen und meteorologischen Einflüssen auf Turbulenzmessungen. Der Versuch einer komplexen Betrachtung aller Komponenten der Bestimmung des turbulenten Energieaustausches wurde durch Dobson et al. (1980) unternommen, ohne daß er bei allen Verfahren und Meßgeräten schon voll befriedigen konnte. Die vorliegende Arbeit soll diesen Prozeß unter besonderer Berücksichtigung meteorologischer Einflußfaktoren weiter verfolgen. Dabei kann sich der Verfasser auf umfangreiche Untersuchungsergebnisse von RGW- und KAPG-Experimenten stützen, die zumindest ab 1981 im Zusammenhang mit der Zielstellung dieser Arbeit stehen. Herausragende Stellungen nehmen dabei der Internationale Turbulenzmeßgerätevergleich MESP-81 (Tsvang et al., 1985, s. a. Foken, 1982) und das Internationale Grenzschichtexperiment KOPEX-86 (Pretel, 1988, s. a. Foken et al., 1987), beide im Rahmen von KAPG-Projekten veranstaltet, ein. Die arbeitsteilige Kooperation osteuropäischer Länder speziell mit den Instituten für Ozeanologie und Physik der Atmosphäre der Akademie der Wis-

senschaften der UdSSR und mit dem Institut für Physik der Atmosphäre der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften war Grundvoraussetzung für das Entstehen der Arbeit.

Die Arbeit enthält neben einem Abschnitt zur atmosphärischen Grenzschicht und zur näheren Beschreibung des Untersuchungsobjektes folgende vier Hauptabschnitte:
- Verfahren zur Bestimmung des turbulenten Energieaustausches;
- Meteorologische Einflußgrößen auf die Bestimmungsverfahren;
- Meßgeräte und ihre Fehler;
- Komplexe Betrachtung und Wertung von Verfahren und Geräten.

Dabei wird in den ersten beiden Abschnitten bereits eine konsequente Selektion vorgenommen, die für den dritten Abschnitt eine Konzentration auf wesentliche Gerätevarianten ermöglicht.

Als besonderes Ergebnis der Arbeit werden die Einordnung eigener experimenteller Untersuchungen in die Gesamtproblematik und eine konsequente Systematisierung der Aussagen gesehen. Damit sollen die zielgerichtete experimentelle Untersuchung turbulenter Austauschprozesse unterstützt und ein Beitrag zum ISLSCP geliefert werden. Ausschlaggebend für die Güte der Meßergebnisse wird aber auch weiterhin das experimentelle Geschick bei der Durchführung von Messungen am konkreten Ort unter den gegebenen Bedingungen sein, wozu durch diese Arbeit entsprechende Hinweise gegeben werden sollen.

Anliegen der Arbeit ist es weiterhin, die Bedeutung des Experiments bei der Untersuchung des turbulenten Energieaustausches unter Beachtung all seiner Probleme herauszuheben, um zu echten praktisch einsetzbaren Beziehungsgleichungen zu kommen und um einen von Millionščikov (1974) festgestellten Mangel abbauen zu helfen: "Die Bedeutung experimenteller Daten und die experimentell bestätigten allgemeinen Eigenschaften werden beim Studium der Turbulenz oft unterschätzt. ... Der direkteste Weg ist die Nutzung experimentell bestimmter Eigenschaften als Grundlage zur Entwicklung von Modellen, die diese Eigenschaften erklären."

2. Grundlagen für die Untersuchungen

2.1. Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Die atmosphärische Grenzschicht ist jene Schicht der Atmosphäre, die durch die Reibung an der Erdoberfläche modifiziert wird. Unter Einbeziehung der darüberliegenden Konvektionsschicht bis zur Höhe der Peplopause wird sie auch, jedoch ausschließlich in der deutschsprachigen Literatur, nach Schneider-Carius (1953) als Grundschicht bezeichnet. Die Grenzschicht weist eine sehr vielschichtige Gliederung auf, worauf u. a. Bernhardt (1967), s.a. Bernhardt (1984), hinwies. Ursache dafür sind z. T. grundlegend unterschiedliche physikalische Eigenschaften, so daß zum Beispiel beim Übergang vom molekularen zum turbulenten Austausch ein Umschlag bei kritischen Werten stattfindet (Foken, 1979b). Der schematische Aufbau wird in Tab. 2.1 gezeigt, wobei bereits auf einige physikalische Eigenschaften der Schichten hingewiesen wird.

Tab. 2.1: Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht und ihre physikalischen Austauschmechanismen

Schicht	Austausch-mechanismus	Schichtungs-einfluß
Oberschicht (Ekman-Schicht)		schichtungsbeeinflußt
turbulente Schicht (Prandtl-Schicht, dynamische Untersch.)	turbulent	
zähe Zwischenschicht (Übergangsschicht)	turbulent/molekular	nicht schichtungsbeeinflußt
molekulare Grenzschicht	molekular	

Die aus der Navier-Stokes'schen Bewegungsgleichung resultierenden Druckgradient- und Corioliskräfte, die durch die Euler-und Rossby-Zahl gekennzeichnet werden, brauchen bei der behandlung der Bodenschicht (Prandt-Schicht einschließlich darunter liegende Schichten) im allgemeinen nicht berücksichtigt werden. Dagegen haben die mit der Reynolds-Zahl beschriebenen molekularen Zähigkeiten nur in der zähen Zwi-

schenschicht und der molekularen Grenzschicht Bedeutung. Die hier dargestellten Schichten sind in sich weiter gegliedert, insbesondere wird dies deutlich, wenn man von der eindimensionalen Darstellung in eine zweidimensionale unter Hinzuziehung der Stabilität übergeht, wie dies im Abschnitt 2.3.1. (Abb. 2.1) getan wird. Diese Einteilung gilt jedoch nur für glatte Unterlagen. Bei rauhen Unterlagen oder starker Geländegliederung existiert eine rauhe Unterschicht, die von der Unterlage bis in die turbulente Schicht reicht (s. Abschnitt 4.2.2.). Die darüber liegende Schichtenstruktur entspricht wieder Tab. 2.1. Tennekes (1982) definierte jedoch oberhalb der rauhen Unterschicht eine sogenannte Trägheitsschicht (inertial sublayer), für die das logarithmische Windprofil gilt (Abschnitt 2.3.2.). Sie ist im allgemeinen etwas höher als die Bodenschicht, für die die Quasi-Konstanz der turbulenten Energieaustauschströme gefordert wird. Im folgenden werden zwar noch allgemeine Gleichungen aufgestellt, die für die Grenzschicht gelten, jedoch wird entsprechend der Zielstellung der Arbeit konsequent eine Modifikation in die für die Bodenschicht gültige Form durchgeführt, da die meisten Energieaustauschbestimmungsverfahren auf den Gleichungen der Bodenschicht beruhen.

2.2. Gleichungssysteme der atmosphärischen Grenzschicht

Alle Verfahren zur Bestimmung der turbulenten Austauschströme leiten sich aus den Grundgleichungen für die atmosphärische Grenzschicht her. Diese sind umfassend in Standardwerken und Übersichtsartikeln dargelegt [z. B. Priestley, 1959; Schlichting, 1965; Walz, 1966; Rotta, 1972; Landau und Lifschitz 1974; Hinze, 1975; Batchelor, 1967; Monin und Jaglom, 1966, 1968; Laichtman, 1970, 1976; Zilitinkevič, 1970; Businger, 1982 (dieser Darstellung wurde teilweise gefolgt); Prandtl et al., 1984]. Dabei wird die Grenzschicht als viskoses kompressibles Newton'sches Medium (Viskosität ist vom Deformationszustand unabhängig) in einem rotierenden System betrachtet. Die Grundgleichungen dafür sind:

Das Gesetz von der Erhaltung der Masse wird durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}\varrho + \frac{\partial}{\partial x_i}\varrho\, u_i = 0 \qquad (2.1)$$

bestimmt. Schätzt man (2.1) nach Umformung in

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho}{dt} \qquad (2.2)$$

ab, so ist die linke Seite von der Größenordnung 0,1-0,01 /s und die rechte Seite 0,0001 / s, so daß für die meisten Anwendungen

$$\partial u_i / \partial x_i = 0 \qquad (2.3)$$

gegeben ist (Divergenzfreiheit). Diese Vereinfachung setzt die Inkompressibilität voraus.

Weiterhin gilt die Gleichung für ideale Gase

$$p = R \cdot \varrho \cdot T, \qquad (2.4)$$

die beim Vorhandensein von Wasserdampf die Form

$$p = R \cdot \varrho \cdot T \{ 1 + [(M_a/M_w) - 1] \cdot q \} \qquad (2.5)$$

annimmt. Eine Verallgemeinerung für weitere Gasbeimengungen ist bei Bernhardt und Piazena (1988) gegeben. Der Ausdruck

$$T_v = T \{ 1 + [(M_a/M_w) - 1] \cdot q \} = T\,(1+0{,}61q) \qquad (2.6)$$

wird als virtuelle Temperatur bezeichnet. Auch unter turbulenten Bedingungen trifft die hydrostatische Grundgleichung in guter Approximation zu

$$\partial p / \partial z = -\varrho \cdot g. \qquad (2.7)$$

Aus dieser läßt sich unter Beachtung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik und (2.4) die potentielle Temperatur

$$\theta = T \left(1000 / p \right)^{R/c_p} \qquad (2.8)$$

angeben. Für Untersuchungen bis in geringe Höhen (< 10 m, s. 3.2.4.) kann man mit hinreichender Genauigkeit mit T rechnen.

Die Bewegungsgleichung ergibt sich in der Form (Batchelor, 1967)

$$\underset{\text{I}}{\frac{\partial}{\partial t} \rho u_i} + \underset{\text{II}}{\frac{\partial}{\partial x_j} \rho u_j u_i} = \underset{\text{III}}{- \frac{\partial p}{\partial x_i}} +$$

$$+ \underset{\text{IV}}{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \eta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]} +$$

$$+ \underset{\text{V}}{\rho g_i} \underset{\text{VI}}{- 2 \rho \cdot \varepsilon_{ijk} \cdot \Omega_j \cdot u_k} \qquad (2.9)$$

Dabei werden im einzelnen folgende Terme beschrieben:
I lokale Impulsänderung,
II Impulsadvektion,
III Druckkraft,
IV Reibungskraft,
V Schwerkraft,
VI Corioliskraft.

Unter Beachtung von (2.1) und mit $\nu = \eta / \rho$ ergibt sich

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} +$$

$$+ \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) +$$

$$+ g_i - 2 \varepsilon_{ijk} \cdot \Omega_j \cdot u_k \cdot \qquad (2.10)$$

Bei Berücksichigung von (2.3) erhält man

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{x_i \, x_j} +$$

$$+ g_i - 2 \varepsilon_{ijk} \cdot \Omega_j \cdot u_k. \qquad (2.11)$$

In analoger Form erhält man die Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T u_i}{\partial x_i} = æ \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + R \qquad (2.12)$$

mit R als Strahlungsterm.

Eine vollständige Beschreibung der atmosphärischen Turbulenz ist nicht möglich. Daher wird die Angabe der statistischen Charakteristiken versucht. Dazu wird die Strömung (gilt auch für Skalare) in einen sich langsam veränderlichen Anteil und in eine schnell veränderliche turbulente Größe zerlegt

$$x = \bar{x} + x'. \qquad (2.13)$$

Aus praktischen Gründen wird der langsam veränderliche Anteil als Mittelwert über einen bestimmten Zeitabschnitt angesehen und der turbulente Prozeß im statistischen Sinne somit als stationär betrachtet.

Durch Reynolds (1895) wurden hinsichtlich der Rechnung mit den in (2.13) definierten Größen folgende einfache Postulate formuliert (a: Konstante; x, y: turbulente Größen):

$$\bar{x'} = 0 \qquad (2.14)$$

$$\bar{x}\bar{y'} = 0 \qquad (2.15)$$

$$\overline{xy} = \bar{x}.\bar{y} + \overline{x'y'} \qquad (2.16)$$

$$\overline{\bar{x}y} = \bar{x}.\bar{y} \qquad (2.17)$$

$$\overline{ax} = a.\bar{x} \qquad (2.18)$$

$$\overline{x+y} = \bar{x} + \bar{y} \qquad (2.19)$$

Diese Beziehungen sind allgemein anerkannt, auch wenn in der letzten Zeit verstärkt auf die Grenzen hingewiesen wurde (s. Bernhardt, 1980; Lass und Fennel, 1979; Abschnitt 3.1.2.).

Die eingangs aufgeführten Gleichungen nehmen bei Einführung von (2.14) bis (2.19) folgende Formen an:

Kontinuitätsgleichung (2.3):

$$\partial \bar{u} / \partial x_i = 0, \quad \partial u' / \partial x_i = 0 \qquad (2.20)$$

Gasgleichung (2.4) bei Berücksichtigung der für die Grenzschicht geltenden Abschätzungen $|p'/\bar{p}| \ll |\varrho'/\bar{\varrho}|$; $|p'/\bar{p}| \ll |T_v'/\bar{T}_v|$; $|\varrho'/\bar{\varrho}| \ll 1$; $|T_v'/\bar{T}_v| \ll 1$:

$$\bar{p} = R \cdot \bar{\varrho} \cdot \bar{T}_v, \quad \varrho'/\bar{\varrho} = - T_v'/\bar{T}_v \qquad (2.21)$$

Bewegungsgleichung (2.11):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{u}_j . \bar{u}_i + \overline{u_j' u_i'} \right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial \bar{x}_i^2} + g_i - 2\,\varepsilon_{ijk} \cdot \Omega_j \cdot \bar{u}_k \qquad (2.22)$$

Wärmeleitungsgleichung (2.12):

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\bar{u}_i . \bar{T} + \overline{u_i' T'} \right) = æ \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{x}_i^2} + R \qquad (2.23)$$

In gleicher Weise ergibt sich auch eine Gleichung für Beimengungen (S: Quellen- und Senkenterm):

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\bar{u}_i . \bar{c} + \overline{u_i' c'} \right) = D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial \bar{x}_i^2} + S. \qquad (2.24)$$

Von besonderer Bedeutung für die Bearbeitung der atmosphärischen Grenzschicht sind die Gleichungen für i=3, d. h. für $u_3 = w$ (vertikale Windkomponente). Dabei werden $\partial / \partial t = 0$, $\partial / \partial x = 0$, $\partial / \partial y = 0$ gesetzt, d.h. es werden Stationarität und horizontale Homogenität angenommen. Somit gilt für die Kontinuitätsgleichung (2.20)

$$\partial \bar{w} / \partial z = 0, \quad \bar{w} = 0. \qquad (2.25)$$

Die Konsequenzen von (2.25) sind im Abschnitt 3.1.2. näher untersucht.

Es ergeben sich somit für die 3 Komponenten von u_i (u, v, w) die 3 Bewegungsgleichungen

$$\partial \overline{u'w'} / \partial z = f (\bar{v} - \bar{v}_g) + \nu (\partial^2 \bar{u} / \partial z^2), \qquad (2.26)$$

$$\partial \overline{v'w'} / \partial z = f (\bar{u} - \bar{u}_g) + \nu (\partial^2 \bar{v} / \partial z^2), \qquad (2.27)$$

$$\partial \overline{w'^2} / \partial z = -\frac{1}{\rho} (\partial \bar{p} / \partial z) - g - 2 (\Omega_u \bar{v} - \Omega_v \bar{u}) \qquad (2.28)$$

mit dem Coriolisparameter

$$f = 2\,\Omega \sin \varphi \qquad (2.29)$$

und den Komponenten des geostrophischen Windes

$$\bar{u}_g = -\frac{1}{\rho . f}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y}, \qquad (2.30)$$

$$\bar{v}_g = \frac{1}{\rho . f}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}. \qquad (2.31)$$

Dabei sind die Gleichungen (2.26) und (2.27) die Grundlage für die sogenannte **ageostrophische Methode**, wie sie im Abschnitt 3.7. näher betrachtet wird.

Die Gleichungen (2.23) und (2.24) vereinfachen sich unter den oben gemachten Annahmen zu

$$\partial \overline{w'T'} / \partial z = æ \, (\partial^2 \overline{T} / \partial z^2), \qquad (2.32)$$

$$\partial \overline{w'c'} / \partial z = D \, (\partial^2 \overline{c} / \partial z^2) \quad \text{(für S=0)}. \qquad (2.33)$$

Probleme, die im Zusammenhang mit der konstant angenommenen Dichte stehen, werden im Abschnitt 3.1.2. behandelt.

Die Ableitung für die Gleichungen (2.26), (2.27), (2.32) und (2.33) zeigt, daß die Terme mit den Kovarianzen die größten sind, so daß gilt

$$\partial \overline{u'w'}/\partial z \approx 0, \; \partial \overline{v'w'}/\partial z \approx 0,$$
$$\partial \overline{T'w'}/\partial z \approx 0, \; \partial \overline{c'w'}/\partial z \approx 0. \qquad (2.34)$$

Durch die Überführung der Gleichungen für die mittlere Strömung in Gleichungen der turbulenten Strömungen wird das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen, d. h. mit den Gliedern $u_i'u_j'$, $u_i'T'$ und $u_i'c'$ sind mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden. Eine direkte experimentelle Bestimmung dieser Größen ist mit der **Flux-Methode** möglich, s. Abschnitt 3.1. Die Anwendung dieser Methode war meßtechnisch aber erst ab den 60er Jahren möglich. Sie ist jedoch für praktische Zwecke derart aufwendig, daß sie nicht in größerem Umfang angewendet werden kann. Daher mußten andere Möglichkeiten zur Schließung des Gleichungssystems gefunden werden. Nachfolgend werden zuerst Schließungsansätze 1. Ordnung behandelt.

Auf Boussinesq (1877) geht eine Approximation zurück, die durch Schmidt (1925) auf meteorologische Anwendungen umgesetzt wurde, bei der in Analogie zu den molekularen Verhältnissen ($K=A/\varrho$, A: Austauschkoeffizient nach Taylor, 1915) ein "turbulenter Diffussionskoeffizient" K_m (Wirbelviskosität) für den Impulsaustausch eingeführt wird.

$$\overline{u'w'} = - K_m \, (\partial \overline{u} / \partial z). \qquad (2.35)$$

Die Gleichung für die entsprechenden molekularen Bedingungen lautet

$$(\tau / \varrho) = \nu \, (\partial u / \partial z) \qquad (2.36)$$

und bietet die Möglichkeit der **Energieaustauschbestimmung in der molekularen Schicht**, s. Abschnitt 3.5.

Die Größe K_m oder die analog definierten Diffussionsgrößen sind innerhalb der Strömung nicht konstant. Somit müssen

weitere Annahmen zur Bestimmung der turbulenten Austauschströme getroffen werden.

Ein weiterer Fortschritt wurde durch Prandtl (1932) erreicht, der für einen Turbulenzwirbel annahm, daß er mit der Geschwindigkeit w die Strecke l_m zurücklegt, bis er seinen Impuls an die Umgebung abgegeben hat, wobei l_m als sogenannter Mischungsweg bezeichnet wird. Für (2.35) folgt für die Geschwindigkeitsfluktuationen $u' = l_m (\partial \bar{u} / \partial z)$, so daß für $K_m = \overline{l_m w'}$ bzw. $K_m \sim u^* . l_m$ (u^*: charakteristische Geschwindigkeit) gilt.

Der Vergleich der Wirbelviskosität zur kinematischen Zähigkeit zeigt ($K_m / \nu \approx 2.10^7$), daß das Austauschverhalten eines Gases nicht von der Viskosität, sondern von der turbulenten Strömung abhängt. Damit ergibt sich bei der Behandlung von Austauschproblemen die Aufgabe, den sogenannten K-Ansatz in Abhängigkeit von Größen, wie Geschwindigkeit, Stabilität der Schichtung, Rauhigkeit usw., zu lösen. Mit der **Profilmethode (aerodynamische Methode)** wird versucht, s. Abschnitt 3.2., diese Aufgabe für die Bodenschicht zu realisieren, deren Grundgleichungen

$$\overline{u'w'} = - K_m (\partial \bar{u} / \partial z), \qquad (2.37)$$

$$\overline{w'T'} = - K_h (\partial \bar{T} / \partial z), \qquad (2.38)$$

$$\overline{w'c'} = - K_c (\partial \bar{c} / \partial z). \qquad (2.39)$$

lauten. Es darf dabei nicht unberücksichtigt bleiben, daß K nur jeweils eine Komponente eines Tensors ist.

Probleme der Schließungsansätze 1. Ordnung lassen sich durch solche zweiter Ordnung beheben, wobei Varianzen und Covarianzen durch Glieder höherer Ordnung ersetzt werden, die jedoch im allgemeinen nicht meßbar sind, so daß auf eine umfassende weitere Behandlung verzichtet wird.

Für derartige Schließungsansätze multipliziert man Gleichung (2.22) mit u_k' und addiert dazu die zu (2.22) entsprechende Gleichung für u_k' multipliziert mit u_i' (Businger, 1982). Für i=k und bei Division durch 2 erhält man die Energiegleichung (ohne molekularen und Coriolisterm)

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{q'^2}}{\partial t} = -\frac{1}{2}\bar{u}_j \frac{\partial \overline{q'^2}}{\partial x_j} - \overline{u_j' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_j}\overline{u_j' u_i'} +$$

$$+ \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_i}\overline{u_i' p'} - \frac{g_i}{\bar{T}}\overline{u_i' T'} - \varepsilon \qquad (2.40)$$

mit $\overline{q'^2} = \overline{u_i' u_i'}$ und $\varepsilon = \nu \overline{(\partial u_i' / \partial x_j)^2}$ als Energiedissipation. Für horizontal homogene Strömung gehen die Gleichungen über in

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{u_i' u_i'}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u_i' w'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial z}}_{\text{I}} + \underbrace{\frac{g}{\overline{T}}\overline{w'T'}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\overline{w' u_i'^2}}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial z}\overline{u_i' p'}}_{\text{IV}} - \varepsilon \qquad (2.41)$$

bzw.

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial t} = -\overline{u'w'}\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\overline{w' u'^2} - \frac{1}{\varrho}\overline{u'\frac{\partial p'}{\partial x}} - \frac{1}{3}\varepsilon \,, \qquad (2.42)$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\overline{w' v'^2} - \frac{1}{\varrho}\overline{v'\frac{\partial p'}{\partial y}} - \frac{1}{3}\varepsilon \,, \qquad (2.43)$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = \frac{g}{\overline{T}}\overline{w'T'} - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\overline{w'^3} - \frac{1}{\varrho}\overline{w'\frac{\partial p'}{\partial z}} - \frac{1}{3}\varepsilon \,. \qquad (2.44)$$

Dabei beschreiben die Glieder dieser Gleichung folgende physikalische Prozesse:

I: Produktion turbulenter Energie aus der mittleren Strömung (Scherungsenergie),
II: Auftriebsterm,
III: kombinierter Transport- und Druckterm,
IV: viskose Dissipation.

Dabei hängt I wesentlich von u ab, ist nahe der Unterlage am größten und nimmt mit zunehmender Höhe und abnehmendem Geschwindigkeitsgradienten rasch ab. Der Auftriebsterm kann positiv und negativ sein. Der Dissipationsterm wurde in Gleichungen (2.42) bis (2.44) jeweils mit 1/3 berücksichtigt, da Isotropie im hochfrequenten Teil des Turbulenzspektrums angenommen wurde.

Gleichung (2.41) ist von Bedeutung für die **Energiedissipationsmethode**, s. Abschnitt 3.4. Zur Bestimmung von $-\overline{u'w'}$ bei $\partial \overline{u_i' u_i'} / \partial t = 0$ und bei Vernachlässigung des Terms III erhält man

$$\varepsilon = - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{w'T'}. \qquad (2.45)$$

Dabei wird ε aus dem hochfrequenten Teil des Geschwindigkeitsspektrums bestimmt.

2.3. Anwendung der Ähnlichkeitstheorie und Maßstabsbetrachtungen

Drei fundamentale Entdeckungen haben ausschlaggebend zur Entwicklung der Beschreibung turbulenter Transportprozesse in der atmosphärischen Grenzschicht beigetragen. Dies waren die Entwicklung der Theorie der lokalen isotropen Turbulenz von Kolmogorov (1941a,b), die Angabe eines Längenmaßstabes, der dynamische, thermische und Auftriebseffekte vereinigt, durch Obuchov (1946) und Ähnlichkeitsbetrachtungen zu den vertikalen Profilen meteorologischer Elemente in der Bodenschicht in Abhängigkeit von der Schichtung durch Monin und Obuchov (1954). Diese Erkenntnisse sind inzwischen Allgemeingut einschlägiger Monographien wie Laichtman (1970, 1976), Monin und Jaglom (1965, 1968), Zilitinkevič (1970), Bruntseart (1982) u. a. als auch umfassend in Übersichtsartikeln behandelt, wie Kitaigorodskij (1976), McBean et al. (1979), Jaglom (1981), Jaglom et al. (1981), Tennekes (1982). Ab diesem Kapitel entfällt für Größen entsprechend (2.13) der Mittelungsstrich.

2.3.1. Maßstabsbetrachtungen zur atmosphärischen Grenzschicht

Als fundamentalen Maßstabsparameter für die atmosphärische Grenzschicht bestimmte Obuchov (1946) einen Längenmaßstab, der sich aus (2.41) durch Substitution des logarithmischen Windprofils

$$\partial u / \partial z = u_* / (æ \cdot z) \qquad (2.46)$$

bei Annahme eines Gleichgewichts aus dem Windscherungsterm (I) und dem Auftriebsterm (II)

$$\frac{g}{T} \frac{\overline{w'T'} \cdot æ \cdot z}{u_*^3} = 1 \qquad (2.47)$$

ergibt und als Obuchov-Länge

$$L = - \frac{u_*^3}{æ \cdot (g/T) \cdot \overline{w'T'}} \qquad (2.48)$$

bezeichnet wird. Ebenso wie L verwendet man zur Stabilitätsbestimmung den dimensionslosen Parameter z/L. Das Minuszeichen wird eingefügt, um gleiche Verhältnisse wie bei der Richardson-Flux-Zahl zu erreichen, die sich unmittelbar als das Verhältnis beider Turbulenzproduktionsterme ergibt

$$Rf = \frac{g}{T} \frac{\overline{w'T'}}{\overline{u'w'} \cdot \partial u/\partial z} . \qquad (2.49)$$

Unter Beachtung von (2.37) und (2.38) läßt sich diese zum bereits 1920 von Richardson aufgestellten Stabilitätsparameter Ri (Richardson-Zahl)

$$Rf = \frac{K_h}{K_m} \frac{g}{T} \frac{\partial T/\partial z}{(\partial u/\partial z)^2} = \frac{K_h}{K_m} \cdot Ri \qquad (2.50)$$

in Beziehung setzen. Dabei gilt:

$$\begin{array}{lll} \text{labil:} & & \\ \text{neutral:} & Ri, Rf \begin{cases} < 0 \\ = 0, \\ > 0 \end{cases} & z/L \begin{cases} < 0 \\ = 0, \\ > 0 \end{cases} \quad L \begin{cases} < 0 \\ \to \pm\infty \\ > 0 \end{cases} \end{array} \qquad (2.51)$$

Ausgehend von diesen Arbeiten, setzten umfangreiche Untersuchungen über verschiedene Maßstabsparameter ein. Die Vorteile eines derartigen Vorgehens liegen auf der Hand:

- Bestimmung von charakteristischen Maßstabsparametern für einzelne Schichten der Atmosphäre, so daß für diese Schichten eine wesentliche Reduktion der Einflußparameter und damit eine Vereinfachung der Gleichungen folgt.
- Die experimentelle Bestimmung von Maßstabsparametern statt expliziter Meßgrößen führt mit nur geringem experimentellem Aufwand zu Beziehungen zwischen diesen Maßstabsparametern und zu einer besseren Beschreibung des jeweiligen Vorganges (s. Kitajgorodskij, 1976).

Eine Übersicht zu möglichen Maßstabsparametern für einzelne Schichten gibt Tab. 2.2. Dabei hat die Boden-Rossby-Zahl eine ausschlaggebende Bedeutung für eine einheitliche Beschreibung der atmosphärischen Grenzschicht, wie sie durch das Widerstandsgesetz nach Kazanskij und Monin (1960, 1961) erfolgt, denn sie stellt das Verhältnis der beiden Höhenmaßstäbe u_g/f und z_o dar.

Günstiger als in Tab. 2.1 angegeben, ist eine höhen- und stabilitätsabhängige Maßstabsbetrachtung, wie sie von Skeib (1980), s. Foken und Richter (1989), vorgeschlagen wurde. Dieser Gedanke wurde auch von Holtslag und Nieuwstadt (1986) aufgegriffen, wobei die Anmerkungen von Sorbjan (1987b) zu berücksichtigen sind, der, wie in Tab. 2.2 angegeben, von dimensionslosen Maßstabsparametern ausgeht. In Abb. 2.1 wird der Versuch einer stabilitätsabhängen Maßstabsbetrachtung für die labile atmosphärische Grenzschicht unter Beachtung der zitierten Arbeiten dargestellt.

Die Einteilung der atmosphärischen Grenzschicht läßt sich durch Maßstabsanalyse noch weiter begründen (Tennekes,1982). Für den bodennahen Bereich bei rauher Oberfläche kann man (2.26) und (2.27) mit u_* und z_o normieren

$$-\frac{f \cdot z_o}{u_*} \frac{v - v_g}{u_*} = -\frac{d\,\overline{u'w'}/u_*^2}{d\,z/z_o}, \qquad (2.52)$$

$$\frac{f.z_o}{u_*}\,\frac{u - u_g}{u_*} = -\frac{d\,\overline{u'v'}/u_*^2}{d\,z/z_o}. \qquad (2.53)$$

Größenabschätzungen ergeben, daß die linke Seite von (2.52) und (2.53) gegenüber der rechten Seite vernachlässigt werden können. Somit ist $\overline{u'w'}$ keine Funktion von z/z_o und damit höhenkonstant. Das ist die Grundlage für das Konzept der **constant-flux-layer**. Geht man davon aus, daß in Bodennähe die Corioliskraft verschwindet und somit der Horizontalwind keine y-Komponente hat, so ergeben sich als Grundbeziehungen für die **Bodenschicht**, die Gegenstand aller nachfolgenden Untersuchungen ist,

$$\frac{u}{u_*} = f\,(z/z_o)\,, \quad \frac{v}{u_*} = 0\,. \qquad (2.54)$$

Tab. 2.2: Typische Maßstabsparameter für verschiedene Schichten der atmosphärischen Grenzschicht

Schicht	Längenmaßstab	Geschwindigkeitsmaßstab	Temperaturmaßstab
Oberschicht	$\frac{z}{h}$, $\frac{u_g}{z.f}$, $\frac{z}{(-)\,L}$	$\frac{u_g}{u_*}$, w_* *)	$\frac{\theta}{\theta_*}$
Bodenschicht	$Ro = \frac{u_g}{z_o.f}$		
	$\frac{z}{L}$, $\frac{z}{(--)\,z_o}$	$\frac{u}{u_*}$	$\frac{T}{T_*}$, $\frac{\theta}{(--)\,\theta_*}$
dynamische Unterschicht	$\frac{z}{z_o}$	$\frac{u}{u_*}$	$\frac{T}{T_*}$
Zwischenschicht (molekulare Grenzschicht)	$\frac{z.u_*}{\nu}$	$\frac{u}{u_*}$	$\frac{T}{T_*}$

*) $w_* = (\,\overline{w'T'}.h.g/\theta\,)^{1/3}$: konvektive Geschwindigkeit

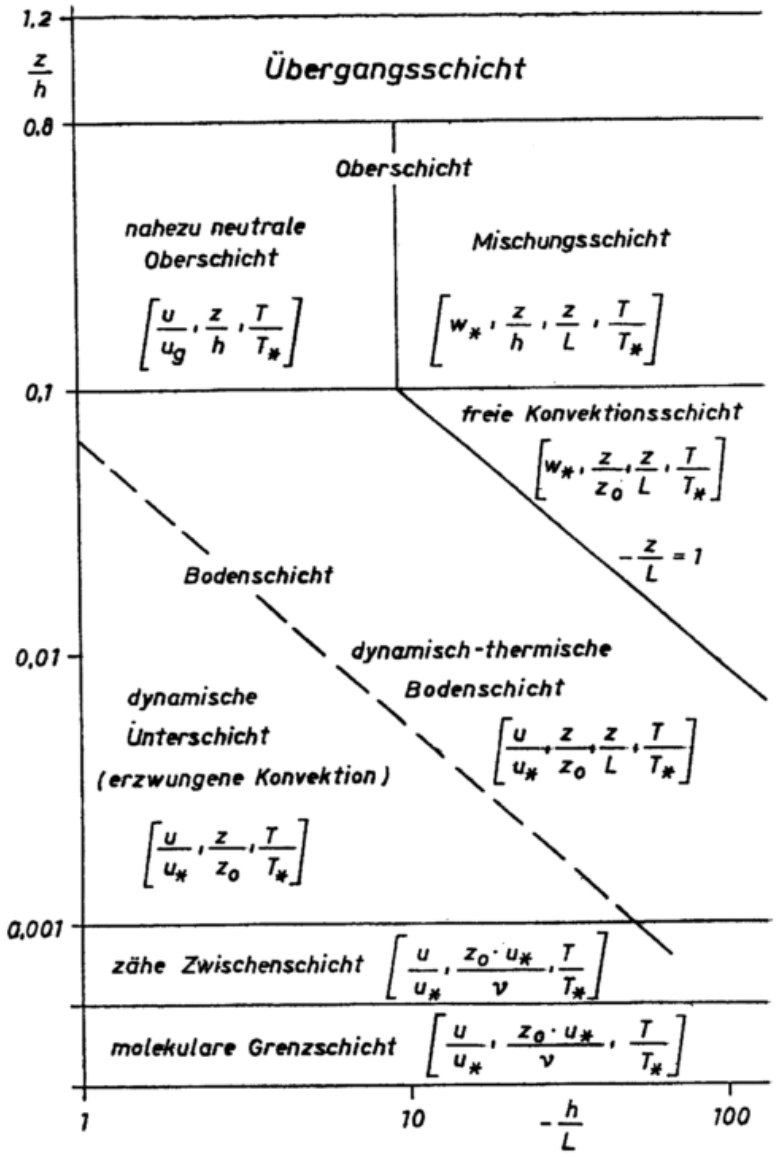


Abb. 2.1: Maßstabsbetrachtungen zur atmosphärischen Grenzschicht mit Angabe der Scalierungsparameter [unter Berücksichtigung der Arbeiten von Skeib (1980), Holtslag und Nieuwstadt (1986) und Foken und Richter(1989)]

Die Integration des logarithmischen Windprofils (2.46), das sowohl für die Bodenschicht (2.54) als auch für die Oberschicht (2.52, 2.53) gilt, ergibt sich in der Form

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln (z/z_0) \quad , \quad z/z_0 >> 1 \quad , \qquad (2.55)$$

$$\frac{u - u_g}{u_*} = \frac{1}{æ} \left(\ln \frac{z.f}{u_*} + A \right) , \quad z.f/u_* << 1 . \qquad (2.56)$$

Die Schicht mit der Gültigkeit von (2.55) und (2.56) wird nach Blackedar und Tennekes (1968) als **inertial sublayer** bezeichnet. Nach Differenzbildung aus beiden Gleichungen erhält man das Widerstandsgesetz nach Kazanski und Monin (1960, 1961) in der in der englischen Literatur üblichen Schreibweise (Konstanten A und B vertauscht) für die beiden Komponenten des geostrophischen Windes

$$\frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{æ} \left(\ln(u_*/f.z_o) - A \right), \qquad (2.57)$$

$$\frac{v_g}{u_*} = - \frac{B}{æ} . \qquad (2.58)$$

Aus diesem Gleichungssystem schätzte Tennekes (1982) die Höhe der Bodenschicht ab, indem er (2.58) in (2.52) einsetzte und integrierte. Danach würde bei Annahme einer 10prozentigen Änderung von $\overline{u'w'}$ die Bodenschicht nur 20 m dick sein können. Beobachtungen zeigen jedoch in gewissen Grenzen, daß das quasi-logarithmische Windprofil durchaus noch für größere Höhen angenommen werden kann, so daß die definierte constant-flux-layer in jedem Falle kleiner als die inertial sublayer ist.

2.3.2. Die Monin-Obuchov'sche Ähnlichkeitstheorie

Die Handhabung der Gleichungen (2.37) bis (2.39) ist wegen fehlender Angaben zu den Austauschkoeffizienten K_m, K_h und K_c noch nicht voll gegeben. Dies wird auch nicht durch die unter neutralen Bedingungen gültige Beziehung

$$K_m = æ . u_* . z \qquad (2.59)$$

(Monin und Jaglom, 1965) behoben.

Entsprechend der Ähnlichkeitstheorie nach Monin und Obuchov (1954), die auf dem Pi-Theorem beruht, wird die stabilitätsabhängige Funktion $\varphi_m(\zeta)$ des dimensionslosen Argumentes $\zeta = z/L$ in (2.37) unter Berücksichtigung von (2.59) und $c_m = æ$ eingefügt

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{c_m . z} . \varphi_m(\zeta) . \qquad (2.60)$$

In analoger Weise ergeben sich auch die Beziehungen für (2.38) und (2.39) unter Einführung eines Temperaturmaßstabes (dynamische Temperatur)

$$T_* = - \overline{w'T'} \; / \; u_* \qquad (2.61)$$

und eines Maßstabsparameters für den Stoffaustausch

$$c_* = - \overline{w'c'} \; / \; u_* \qquad (2.62)$$

in der Form

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T_*}{c_h \cdot z} \cdot \varphi_h(\zeta), \qquad (2.63)$$

$$\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{c_*}{c_c \cdot z} \cdot \varphi_c(\zeta). \qquad (2.64)$$

Dabei führten ausgehend von der Arbeit von Obuchov (1946) die Untersuchungen der 50er und 60er Jahre zur sogenannten O'KEYPS-Formel

$$\varphi_m^4 - \gamma \cdot \zeta \cdot \varphi_m^3 = 1 \qquad (2.65)$$

(Bezeichnung nach Arbeiten von Obuchov, Kazanski und Monin, Ellison, Yamamoto, Panofsky und Sellers, s. Panofsky (1963) und Businger (1988)). Lösungen dieser Formel entsprechen der universellen Funktion

$$\varphi_m = (1 - \gamma \cdot \zeta)^{-1/4}. \qquad (2.66)$$

Dyer (1974) resümiert über die bis zu diesem Zeitpunkt vorliegenden Formeln und schlägt mittlere Beziehungen vor. Die Problematik der Vielzahl der Formeln wird u. a. unter Hinweis auf mögliche Mängel der Experimente von Yaglom (1977) umfassend behandelt. Eine Zusammenstellung vorliegender universeller Funktionen für labile und stabile Schichtung wird in den Anlagen 2.1 und 2.2 gegeben. Dabei wird im Sinne nachfolgender Orientierung auf einen Wert der von-Kármán-Konstante von 0,40 die von Högström (1988) durchgeführte Bearbeitung verschiedener universeller Funktionen für æ = 0,40 berücksichtigt. Die Überblicksarbeiten von Dyer (1974), Yaglom (1977) und Högström (1988) zeigen die in Abb. 2.2 angegebenen weitgehend identischen Verläufe aller universellen Funktionen.

Die von Kader und Perepelkin (1984) für den Datensatz von MESP-81 (s. Tsvang et al., 1985) durchgeführten Vergleiche verschiedener universeller Funktionen ergeben im Bereich der Streuungen der experimentellen Daten eine durchaus befriedigende Übereinstimmung (Anl. 2.3). Dabei muß berücksichtigt werden, daß die herangezogenen Profilmessungen aus dem Höhenbereich 1-32 m stammen. Die Untersuchungen von Wache und Foken (1990), vgl. Abschnitt 4.4., zeigen jedoch, daß die constant-flux-layer-Annahme für MESP-81 höchstens bis 16 m möglich ist. Somit ist wahrscheinlich sogar eine bessere Übereinstimmung gegeben.

Die guten Ergebnisse mit der universellen Funktion nach Skeib (1980) sind für den Datensatz von MESP-81 nochmals in Abb. 2.3 dargestellt. Aus Abb. 2.2 und 2.3 ist jedoch ersichtlich, daß eine Überprüfung der kritischen Werte nach Skeib (1980) notwendig ist, so daß statt des ursprünglichen Wertes von $\zeta_c = -0{,}075$ auf $\zeta_c = -0{,}0625$ orientiert werden soll (Foken, 1990).

Neben meßtechnischen Unzulänglichkeiten und z. T. gänzlich verschiedenen Meßanordnungen werden von Yaglom (1977) als Gründe für die Abweichungen bei den universellen Funktionen auch die uneinheitliche Anwendung der Größen c_m, c_h und c_c, der beachtliche Schwankungsbereich der von-Kármán-Konstante und Unklarheiten hinsichtlich des Verhältnisses verschiedener Austauschkoeffizienten herausgestellt.

Das Problem der etwa im Bereich 0,35 ... 0,42 streuenden Angaben zur von-Kármán-Konstante wurde durch Kondo und Sato (1982) aufgegriffen. Die umfangreiche Fehleranalyse zu den eingesetzten Geräten und die Korrektur von Literaturwerten ergibt die in Tab. 2.3 dargestellten Werte. Es zeigt sich somit, daß die Annahme æ=0,40, wie auch von Yaglom (1977) vorgeschlagen, in vollem Umfang berechtigt ist und auch für die vorliegende Arbeit Anwendung finden kann.

Als weiteres Problem wird die Festlegung der Werte c_m, c_h und c_c gesehen. Dabei wäre die einfachste Wahl $c_m = c_h = c_c = 1$. Diese hätte allerdings zur Folge, daß $\varphi(0) \neq 1$ gelten würde. Demgegenüber wird von Skeib (1980) die Forderung gestellt $\varphi(0) = 1$, was zu folgenden Festlegungen führt

$$c_m = æ \;,\; c_h = \alpha_0 \cdot æ = \lambda \;. \qquad (2.67)$$

Diesem Vorgehen wird in vorliegender Arbeit konsequent gefolgt. Statt æ verwendete Skeib (1980) ursprünglich $æ / \alpha_0$ zur Normierung der Obuchov-Länge. Dies wurde aber zugunsten der allgemein übliche Definition von L in nachfolgenden Arbeiten (Richter und Skeib, 1984) nicht mehr durchgeführt. Problematisch ist jedoch das Verhältnis der Austauschkoeffizienten

$$K_h(\zeta=0) \;/\; K_m(\zeta=0) = \alpha_0, \qquad (2.68)$$

wobei $1/\alpha_0 = Pr_t$ auch als turbulente Prandtl-Zahl bezeichnet wird. Die Schwankungsbreite ist wiederum beachtlich (Tab. 2.4), wobei nach Skeib ein Wert von $\alpha_0 = 1{,}25$ empfohlen wird, so daß sich $\lambda = 0{,}5$ ergibt.

Als Beziehung zwischen den verschiedenen Maßstabsparametern zur Kennzeichnung der Stabilität $\zeta = z/L$ (nach (2.48)), Rf (2.49) und Ri (2.50) erhält man mit (2.60) und (2.63) die sogenannte Dyer-Businger-Beziehung

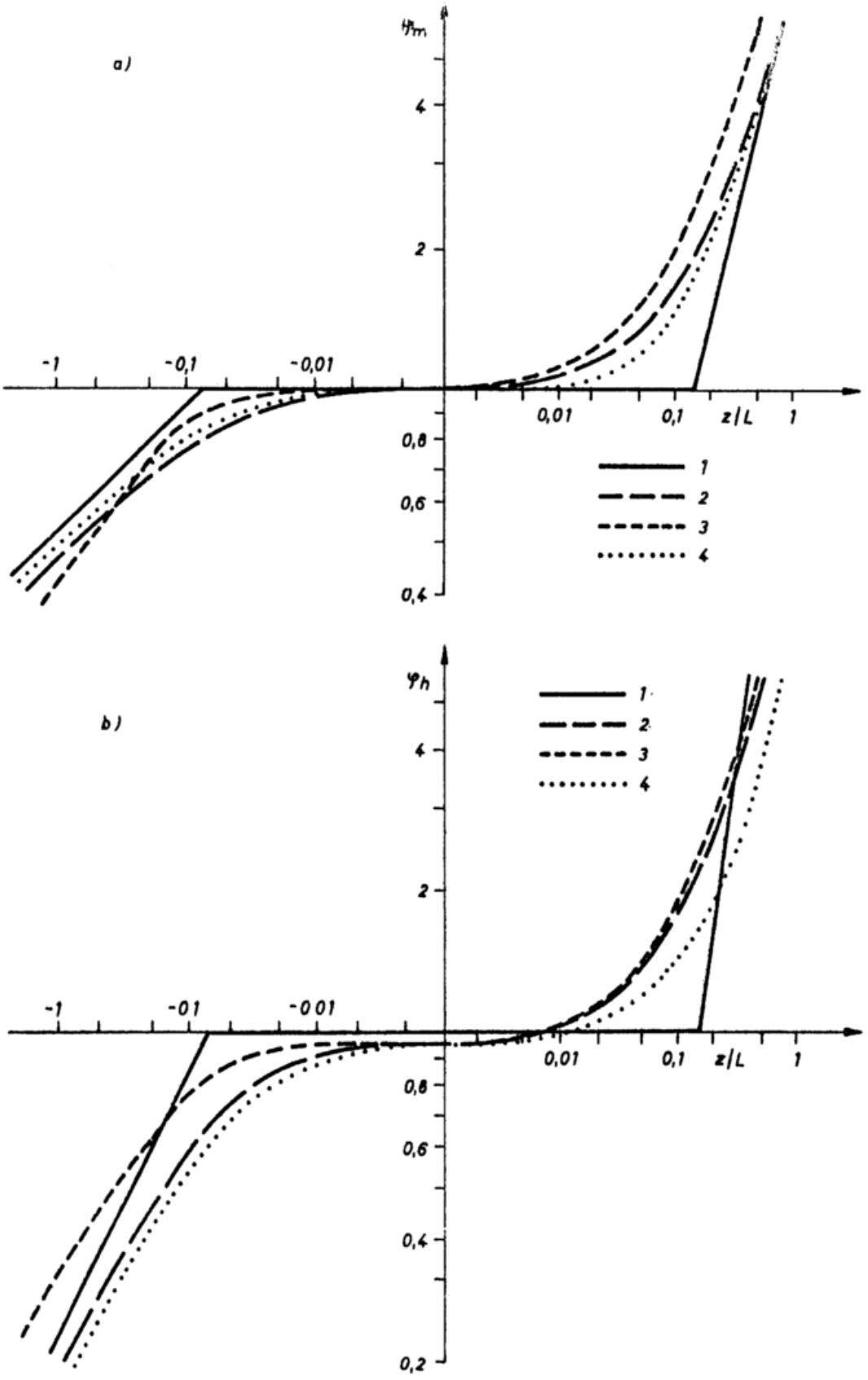


Abb. 2.2: Verlauf verschiedener universeller Funktionen für den Impulsaustausch (a) und den Austausch fühlbarer Wärme (b) in der Bearbeitung von Högström (1988) für æ = 0,40
1: Skeib (1980), Originalform
2: Businger et al. (1971)
3: Zilitinkevič und Čalikov (1968)
4: Dyer (1974)

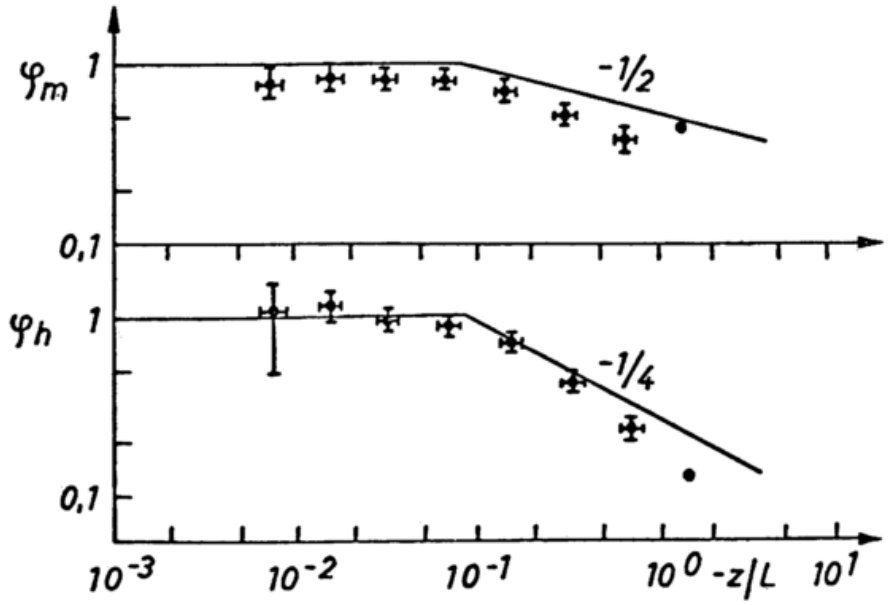


Abb. 2.3: Verlauf der universellen Funktion nach Skeib (1980) im Vergleich zu Meßdaten des MHO während MESP-81 nach Gurtalova et al. (1987)

Tab. 2.3: Angaben zur von-Kármán-Konstante nach verschiedenen Autoren (aus Kondo und Sato 1982, ergänzt)

Autor	von-Kármán-Konstante original	korrigiert
Goddard (1970)	0,41	
Businger et al. (1971)	0,35	0,41 a)
Pruitt et al. (1973)	0,42	0,39 b)
Frenzen (1973)	0,35	>0,35 d)
Högström (1974)	0,35	
Hicks (1976) in Gurley	0,41 c)	0,40 b)
Hicks (1976) in Edithvale	0,40 c)	
Kondo und Sato (1982)		0,39
Högström (1985)	0,40±0,011	

a) nach Wieringa (1980)
b) nach overspeeding-Korrektur durch Kondo und Sato (1982)
c) nach Nachbearbeitung durch Kondo und Sato (1982)
d) nach Garratt (1974)

Tab. 2.4: Experimentell bestimmte Werte für α_o nach verschiedenen Autoren (aus Skeib, 1980, ergänzt)

Autor	α_o
Johnk und Hanratty (1962)	1,27
Zilitinkevič (1970), S. 77	0,83
Businger et al. (1971)	1,35
Korrektur nach Wieringa (1980)	1,00
Kader und Yaglom (1972)	1,15 ... 1,39
Žukauskas und Šlančjauskas (1973), S. 97	1,25
Högström (1974)	1,35
Szablewski (1976), S. 151	1,13

Tab. 2.5: Beziehungen zwischen unterschiedlichen Stabilitätsparametern in Abhängigkeit von der Wahl der Größe für c_m und c_h

Bereich	$c_m = c_h = æ$	$c_m = æ$, $c_h = \lambda$
$Ri = f(\zeta)$	$Ri = \alpha_o \cdot \zeta \cdot \varphi_h / \varphi_m^2$	$Ri = \zeta \cdot \varphi_h / \varphi_m^2$
$Rf = f(Ri)$	$Rf = \alpha_o \cdot Ri$	$Rf = \alpha_o \cdot Ri$
$\varphi_h = f(\varphi_m)$	$\varphi_h = \alpha_o \cdot \varphi_m^2$	$\varphi_h = \varphi_m^2$

$$Ri = \frac{\varphi_h}{\varphi_m^2} \cdot \zeta \quad , c_h = c_m = æ. \tag{2.69}$$

Dies führt dann bei der Annahme

$$Ri \doteq \zeta \tag{2.70}$$

zur Beziehung

$$\varphi_h = \varphi_m^2. \tag{2.71}$$

In dieser Form sind auch die meisten universellen Funktionen definiert (s. Anl. 2.1).

Businger (1988) betrachtete die Geschichte obiger Funktionen und speziell die experimentelle Verifikation. Ist nach den ersten australischen Messungen nach Swinbank (1968) noch $Ri < \zeta$, so ergeben die Messungen in den USA (Kansas-Experiment) bereits $Ri = \zeta$. Überarbeitungen dieser alten Messungen unter Berücksichtigung von Gerätefehlern nach Webb (1982) und die Daten von ITCE-76 nach Dyer und Bradley (1982) zeigen dagegen übereinstimmend $Ri > \zeta$. Damit wird das Konzept von Skeib (1980) bestätigt, der die Normierungsgrößen in (2.63) und (2.64) entsprechend (2.67) wählte. Somit würde aus (2.69) bei Beibehalten der Normierung der universellen Funktionen folgen

$$Ri = \alpha_o \frac{\varphi_h}{\varphi_m^2} \cdot \zeta \quad , \quad c_h = c_m = \text{æ}, \qquad (2.72)$$

womit auf diese Weise der Nachweis für $\alpha_o > 1$ gegeben ist. Tab. 2.5 gibt einen Überblick über die Beziehungen zwischen den unterschiedlichen Stabilitätsparametern.

Es muß jedoch noch darauf hingewiesen werden, daß bei der Verwendung der bulk-Richardson-Zahl

$$\widetilde{Ri} = \frac{g}{T} \frac{\Delta z . \Delta T}{(\Delta u)^2} \quad , \qquad (2.73)$$

die bei Vorliegen von Messungen aus zwei Höhen verbreitet Anwendung findet, nach Skeib und Richter (1984) noch ein Korrekturfaktor R verwendet werden muß, der von der Stabilität und der Wahl der Meßhöhen abhängt, da die Profile von Wind, Temperatur und anderen Parametern zwischen den Meßhöhen gekrümmt sind. Es ergibt sich somit

$$\widetilde{Ri} = \zeta \; / \; R \; . \qquad (2.74)$$

Entsprechende Korrekturfaktoren sind in Tab. 2.6 angegeben.

Tab. 2.6: Umrechnungsfaktoren R in Gleichung (2.74) in Abhängigkeit von der Stabilität und dem Verhältnis $m = z_2/z_1$ nach Skeib und Richter (1984)

m=	2	4	8	16
quasineutral	0,6931	0,4621	0,2971	0,1848
labil	0,6914	0,4575	0,2905	0,1778
stabil	0,6667	0,4000	0,2222	0,1176

2.4. Das Spektrum der atmosphärischen Turbulenz

2.4.1. Grundgleichungen

Nach der Publikation des Windspektrums durch Van der Hoven (1957) setzten umfangreiche Untersuchungen auf diesem Gebiet, speziell auch im mikroturbulenten Bereich, ein. Leider kaum bekannt geworden sind die grundlegenden Arbeiten von Gurvič (1960) zum Windspektrum und die von Cvang (1960) zum Temperaturspektrum. Erst Ende der 60er Jahre (Busch und Panofsky, 1968) und speziell nach dem Kansas-Experiment erschienen umfangreiche Publikationen zu Turbulenzspektren von Kaimal et al. (1972), Kaimal (1973) und Busch (1973). Dieser Erkenntnisstand ist, abgesehen von einigen Ergänzungen, auch heute noch Grundlage für alle Arbeiten auf diesem Gebiet. Im Rahmen dieser Arbeit besitzen folgende Aspekte eine besondere Bedeutung:

- Turbulenzspektren für verschiedene Turbulenzparameter und ihre Anpassung an das Übertragungsverhalten von Meßwertgebern.
- Untersuchung der Einsatzbedingungen der Energieaustauschmethoden, die spezielle Eigenschaften des Turbulenzspektrums nutzen.

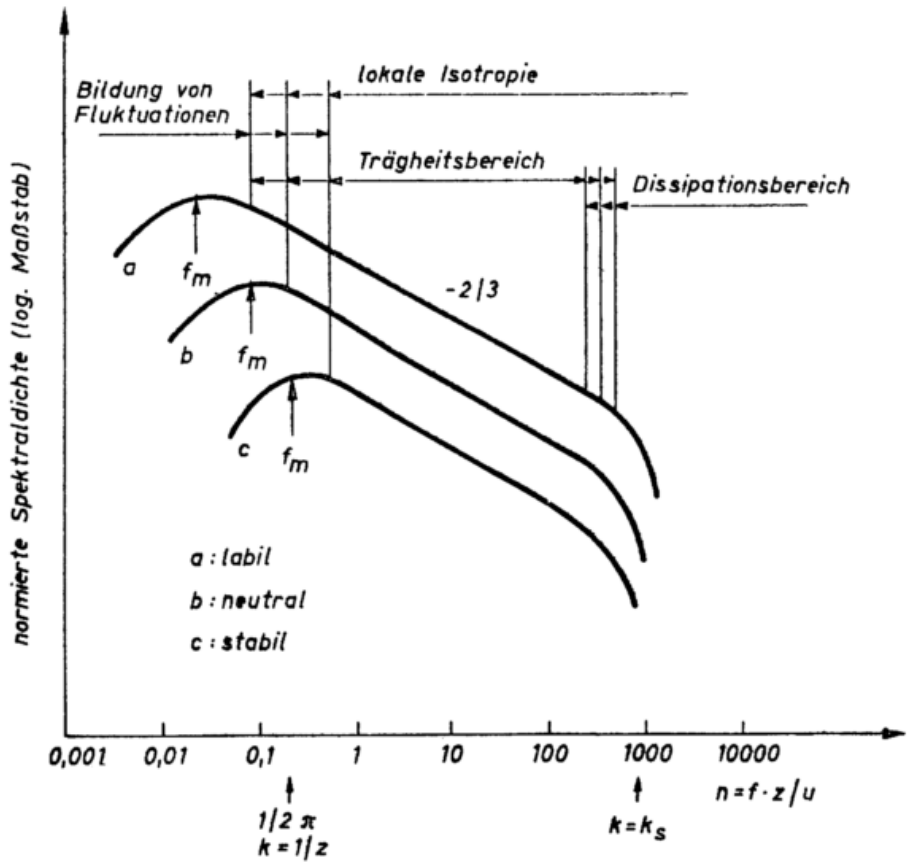


Abb. 2.4: Schematischer Verlauf des Turbulenzspektrums im mikroturbulenten Bereich nach Webb (1984)

In diesem Zusammenhang ist vor allem die Modellierung des Turbulenzspektrums in Abhängigkeit von der Höhe, der Windgeschwindigkeit, der Stabilität und der Rauhigkeit von besonderem Interesse, um auf dieser Basis zu verallgemeinerungsfähigen Aussagen zu gelangen.

Die prinzipielle Form des Turbulenzspektrums ist in Abb. 2.4 dargestellt. Wichtigste Kennzeichen sind die Frequenz mit maximaler Energiedichte f_m, der Trägheitsbereich für $1/2\pi < k < k_s$ und der Dissipationsbereich. Die Grundgleichungen beruhen auf den bedeutenden theoretischen Arbeiten von Kolmogorov (1941a,b) und Obuchov (1941), vgl. Monin und Jaglom (1965, 1967), Jaglom (1981) und Jaglom et al. (1981).

Die integralen Turbulenzparameter ergeben sich in der Form

$$\overline{u'^2} = \sigma_u^2 = \int_0^\infty F_u(k)\, dk = \int_0^\infty S_u(f)\, df, \qquad (2.75)$$

$$\overline{T'^2} = \sigma_T^2 = \int_0^\infty F_T(k)\, dk = \int_0^\infty S_T(f)\, df \qquad (2.76)$$

für die Horizontalwinddispersion bzw. Temperaturdispersion und in analoger Form auch für weitere Größen. Dabei unterscheidet man Spektren (auch die nachfolgend beschriebenen Strukturfunktionen) sowohl quer zur Strömungsrichtung als vor allem in Strömungsrichtung. Im letzteren Fall gilt für die Wellenzahl

$$k = 2.\pi.f \;/\; u \qquad (2.77)$$

und somit

$$F(k) = (u/2\pi)\ .\ S(f). \qquad (2.78)$$

Als räumliche Strukturfunktionen in Strömungsrichtung ergeben sich

$$D_u(r) = \overline{[u(\xi+r) - u(\xi)]^2}, \qquad (2.79)$$

$$D_T(r) = \overline{[T(\xi+r) - T(\xi)]^2}. \qquad (2.80)$$

In analoger Weise sind auch die zeitlichen Strukturfunktionen definiert

$$D_u(\tau) = \overline{[u(t+\tau) - u(t)]^2}, \qquad (2.81)$$

$$D_T(\tau) = \overline{[T(t+\tau) - T(t)]^2}. \qquad (2.82)$$

Für den Trägheitsbereich gelten folgende Beziehungen für die Energiespektren

$$F_u(k) = \beta_u . \varepsilon^{2/3} . k^{-5/3}, \qquad (2.83)$$

$$F_T(k) = \beta_T . N_T . \varepsilon^{-1/3} . k^{-5/3}. \qquad (2.84)$$

Diesen entsprechen die Strukturfunktionen

$$D_u(r) = c_u . \varepsilon^{2/3} . r^{2/3}, \qquad (2.85)$$

$$D_T(r) = c_T . N_T . \varepsilon^{-1/3} . r^{2/3}. \qquad (2.86)$$

Dabei werden als Strukturparameter definiert

$$C_u^2 = c_u . \varepsilon^{2/3}, \qquad (2.87)$$

$$C_T^2 = c_T . N_T . \varepsilon^{-1/3}. \qquad (2.88)$$

Weiterhin gilt $c \cong 4\beta$, wobei umfangreiche Zusammenstellungen experimenteller Werte zu c_u und c_T bei Jaglom (1981) und Deacon (1988) enthalten sind. Man kann nach Caughey (1982) etwa mit den Werten $c_u=2$ und $c_T=3{,}2$ bzw. mit 3,6 für Kohlendioxid (Ohtaki, 1982) rechnen. Durch die Gleichungen (2.83) bis (2.86) wird der Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen und den Energiespektren hergestellt. Für den Temperaturstrukturparameter gilt eine Beziehung

$$C_T^2 = 13{,}6\ (f/u)^{2/3} . f . S_T(f), \qquad (2.89)$$

die entsprechend Gerstmann (1989) für eine experimentelle Bestimmungsmethode genutzt werden kann.

Im Trägheitsbereich wird die produzierte Energie aus dem Bereich $1/k \gtrsim z$ in kleinere Scales übertragen, wo sie dissipiert

$$\varepsilon = u_*^2 . \partial u/\partial z + (g/\theta) . u_* . \theta_*, \qquad (2.90)$$

$$N_T = - u_* . \theta_* . \partial \theta/\partial z. \qquad (2.91)$$

Der Übergang zu molekularen Diffussionsprozessen erfolgt beim Kolmogorov-Mikroscale

$$k_s^{-1} = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \qquad (2.92)$$

$$k_{sT}^{-1} = (\nu_T^3/\varepsilon)^{1/4}. \qquad (2.93)$$

2.4.2. Modellierung von Spektren

Spektralmodelle gehen im wesentlichen auf die Arbeiten von Kaimal et al. (1972) und Kaimal (1973) zurück. Als allgemeine Beziehung ergibt sich nach Olesen et al. (1984) beispielsweise für das Horizontalwindspektrum

$$\frac{f.S_u(f)}{u_*^2} = \frac{A.n^{\gamma}}{(1 + B.n^{\alpha})^{\beta}} \qquad (2.94)$$

Diese Beziehung findet noch eine Erweiterung durch die Einführung von Scalierungsfrequenzen und universellen Funktionen zur Beschreibung der Stabilität. Die 'klassischen' Beziehungen für Spektralmodelle von verschiedenen Turbulenzparametern nach Kaimal et al. (1972) sind in Tab. 2.7 und Abb. 2.5 angegeben, da sie nach wie vor eine breite Anwendung finden.

Bei labiler Schichtung verschiebt sich das Energiemaximum stärker in den langwelligen Bereich. Dabei werden die größten Turbulenzintensitäten erreicht. Die Variation in Abhängigkeit vom Grad der Schichtung ist gering. Bei stabiler Schichtung dagegen verschiebt sich das Energiemaximum sehr weit in den hochfrequenten Bereich, so daß der Trägheitsbereich immmer kleiner wird und die Turbulenzenergie merklich abnimmt. Experimentelle Befunde zur Pikfrequenz zeigt Abb. 2.6. Für neutrale Schichtung ergeben sich etwa die in Tab. 2.8 zusammengestellten Werte.

Tab. 2.7: Spektralmodelle für verschiedene Turbulenzparameter bei neutraler Schichtung nach Kaimal et al. (1972) mit n=f.z/u entsprechend Gleichung (2.94)

Größe	Normierungsparameter	A	B	α	β	γ	Bed.
$f.S_u(f)$	u_*^2	105	33	1	5/3	1	
$f.S_v(f)$	u_*^2	17	9,5	1	5/3	1	
$f.S_w(f)$	u_*^2	2	5,3	1	5/3	1	
$f.S_T(f)$	T_*^2	53,4	24	1	5/3	1	$n \leq 0,15$
		24,4	12,5	1	5/3	1	$n \geq 0,15$
$-f.S_{uw}(f)$	u_*^2	14	9,6	1	2,4	1	
$-f.S_{wT}(f)$	$u_*.T_*$	11	13,3	1	1,75	1	$n \leq 1,0$
		4,4	3,8	1	2,4	1	$n \geq 1,0$
$f.S_{uT}(f)$	$u_*.T_*$	40	14	1	2,6	1	

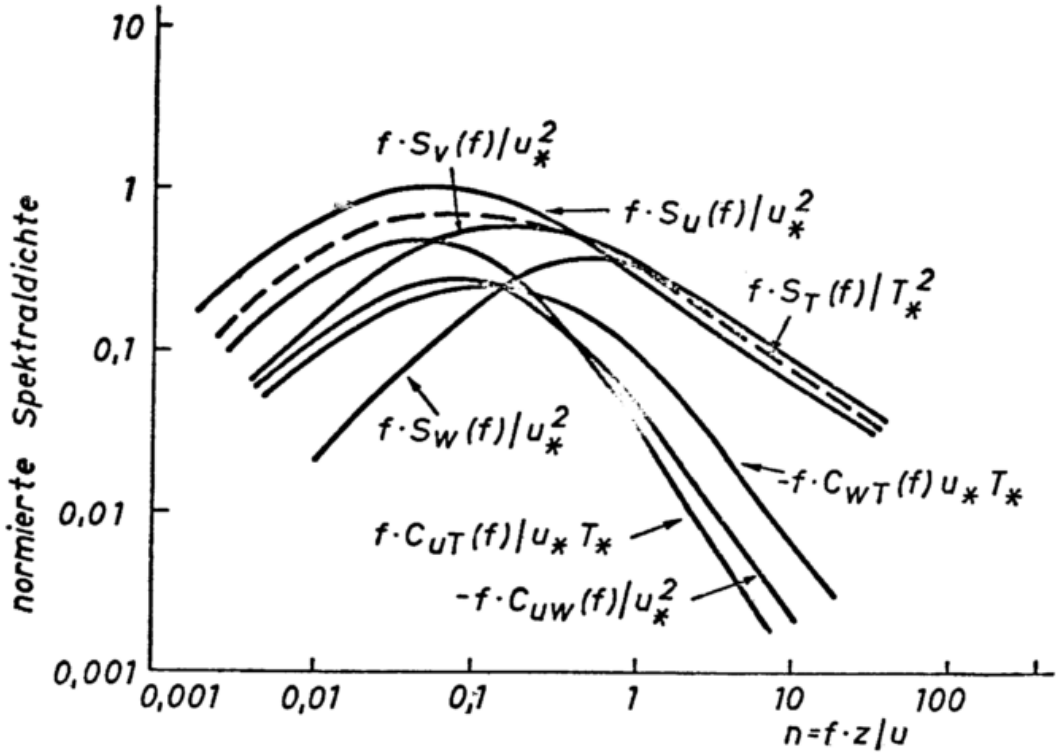


Abb. 2.5: Empirische Kurven für Spektren und Cospektren nach Kaimal et al. (1982)

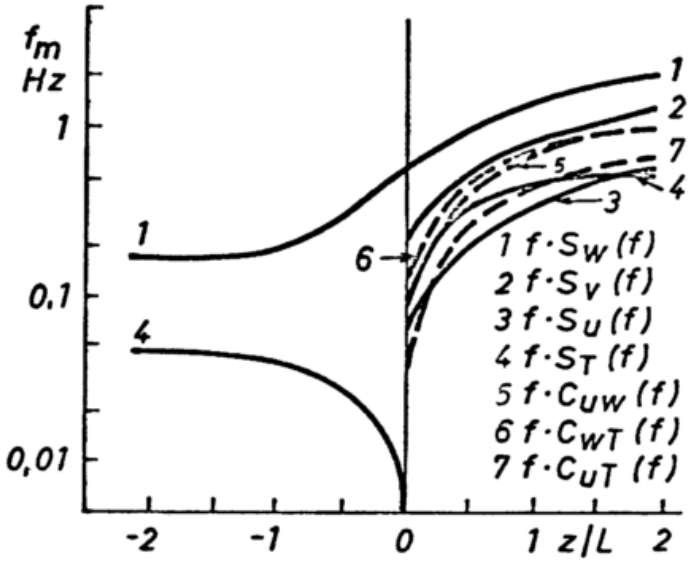


Abb. 2.6: Abhängigkeit der Pikfrequenz von der Stabilität nach Kaimal et al. (1972), Meßpunkte der Experimente Kansas und Minnesota s. Originalquelle

Tab. 2.8: Abschätzung der Pikfrequenz in Hz nach experimentellen Befunden von Kaimal et al. (1972)

z m	u m/s	$-\overline{w'u'}$	$\overline{u'^2}$	$\overline{T'^2}$	$\overline{w'T'}$	$\overline{v'^2}$	$\overline{w'^2}$
2	5	0,125	0,175	0,25	0,5	1,5
	10	0,25	0,35	0,5	1,0	3,0
50	5	0,005	0,007	0,01	0,02	0,06
	10	0,01	0,014	0,02	0,04	0,12

Die Modellierung der Stabilität in der Beziehung (2.94) erfolgt ebenfalls durch universelle Funktionen, wobei Funktionen, die der von Businger et al. (1971) nahe kommen, verbreitet sind. Eine Zusammenstellung von einfach anwendbaren Beziehungen enthält Anl. 2.4. Es sei noch darauf hingewiesen, daß bei der Modellierung von Spektren zusätzliche Scalierungsparameter eingeführt (z. B. Kaimal, 1973) oder komplizierte theoretische Modelle zugrunde gelegt werden (z. B. Claußen, 1985). Hierzu sei auf umfangreiche Originalliteratur verwiesen.

2.5. Auswahl der untersuchten Energieaustauschbestimmungsmethoden

Im Abschnitt 2.2. wurden aus der turbulenten Bewegungsgleichung und der entsprechenden Transportgleichung die wichtigsten Energieaustauschbestimmungsmethoden bereits mit ihren Grundgleichungen dargestellt. Anlage 2.5 enthält nochmals eine Zusammenstellung der zugrunde liegenden Vereinfachungen für die Methoden. Dabei wird auch der Gültigkeitsbereich entsprechend dem Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht (Abschnitt 2.1.) berücksichtigt.

Alle diese Verfahren sind mehr oder weniger von der Schichtung der Atmosphäre (Abschnitt 2.3.) und vom Spektrum der atmosphärischen Turbulenz (Abschnitt 2.4.) abhängig. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden erfolgt im Abschnitt 3. Dabei finden insbesondere Ähnlichkeitsbetrachtungen aus dem Abschnitt 2.3 eine breite Anwendung. Heute kaum noch genutzte Verfahren (z. B. direkte Schubspannungsbestimmung am Boden) oder Verfahren, bei denen nur indirekt auf turbulente Größen geschlossen wird (z. B. Lysimeter), finden keine Berücksichtigung.

3. Methoden zur Bestimmung des turbulenten Energieaustausches

Das nachfolgende Kapitel enthält kurze Beschreibungen zu den wichtigsten Methoden der Bestimmung der turbulenten Energieströme. Dabei muß man insbesondere unterscheiden zwischen direkten Verfahren, zu denen die Fluktuationsmethode (Abschnitt 3.1.), als Standardmethode bei Grundlagenuntersuchungen, und die für spezielle Grundlagenforschungen interessierenden Messungen in der molekularen Grenzschicht (Abschnitt 3.5) zählen, und den indirekten Verfahren. Zu ihnen gehören die aerodynamischen Methoden (Abschnitte 3.2. und 3.3.), die eine breite praktische Anwendung finden und Annahmen zum Austauschkoeffizienten voraussetzen, die Energiedissipationsmethode (Abschnitt 3.4), die speziell bei Flugzeugmessungen und Messungen über dem Meer angewandt wird und die spezielle Annahmen zum Turbulenzspektrum und zur Turbulenzenergiegleichung benötigt, und die in angewandten Bereichen genutzte Bilanzmethode (Abschnitt 3.6.), bei der die turbulenten Ströme als Restglied aus den Strahlungsströmen bestimmt werden. Von der Bewegungsgleichung der gesamten Grenzschicht geht die heute kaum noch genutzte ageostrophische Methode aus (Abschnitt 3.7). In den Abschnitten 3.8. und 3.9. wird auf neuere Möglichkeiten zur Bestimmung einiger Komponenten des Energieaustauschs eingegangen. Da hier die untersten Meßhöhen im allgemeinen >30...50 m liegen, wird jedoch nicht der Energieaustausch in der Bodenschicht erfaßt.

3.1. Fluktuationsmethode

3.1.1. Grundgleichungen

Die Fluktuationsmethode oder Flux-Methode oder eddy-correlation-Methode nimmt unter den Energieaustauschbestimmungsverfahren eine dominierende Rolle ein, da es sich um das einzige allgemein anwendbare direkte Meßverfahren handelt und somit keine zusätzlichen Annahmen benötigt. Die Grundgleichungen ergeben sich unmittelbar aus den Gleichungen (2.26), (2.27) und (2.32) bis (2.34) und lauten für den Impulstransport

$$\tau = - \rho \, \overline{u'w'}, \qquad (3.1)$$

und für den Strom fühlbarer Wärme

$$H = \rho \cdot c_p \cdot \overline{w'T'}, \qquad (3.2)$$

wobei

$$Q = \overline{w'T'} \qquad (3.3)$$

nach Monin und Obuchov (1954) auch als Temperaturstrom bezeichnet wird. Für den Strom latenter Wärme und für die analog definierten Ströme von Beimengungen gilt

$$E = \rho \cdot r \cdot \overline{w'e'}. \qquad (3.4)$$

In den meisten Fällen wird die Dichte als konstant angenommen, wobei auftretende Fehler im Abschnitt 3.1.2. näher untersucht werden, und mit der aktuellen Temperatur T statt der potentiellen Temperatur θ gerechnet. Die Methode bedarf keiner weiteren Voraussetzungen als den homogenen Zustand der atmosphärischen Turbulenz (vgl. auch Abschnitt 2.5.), der eine Separation in eine mittlere Größe und in eine fluktuierende Größe entsprechend Gleichung (2.13) ermöglicht. Die Annahme höhenkonstanter Energieaustauschströme ist weiterhin notwendig, falls man die in einer Höhe gemessenen Werte des Energieaustauschs denen zwischen Unterlage und Atmosphäre gleichsetzen will.

Das größte Problem der Flux-Methode ist die Notwendigkeit der statistischen Unabhängigkeit der beiden zu korrelierenden Größen (s. Taubenheim, 1969), da sonst merklich höhere Ströme bestimmt werden. Dies betrifft insbesondere den Impulstransport, da schon bei geringfügigen Geberneigungen (vgl. Abschnitte 5.2.1.2. und 5.9.2.) die Vertikalwindkomponente durch den Horizontalwind beeinflußt wird. Üblicherweise wird $\bar{w}=0$ angenommen. Dies folgt aus der Kontinuitätsgleichung unter den Bedingungen der Stationarität, horizontalen Homogenität und verschwindenden Massenflusses durch die Oberfläche ($\overline{\rho w}=0$).

Bei Instationarität, ein entsprechender Test wird im Abschnitt 5.6. beschrieben, kommt es ebenfalls zu überhöhten Strömen, so daß aus diesem Blickwinkel möglichst kurze Meßzeiten gefordert werden müßten. Aus der Sicht der Notwendigkeit der Erfassung des gesamten mikroturbulenten Spektrums (vgl. Abschnitt 2.4.) sind Messungen bis etwa 0,001 Hz notwendig. Somit ergeben sich Meßzeiten von 15-60 Minuten Länge, wobei ein von der Windgeschwindigkeit und Höhe abhängiger Spektralbereich $0.005<n<10$ mit $n=f.z/u$ erfaßt werden muß, der außerdem noch von der Stabilität abhängt.

3.1.2. Fehler durch turbulente Dichteschwankungen

Im allgemeinen wird bei der Ableitung der Bewegungsgleichung für turbulente Größen immer vereinfacht für die Tripelkorrelation $\overline{\rho wa}$ angenommen

$$\overline{\rho wa} \approx \rho \overline{w'a'}. \qquad (3.5)$$

Exakt muß jedoch der vertikale Fluß einer extensiven Größe a (Eigenschaft pro kg) in

$$\overline{\rho wa} = \overline{\rho w} \cdot \bar{a} + \overline{(\rho w)'a'} \qquad (3.6)$$

I II

zerlegt werden. Dabei werden die auf Grund der Reynolds'schen Postulate zusätzlich vorhandenen Größen $\overline{\varrho w.a'}$ und $\overline{(\varrho w)'.\bar{a}}$ vernachlässigt, auch wenn nach Lass und Fennel (1979) und Bernhardt (1980) diese Größen durchaus von Null verschiedene Anteile haben können. Term I stellt den konvektiven Anteil dar, auf dessen Bedeutung bereits Bernhardt (1964) hinwies. Dieser wurde aber bislang wegen der Annahme $\bar{w}=0$ immer vernachlässigt. Der Term II ist der turbulente Anteil, der auch bei Turbulenzmessungen erfaßt wird, jedoch nach den Reynolds'schen Postulaten weiter aufgespalten werden muß in

$$\overline{(\varrho w)'a'} = \bar{\varrho}\,\overline{w'a'} + \bar{w}\,\overline{\varrho'a'} + \overline{w'\varrho'a'}. \qquad (3.7)$$

Nach experimentellen Abschätzungen von Piazena (1990) können die letzten beiden Glieder vernachlässigt werden, so daß zur Bestimmung des turbulenten Stroms gilt

$$\overline{(\varrho w)'a'} \approx \bar{\varrho}\,\overline{w'a'}. \qquad (3.8)$$

Die Zerlegung des Terms I in (3.6) ergibt

$$\overline{\varrho w}\cdot\bar{a} = \bar{\varrho}\cdot\bar{w}\cdot\bar{a} + \overline{\varrho'w'}\cdot\bar{a}. \qquad (3.9)$$

I II

Dabei können sowohl der rein konvektive Teil (I) als auch der Strom turbulenter Dichtefluktuationen (II) nicht mehr ohne weiteres vernachlässigt werden.

Ende der 70er Jahre entstand die Diskussion über die Auswirkungen des konvektiven Anteils und der Dichtefluktuationen und damit über die Korrektur der sonst nach (3.8) realisierten Fluxmessungen. Als Ursache können vor allem die meßtechnischen Fortschritte bei der Erfassung passiver Beimengungen wie Wasserdampf und Kohlendioxid gesehen werden. Betrachten Brook (1978) und Reinking (1980) im wesentlichen die Einflüsse des Feuchtestromes, wobei ihre Aussagen zum Teil umstritten sind, so entstand eine Vielzahl von Arbeiten im Zusammenhang mit CO_2-Messungen, bei denen im Gegensatz zum Wasserdampf die Fluktuationen in der Größenordnung der mittleren Konzentrationen liegen (Webb und Pearman, 1977; Jones und Smith, 1978; Smith und Jones, 1979). Umfangreiche zusammenfassende Arbeiten liegen von Webb et al. (1980) und Bernhardt und Piazena (1988, unter Einbeziehung von Scalebetrachtungen von Bernhardt, 1988) vor, die trotz Verwendung teilweise unterschiedlicher Rechenwege zu gleichen Aussagen gelangten. Den überzeugenden experimentellen Nachweis dieser Korrekturen gaben Leuning et al. (1982). In diesen Arbeiten steht auch die Tatsache im Vordergrund, daß die Messung extensiver Größen im allgemeinen nicht pro Masseneinheit, sondern pro Volumeneinheit erfolgt. Bereits Webb et al. (1980), s. a. Bernhardt und Piazena (1988), wiesen darauf hin, daß die übliche Flux-Meßtechnik (Ultraschallanemometer, spektroskopische Meßverfahren wie Lyman-Alpha-Hygrometer) im Gegensatz zu Hitzdrahtanemometern und Psychrometern die turbulenten Ge-

schwindigkeitsschwankungen bzw. die auf die Volumeneinheit bezogenen Dichteschwankungen und nicht die Schwankungen des Impulsdichtevektors $(\varrho w)'$ oder der auf die Masseneinheit bezogenen Anteile extensiver Größen (spezifische Feuchte) mißt. Diese Problematik wurde experimentell weitgehend nicht beachtet. Somit ergibt sich mit $A = \varrho \cdot a$ (a: Konzentration eines auf die Masseneinheit bezogenen extensiven Parameters, A: auf Volumeneinheit bezogener extensiver Parameter, absolute Feuchte) aus (3.6)

$$\overline{\varrho w a} = \bar{w} \cdot \bar{A} + \overline{w'A'}. \qquad (3.10)$$

I II

Die Anwendung der Reynolds'schen Zerlegungen auf den turbulenten Anteil (II) in Gleichung (3.10) ergibt

$$\overline{w'A'} = \bar{\varrho}\,\overline{w'a'} + \bar{a}\,\overline{\varrho'w'} + \overline{\varrho'w'a'}. \qquad (3.11)$$

I II III

Dabei stellt (II) den Strom der turbulenten Dichtefluktuationen dar, der sonst nur bei Zerlegung des konvektiven Terms I von (3.6), wie in (3.9) dargestellt, auftritt. Durch Vergleiche von (3.7) und (3.11) folgt für den turbulenten Term im Gegensatz zu (3.8) bei Messung der auf die Volumeneinheit bezogenen extensiven Größe ein zusätzliches Korrekturglied

$$\overline{(\varrho w)'a'} \approx \overline{w'A'} - \bar{a}\,\overline{\varrho'w'}. \qquad (3.12)$$

Bei der Ableitung entsprechender Korrekturbeziehungen weisen Webb et al. (1980) und Leuning und Legg (1982) auf einen wesentlichen Mangel der Arbeiten von Brook (1978) und Reinking (1980) hin, die an der Oberfläche $\overline{\varrho'w'}(0) = 0$ annahmen. Es stellten jedoch wahrscheinlich erstmals Webb und Pearman (1977) klar, daß zwar für trockene Luft $\overline{\varrho_a'w'}(0)=0$ gilt, daß jedoch der Feuchtestrom (Verdunstung) an der Erdoberfläche nicht verschwindet, $\overline{\varrho_w'w'}(0) \neq 0$.

Es entsteht somit entsprechend den Arbeiten von Webb et al. (1980), Bernhardt und Piazena (1988) und Foken (1989a) als Korrekturbeziehung für den üblicherweise gemessenen Strom $\overline{A'w'}$ bezüglich dem turbulenten Strom $\overline{(\varrho w)'a'}$ aus Gleichung (3.6) ohne Berücksichtigung des konvektiven Anteils

$$\overline{(\varrho w)'a'} \approx \overline{A'w'}\left(1 + \frac{T_*/\bar{T} + [1{,}61/(1+0{,}61\bar{q})]q_*}{A_* / \bar{A}}\right). \qquad (3.13)$$

Berücksichtigt man jedoch den konvektiven Anteil, so erhält man

$$\overline{\varrho wa} \approx \overline{A'w'}\left(1 + \frac{T_*/\bar{T} + 1{,}61(1+0{,}39\bar{q})q_*}{A_* / \bar{A}}\right). \qquad (3.14)$$

Durch Foken (1989a) erfolgten Abschätzungen zu den Korrekturgliedern in (3.13) und (3.14). Diese erreichen selbst bei Messungen über warmen Meeresgebieten (BOMEX nach Pond et al., 1971) nicht einmal 5 % Fehler für den Wasserdampfstrom und bleiben somit innerhalb der Meßgenauigkeit des Verfahrens. Da das Korrekturglied von T_* und q_* abhängt, wurde in Abb. 3.1 die Abhängigkeit des Fehlerwertes vom Bowen-Verhältnis dargestellt. Von besonderem Interesse sind die Daten eines Meßeinsatzes auf dem Flughafen Berlin-Schönefeld im Juni 1985 (Richter, 1990) und von KUREX-88, da von allen Autoren offensichtlich immer von Bo<1 ausgegangen wird. Dieses Verhältnis ist im Sommer über dem mitteleuropäischen Festland durchaus

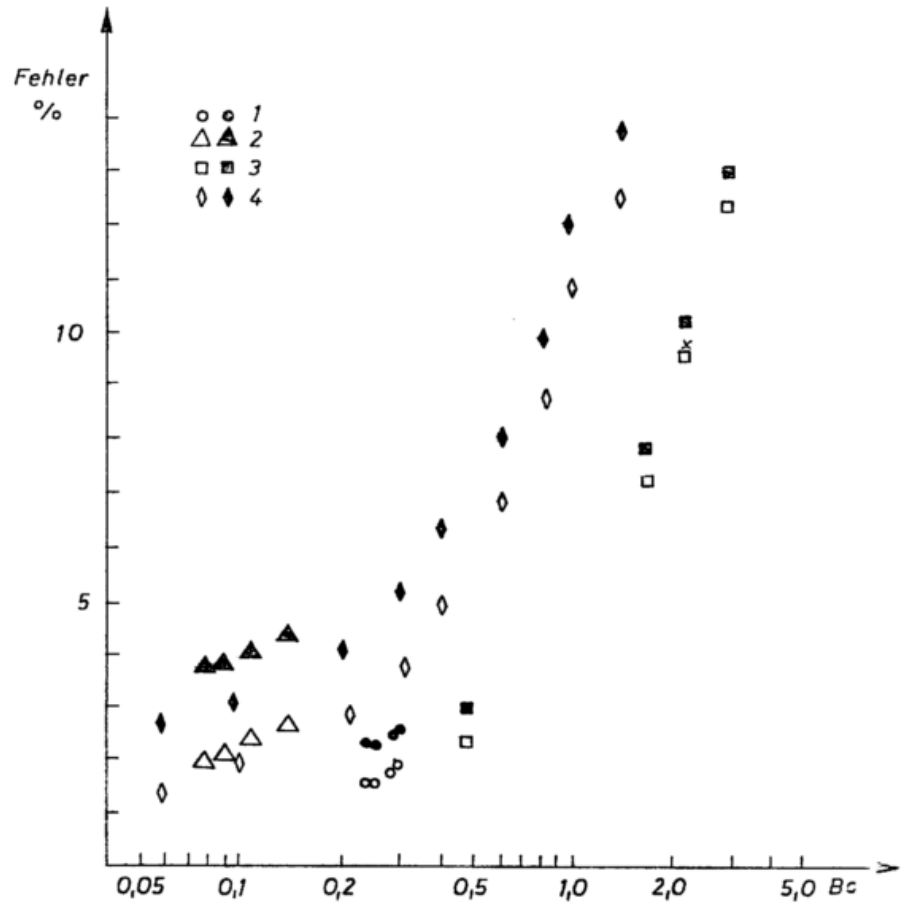


Abb. 3.1: Fehler der Fluxmessungen für den latenten Wärmestrom durch Dichte- und Auftriebseinflüsse entsprechend Gleichung (3.13), offene Symbole, und (3.14), ausgefüllte Symbole nach Foken (1989a), ergänzt
1: San Diego nach Pond et al. (1971)
2: BOMEX nach Pond et al. (1971)
3: Schönefeld 1985 nach Richter (1990)
4: KUREX-88

nicht gegeben, wobei der Juni 1985 keinesfalls besonders trocken war. Die Fehlerglieder der Gleichungen (3.13) und (3.14) nehmen dabei beachtliche Werte an. Der konvektiv bedingte Anteil ist mit <1 % sehr gering. Der Dichtefluktuationsstrom wird aber stark durch das Glied $\overline{w'\overline{T}'/\overline{T}}$ bestimmt, d. h. die Dichteinhomogenitäten werden wegen des vorhandenen Wasserdampfes stärker durch Temperaturunterschiede als durch Dichteunterschiede hervorgerufen. Man muß jedoch bemerken, daß bei latenten Wärmeströmen <30...50 W/m^2 der Fehler des Meßverfahrens wiederum in der Größe der hier bestimmten Fehlerwerte liegt. Das aus Abb. 3.1. ersichtliche unterschiedliche Verhalten der Ergebnisse von BOMEX und KUREX-88 gegenüber den anderen beiden Experimenten liegt in den um den Faktor 2-3 höheren spezifischen Feuchten begründet. Stellt man die Fehler in Beziehung zu Bo/q^2, so erhält man einen nahezu einheitlichen funktionellen Zusammenhang.

Anfang der 80er Jahre gab es, ausgehend von der Feuchteabhängigkeit der spezifischen Wärme

$$c_p = c_{pa} \, (\, 1 + 0{,}84 \, q \,), \qquad (3.15)$$

(c_{pa}: spezifische Wärme für trockene Luft) und einer von Brook (1978) eingeführten veränderten Definition des fühlbaren Wärmestromes in der Form

$$H = \bar{\varrho} \; \overline{w'(c_p T)'} \qquad (3.16)$$

umfangreiche Diskussionen über die Zulässigkeit dieser Definition und die damit verbundenen erheblichen Korrekturen für den fühlbaren Wärmestrom. Dabei konnten Webb (1982b), Leuning und Legg (1982) und Nicholls und Smith (1982) gleichzeitig feststellen, daß (3.16) und die darin enthaltene Aufspaltung von $(c_pT)'$ nach Fluktuationen von c_p unzulässig ist, da ein aus fühlbarem und latentem Wärmestrom gemischter Strom definiert wird. Die Berücksichtigung dichteabhängiger Auftriebseffekte kann nur über die Einführung der virtuellen Temperatur realisiert werden.

Der Einbeziehung der Dichtefluktuationen und der Auftriebseffekte bei Gasen wie Kohlendioxid, Ozon u. a. wird nach den Arbeiten von Leuning et al. (1982) uneingeschränkt zugestimmt. Demgegenüber kann bei der Messung des Wasserdampfstromes ohne zusätzliche Korrektur gearbeitet werden, da bei Bo<1 der Fehler zwar absolut recht groß ist, jedoch der relative Fehler noch im Genauigkeitsbereich des Flux-Verfahrens liegt. Bei Bo>1 liegen bei großem relativen Fehler die absoluten Werte im Grenzbereich der Auflösbarkeit des Verfahrens.

3.2. Aerodynamische Methode

3.2.1. Grundgleichungen

Die aerodynamische Methode beruht auf einem Schließungsansatz für turbulente Ströme in der Bewegungsgleichung auf der Grundlage der Boussinesq-Approximation und dem Prandtl'schen Mischungsweganzatz (vgl. Abschnitt 2.2.). Die sich daraus ergebenden Grundgleichungen lauten für den Impulsaustausch

$$\overline{w'u'} = - K_m \frac{\partial u}{\partial z}, \qquad (3.17)$$

für den Temperaturstrom

$$\overline{w'T'} = - K_h \frac{\partial T}{\partial z} \qquad (3.18)$$

und für den Wasserdampfstrom (bzw. auch Strom von Beimengungen)

$$\overline{w'e'} = - K_e \frac{\partial e}{\partial z}. \qquad (3.19)$$

Ein echter Durchbruch bezüglich der Anwendung dieser Methoden wurde aber erst nach Einführung des Längenmaßstabes L (Obuchov-Länge, vgl. Abschnitt 2.3.1.) durch Obuchov (1946)

$$L = - \frac{u_*^3}{æ \cdot (g/T_0) \cdot \overline{w'T'}} \qquad (3.20)$$

und der mittels der Ähnlichkeitstheorie durch Monin und Obuchov (1954) abgeleiteten universellen Funktionen (s. Abschnitt 2.3.2.) erzielt:

$$u_* = æ \cdot z \cdot \frac{\partial u}{\partial z} / \varphi_m(z/L) \qquad (3.21)$$

mit

$$u_*^2 = -\overline{w'u'}, \qquad (3.22)$$

$$\overline{w'T'} = \lambda \cdot z \cdot u_* \cdot \frac{\partial T}{\partial z} / \varphi_h(z/L), \qquad (3.23)$$

$$\overline{w'e'} = \lambda_e \cdot z \cdot u_* \cdot \frac{\partial e}{\partial z} / \varphi_e(z/L). \qquad (3.24)$$

Dabei wird wegen fehlender experimenteller Daten $\lambda_e=\lambda$ gesetzt.

Die auf der Monin-Obuchov'schen Ähnlichkeitstheorie beruhende aerodynamische Methode ist an eine Reihe von Voraussetzungen gebunden, deren Nichtbeachtung zu Fehleinschätzungen bzw. fehlerhaften Ergebnissen führen kann. Dies wird leider zu oft auf die Fehlerhaftigkeit der Meßwerte bzw. mangelnde Zuverlässigkeit des verwendeten Verfahrens zurückgeführt. Solche Voraussetzungen sind:

- Die Theorie gilt nur in der atmosphärischen Bodenschicht.
- Es ist von der Annahme höhenkonstanter Austauschströme auszugehen.
- Die Strömung muß horizontal homogen und beschleunigungsfrei sein.
- Die Unterlage muß hinreichend horizontal homogen sein.
- Vertikalbewegungen müssen vernachlässigbar sein.
- Es muß ein turbulentes Regime vorhanden sein, d. h. die Theorie gilt nicht für rein thermisch geprägte Austauschverhältnisse bei Windgeschwindigkeiten gegen Null.

3.2.2. Universelle Funktionen und ihre Integration

Während die meisten bekannten universellen Funktionen einen Verlauf haben, der eine Lösung der O'KEYPS-Funktion darstellt (vgl. Abschnitt 2.3.2.), ist für die Funktion nach Skeib (1980) ein Herangehen entsprechend der Scalierung der atmosphärischen Grenzschicht charakteristisch. Dabei wurde der kritische Wert für den Übergang von dynamischer zu dynamisch-thermischer Turbulenz mit $z/L = -0{,}075$ angegeben. Er ergibt sich aus in Australien erhaltenen experimentellen Ergebnissen (Kerang 1962, Hay 1964), Angaben bei Monin und Jaglom (1965) und aus der durchgeführten Extrapolation verschiedener bekannter Funktionen. Eine annähernde Bestätigung dieses Wertes mit dem Datensatz von MESP-81 wurde durch Gurtalova et al. (1987) vorgenommen (Abb. 2.3). Demgegenüber wurde mit dem Datensatz von Högström (1988) zumindest für $\varphi_m(z/L)$ ein etwas größerer Wert erreicht. Unter Berücksichtigung einiger weiterer Untersuchungen wurde von Foken (1990) für die universelle Funktion im labilen Fall $\zeta_c=-0{,}0625$ festgelegt. Weitaus schwieriger, vor allem wegen des Mangels an experimentellen Daten, ist die Festlegung des kritischen Wertes beim Übergang vom dynamisch-thermischen zum rein thermischen Bereich. Untersuchungen von Tiesel und Foken (1987) bezüglich der Grenze zwischen rein thermischer und thermisch-dynamischer Seerauchentstehung ergeben -2,5 und Untersuchungen von Foken (1988) zur Gültigkeit der Wärmestrombestimmung aus dem Temperaturstrukturparameter unter konvektiven Bedingungen den Wert -1 (vgl. Abschnitt 3.8.). Im stabilen Bereich gibt Skeib (1980) auf Grund der Antarktismessungen von Čalikov (1968) für den ersten kritischen Wert 0,16 an, der von Foken (1990) auf 0,125 korrigiert wurde. Der Mangel an zuverlässigen Messungen in diesem Bereich gestattet bislang keine weitere Verifikation.

Zur Bestimmung der Profile der Windgeschwindigkeit, der Temperatur und des Wasserdampfdruckes bzw. der Beimengungskonzentrationen ist die Integration der Gleichungen (3.21), (3.23) und (3.24) notwendig:

$$u_2 - u_1 = \frac{u_*}{\varkappa \cdot z} \left[\psi_m\left(\frac{z_2}{L}\right) - \psi_m\left(\frac{z_1}{L}\right) \right], \qquad (3.25)$$

$$T_2 - T_1 = \frac{\overline{w'T'}}{u_* \cdot \lambda \cdot z} \left[\psi_h\left(\frac{z_2}{L}\right) - \psi_h\left(\frac{z_1}{L}\right) \right], \qquad (3.26)$$

$$e_2 - e_1 = \frac{\overline{w'e'}}{u_* \cdot \lambda \cdot z} \left[\psi_e\left(\frac{z_2}{L}\right) - \psi_e\left(\frac{z_1}{L}\right) \right]. \qquad (3.27)$$

Wenn man $z_1=z_o$ wählt und in diesem Bereich das logarithmische Profil annimmt, gilt:

$$u(z) = \frac{u_*}{\varkappa} \left[\ln\left(\frac{z}{z_o}\right) - \psi_m\left(\frac{z}{L}\right) + \psi_m\left(\frac{z_o}{L}\right) \right], \qquad (3.28)$$

$$T(z) - T_o = \frac{\overline{w'T'}}{u_* \cdot \lambda} \left[\ln\left(\frac{z}{z_o}\right) - \psi_h\left(\frac{z}{L}\right) + \psi_h\left(\frac{z_o}{L}\right) \right], \qquad (3.29)$$

$$e(z) - e_o = \frac{\overline{w'e'}}{u_* \cdot \lambda} \left[\ln\left(\frac{z}{z_o}\right) - \psi_e\left(\frac{z}{L}\right) + \psi_e\left(\frac{z_o}{L}\right) \right]. \qquad (3.30)$$

Für universelle Funktionen, die eine Lösung der O'KEYPS-Formel darstellen, wurde durch Paulson (1970) folgende Integration vorgenommen:

$$\psi_m\left(\frac{z}{L}\right) = 1 - \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right) - 3 \ln\left[\varphi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right] + 2 \ln\left\{\left[1+\varphi_m\left(\frac{z}{L}\right)\right]/2\right\} +$$

$$+ 2 \arctan \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right) - \frac{\pi}{2} + \ln\left\{\left[1+\varphi_m^2\left(\frac{z}{L}\right)\right]/2\right\}. \qquad (3.31)$$

Es fällt auf, daß diese Form nicht nur 'unübersichtlich', sondern vor allem physikalisch nicht verständlich ist. Ein darauf beruhendes Auswerteschema unter Berücksichtigung der universellen Funktionen nach Businger et al. (1971) wurde von Berkowicz und Prahm (1982) vorgestellt. Demgegenüber hat die Skeib'sche universelle Funktion eine ausgesprochen einfache Integrierbarkeit, auch wenn ihre Ableitung an den kritischen Punkten nicht stetig ist. Diese Integration wurde für den Bereich $-0{,}0625 \geq z/L \geq -1$ durch Foken und Skeib (1980) vorgenommen:

$$u_2 - u_1 = -\frac{4.u_*}{æ}\left[\left(\frac{z_2/L}{-0,0625}\right)^{-1/4} - \left(\frac{z_1/L}{-0,0625}\right)^{-1/4}\right], \quad (3.32)$$

$$T_2 - T_1 = -\frac{2.T_*}{\lambda}\left[\left(\frac{z_2/L}{-0,0625}\right)^{-1/2} - \left(\frac{z_1/L}{-0,0625}\right)^{-1/2}\right]. \quad (3.33)$$

Für den Wasserdampfstrom gilt eine Gleichung analog zu (3.33). In dieser Arbeit sind auch verallgemeinerte Formeln für die Profilauswertung angegeben. Für die Auswertung von Profilmessungen, bei denen die Meßwertgeber einen logarithmischen Abstand haben ($z_2=2.z_1$, $z_3=4.z_1$, ...), sind unten angeführte Korrekturglieder zur Rückführung des gemessenen labilen Profils auf ein 'neutrales Profil' notwendig, um mittels einer linearen Regression die Energieströme bestimmen zu können. Die Regressionsanalyse vor der Rückrechnung auf das neutrale Profil führt in jedem Fall zu falschen Werten der Energieströme, die im labilen Fall zu klein, im stabilen Fall zu groß werden. Dabei müssen alle Meßpunkte, für die $z/L < -0,0625$ gilt, korrigiert werden:

$$\Delta_i^u = \frac{u_*}{æ}\left[(i-1)\ln 2 + \frac{2^{-1/4} - 1}{0,25(-0.0625.L)^{-1/4}} \cdot z_1^{-1/4} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \sum_{i=2}^{n} (2^{i-2})^{-1/4}\right], \quad (3.34)$$

$$\Delta_i^T = \frac{T_*}{\lambda}\left[(i-1)\ln 2 + \frac{2^{-1/2} - 1}{0,5(-0,0625.L)^{-1/2}} \cdot z_1^{-1/2} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \sum_{i=1}^{n} (2^{i-2})^{-1/2}\right]. \quad (3.35)$$

Dabei ist z_1 die höchste Meßhöhe, für die $z_1/L > -0.0625$ und $i>1$ gilt. Dieses Auswerteschema ist iterativ zu lösen. Es konvergiert schon bei 3-5 Iterationsschritten. Ein entsprechendes Rechenprogramm mit Erweiterung auch für stabile Schichtung liegt am MHO vor.

3.2.3. Approximationsansätze

Eine weitere Form der Profilauswertung ist eine geeignete Approximation von Wind- und Temperaturprofilen, wobei beispielsweise

$$u(z) = a_o + a_1 \ln z + a_2 z, \quad (3.36)$$

$$T(z) = b_o + b_1 \ln z + b_2 z \quad (3.37)$$

typische Ansätze sind. Quadratische Glieder von z oder lnz werden ebenfalls häufig verwendet. Für eine bestimmte Meßhöhe läßt sich nach der Bestimmung der Koeffizienten mittels der Methode der kleinsten Quadrate der Gradient berechnen. Damit erhält man sowohl die Stabilität

$$Ri(z) = \frac{g}{T} \frac{(dT/dz)_z}{(du/dz)_z^2} \qquad (3.38)$$

als auch nach Vorgabe einer universellen Funktion die entsprechenden Energieströme

$$u_* = \frac{æ.z}{\varphi_m} (du/dz)_z, \qquad (3.39)$$

$$\overline{w'T'} = \frac{\lambda.z.u_*}{\varphi_h} (dT/dz)_z. \qquad (3.40)$$

Diese Verfahren bieten bei der Berücksichtigung von mehreren aufeinanderfolgenden Profilmessungen auch die Möglichkeit, Größen wie Verschiebungshöhe und Rauhigkeitshöhe explizit zu bestimmen (Gerstmann, 1980, 1982b). Der mathematische und rechentechnische Aufwand dieser Verfahren ist jedoch unvergleichlich höher als bei der im Abschnitt 3.2.2. beschriebenen Verfahrensweise. Umfangreiche Untersuchungen zu Profilapproximationen wurden für den Datensatz von MESP-81 durch Gerstmann (1984b) und Kader und Perepelkin (1984) vorgenommen. Dabei zeigt zwar der Approximationsansatz von Kader und Perepelkin

$$\left.\begin{matrix} u(z) \\ T(z) \end{matrix}\right\} = K_1 + \frac{K_2.\ln z + K_3 + K_4.z^{2/3}}{5 + z} \qquad (3.41)$$

gegenüber Ansätzen ähnlich (3.36) und (3.37) die weitaus beste Approximationsgüte, jedoch weist Gerstmann (1984b) zumindest darauf hin, daß der physikalische Bezug bei diesem Ansatz nicht gegeben ist und selbst Meßfehler gut approximiert werden. Augenfällig ist auch, daß der offensichtlich nicht mehr zur Bodenschicht gehörende Meßwert in 32 m Höhe (s. Wache und Foken, 1990) zu sehr starken Krümmungen bei der Approximation führt. Der in Anl. 2.3 angegebene Vergleich universeller Funktionen beruht auf dieser Approximation.

3.2.4. Fehler der Profilmethode

Umfangreiche Untersuchungen zu Fehlern bei Profilmessungen liegen von Foken und Skeib (1980) vor. Schwerpunkt dieser Untersuchungen ist die Ermittlung der Auswirkungen von Meßfehlern in einzelnen Profilmeßhöhen, wozu entsprechende Be-

wertungsschemata in Abhängigkeit vom Energiestrom, von der Fehlergröße der Meßwertgeber und der Stabilität mitgeteilt werden. Danach muß man mit Fehlern > 10 % rechnen, wenn die Fehler der Meßgeräte > ±0,05 K bzw. > ±0,05 m/s und die Energieströme $u_* < 0{,}05$ m/s und $H < 20$ W/m^2 sind. Hinzu kommen noch die Fehler der Profilgleichungen selbst, d. h. der Fehler der universellen Funktionen und der von-Kármán-Konstante. Von beiden Autoren wird auch die These widerlegt (s. Gerstmann, 1984b), daß ein hoher Korrelationskoeffizient eine qualitativ gute Messung kennzeichnet. Auf weiterhin behandelte Fehler durch meteorologische Einflüsse wird im Abschnitt 4. eingegangen. Nachfolgende Bemerkungen dienen vor allem der Abschätzung des Einflusses der Feuchte in der Monin-Obuchov-Länge und der Notwendigkeit zur Verwendung der potentiellen Temperatur.

Zur Untersuchung des Einflusses der potentiellen Temperatur geht man von (2.8) aus und ersetzt das Verhältnis der Druckwerte am Boden und in der Meßhöhe durch die barometrische Höhenformel. Setzt man die Differenz (T-Θ) gleich dem maximal zulässigen Meßfehler der Meßgeräte, so erhält man in Abhängigkeit von dieser Größe maximale Höhen, bis zu denen mit der aktuellen statt der potentiellen Temperatur gearbeitet werden kann. Dabei ist der Einfluß des Druckes und der Temperatur, wenn man von üblichen Meßbedingungen ausgeht (1000hPa, 280-300 K), unbedeutend. Es ergeben sich für die Fehlerwerte 0,02, 0,05 und 0,1 K die maximalen Höhen von 5, 12, 25 m, bis zu denen mit der aktuellen Temperatur gearbeitet werden kann. Damit können Parametrisierungsverfahren, die bei sehr hoher Gebergenauigkeit bis ca. 2-3 m angewandt werden, sowie Profilmessungen bis im allgemeinen 4-8 m Höhe und mit weniger genauen Geräten bis 16-32 m Höhe (wenn man von der obersten Meßhöhe absieht) problemlos mit der aktuellen Temperaturmessung realisiert werden.

Analog zum Vorgehen im Abschnitt 3.1.2. muß auch bei der Profilmethode davon ausgegangen werden, daß das Problem der Stabilität der Schichtung durch vorhandener Dichteunterschiede beachtet werden muß. Diese beruhen selbstverständlich nicht nur auf Temperaturunterschieden, sondern auch auf Feuchteunterschieden. In diesem Sinne ist auch hier zu klären, inwieweit mit der virtuellen Temperatur gearbeitet werden muß (Zilitinkevič, 1970; Dyer, 1974; Richter und Skeib, 1990). Während die Unterschiede der Gradienten von aktueller und virtueller Temperatur im Bereich der Meßfehler liegen, treten besonders bei den virtuellen Stabilitätsmaßen

$$Ri_v = Ri\ (1 + c/Bo), \tag{3.42}$$

$$\zeta_v = \zeta\ (1 + c/Bo) \quad \text{mit} \tag{3.43}$$

$$c = 0{,}61\ c_p\ .\ T\ /\ r \tag{3.44}$$

Abweichungen auf. Mit einem Wert von c=0,075 (entspricht etwa 25 °C) ergeben sich die in Tab. 3.1 angegebenen Fehlerwerte.

Diese Ergebnisse konnten auch von vanBoxel et al. (1989) bestätigt werden. Daraus wird offensichtlich, daß selbst über dem Land eine Korrektur der Stabilitätsmaße notwendig erscheint.

Tab. 3.1: Korrekturglieder bei Einführung virtueller Stabilitätsmaße nach Richter und Skeib (1990)

Bo	1	1/2	1/5	1/10
c/Bo	0,075	0,15	0,375	0,75

Richter und Skeib (1990) stellen jedoch die Frage nach der Zweckmäßigkeit der Korrektur der Stabilitätsmaße. Bislang wurde die Profilmethode mittels Fluxmessungen, die nach Abschnitt 3.1.2. auch ohne Berücksichtigung der Feuchte als richtig zu bewerten sind, geeicht, d. h., es wurden entsprechende universelle Funktionen bestimmt. Die Feuchtekorrektur der Stabilitätsmaße hätte unweigerlich die völlige Neubestimmung der universellen Funktionen zur Folge. Da auch gegenwärtig noch kaum Feuchtedaten in größerem Umfang vorliegen, die eine derartige Arbeit ermöglichen würden, muß davon vorerst noch Abstand genommen werden. Der Feuchteeinfluß kommt somit im Gesamtfehler der Profilmessungen, der u. a. auch durch die Streuung der universellen Funktionen und abweichende Angaben zu α_o beeinflußt wird, zum Tragen. Versuche zur Definition universeller Funktionen mit z/L_v als Argument (Panin et al., 1982) müssen im Rahmen der gegenwärtigen Genauigkeit von Feuchtemessungen als noch im Fehlerbereich der Messung liegend betrachtet werden.

3.2.5. Meßtechnische Realisierung

Bei der meßtechnischen Realisierung von Profilmessungen geht man von 3-6 Meßhöhen aus, wobei Matejka et al. (1988) als ein Optimum 4-5 Meßhöhen fanden. Der Abstand zwischen den Gebern wird im logarithmischen Maßstab festgelegt, wobei bei neutraler Schichtung jeder Meßhöhe gleiche Gewichte beigemessen werden. Bei einer geschichteten Bodenschicht müßte streng genommen die Höheneinteilung den jeweiligen Stabilitätsverhältnissen angepaßt werden, um die Gleichverteilung der Gewichte beizubehalten. Dies läßt sich praktisch nicht realisieren, so daß der Weg der Minimierung der Geberfehler hier effektiver ist. Anzustreben ist weiterhin, daß sich die unterste Höhe möglichst dicht über dem Boden befindet, ohne von der Rauhigkeit unmittelbar beeinflußt zu werden (vgl. Abschnitt 4.2.). Die obere Höhe sollte möglichst hoch, jedoch noch in der Bodenschicht und unbeeinflußt von internen Grenzschichten (Abschnitt 4.1.), gewählt werden. Dies führt allerdings zumindest über Land zu relativ niedrigen Meßhöhen von kaum mehr als 4-8 m Höhe.

3.3. Parametrisierungsverfahren nach der aerodynamischen Methode

Im Gegensatz zur Profilmethode wird bei der Parametrisierung auf nur zwei Meßhöhen orientiert. In diesem Sinne soll nachfolgend auch der Begriff Parametrisierung verwendet werden. Dabei ergeben sich zwei Möglichkeiten zur Wahl der Meßhöhe:
- Beide Höhen in einer Schicht, möglichst in der turbulenten Schicht.
- Eine Höhe identisch mit der Oberfläche, zweite möglichst in turbulenter Schicht.

Physikalisches Grundprinzip für ein derartiges Herangehen ist das Depositionsgeschwindigkeitsverfahren (Bolin et al., 1974; Roth, 1975). Dabei ergibt sich die Depositionsgeschwindigkeit als das Verhältnis aus der Flußdichte S einer Eigenschaft und der Differenz der Eigenschaftskonzentration c zwischen zwei Höhen z_1 und z_2:

$$v_{1,2} = \frac{S}{c(z_1) - c(z_2)} \quad . \tag{3.45}$$

Die inverse Depositionsgeschwindigkeit wird als Transportwiderstand definiert und ist somit eine zur Elektrik analoge Größe. Dabei läßt sich für alle Schichten der Bodenschicht (s. Tab. 2.1) ein entsprechender Transportwiderstand definieren. Er ist das Höhenintegral über den reziproken Austauschkoeffizienten

$$r_{1,2} = \frac{1}{v_{1,2}} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{K_{1,2}} \quad . \tag{3.46}$$

Somit lassen sich mit der Depositionsgeschwindigkeit sowohl die Fälle mit zwei Meßhöhen in der turbulenten Schicht als auch der Fall mit z_1=0 behandeln, d. h. es werden für eine Höhe die Oberflächenwerte benutzt. Letzterer Fall wird üblicherweise als 'Bulk'-Verfahren bezeichnet. In der Literatur findet man unter diesen Bedingungen häufig auch eine andere Definition der Depositionsgeschwindigkeit. In Gleichung (3.45) wird nicht die Konzentrationsdifferenz zwischen z_2 und der Oberfläche oder z_1, sondern nur die Konzentration in z_2 eingesetzt. Beide Definitionen unterscheiden sich hinsichtlich ihres Ergebnisses merklich.

3.3.1. Parametrisierung für gesamte Bodenschicht

Ausgangspunkt für die Ableitung von Beziehungen für die Parametrisierung der gesamten Bodenschicht aus Meßwerten von der Oberfläche und aus einer beliebigen Höhe, die schon aus meßtechnischen Gründen in der turbulenten Schicht liegen wird,

ist die allgemeine Gleichung

$$\overline{x'w'} = \frac{\nu_t + \nu_m}{\varphi(\zeta)} \cdot \frac{\partial x}{\partial z} \qquad (3.47)$$

mit ν_t als turbulentem und ν_m als molekularem Austauschkoeffizienten. Dabei kann X eine beliebige Größe sein, wie Windgeschwindigkeit, Temperatur, Wasserdampfdruck usw., so daß sich als $\overline{x'w'}$ die turbulenten Ströme für den Impulsaustausch sowie den Austausch fühlbarer und latenter Wärme usw. ergeben. Die Differenzform von (3.47) lautet

$$x(z) - x(0) = \overline{x'w'} \int_0^z \frac{\varphi(\zeta)\, dz}{\nu_t + \nu_m}. \qquad (3.48)$$

Das reziproke Integral in (3.48) wird als Profilkoeffizient Γ bezeichnet, der identisch ist mit der Depositionsgeschwindigkeit. Die Lösung des Integrals muß schrittweise entsprechend der Schichtenstruktur der Bodenschicht erfolgen, d. h. entsprechend der Betrachtungsweise der Transportwiderstände:

$$\Gamma = \left(\int_0^{\delta} \frac{dz}{\nu_m} + \int_{\delta}^{\delta_Z} \frac{dz}{\nu_m + \nu_t} + \int_{\delta_Z}^{\delta_D} \frac{dz}{\nu_t} + \int_{\delta_D}^{z} \frac{\varphi(\zeta)\, dz}{\nu_t} \right)^{-1}. \qquad (3.49)$$

I II III IV

(I: molekular, II: molekular/turbulent, III: dynamisch/turbulent, IV: dynamisch-thermisch/turbulent). Die Lösung der Integrale bringt einige Probleme mit sich, da sowohl die Grenzen zwischen den Schichten als auch die Austauschkoeffizienten in den Schichten z. T. nicht bekannt sind. Für die üblichen Bulk-Beziehungen

$$\tau = \rho \cdot C_D \, [u(z) - u(0)]^2, \qquad (3.50)$$

$$H = \rho \cdot c_p \cdot C_H \, [u(z) - u(0)] . [T(z) - T(0)], \qquad (3.51)$$

$$E = \rho \cdot r \cdot C_E \, [u(z) - u(0)] . [e(z) - e(0)] \qquad (3.52)$$

erhält man somit aus (3.49) den Profilkoeffizienten

$$\Gamma = C \cdot [u(z) - u(0)], \qquad (3.53)$$

der die spezifischen Eigenschaften der einzelnen Schichten widerspiegelt, wie Rauhigkeits- und Stabilitätseinflüsse, die somit nicht mehr als konstant angenommen werden brauchen. Das vollständige Modell und seine praktische Anwendung sind bei Foken (1979a, 1984a, 1986) beschrieben.

3.3.2. Parametrisierung für turbulente Schicht

Im Falle der Parametrisierung ausschließlich in der turbulenten Schicht, d. h., die beiden Meßhöhen befinden sich in dieser, nehmen die Gleichungen (3.47) und (3.48) folgende Form an:

$$\overline{x'w'} = \frac{\nu_t}{\varphi(\zeta)} \cdot \frac{\partial x}{\partial z} , \tag{3.54}$$

$$x(z_2) - x(z_1) = \overline{x'w'} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\varphi(\zeta)}{\nu_t} dz . \tag{3.55}$$

Die Lösung des Integrals hängt wesentlich von der verwendeten universellen Funktion ab. Dabei ist zu berücksichtigen, daß es sich auch hier um ein Zweischichtenproblem handelt, d. h. die dynamische Unterschicht und die Prandtl-Schicht. Dieser Trennung wird sehr gut die universelle Funktion nach Skeib (1980) gerecht, bei deren Anwendung eine kritische Höhe z_c eingeführt wird (s. Skeib und Richter, 1984), die die Obergrenze der dynamischen Unterschicht darstellt. Die Integration von (3.55) und damit ein Parametrisierungsverfahren für zwei Höhen wird ausführlich bei Richter und Skeib (1984) dargestellt. Ein ähnliches Parametrisierungsverfahren wurde auch von Itier (1980) vorgestellt, wobei im wesentlichen von den universellen Funktionen nach Businger et al. (1971) ausgegangen wurde und in Abhängigkeit von der Stabilität noch zusätzliche Terme, die speziell die Auftriebseffekte berücksichtigen, eingefügt werden. Auch Lege (1981) betrachtet derartige Möglichkeiten. Die Berücksichtigung der Stabilität mittels der Richardson-Zahl ist dabei nicht unproblematisch, wie im Abschnitt 2.3.2. gezeigt wurde.

Die entsprechenden Bestimmungsgleichungen des beschriebenen Parametrisierungsverfahrens lauten nach Richter und Skeib (1990):

$$u(z_2)-u(z_1) = \frac{u_*}{\varkappa} \cdot \begin{cases} \ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right), & z_1 < z_2 < z_c \\ \ln\left(\frac{z_c}{z_1}\right) + \frac{1}{n_u}\left[1-\left(\frac{z_2}{z_c}\right)^{-n_u}\right], & z_1 \le z_c \le z_2 \\ \frac{1}{n_u}\left[\left(\frac{z_1}{z_c}\right)^{-n_u} - \left(\frac{z_2}{z_c}\right)^{-n_u}\right], & z_c < z_1 < z_2 \end{cases} \tag{3.56}$$

mit

$$\left.\begin{aligned} \zeta_c &= -0{,}0625 \\ n_u &= 0{,}25 \\ n_T &= 0{,}5 \end{aligned}\right\} \quad \zeta < 0\,, \qquad \left.\begin{aligned} \zeta_c &= 0{,}125 \\ n_u &= -1 \\ n_T &= -2 \end{aligned}\right\} \quad \zeta > 0. \tag{3.57}$$

Dabei findet n_T Anwendung in den analogen Gleichungen für den fühlbaren und latenten Wärmestrom. Die Bestimmung der kritischen Höhe z_c erfolgt mittels der sogenannten Bulk-Richardson-Zahl (2.73) und unter Beachtung der in Tab. 2.6. angegebenen Korrekturfaktoren R mittels der Beziehung

$$z_c = \frac{\zeta_c}{\zeta_1} \cdot z_1 = \frac{\zeta_c \cdot z_1}{R \cdot \widetilde{Ri}} \,. \tag{3.58}$$

Abb. 3.2 enthält einen Vergleich zwischen parametrisierten Energieströmen und Fluxmessungen, der das Verfahren als verwendbar bestätigt.

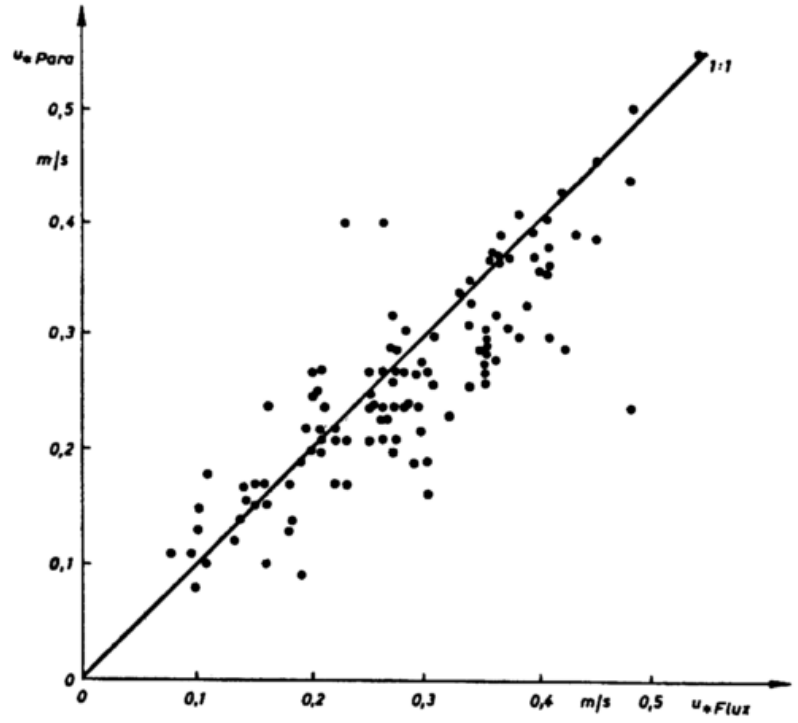


Abb. 3.2: Vergleich parametrisierter Schubspannungsgeschwindigkeiten mit Fluxmessungen während des Experimentes in Schönefeld 1985 nach Richter (1990)

3.3.3. Praktische Anwendung der Bulk-Beziehungen

Die Anwendung der Gleichungen (3.50) bis (3.52) ist für die Energieaustauschbestimmung von erheblicher praktischer Bedeu-

tung. Neben der Ermittlung der Bulk-Koeffizienten C_D, C_H und C_E ist nach Foken (1985) auch der meßtechnischen Erfassung der Eingangswerte eine besondere Bedeutung beizumessen:

Die exakte Bestimmung der Meßhöhe z ist bei Seegang erschwert. Selbst bei mit dem Seegang bewegten Meßkörpern (Bojen, Schiffe) bewegen sich diese nur mit einer bestimmten Wellenfrequenz, so daß eine gewisse Filterung eintritt (vgl. Abschnitt 5.9.1.). Dies bewirkt Fehler in der Angabe der Meßhöhe z und bei der genauen Höhenzuordnung der höhenabhängigen Größen C.

Die Bestimmung der Verhältnisse an der Wasseroberfläche stellt ein erheblich erschwerendes Moment dar. Es ist zwar ohne größeren Fehler möglich, die Translationsgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche Null zu setzen (u(0)=0), jedoch ist für die Wärmestrombestimmung unbedingt eine exakte Oberflächentemperatur notwendig, da sich die Wassertemperatur auch schon in einigen Millimetern Tiefe und auf alle Fälle in der üblichen Meßtiefe von 0,5 bis 1,0 m um magn $\pm$ 1K von der Oberflächentemperatur unterscheidet. Als einzige zuverlässige Methode kommen Strahlungstemperaturmessungen in Frage, jedoch ist die absolute Zuordnung zur gemessenen Lufttemperatur problematisch. Weiterhin wirken sich Verunreinigungen an der Wasseroberfläche zumindest kurzzeitig markant auf das Emmissionsvermögen der Wasseroberfläche (Strahlungstemperaturmessung) sowie auch auf die Verhältnisse in der molekularen Schicht und die Rauhigkeit der Oberfläche aus.

Dabei gehen nach Wendisch und Foken (1989), bei Anwendung des Modells zur Bestimmung der Bulk-Koeffizienten nach Foken (1984a, 1986), folgende Auswirkungen in das Gesamtergebnis ein:

Der Einfluß des Luftdruckes ist bei der Modellanwendung unbedeutend, so daß in den Modellen durchaus mit einem konstanten Wert gerechnet werden kann. Der Fehler der Höhenbestimmung wirkt sich nur 2-4 % auf den Gesamtfehler im labilen und neutralen Bereich aus und ist somit relativ klein. Im stabilen Fall wächst er jedoch zu einem Hauptfehleranteil an. Ursache dafür sind die kräftigen Gradienten, die noch in der Höhe des Meßniveaus auftreten. Falls keine sorgfältige Höhenbestimmung möglich ist, müssen besonders im Frühjahr, mit im allgemeinen stabiler Schichtung über dem Meer, größere Fehler angenommen werden.

Bei den modellinternen Parametern zeigt sich, daß die Größen für die molekulare Grenzschicht mit ca. 5 % einen relativ geringen Anteil am Gesamtfehler besitzen, während die Parameter der Zwischenschicht einen Beitrag bis zu 20 % liefern. Ein analoges Ergebnis wurde bereits mittels einfacher Abschätzungen durch Foken (1986) erzielt. Trotz aller experimenteller Schwierigkeiten ist gerade die Zwischenschicht weiterhin intensiv zu untersuchen u.a. durch Analogiebetrachtungen zu hydrodynamischen Untersuchungen.

Die Normierungskonstanten der Profilfunktionen, die von-Kármán-Konstante und der für das Temperatur- und Feuchteprofil analoge Parameter haben mit etwa 10 % bei den jeweiligen Ausgangsparametern einen beachtlichen Einfluß.

Bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit hat die genaue Windmessung eine überragende Bedeutung, da etwa 50 % des Modellfehlers aus der Windmessung resultieren. Bei schwachwindigen Situationen überdeckt dieser Fehler nahezu alle anderen Fehlerquellen. Selbst bei labiler und stabiler Schichtung tragen die Temperaturmeßfehler nur unbedeutend zum Gesamtfehler bei.

Bei der Bestimmung des fühlbaren und latenten Wärmestroms wirkt sich der Fehler der Wasseroberflächentemperatur in erheblichem Maße (z. T. 50 %) auf das Endergebnis aus. Demgegenüber sind die Auswirkungen der Fehler bei der Lufttemperatur (bei fühlbarem Wärmestrom) und Taupunkttemperatur (bei latentem Wärmestrom) bzw. Windgeschwindigkeit mit einem Anteil von je 10-20 % am Gesamtfehler relativ gering.

Bei der Bestimmung des Stabilitätsparameters z/L ist der Fehler bei der Höhenbestimmung naturgemäß relativ groß und wirkt sich bis zu 60 % auf den Gesamtfehler aus. Die übrigen Fehler ergeben sich analog zu denen beim fühlbaren Wärmestrom mit einem überragenden Einfluß der Wasseroberflächentemperatur.

Für die Bulk-Koeffizenten liegen seit dem Beginn verläßlicher Turbulenzmessungen, d. h. ab Mitte der 60er Jahre, umfangreiche experimentelle Untersuchungen vor, die u. a. in den Übersichtsarbeiten von Garratt (1977) und Blanc (1985) zusammengestellt wurden. Eine auf diese Arbeiten aufbauende erweiterte Darstellung enthält Anl. 3.1. Diesen experimentellen Befunden stehen Modellbeziehungen gegenüber, die, ausgehend von den klassischen Arbeiten von Sverdrup (1936) u. a., durch Kitajgorodskij und Volkov (1965b), Bortkovskij und Bjutner (1968) und Bruntseart (1975) entwickelt wurden. Vergleiche dieser Modelle sind bei Foken (1979a) und Launiainen (1985), der auch das im Abschnitt 3.3.2. kurz beschriebene Modell von Foken (1979a) berücksichtigte, enthalten. Analoge Modellbeziehungen für Schnee- und Eisunterlagen wurden von Andreas (1987) entwickelt.

Modellbeziehungen und Experimente zeigen einen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und Stabilität weitgehend ähnlichen Verlauf der Bulkbeziehungen, allerdings mit beachtlichen Streuungen. Abb. 3.3 und 3.4 geben eine Auswahl an modellmäßig und experimentell ermittelten Abhängigkeiten an. Man muß hinsichtlich der Windgeschwindigkeitsabhängigkeit zumindest feststellen, daß eine der ersten Untersuchungen, die von Kuznecov (1970) vorgelegt wurde, nach Blanc (1983a) die natürlichen Bedingungen offensichtlich recht gut widerspiegelt. Demgegenüber versagen bei hohen Windgeschwindigkei-

ten sämtliche Modellvorstellungen. Hier müssen in Zukunft Zusatzterme eingefügt werden, die den erheblich höheren Austausch unter Sturmbedingungen berücksichtigen (Bortkovskij, 1983). Tab. 3.1 enthält eine Übersicht zu empfohlenen mittleren Werten. Weiterhin kommt es in Küstennähe bei auflandigem Wind durch die Stauwirkung von Dünen und Steilufern zu einer merklichen Überbestimmung der Bulk-Koeffizienten, wobei hier eine gewisse Korrektur möglich ist (Raabe et al. 1987).

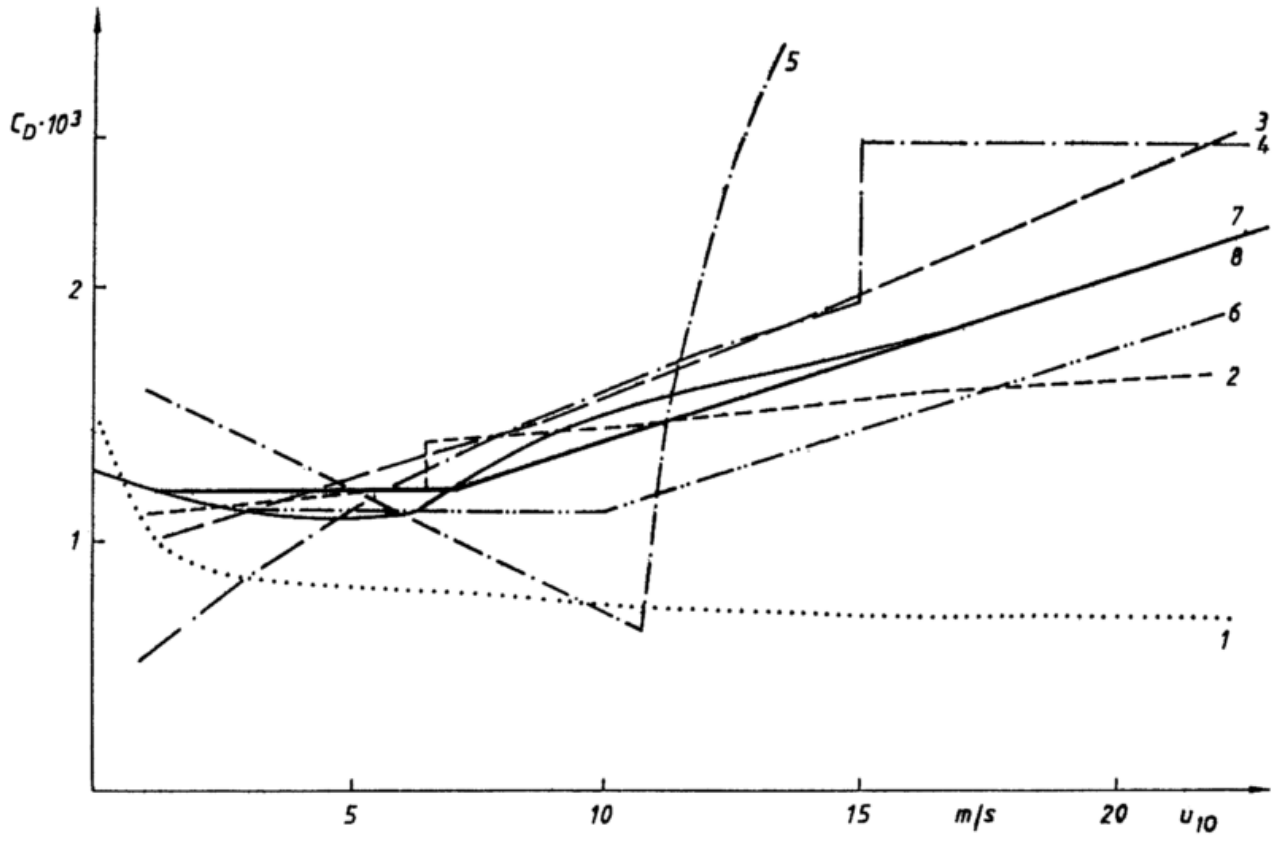


Abb. 3.3: Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Spannungskoeffizienten
1: Modell für glatte Wandgrenzschicht
2: Modell nach Foken (1979a)
3: experimentelle Beziehung nach Kitajgorodskij et al.(1973), Abhängigkeit von Re_s in Windgeschwindigkeitsabhängigkeit umgerechnet durch Blanc (1985)
4: experimentelle Beziehung nach Wu (1969)
5: experimentelle Beziehung nach Kuznecov (1970)
6: experimentelle Beziehung nach Large und Pond (1982)
7: experimentelle Daten nach Ariel' und Strokina (1986)
8: vorgeschlagene Ausgleichsbeziehung (s. Tab. 3.2)

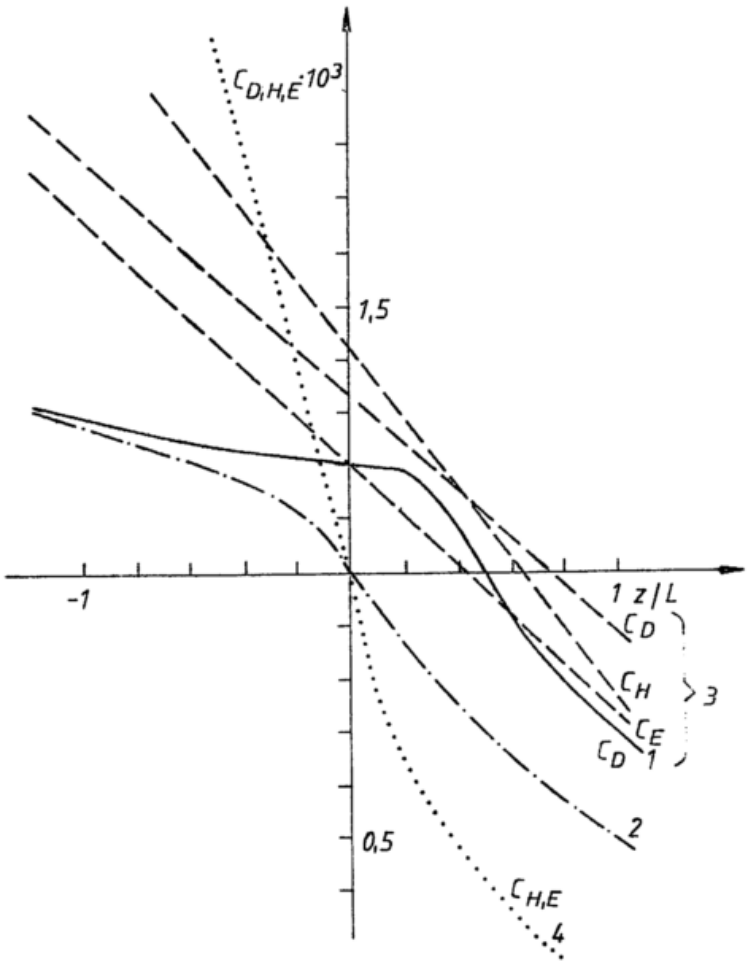


Abb. 3.4: Stabilitätsabhängigkeit der Bulkkoeffizienten
1: Modell nach Foken (1985)
2: Modell nach Launiainen (1983)
3: experimentelle Daten nach Panin (1983)
4: experimentelle Daten nach Krügermeyer (1976), Abszisse Ri

Tab. 3.2: Empfohlene mittlere Werte zur Windgeschwindigkeitsabhängigkeit der Bulk-Koeffizienten

	$C_D \cdot 10^3$	$C_H \cdot 10^3$	$C_E \cdot 10^3$
Mittelwert für $u_{10} < 7$ m/s	1,2	1,0	
Windgeschwindigkeitsabhängigkeit $7 < u_{10} < 20$ m/s	$1,2 + (u_{10}-7).0,065$	$1,0 + (u_{10}-7) \cdot 0,054$	

3.4. Energiedissipationsmethode

Die Energiedissipationsmethode weist eine außerordentlich interessante Geschichte auf. Sie lieferte, noch bevor die Flux-Technik voll beherrscht wurde, erste experimentelle Befunde (Taylor, 1961) und erreichte ihren Höhepunkt in der Anwendung Anfang der 70er Jahre. Nachdem diese Technik viele Jahre völlig unbeachtet blieb, wiesen Fairall und Larsen (1986) auf einige interessante Anwendungsmöglichkeiten hin. Bei Flugzeugmessungen erfolgte eine Anwendung seit Beginn der 80er Jahre. Die Diskussionen über Störungen durch Geräteträger und auch über den Einsatz von Meßgeräten über bewegten Oberflächen (vgl. Abschnitt 5.9.) weckten wieder das Interesse an dieser Methode, auch wenn von der überwiegenden Anzahl der Experimentatoren wegen der notwendigen Vernachlässigungen in der Energiegleichung, Unsicherheiten bezüglich der Kolmogorov-Konstante und wegen der Wahl universeller Funktionen die direkte Flux-Methode trotz des etwas höheren experimentellen Aufwandes vorgezogen wird. Daß gerade die Energiedissipationsmethode in den sozialistischen Ländern in den letzten Jahren kaum Anwendung fand, liegt vor allem an der Nichtverfügbarkeit entsprechender Rechentechnik.

Ausgangspunkt dieser Methode ist die Energiegleichung in der Form der Gleichung (2.45). Dabei wird im allgemeinen noch der Transportterm $(g/T).\overline{w'T'}$, dessen Anteil < 3 % ist (Wyngaard und Coté, 1971; Dunckel et al., 1974), vernachlässigt, so daß gilt

$$\varepsilon = - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} . \qquad (3.59)$$

Bei der direkten Energiedissipationsmethode geht man von der Definition der Energiedissipation entsprechend (2.40) aus (s. Wyngaard und Coté, 1971b). Es gilt demnach

$$\varepsilon = 15 \nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} . \qquad (3.60)$$

Für den Windgradienten in (3.59) setzt man (3.21) und erhält

$$\varepsilon = u_*^3 . \varphi_m(z/L) / æ . z . \qquad (3.61)$$

Aus (3.60) und (3.61) ergibt sich

$$u_* = [15 \nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} . æ . z / \varphi_m(z/L)]^{1/3} . \qquad (3.62)$$

Es gibt wegen der Schwierigkeiten der Messung des horizontalen Gradienten der Windfluktuationen nur wenige

experimentelle Ubtersuchungen (z. B. Wyngaard und Coté, 1971).

Statt dessen nutzt man bei der indirekten Methode den Trägheitsbereich des Spektrums aus. Ausgangspunkt sind hier die Gleichungen (2.83) und (2.84). Als Problem wird vor allem die genaue Bestimmung der Kolmogorov-Konstante angesehen, vgl. dazu Abschnitt 2.4.1. und Jaglom (1981). Aus (2.83) erhält man mit (2.78)

$$S_u(f) = \beta_u \cdot \varepsilon^{2/3} \cdot f^{-5/3} \cdot \left(\frac{u(z)}{2\pi}\right)^{2/3} \cdot \qquad (3.63)$$

Mit (3.59) ergibt sich dann

$$u_*^2 = S_u(f) \cdot \frac{1}{\beta_u} \cdot f^{5/3} \cdot \left(\frac{2\pi \cdot æ \cdot z}{\varphi_m(z/L) \cdot u(z)}\right)^{2/3} \cdot \qquad (3.64)$$

Nach dieser Methode liegen eine Reihe experimenteller Messungen und recht gute Vergleiche zur Flux-Methode vor, wie die in Abb. 3.5 dargestellten Ergebnisse von Pond et al. (1971) und Dunckel et al. (1974), aber auch neuere Messungen von Large und Pond (1982), zeigen.

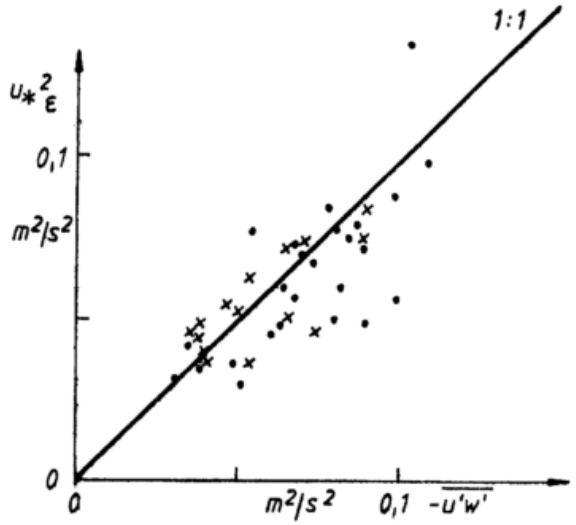


Abb. 3.5: Vergleich der nach der Energiedissipationsmethode und nach Fluxmessungen bestimmten Quadrate der Schubspannungsgeschwindigkeit
x Pond et al. (1971), BOMEX
. Dunckel et al. (1974), ATEX

Bei einer weiteren Methode wird nicht von der Energiebilanzgleichung (2.45) ausgegangen. Man nutzt vielmehr Ähnlichkeitsbetrachtungen für die Strukturparameter aus (nachfolgend Verwendung des Temperaturstrukturparameters nach Wyngaard et al., 1971a):

$$C_T^2 = T_*^2 \cdot z^{-2/3} \cdot f_T(z/L) \cdot \qquad (3.65)$$

Dabei wird $f_T(z/L)$ durch diskrete Werte gegeben. Foken und Kretschmer (1990) konnten nachweisen, daß auch mittels der universellen Funktionen nach Skeib (1980) $\varphi_h(z/L)=1/f_T(z/L)$ ausgedrückt werden kann. Weiterhin ist C_T^2 durch (2.88) definiert. Damit folgt eine weitere Bestimmungsmethode aus dem Spektrum nach (2.84), vgl. auch (2.89):

$$C_T^2 = 4 \cdot S_T(f) \cdot (u/2\pi)^{-2/3} \cdot f^{5/3} \cdot \qquad (3.66)$$

Damit ergibt sich zusammen mit (3.65)

$$T_*^2 = 4\, z^{2/3} \cdot \varphi_h^{-1}(z/L) \cdot S_T(f) \cdot \left(\frac{u}{2\pi}\right)^{-2/3} \cdot f^{5/3} \cdot \qquad (3.67)$$

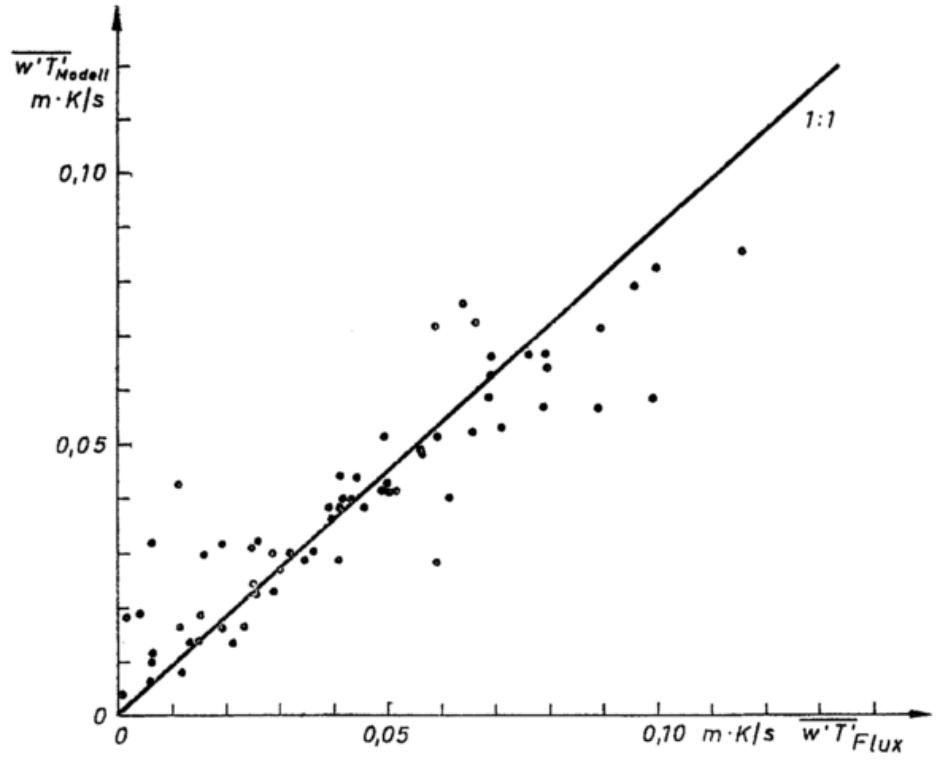


Abb. 3.6: Vergleich gemessener und nach dem Energiedissipationsmodell (3.67) bestimmter fühlbarer Wärmeströme nach Foken und Kretschmer (1990) mit Daten von KUREX-88

Dieses im Prinzip von Fairall und Larsen (1986) vorgestellte Verfahren ist bislang nicht umfassend verifiziert worden. Von einer Renaissance der Energiedissipationsmethode kann gegenwärtig noch nicht gesprochen werden. Die Bestimmungsmöglichkeiten der Größe $S_T(f)$ mittels analoger Filter (Gerstmann, 1989) oder auch digitaler Filter eröffnen jedoch Möglichkei-

ten, die vielleicht künftig noch breiter genutzt werden sollten. Als ein erster Versuch können die Untersuchungen von Foken und Kretschmer (1990) gewertet werden, wobei unter Verwendung von C_T^2-Messungen während KUREX-88 fühlbare Wärmeströme entsprechend Formel (3.65) bestimmt wurden. Bei Nutzung der universellen Funktion für den fühlbaren Wärmestrom nach Skeib (1980) statt $f_T(z/L)$ muß noch der Normierungsfaktor λ eingefügt werden, so daß gilt

$$T_*^2 = C_T^2 \cdot z^{2/3} \cdot \lambda^2 / \varphi_h(z/L). \qquad (3.68)$$

Die Ergebnisse sind in Abb. 3.6 dargestellt.

3.5. Bestimmung in der molekularen Grenzschicht

Die Energieaustauschbestimmung in der molekularen Grenzschicht erscheint als ideale Methode, denn nach (2.36) ist sie nahezu voraussetzungsfrei, da lediglich molekulare Konstanten Anwendung finden. Bislang ist jedoch meßtechnisch nur die Erfassung der molekularen Temperaturgrenzschicht in der Atmosphäre möglich gewesen, für die für den Strom fühlbarer Wärme gilt

$$H_\delta = \nu_T \, (\Delta T)_\delta \; / \; \delta_T \qquad (3.69)$$

mit ν_T: molekulare Temperaturleitfähigkeit, $(\Delta T)_\delta$: Temperaturdifferenz in der molekularen Temperaturgrenzschicht mit der Dicke δ_T.

Erste Messungen liegen von Lobemeyer (1967) und Hinzpeter und Lobemeyer (1969) über dem Meer vor. Eine Sonde mit sehr dünnem Temperatursensor (1 µm Pt-Draht) wurde mit einer Geschwindigkeit von ca. 1 m/s fallen gelassen. Umfangreiche Messungen erfolgten durch Foken et al. (1978a) mit einem ähnlichen Gerät (Foken, 1975). Ein weiterer Nachbau erfolgte durch Azizjan et al. (1984). Dabei wird die Vermutung geäußert, daß die mit den ersten beiden Geräten gewonnenen Daten durch eine Aufheizung des Meßdrahtes verfälscht sind. Die wenigen mit dem sowjetischen Gerät vorliegenden Messungen (s. Volkov und Solov'ev, 1986) zeigen jedoch zu den ersten beiden Geräten keine prinzipiellen Abweichungen, so daß bislang keine Klärung des meßtechnischen Problems vorliegt. Vergleiche mit Fluxmessungen brachten auch keine sichtbaren Abweichungen.

Nach Foken et al. (1978a) ist die Dicke der molekularen Temperaturgrenzschicht über dem Meer stark abhängig von der Schubspannungsgeschwindigkeit und einem dimensionslosen Parameter der Schwankung der Meeresoberfläche, der sich in Form einer Rauhigkeits-Reynoldszahl darstellen läßt, $\sigma_\eta \cdot u_*/\nu$,

$$\delta_T = \begin{cases} 6 \; \nu / u_*, & \sigma_\eta \cdot u_* / \nu \; < 300 \\ 13 \; \nu / u_*, & \sigma_\eta \cdot u_* / \nu \; > 300. \end{cases} \qquad (3.70)$$

Da sich u_* in Abhängigkeit von Luv und Lee der Welle ändert, bedeutet dies auch die Änderung von δ_T. Vergleicht man die nach (3.67) bestimmten fühlbaren Wärmeströme mit Fluxmessungen in ca. 4 m Höhe über dem Wasser, so ergibt sich bei gleicher Größenordnung der Meßwerte doch eine beachtliche Streuung bei geringer Stabilitätsabhängigkeit. Ursache ist die auf Grund der Wellenstruktur geringe räumliche Repräsentativität der Messungen in der molekularen Grenzschicht. Im übrigen konnte Foken (1978a) auch molekulare Temperaturgrenzschichten über Sandflächen und Veränderungen dieser Schichten mit Reduktion des Wärmeaustausches über verschmutzten Wasserflächen nachweisen.

Untersuchungen zur molekularen Temperaturgrenzschicht der Atmosphäre, wie auch zur analogen 'kalten' Wasseroberflächenschicht, besitzen vor allem methodischen Charakter und haben Eingang in Mehrschichtenenergieaustauschmodelle gefunden, wie sie beispielsweise von Foken (1979a, 1984a) vorgestellt wurden. Gleiches gilt bezüglich Untersuchungen zur Rauhigkeit der Meeresoberfläche (vgl. 4.2.1.3.). Eine praktische Bedeutung für Energieaustauschmessungen haben Untersuchungen in der molekularen Grenzschicht nicht, so daß diese nicht weiter behandelt werden.

3.6. Bilanzmethode

Bei den kurzen nachfolgenden Betrachtungen sollen integrale Methoden, bei denen für größere Gebiete und Zeiträume Energieaustauschströme bestimmt werden, z. B. Gebietsverdunstung, wegen des anderen Maßstabes im Vergleich zu den vorausgegangenen Verfahren nicht berücksichtigt werden. Grundlage für die meisten derartigen Verfahren sind jedoch Bilanzmethoden, bei denen in der Regel von der Strahlungsbilanzgleichung ausgegangen wird:

$$H + E + B = SB \; . \qquad (3.71)$$

Tab. 3.3: Energieaustauschverfahren nach der Bilanzmethode (nach Foken und Richter, 1990)

Verfahren	Kurzbeschreibung	Vorteile	Nachteile
Sverdrup-Verfahren	Bestimmung von H+E als Restglied aus SB-B mit konstantem Bowen-Verhältnis	nur Bestimmung von SB und B	Bowen-Verhältnis kann nicht als konstant angenommen werden
Bowen-Verfahren	Bestimmung von Bo aus dem Verhältnis der Temperatur- und Feuchtedifferenzen zwischen zwei Höhen	keine exakte Meßhöhenzuordnung notwendig, d. h. Messung über Pflanzenbeständen möglich	dynamische Effekte gehen nicht in das Verfahren ein; besonders in den Nachtstunden Überbestimmung von H und E
Penman- und Turc-Verfahren	Nutzung der potentiellen Verdunstung zur Bestimmung von E; H wird als Restglied bestimmt		Konstanten sind nur für die ermittelte Unterlage gültig; schwierige Übertragung auf verschiedene Unterlagen
Aerodynamische Verfahren	Bestimmung von einer Größe (E oder H) nach Profilmethode und der zweiten Größe als Restglied	Berücksichtigung dynamischer Parameter	Fehler in der Bestimmung von SB können sich merklich auf das Restglied auswirken

Bilanzmethoden erfordern eine sorgfältige Messung der Strahlungsbilanz im kurz- und langwelligen Bereich, was jedoch speziell für den langwelligen Bereich erhebliche Eichprobleme beinhaltet, so daß die Meßfehler im allgemeinen über 10 % liegen werden. Der Einfluß des Bodenwärmestromes ist wegen seiner geringen Größe relativ unwesentlich und kann meßtechnisch mit Bodenwärmestromplatten erfaßt werden. Die Bestimmung des fühlbaren und latenten Wärmestroms als Summe ist somit aus SB-B sofort möglich. Die Verifikation beider Größen durch ein über klimatologische Zeitabschnitte bestimmtes Bowen-Verhältnis Bo=E/H ist selbst für Zeiträume bis zu einem Monat nicht zu rechtfertigen. Somit bleibt nur die Möglichkeit einer experimentellen Bestimmung des Bowen-Verhältnisses oder eine Ermittlung wenigstens des fühlbaren Wärmestroms (latenter wird dann weiterhin als Restglied ermittelt) nach der Profilmethode. Eine Zusammenstellung der sich aus (3.69) ergebenden Verfahren, die speziell in der Agrarmeteorologie eine größere Verbreitung gefunden haben, ist Tab. 3.3 zu entnehmen. Daß derartige Verfahren im folgenden nicht weiter behandelt werden, liegt vor allem darin begründet, daß

- die Messung der Strahlungsbilanz nicht fehlerfrei ist,
- durch Restgliedmethoden, bei denen kleinere Größen aus der Differenz großer Größen bestimmt werden, in sehr ungünstiger Weise Meßfehler übertragen werden,
- durch den teilweisen Verzicht auf die Einbeziehung der Windgeschwindigkeit die dynamischen Einflüsse verloren gehen und damit die Anwendungsgrenzen unsicher werden,
- bei ihrem Einsatz nur indirekt turbulente Größen bestimmt werden können bzw. die notwendigen turbulenten Bestimmungsmethoden an anderer Stelle dieser Arbeit abgehandelt werden.

Trotzdem haben Bilanzverfahren wegen der vordergründig problemlosen Handhabung im angewandten Bereich eine große Verbreitung gefunden. Dabei kann nach Koitzsch et al. (1988) das Bowen-Verfahren am besten routinemäßig genutzt werden. Nicht zu unterschätzen ist jedoch die Bedeutung von Bilanzverfahren zur Kontrolle der eingangs beschriebenen Methoden.

3.7. Ageostrophische Methode

Die ageostrophische Methode ist ein Verfahren zur Bestimmung der Schubspannung und des Austauschkoeffizienten für den gesamten Bereich der Grenzschicht, das nur geringe meßtechnische Voraussetzungen benötigt und nach den grundlegenden Arbeiten von Lettau (1957) und Lettau und Hoeber (1964) als ein durchaus praktikables Verfahren angesehen wurde. Ausgangspunkt für die ageostrophische Methode sind die Bewegungsgleichungen in der vereinfachten Form entsprechend (2.26) und (2.27), die unter Vernachlässigung des molekularen Terms und nach Integration die Formen annehmen

$$\tau_x(z) - \tau_x(0) = \varrho \cdot f \int_0^z (v_g - v)\, dz, \qquad (3.72)$$

$$\tau_y(z) - \tau_y(0) = -\varrho \cdot f \int_0^z (u_g - u)\, dz. \qquad (3.73)$$

Problematisch ist die Tatsache, daß die Ausgangsgleichungen nur für mittlere Größen gelten. So stellten bereits die Testprofile der ersten Arbeiten von Lettau Mittelwerte über mehrere Sondierungen dar. Die Hoffnungen von Hasse (1968), daß meßtechnische Verbesserungen trotz turbulenzbedingter Schwankungen in den Profilwerten das Verfahren dennoch praktikabel machen, bestätigten sich nicht. Wie Schmitz-Peiffer et al. (1987) mitteilten (s. a. Mix et al., 1984), haben trotz möglicher Verbesserungen bei der Lösung der Gleichungen Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Windscherung einen maßgeblichen Einfluß auf das Ergebnis bezüglich der Schubspannung und des Austauschkoeffizienten, so daß das Verfahren nur für Modellprofile und nicht für experimentell bestimmte Profile angewandt werden kann. Zu diesem Ergebnis kam auch Rülke (1987), der für die Profilmessungen von KOPEX-86 ungeachtet der teilweise durch die Geländegliederung stark gestörten Profile keine sinnvollen Ergebnissen erhielt. Aus diesen Gründen sei auf eine weitere Behandlung dieses Verfahrens verzichtet.

3.8. Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms aus dem Temperaturstrukturparameter

Die Möglichkeit der Bestimmung des Temperaturstrukturparameters mittels indirekter Schallsondierung (SODAR) und der bereits 1960 von Obuchov aufgezeigte Zusammenhang zwischen diesem und dem fühlbaren Wärmestrom brachte in den letzten 15 Jahren eine völlig neue Möglichkeit der Wärmestrombestimmung. Dabei bietet die für Höhen von etwa 50-100 m angewandte Bestimmungsmethode den beachtlichen Vorteil, daß sie nicht extrem lokal beeinflußt ist und somit für ein größeres Gebiet als repräsentativ angesehen werden kann. Hinsichtlich der Anwendbarkeit der Methode ist vor allem eine Abschätzung des Gültigkeitsbereiches in Abhängigkeit von der Stabilität notwendig, da die zugrunde liegende Theorie nur für konvektive Bedingungen gilt (Foken, 1988). Entsprechende Versuche wurden in Tušimice/ČSSR (s. Keder et al., 1989) und während des Experimentes KOPEX-86 unternommen. Dabei wurden die entsprechenden Messungen in 80 m bzw. 60 m ausgeführt. Der Vergleichswert des fühlbaren Wärmestroms konnte nach der Flux-Methode erfaßt werden. Statt der SODAR-Eingangsparameter wurden die Vertikalwinddispersion der Ultraschallanemometermessung und der Wert für den Temperaturstrukturparameter nach dem Verfahren von Gerstmann (1989) herangezogen. Die Abbildungsrelationen zwischen diesen Werten und den Meßdaten der SODAR-Technik sind bei Keder et al. (1989) und Petenko et al. (1988) enthalten.

Obuchov (1960) leitete mit der Änlichkeitstheorie für den Fall lokaler Isotropie und freier Konvektion universelle Strukturparameter her. Für das Temperaturfeld ergibt sich (s. a. Wyngaard, 1973)

$$C_T = C' . \overline{w'T'}^{2/3} . (g/T)^{-1/3} . z^{-2/3} . \qquad (3.74)$$

Den Temperaturstrukturparameter erhält man unmittelbar aus der SODAR-Gleichung (Little, 1969)

$$C_T^2 / T^2 \sim U_{cor} . e^{2.\alpha.z} \qquad (3.75)$$

mit α als Koeffizient der Schallabsorption, z als Höhe des Rückstreuvolumens und U_{cor} als Signalamplitude des Gerätes nach Korrektur der atmosphärischen Divergenz. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen liegen von Coulter und Wesely (1980) vor, die unter Annahme freier Konvektion von (3.74) ausgingen und für den turbulenten Temperaturstrom erhielten (in vorliegender Arbeit wurde æ=0,4 angenommen)

$$\overline{w'T'} = \left[\frac{1}{2,46} . C_T^2 . (g/T)^{2/3} . z^{4/3} \right]^{3/4} . \qquad (3.76)$$

Ebenfalls mit der Ähnlichkeitstheorie abgeleitet ist eine von Weill et al. (1980) angegebene Beziehung zur Bestimmung des turbulenten Temperaturstromes aus der Vertikalwinddispersion

$$\overline{w'T'} = \sigma_w^3 \; / \; [\alpha_w^{3/2} \; . \; (g/T) \; . \; z \;] \qquad (3.77)$$

mit $\alpha_w \sim 1{,}4$. Diese Beziehung kann für eine gut durchmischte Schicht ohne mechanische Turbulenzproduktion ebenfalls zur Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms herangezogen werden. Dabei ist jedoch die Einschätzung über mögliche mechanisch verursachte Turbulenzen im gegliederten Gelände sehr schwierig.

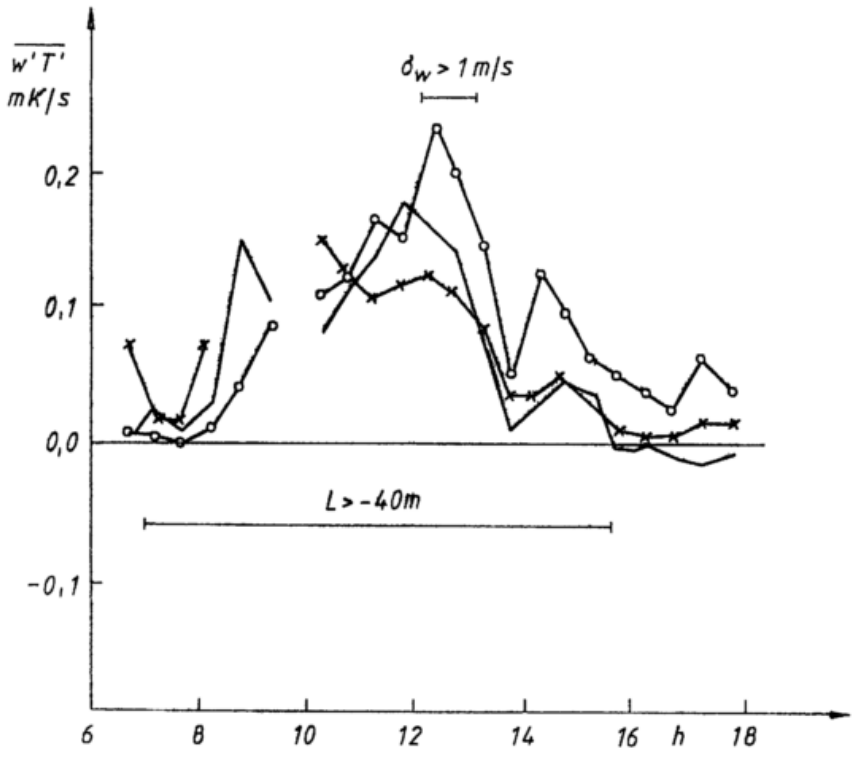


Abb. 3.7: Vergleich gemessener und mittels Modellen bestimmter Temperaturströme für den 19. 09. 1985 in Tušimice/ČSSR nach Keder et al. (1989)
------- Fluxmessung
x-----x C_T^2 - Modell nach (3.76)
o-----o σ_w - Modell nach (3.77)

Abb. 3.7 zeigt einen ausgewählten Tagesgang des turbulenten Temperaturstromes für direkte Messungen und Modellbeziehungen nach (3.74) und (3.75). Daraus ist die gute Übereinstimmung im Tagesverlauf zu erkennen. Das Ergebnis stimmt mit ähnlichen publizierten Darstellungen überein. In den Früh- und Abendstunden sind bei fehlender Konvektion die größten Unterschiede vorhanden, so daß die Methoden dann nicht mehr einsetzbar sind. Die Untersuchungen von Foken (1988) ergaben als Bedingung für den Einsatz der Verfahren $z/L < -1$. Die Überprüfung der Modellbeziehung nach (3.75) zeigt augenfällig, daß besonders in den Mittagsstunden mechanische Turbulenz vorhanden ist. Bei $\sigma_w > 1$ m/s ergeben sich dabei auffallend größere Temperaturströme. Die genannte Bedingung von $z/L < -1$

für eine Meßhöhe von 60-80 m entspricht noch nahezu neutraler Schichtung am Boden, so daß die genannten Verfahren bei labiler Schichtung am Boden einsetzbar sind.

Ebenfalls mit der Temperaturstrukturfunktion läßt sich der fühlbare Wärmestrom mit einem Verfahren bestimmen, welches auf der Energiedissipationsmethode beruht und im Abschnitt 3.4. beschrieben ist.

3.9. Energieaustauschbestimmung mittels integraler Turbulenzcharakteristiken

Unter integralen Turbulenzcharakteristiken versteht man die mit einem Skalierungsparameter normierten Dispersionen turbulenter Größen, wie σ_w/u_*, σ_u/u_*, σ_T/T_*. Diese Größen werden in der Literatur vielfach konstant angenommen (Anl. 3.2), obwohl bereits Wyngaard et al. (1971b) darauf hinwiesen, daß sie von der Stabilität der Schichtung abhängen. In vorliegender Arbeit werden entsprechend den von Wyngaard gegebenen Ansätzen die integralen Turbulenzcharakteristiken unter Verwendung der universellen Funktionen nach Skeib (1980) abgeleitet.

Zur Herleitung der Stabilitätsabhängigkeit geht man analog zu Wyngaard et al. (1971b) von den entsprechenden Bilanzgleichungen aus, die für Impuls und fühlbare Wärme folgende Form haben [vgl. (2.41)]:

$$\frac{\partial \overline{w'u'}}{\partial t} + \underbrace{\overline{w'^2}\frac{\partial u}{\partial z}}_{\text{(I)}} - \frac{g}{T}\overline{u'T'} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{u'w'^2} + \frac{1}{\rho}\overline{w'\frac{\partial p'}{\partial x}} + \frac{1}{\rho}\overline{w'\frac{\partial p'}{\partial z}} = 0\,, \tag{3.78}$$

$$\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial t} + \underbrace{\overline{w'^2}\frac{\partial T}{\partial z}}_{\text{(II)}} - \frac{g}{T}\overline{T'^2} + \frac{\partial \overline{w'^2T'}}{\partial z} + \frac{1}{\rho}\overline{T'\frac{\partial p'}{\partial z}} = 0. \tag{3.79}$$

Die Glieder (I) und (II) lauten in dimensionsloser Form unter Berücksichtigung der universellen Funktionen (3.21) und (3.23)

$$\text{(I):}\quad \frac{\varkappa . z}{u_*^3}\overline{w'^2}\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\overline{w'^2}}{u_*^2}\varphi_m(z/L)\,, \tag{3.80}$$

$$\text{(II):}\quad \frac{\lambda . \varkappa . z^2}{u_*^2 . T_*^2}\frac{g}{T}\overline{T'^2}\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{\overline{T'^2}}{T_*^2}\frac{z}{L}\varphi_h(z/L)\,. \tag{3.81}$$

Man erhält somit wegen

$$\sigma_w = (\overline{w'^2})^{0,5}\,,\quad \sigma_T = (\overline{T'^2})^{0,5} \tag{3.82}$$

$$\frac{\sigma_w}{u_*} = a_1\,\varphi_m^{-1/2}(z/L)\,, \tag{3.83}$$

$$\frac{\sigma_T}{T_*} = a_2 \left[\frac{z}{L} \varphi_h(z/L) \right]^{-1/2} . \qquad (3.84)$$

Unter Verwendung der universellen Funktionen nach Skeib (1980) (vgl. Anl. 2.1 und 2.2) ergeben sich dann mit den Werten von a in (3.83) und (3.84), die entsprechend einem Vergleich mit experimentellen Daten vieler Autoren gleich den einfachen Werten $a_1 = 2^{0,5}$ und $a_2 = 1/2$ gesetzt werden, allgemeine Beziehungen für die integralen Turbulenzcharakteristiken. Diese Verfahrensweise der ausschließlichen Anwendung von Potenzen von 2 läßt sich auch auf die kritischen Werte der universellen Funktion von Skeib (1980) übertragen (s. Foken, 1990; vgl. Abschnitt 2.3.2.) Der Übergang vom dynamisch-thermischen Bereich zum Bereich freier Konvektion wird bei z/L=-1 festgelegt (Foken, 1988). Für den Bereich der freien Konvektion wird das -1/3 - Gesetz angenommen. Es ergeben sich damit Potenzansätze, wie sie in Tab. 3.4 für den labilen Fall zusammengestellt sind. Eine Erweiterung des Modells auf stabile Schichtung auf der Basis der Gleichungen (3.83) und (3.84) erscheint nicht möglich.

Für den Fall σ_T/T_* wurde dieses Dreischichtenmodell mit den universellen Funktionen nach Skeib (1980) mit gleichen Exponenten von Gerstmann (1987) aufgezeigt. Die Konstanten unterscheiden sich jedoch. In ähnlicher Weise wie bei den universellen Funktionen nach Skeib (1980) wurde kürzlich auch durch Kader (1988) für den labilen Bereich ein Dreischichtenmodell bestimmt. Konstanten und Koeffizienten wurden allerdings aus experimentellen Daten ermittelt.

Die Ableitung der Beziehungen für σ_v/u_* und σ_u/u_* müßte prinzipiell analog der Herleitung für σ_w/u_* erfolgen. Die Konstanten für die ersten beiden Parameter sind jedoch in der Regel größer als für σ_w/u_*. Von Wyngaard und Clifford (1978) wurden folgende Transformationen angegeben

$$\sigma_u^2 \sim \sigma_v^2 , \qquad (3.85)$$

$$\sigma_w^2 \sim 0,5 \cdot \sigma_u^2 . \qquad (3.86)$$

Tab. 3.4: Übersicht über Konstanten und Exponenten für die Modelle der integralen Turbulenzcharakteristiken.

z/L	σ_w/u_*	σ_T/T_*
< -1	$2,00\ (-z/L)^{1/6}$	$1,00\ (-z/L)^{-1/3}$
-1 ... -0,0625	$2,00\ (-z/L)^{1/8}$	$1,00\ (-z/L)^{-1/4}$
-0,0625 ... < 0	1,41	$0,50\ (-z/L)^{-1/2}$

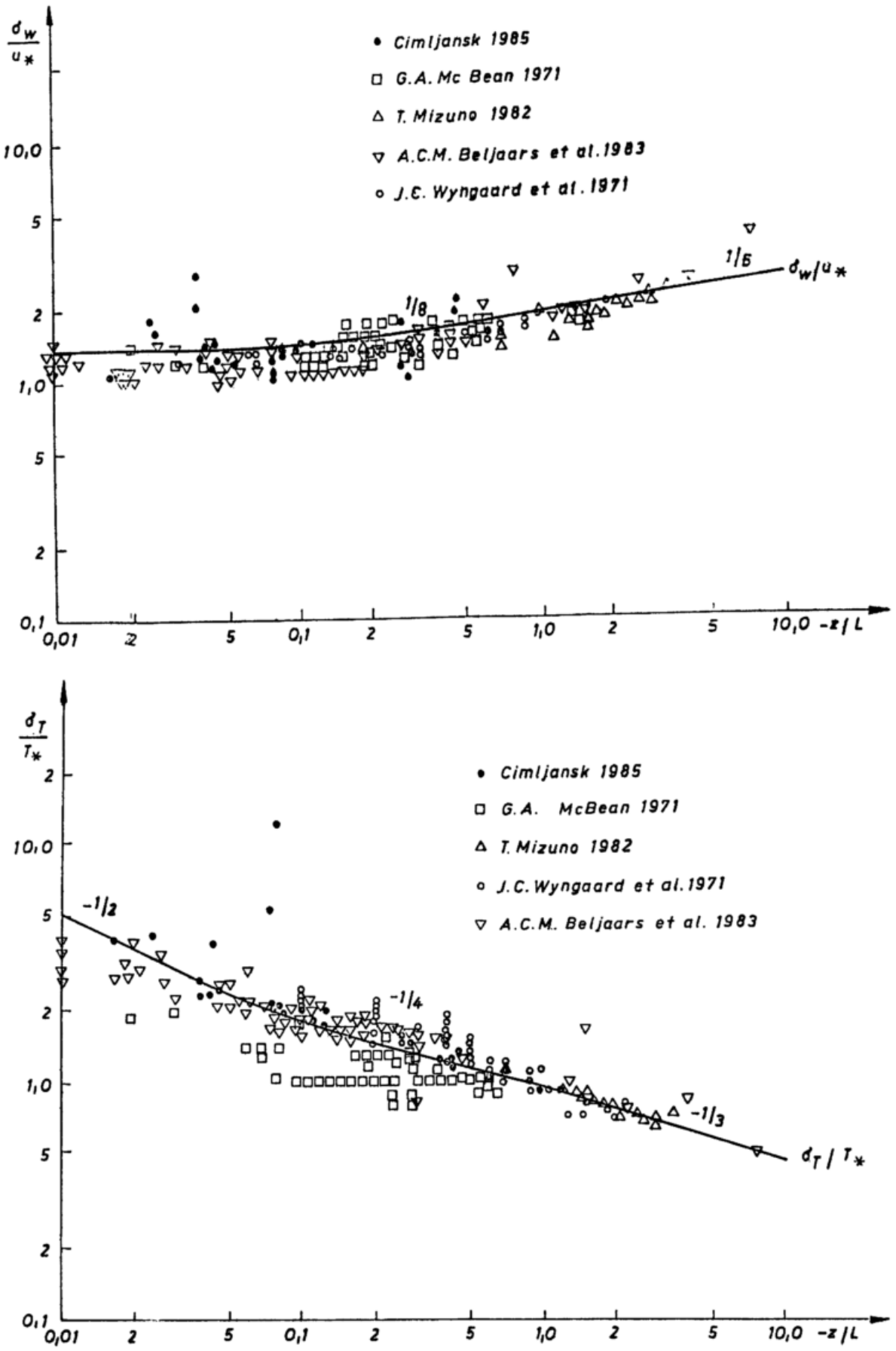


Abb. 3.8: Vergleich der Modellbeziehungen für verschiedene integrale Turbulenzcharakteristiken mit experimentellen Daten (Cimljansk 1985: Daten wurden durch Dr. Zelený, UFA Prag, zur Verfügung gestellt)

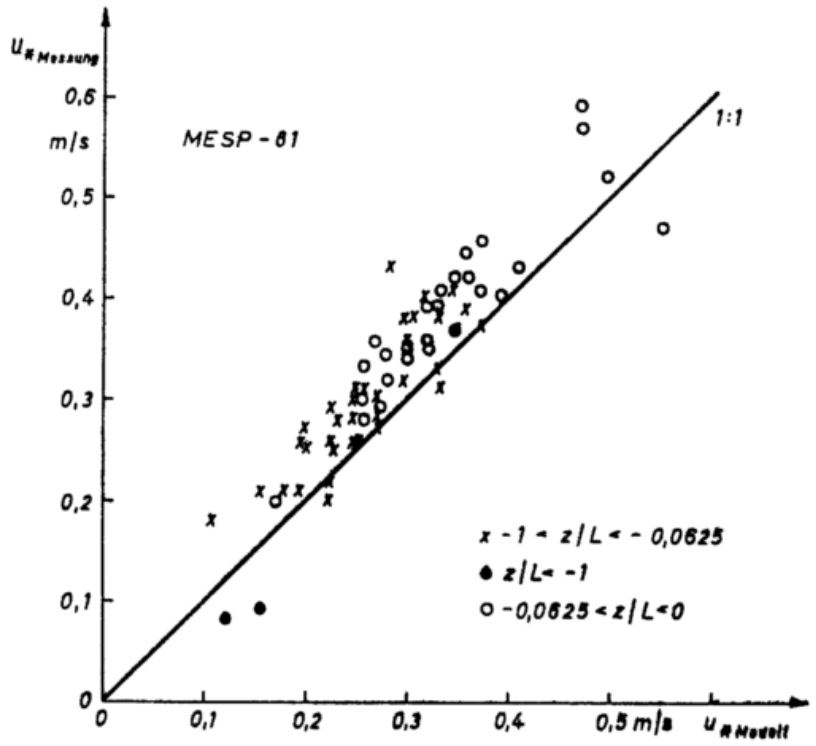


Abb. 3.9: Vergleich der mittels Modell bestimmten Größe u_* mit Meßwerten

Auf Grund publizierter Meßdaten erfolgte eine experimentelle Verifikation, die die vorgeschlagenen Ansätze bestätigt (Abb 3.8).

Somit ergibt sich die Möglichkeit, u_* und T_* aus den Dispersionen von σ_w und σ_T bei bekannter Stabilität zu bestimmen. Erste Vergleiche der so bestimmten Größen mit Meßdaten des Experimentes MESP-81 (Tsvang et al., 1985) zeigt Abb. 3.9.

Die Ableitung experimentell gesicherter Parametrisierungsansätze für integrale Turbulenzcharakteristiken ist von besonderem Interesse, da

- Dispersionen turbulenter Größen, speziell des Vertikalwindes, in unmittelbarem Zusammenhang mit dem turbulenten Austauschkoeffizienten stehen und
- integrale Turbulenzcharakteristiken die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Dispersionsmessungen ermöglichen.

Letztere Möglichkeit ist somit günstig bei Doppler-Sodar-Messungen zu nutzen, zumal beispielsweise die Vertikalwinddispersion mit dem Doppler-Sodar, welches entsprechend kalibriert wurde, relativ genau bestimmt werden kann. Auf diese Weise läßt sich auch aus dem Verhältnis σ_w/σ_u der nur schwer meßbare Parameter σ_u bestimmen, der für eine Reihe von Ausbreitungsmodellen benötigt wird (vgl. Abschnitt 6.2.1. und Abb. 6.2).

4. Meteorologische Einflußgrößen auf Energieaustauschmessungen

Grundlage für jegliche Energieaustauschbestimmung in der atmosphärischen Bodenschicht ist die Monin-Obuchov-Theorie, die davon ausgeht, daß die Ströme von Impuls, Wärme, Wasserdampf und Beimengungen mit der Höhe konstant sind. Darauf beruhen auch viele Meßverfahren. Speziell für alle Gradientmessungen ist die exakte Erfüllung der Theorie eine Grundvoraussetzung. Dies bedeutet aber, daß alle Einflüsse ausgeschaltet werden müssen, die zu einer Störung der Struktur der atmosphärischen Bodenschicht beitragen können. Andererseits müssen aber auch bei der Untersuchung von Störungen in der Bodenschicht gewisse Grundvorstellungen vorhanden sein, die gezielte Experimente ermöglichen. Für die in vorliegender Arbeit im Vordergrund stehenden Flux-Messungen brauchen nicht so strenge Bedingungen formuliert werden wie für Gradientmessungen, jedoch ist die genaue Kenntnis der Einflußfaktoren eine Voraussetzung, um Messungen exakt durchführen und deren Ergebnisse verallgemeinern zu können. Derartige Einflußfaktoren sind vor allem:

- Ausbildung interner Grenzschichten an Rauhigkeitssprüngen und Geländeinhomogenitäten,
- Einflüsse von Geländesprüngen, Hindernissen und Erhebungen,
- Auswirkungen des Bewuchses der Unterlage,
- Einflüsse der Oberflächenrauhigkeit.

Von besonderem Interesse bei Fluxmessungen sind:

- Kleinräumige Unterschiede in den turbulenten Strukturen,
- Einflüsse der Meßhöhe und damit auch des Bewuchses auf die Messungen infolge der Höhenabhängigkeit des Turbulenzspektrums.

Generell gilt, daß Messungen so angelegt werden müssen, daß die geländebedingten Einflüsse nicht die Größenordnung der Meßfehler des Verfahrens überschreiten. Bei Turbulenzmessungen müssen die Meßhöhen so gewählt werden, daß entsprechend der Eigenschaften der Meßwertgeber (Empfindlichkeit, räumliche Integration) ein möglichst großer Bereich des Turbulenzspektrums erfaßt wird. Für Grundsatzuntersuchungen ist ein völlig ebenes Gelände mit einer Ausdehnung von mindestens 1 km und niedrigem Pflanzenbewuchs erforderlich. Meßhöhen sollten dabei bei 4 m liegen.

Daraus wird offensichtlich, daß sämtliche Energieaustauschmessungen Kompromisse zwischen der Bestimmungsmethode und ihrer meßtechnischen Realisierung einerseits und dem turbulenten Strömungsfeld andererseits darstellen. Gerade letzteres fand in der Vergangenheit wenig Beachtung, so daß im nachfolgenden Kapitel einige grundsätzliche Eigenschaften des turbulenten Strömungsfeldes, wie sie für die Energieaustauschbestimmung von Bedeutung sind, behandelt werden.

4.1. Interne Grenzschichten

Mit Beginn einer kleinräumigen Modellierung und verstärkter mikrometeorologischer experimenteller Untersuchungen begannen in den 60er Jahren auch entsprechende Forschungen zum Verhalten turbulenter Prozesse an abrupten Rauhigkeitswechseln, wie sie an der Trennlinie zwischen Land und Meer auftreten. Dabei bilden sich über der neuen Unterlage Verhältnisse im Windprofil aus, die für diese Unterlageneigenschaften typisch sind. Die darüber liegenden Schichten besitzen noch die Eigenschaften der ersten Unterlage (Abb. 4.1 und 4.2). Die Trennlinie zwischen beiden Schichten wird als **interne Grenzschicht** bezeichnet. Erste Modelle zur Beschreibung der Verhältnisse an einer internen Grenzschicht liegen von Elliott (1958), Panofsky und Townsend (1964) und Taylor (1969) vor, während erste experimentelle Befunde von Bradley (1968) vorgelegt wurden. Einen wesentlichen Aufschwung haben die Untersuchungen durch umfangreiche Messungen am 100-m-Mast in Risø/ Dänemark (z. B. Panofsky und Petersen, 1972) gefunden. Eine große Anzahl von Messungen liegt aus diesem Höhenbereich vor, die jedoch nur bedingt für vorliegende Untersuchungen herangezogen werden können. Für den Bereich der Bodenschicht sind insbesondere die umfangreichen Messungen in Zingst (DDR-Ostseeküste) mit Feinstrukturuntersuchungen von Hupfer et al. (1976), s. Abb. 4.3, und Profilmessungen von Raabe (1981) zu nennen.

Mit Beginn der 80er Jahre spielt die Untersuchung der thermischen internen Grenzschicht eine zunehmende Rolle. Einen Sachstandsbericht gaben Stunder und SethuRaman (1985). Dabei ist speziell die Grenze zwischen der über dem Land im allgemeinen labilen Bodenschicht und der durch den Meereseinfluß bei auflandigem Wind vorhandenen stabilen Schichtung oberhalb der internen Grenzschicht von besonderem Interesse, da diese Inversionsschicht den Vertikalaustausch beachtlich mindert.

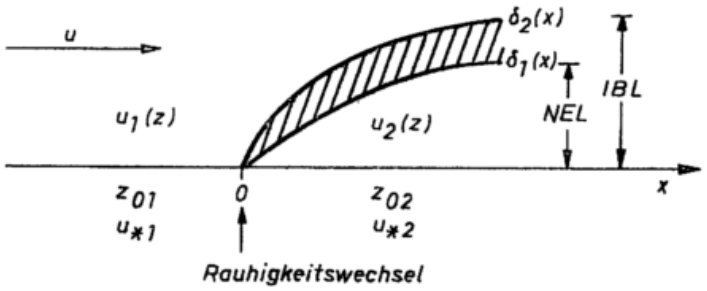


Abb. 4.1: Ausbildung einer internen Grenzschicht an einem Rauhigkeitswechsel

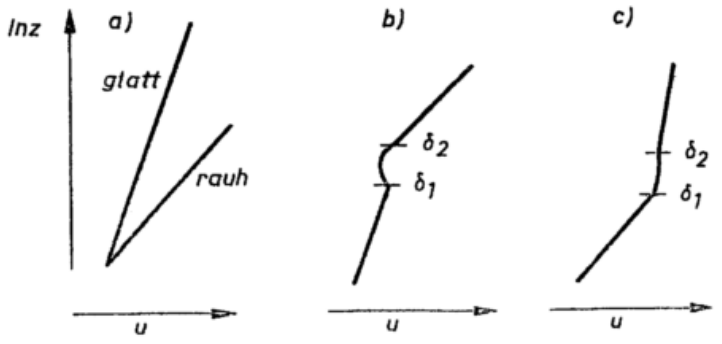


Abb. 4.2: Windprofil in einer internen Grenzschicht bei quasineutraler Schichtung
a) vor Rauhigkeitswechsel
b) nach Rauhigkeitswechsel rauh/glatt
c) nach Rauhigkeitswechsel glatt/rauh

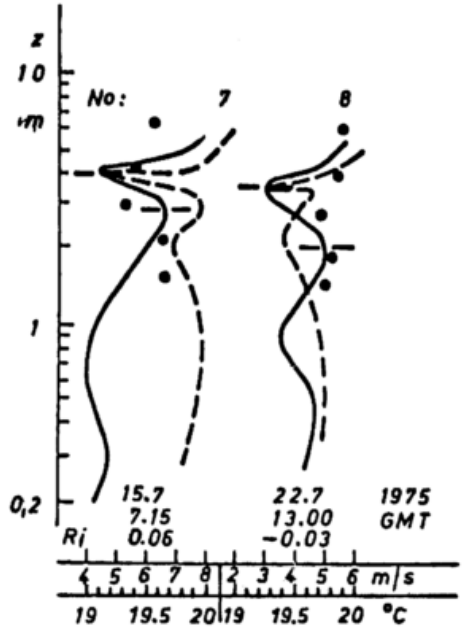


Abb. 4.3: Wind- und Temperaturprofilmessungen in der Küstenzone in 75 m Uferabstand nach Hupfer et al. (1976)
----- Windprofil
- - - Temperaturprofil
. mittlere Windgeschwindigkeit
===== interne Grenzschicht

Gegenwärtig existieren noch keine eindeutigen Definitionen der internen Grenzschicht, da man diese im Hinblick auf die Modellierung immer auf Grund bestimmter Annahmen festlegte:

$u_1(\delta) = u_2(\delta)$, $x>0$, z. B. nach Raabe (1981)
Nachteile: - für $z<\delta$ ist das Profil noch gestört,
- der Schnittpunkt der extrapolierten Profle u_1 und u_2 kann beispielsweise auch bei $z>\delta_2$ liegen (Abb. 4.2b).

$\delta = (\delta_1+\delta_2)/2$, $x>0$, z. B. nach Logan und Fichtl (1975), Foken und Raabe (1981).
Nachteile: - für $z<\delta$ ist das Profil noch gestört,
- Erfassung der Mitte der gestörten Transformationsschicht, jedoch keine Aussage über deren Dicke.

$z=\delta$ für $(u_*(x,z\geq 0)-u_{*1})/(u_{*2}-u_{*1}) < c$, $c \sim 0{,}1$, z. B. nach Peterson (1969), Taylor (1969) und Shir (1972), speziell bei Modellentwicklungen genutzt.
Nachteil: Die interne Schubspannungsgrenzschicht δ_* ist nicht identisch mit der internen Windgeschwindigkeitsgrenzschicht ($\delta \sim 0{,}5\ \delta_*$, Shir, 1972).

Als möglicherweise günstigste Definition ergibt sich die Vorstellung von Rao et al. (1974): Nach einem Rauhigkeitswechsel bezeichnet man als interne Grenzschicht (internal boundary layer, IBL) den Teil der Bodenschicht, dessen Eigenschaften nicht oder nicht ausschließlich durch die alte Unterlage gekennzeichnet sind ($z<\delta_2$). Innerhalb der internen Grenzschicht wird die Schicht mit den ungestörten, durch die neue Unterlage bestimmten Profilen als neue Gleichgewichtsschicht (new equilibrium layer, NEL) bezeichnet. Innerhalb der internen Grenzschicht befindet sich weiterhin eine Übergangs- oder Transformationsschicht (Abb. 4.1).

Da nach Smedman-Högström und Högström (1978) das in den übergangsbereich extrapolierte Profil der neuen Gleichgewichtsschicht nur geringfügig vom wahren Windprofil abweicht, ist ersichtlich, daß alle hier angeführten Definitionen ohne größeren Fehler entsprechend der spezifischen Anwendungsmöglichkeiten verwendbar sind.

Gegenwärtig beruhen die praktisch genutzten Abschätzungen zur Höhe der internen Grenzschicht und zum Energieaustausch beiderseits dieser Schicht nahezu vollständig auf experimentell gestützten Parametrisierungen, wie dies auch in den nachfolgenden Abschnitten dargestellt wird. Modellvorstellungen beziehen sich wegen der umfangreichen Eingangsparameter nur auf ausgewählte Fragestellungen. Ein umfangreiches numerisches Modell wurde von Claußen (1987) vorgestellt, dessen experimentelle Verifikation jedoch noch aussteht.

4.1.1. Modelle zur Höhe der internen Grenzschicht

Im allgemeinen gehen die Modelle zur Bestimmung der Höhe der internen Grenzschicht von den hydrodynamischen Bewegungsgleichungen aus, wobei Eingangsparameter das Windprofil und die Schubspannungsgeschwindigkeit inner- und außerhalb der internen Grenzschicht, die Rauhigkeit der Unterlage sowie die Windwirklänge (fetch) sind, wenn man gleiche thermische Eigenschaften beider Unterlagen voraussetzt. Die Vielzahl der Eingangsparameter macht eine praktische Anwendung nahezu unmöglich, jedoch können gerade die Modellvorstellungen Aussagen über die unter bestimmten Bedingungen zu erwartenden Effekte liefern.

Die meisten Modelle nutzen die Integralform der Gleichung für das logarithmische Windprofil (2.46):

$$u(z) = \frac{u_*}{æ} \ln \frac{z}{z_o}, \qquad (4.1)$$

wobei diese sowohl für den Bereich oberhalb der internen Grenzschicht (u_1, u_{*1}, z_o) als auch in der NEL (u_2, u_{*2}, z_o) aufgestellt wird. Die Kopplung erfolgt durch die Definitionsbeziehung für die interne Grenzschicht, z. B. $u_1(\delta) = u_2(\delta)$ nach Elliott (1957). Vergleichende Betrachtungen zu verschiedenen Modelltypen erfolgten durch Nemoto (1972), wobei eine Rückrechnung auf das klassische Elliott-Modell erfolgte, wie dies auch in Anlage 4.1 in erweiterter Form dargestellt ist.

Aus diesen Modellbeziehungen läßt sich die Höhe der internen Grenzschicht in Abhängigkeit vom Abstand vom Rauhigkeitswechsel ableiten. Die Zunahme der Höhe der internen Grenzschicht mit wachsender Windwirklänge ist durch das Verhältnis der Rauhigkeiten vor und nach der Sprungstelle $m = z_{o1}/z_{o2}$ gegeben. Als dimensionslose Gleichung erhält man

$$\frac{\delta}{z_{o2}} = a \left(\frac{x}{z_{o2}} \right)^b \quad \text{für } x > z_{o2}.10^2,\ z > z_{o2}.10^2 \qquad (4.2)$$

mit den in Tab. 4.1 angegebenen Werten.

Eine umfassende Zusammenstellung der Höhe der internen Grenzschicht insbesondere auf der Grundlage experimenteller Befunde ist in Anl. 4.2 gegeben.

Für die Höhe der thermischen Grenzschicht entwickelten Venkatram (1977, 1986) und Raynor et al. (1975) Modellvorstellungen, die sich durch folgende Beziehung ausdrücken lassen

$$\delta_{th} = \frac{u_*}{u} \left(\frac{|T_L - T_S|}{|\Delta T / \Delta z|} \cdot x \right)^{1/2}. \qquad (4.3)$$

Tab. 4.1: Konstanten für Gleichung (4.2) nach verschiedenen Autoren

Konstante	$10^2.z_{o2}<x<10^4.z_{o2}$	$x \geq 10^4.z_{o2}$	
b	0,50 ... 0,75	0,75 ... 1,82	
a	keine Angaben	$2,12.m^{0,03}$	Elliott (1958)
		$1,68.m^{0,15}$	Panofsky und Townsend (1964)
		$1,22.m^{0,32}$	Taylor (1969)
		$0,42.m^{0,23}$	Peterson (1969)

Dabei werden u_* und u innerhalb der Grenzschicht gemessen und $\Delta T/\Delta z$ oberhalb der Grenzschicht. T_L-T_S ist die Differenz der Temperaturen der Land- und Seeoberfläche. Foken und Raabe (1981) haben durch Experimente gezeigt, daß für kurze fetch die interne Windgrenzschicht und die internen Temperatur- und Feuchtegrenzschichten nahezu zusammenfallen, wenn gilt

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{H_2}{H_1} = \frac{E_2}{E_1} . \qquad (4.4)$$

Durch Raabe (1986) wurde dieses Ergebnis nochmals mit den Egebnissen des Modells (4.3) verglichen, was auch hier zu einer weitgehenden Übereinstimmung führte. Man kann somit damit rechnen, daß sich Wind-, Temperatur- und Feuchtegrenzschicht im Rahmen der vorhandenen Meß- und Modellgenauigkeit nicht voneinander unterscheiden. Somit sind Ergebnisse zur Höhe der Temperaturgrenzschicht ebenfalls in Anl. 4.2 zusammengestellt.

4.1.2. Energieaustausch beiderseits einer internen Grenzschicht

Zur Abschätzung des Energieaustauschs beiderseits der internen Grenzschicht existieren eine Reihe Modellvorstellungen (Radikevič, 1971; Logan und Fichtl, 1975; Raabe, 1983; Rao et al., 1974; Beljaars et al., 1987). Während die ersten drei Modelle analytischen Charakters sind, sind die beiden letzten numerische Modelle. Die Abschätzungen erfolgen im allgemeinen für die Schubspannung, wobei man eine Lösung für den Fall $u_1(\delta) = u_2(\delta)$ bestimmt. Ausgangspunkt ist eine aus dem Windprofil beiderseits der internen Grenzschicht abgeleitete Beziehung (s. z. B. Radikevič, 1971)

$$1 - \frac{u_{*2}}{u_{*1}} = \frac{\ln m}{\ln \delta_n / m} \qquad (4.5)$$

mit $m = z_{o1}/z_{o2}$ und $\delta_n = \delta / z_{o2}$. Daraus ergibt sich

$$\frac{u_{*2}}{u_{*1}} = 1 - \frac{\ln(z_{o1}/z_{o2})}{\ln(\delta / z_{o1})} \; . \qquad (4.6)$$

Die Fetchabhängigkeit von (4.6) ist durch (4.2) gegeben. Im einfachsten Fall erhält man nach Raabe (1983) mit $\delta = 0{,}3.x^{1/2}$

$$\frac{u_{*2}}{u_{*1}} = 1 - \frac{\ln(z_{o1}/z_{o2})}{\ln(0{,}3.x^{1/2}/z_{o1})} \; . \qquad (4.7)$$

Diese Beziehung ist in Abb. 4.4 im Vergleich zu weiteren Modellvorstellungen und experimentellen Daten eingetragen. Dabei werden die beachtlichen Streuungen zwischen unterschiedlichen Modellen, aber auch die Unterschiede zwischen Modell und Experiment offensichtlich. Ursachen sind einerseits die sehr starke Abhängigkeit aller Modelle vom Verhältnis m, wie dies bei Radikevic (1971) und Raabe (1983) aufgezeigt wird, aber auch die Unsicherheiten bei der experimentellen Bestimmung von z_o und damit bei der Zuordnung der Meßdaten zu bestimmten Modellbeziehungen. Aus dem Vergleich verschiedener Modelle ergeben sich etwa die in Tab. 4.2 angegebenen Werte.

Tab. 4.2: Mittlere Werte für τ_2/τ_1 nach Modellvorstellungen in Abhängigkeit vom fetch

x in m	glatt/rauh	rauh/glatt
1	2,0 ... 4,0	0,1 ... 0,6
10	1,5 ... 3,0	0,2 ... 0,7
100	1,5 ... 2,5	0,3 ... 0,8
1000	1,5 ... 2,0	

Aus der Bearbeitung eines umfangreichen Datensatzes leitete Raabe (1981) folgende empirische Beziehung ab

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \begin{cases} 0{,}15 \pm 0{,}07 \text{ bzw. } 0{,}08.x^{0{,}17}, & \text{rauh/glatt} \\ 2{,}13 \pm 1{,}19 \text{ bzw. } 3{,}65.x^{-0{,}08}, & \text{glatt/rauh} \end{cases} \qquad (4.8)$$

die gut mit theoretischen und experimentellen Ergebnissen anderer Autoren übereinstimmt. Es ist dabei zusätzlich eine

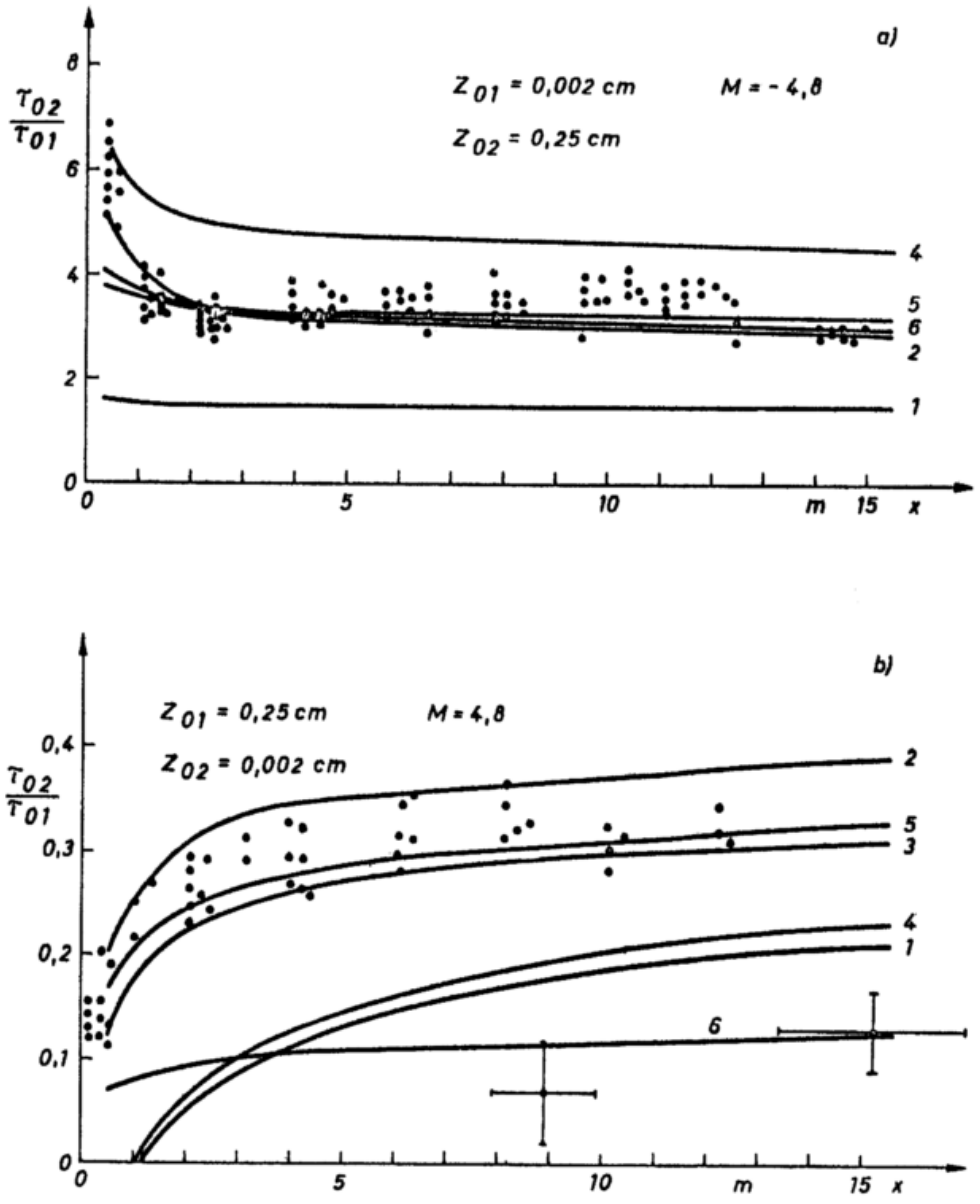


Abb. 4.4: Verhältnis der Schubspannungen beim Übergang glatt/rauh (a) und rauh/glatt (b) für $M=\ln(z_{01}/z_{02})=\pm 4{,}8$

1: Modell nach Gleichung (4.7)
2: numerisches Modell nach Rao et al. (1974)
3: Modell nach Logan und Fichtl (1975)
4: Modell nach Beljaars et al. (1987), Schließungsansatz mit Mischungsweg
5: Modell nach Beljaars et al. (1987), E-ε-Schließung
6: empirische Beziehung nach Raabe (1981)
.: Daten nach Bradley (1968)
⊹: Daten nach Raabe (1983), M = 6,5 ± 1

Windgeschwindigkeitsabhängigkeit zu verzeichnen, die über dem Meer durch die interne Grenzschicht und die Seegangsentwicklung hervorgerufen wird (Kuznecov und Raabe, 1985).

Im Zusammenhang mit der Energieaustauschparametrisierung sind Angaben zu Spannungskoeffizienten beiderseits der internen Grenzschicht von Bedeutung, wobei die wenigen vorliegenden Daten in Tab. 4.3 zusammengestellt sind.

Tab 4.3: Spannungskoeffizient beiderseits der internen Grenzschicht nach experimentellen Daten beim Übergang rauh/glatt

Autor/Experiment	fetch in m	$C_D.10^3$ unterhalb int. Grenzschicht	$C_D.10^3$ oberhalb int. Grenzschicht
Hupfer (1978)			
Zingst (mehrere Experimente)	100	1,00	3,27
Raabe und Hupfer (1980)			
EKAM-73	30	0,71	2,61
Lubiatovo-74	80	1,78	5,20
Kamčija-77	170	0,42	1,46

Von gewissem Interesse sind auch Angaben, um aus Messungen über dem Land auf entsprechende Werte über dem Meer schließen zu können. Aus Untersuchungen zum Spannungskoeffizienten beiderseits der internen Grenzschicht leitete Hupfer (1978) für die Schubspannung oberhalb der internen Grenzschicht bei ablandigem Wind

$$\tau_2 = 0{,}00531 \cdot x^{0{,}135} \cdot u_{10}^2 \qquad (4.9)$$

ab, wobei u_{10} in Ufernähe über dem Grund gemessen wird. Für die anderen Energieströme sind ähnliche Verhältnisse an internen Grenzschichten zu erwarten, jedoch fehlt es gegenwärtig sowohl an Modellen als auch an experimentellen Daten. Die wenigen von Ogawa und Ohara (1985) mitgeteilten Werte lassen noch keine umfangreichen Schlüsse zu.

4.1.3. Geländesprünge, Hindernisse, Erhebungen

Geländesprünge führen ebenfalls zur Ausbildung von Erscheinungen, die einer internen Grenzschicht ähnlich sind (Abb. 4.5). Dabei ist zu beachten, daß über der Erhebung oberhalb der internen Grenzschicht eine relativ schnelle Windzunahme

mit der Höhe eintritt (Profil (B)), die durch die Verhältnisse vor dem Geländesprung bedingt ist. Ebenso wie interne Grenzschichten lassen sich auch Geländesprünge exakt im Windprofil nachweisen, z. B. für die ehemalige Meßstation Potsdam-Schlaatz durch Gerstmann (1982b). Bei idealen Verhältnissen, wie sie in Abb. 4.5 gezeigt sind, ist durchaus eine Modellierung entsprechend vorausgegangenen Abschnitten möglich. Dies ist bei den nachfolgenden Fällen nicht immer gegeben. Vor Geländesprüngen kommt es aber auch durch Stauwirkung zu einer Energieaustauschminderung (s. Raabe et al., 1987).

Hindernisse führen zu einer Störung im Windfeld, wobei diese schon etwa in 2-5facher Hindernishöhe vor dem Hindernis beginnt und bis in 20-50fache Hindernishöhe noch andauern kann. Die vertikale Erstreckung beträgt im Lee des Hindernisses mindestens die doppelte Hindernishöhe (Abb. 4.6). Die Zahlen variieren zwischen unterschiedlichen Autoren und stellen nur eine "Faustformel" dar, die keine Aussage über die Größe der Störung enthält. In jedem Fall tritt eine Veränderung der Geschwindigkeit und der Profilstruktur des Windes ein. Bei Hindernissen größer 2-5 m kann man die gesamte Bodenschicht (bis ca. 20 m Höhe) in einem größeren Umkreis als gestört betrachten, so daß keine eindeutigen Aussagen zu meteorologischen Parametern, insbesondere Wind, mehr möglich sind.

Erhebungen im Gelände brauchen nicht berücksichtigt zu werden bzw. stören nicht wesentlich das Profil, wenn das Gelände noch als "flach" angesehen werden kann. Nach WMO-TN-175 (1981) dürfen dazu Erhebungen im Umkreis von 4-6 km 50 m nicht übersteigen, und weiterhin muß das Verhältnis aus Hindernishöhe h und horizontaler Erstreckung des Hindernisses l (maximale Höhe in der Mitte des Hindernisses bei gleichmäßigem Abfall) $h/l < 0{,}03$ gelten. Ist dies nicht gegeben, so muß das Hindernis im Windfeld berücksichtigt werden, wobei jedoch die Auffächerung des Windfeldes nur schwer modellmäßig bestimmt werden kann. Abb. 4.7 zeigt ein Beispiel für das Überströmen eines Hindernisses. Dabei wird der Effekt durch die unterschiedlichen Rauhigkeiten vor und nach dem Hindernis noch verstärkt, so daß sich das ursprüngliche Windprofil über der neuen Unterlage nicht wieder herstellt. Gerade die Küstenzone weist je nach Windrichtung einem großen Bereich über dem Land bzw. über dem Meer auf (magn > 1 km), in der das Windprofil noch nicht die typischen Eigenschaften der neuen Unterlage angenommen hat und außerordentlich komplizierte Formen aufweist (Kuznecov und Raabe, 1985).

Es sei jedoch auch darauf hingewiesen, daß wertvolle Beiträge zu dieser Problematik von den in der letzten Zeit häufig publizierten Modellen und sogar einigen wenigen Experimenten zur Hügelumströmung ausgehen. Viele Detailprobleme können jedoch auch im Windkanalexperiment geklärt werden.

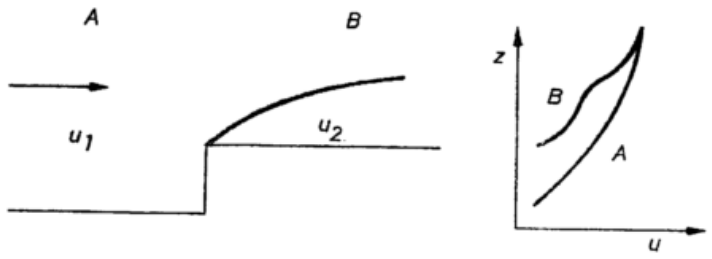


Abb. 4.5: Windprofil an einem Geländesprung

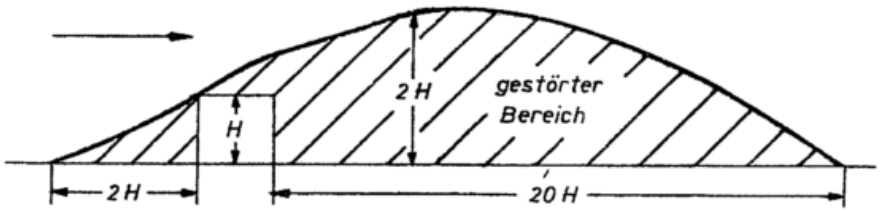


Abb. 4.6: Störbereich an einem Hindernis (WMO-TN-175, 1981)

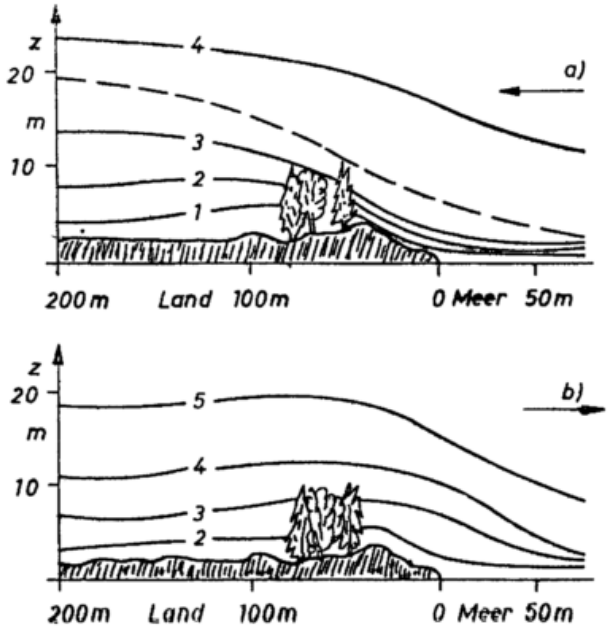


Abb. 4.7: Verteilung der Windgeschwindigkeit in der Kontaktzone zwischen Meer und Land bei Zingst bei auflandigem (a) und ablandigem (b) Wind nach Hupfer (1970)

4.2. Rauhigkeit der Unterlage

Voraussetzung für die Ableitung der Energieaustauschverfahren ist die Annahme einer homogenen Unterlage. Diese Forderung schließt nicht nur eine Gliederung der Unterlage aus, sondern auch das Vorhandensein von Rauhigkeitselementen. Auswirkungen von Rauhigkeiten bei aerodynamischen Verfahren kommen insbesondere in einer veränderten Höhenzuordnung und Abweichungen von der Konstanz der Energieströme, bei Fluxverfahren auch im Entstehen einer mechanisch bedingten Turbulenz, zum Ausdruck. Es kommt somit darauf an, die Rauhigkeitsstruktur der Unterlage in geeigneter Weise zu erfassen und zwischen einer geometrischen Höhe und einer aerodynamisch wirksamen Höhe zu unterscheiden. Abb. 4.8 zeigt ein mögliches Schema der Klassifikation der Rauhigkeit, die sowohl aus der Struktur der Oberfläche als auch aus den Turbulenzstrukturen bestimmt werden kann.

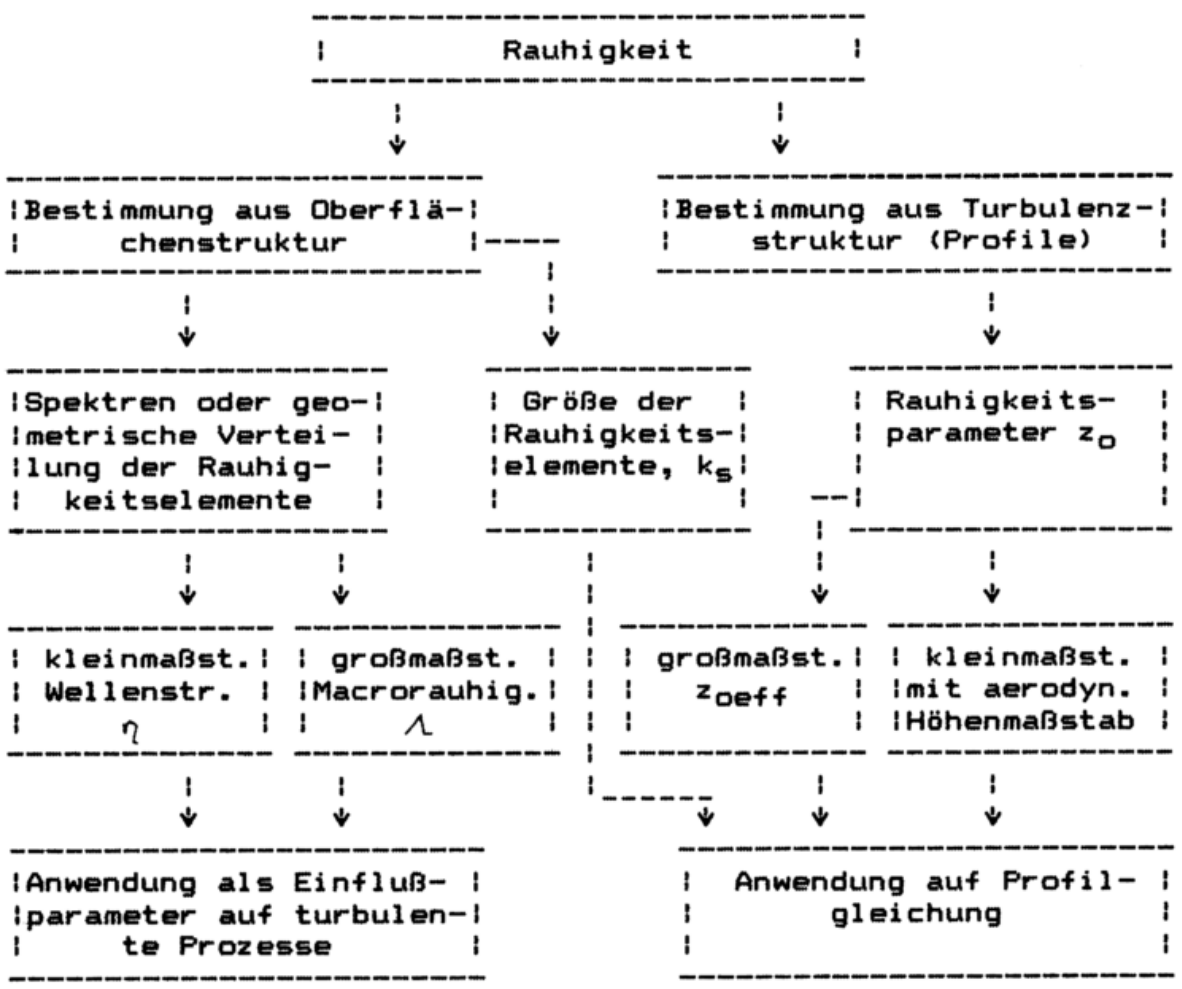


Abb. 4.8: Klassifikationsschema für die Rauhigkeit der Unterlage

Die klassische Beziehungsgleichung für die Rauhigkeitsbestimmung ist die Profilgleichung an einer rauhen Wand nach Betrachtungen in der Hydrodynamik (Schlichting, 1965)

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{æ} \ln \frac{z}{k_s} + B \qquad (4.10)$$

mit der Sandrauhigkeit k_s nach Nikuradse (1933), die auch als effektive Größe der Rauhigkeitselemente beschrieben werden kann. Weiterhin erhält man durch Integration der Gleichung für das vertikale Windprofil (2.46)

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{æ} \ln \frac{z}{z_o} \qquad (4.11)$$

mit dem Rauhigkeitsparameter z_o als Integrationskonstante. Die Bestimmung von z_o aus dem Windprofil und der dabei nicht vorhandene Bezug zu echten Rauhigkeitselementen bedingt die vielen Schwierigkeiten, die es in der Meteorologie mit diesem Parameter gibt (vgl. Abschnitt 4.2.1.1.). Im Gegensatz zu Gleichung (4.10) hat aber Gleichung (4.11) Eingang in die meteorologische Praxis gefunden. Die Schwierigkeiten mit dem Rauhigkeitsparameter z_o versucht man gegenwärtig durch Parameter zu überwinden, die integral die Rauhigkeitsstrukturen größerer Gebiete erfassen. Dies geschieht in Form von Macrorauhigkeiten wiederum aus der Rauhigkeitsstruktur des Geländes selbst (vgl. Abschnitt 4.2.1.2.) oder in Form einer effektiven Rauhigkeitshöhe z_{oeff} nach Fiedler und Panofsky (1972), wobei eine kompliziert gestaltete Unterlage die gleiche Rauhigkeit hat wie eine homogene Unterlage bei analoger Gestalt des Windprofils. Kleinmaßstäblich versucht man den Übergang vom geometrischen zum aerodynamischen Höhenmaßstab (vgl. Abschnitt 4.2.2.), um insbesondere bei Pflanzenbeständen die Reduktion auf eine quasi-homogene Unterlage durchführen zu können. Speziell bei den Macrorauhigkeiten besteht gegenwärtig die Schwierigkeit, daß sie nicht unmittelbar in der Profilgleichung angewandt werden können. Es liegen im allgemeinen nur Relationen zu verschiedenen turbulenten Größen vor. Die Überwindung dieses Mangels wird international ein wesentlicher Forschungsschwerpunkt in den nächsten 10 Jahren sein.

4.2.1. Beschreibung der Rauhigkeit

4.2.1.1. Die Rauhigkeitshöhe z_o

Alle nachfolgenden Betrachtungen zum Rauhigkeitsparameter z_o sind, wenn auch durchaus praktikable und quantitative Aussagen getroffen werden, immer unter dem Gesichtspunkt zu sehen, daß es sich bei z_o nur um eine Integrationskonstante und um kein physikalisch bestimmtes Rauhigkeitsmaß handelt. Forschungen müssen somit entweder in Richtung einer physikalischen Interpretation, z. B. Bezugsgleichung zum Parameter

k_s, oder in Richtung einer völligen Ablösung dieses Parameters, z. B. durch Macrorauhigkeiten, geführt werden.

Als Beziehung zwischen k_s und z_o ergibt sich aus (4.10) und (4.11)

$$\ln \frac{k_s}{z_o} = æ \cdot B \cdot \qquad (4.12)$$

Vergleichende Untersuchungen zum Verhalten der Rauhigkeitsparameter erfolgten durch Zelený und Foken (1986). Dabei wurden im gegliederten Gelände von Kopisty/ČSSR an einem Mast in 10 und 80 m Höhe mittels Flux-Messungen u/u_* und aus (4.10) und (4.11) k_s und z_o mit B=5,0 bestimmt. Es erfolgte eine Unterscheidung nach Windrichtungen mit Erhebungen bis 60 m Höhe im Luv (K1) und bis 10...20 m Höhe im Luv (K2). Die Ergebnisse sind in Tab. 4.4 dargestellt. Die Anwendung der konstanten Integrationskonstante B führt zu einer Veränderung des Parameters k_s in einem solchen Maße, wie dies selbst bei Betrachtung unterschiedlicher horizontaler Scalebereiche nicht auftreten dürfte. Sämtliche Veränderungen im Windprofil müßten sich im Wert von B widerspiegeln. Nimmt man den aus den 10-m-Messungen bestimmten Wert von k_s mit B=5,0 als richtig an, so ergeben sich für die 80-m-Messungen ein B=2,3 (K1) bzw. B=3,7 (K2). Die Schwierigkeit einer geometrischen k_s-Bestimmung über inhomogener Unterlage führte dazu, daß kaum verläßliche Angaben zu k_s in der Natur vorliegen und keine Aussagen über die Variation der Integrationskonstante B bekannt sind.

Tab. 4.4: Ermittlung der Rauhigkeitsparameter z_o und k_s für verschiedene Unterlagen nach Zelený und Foken (1986) bei B = 5,0

Parameter	Dimension	Kopisty/ČSSR				MESP-81
		K1		K2		
		10 m	80 m	10 m	80 m	4 m
k_s	m	3,4	10,1	2,7	4,6	0,24
z_o	m	0,45	1,37	0,36	0,62	0,03

Die Bestimmung von z_o erfolgt mittels Profilmessungen über verschiedenen Unterlagen. Aus der Vielzahl der Literaturangaben sei auf eine heute im allgemeinen anerkannte Zusammenstellung, wie sie in Abb. 4.9 angegeben ist, verwiesen. Dabei wurde auf die Angabe von z_o-Werten größer 0,2 m verzichtet, da zu deren Bestimmung Profilmessungen benötigt werden, die wesentlich über den bodennächsten Bereich von 2-4 m hinausgehen. Unter diesen Bedingungen unterscheiden

sich die z_0-Werte entsprechend dem Höhenbereich, aus dem sie bestimmt werden. Ursache ist die Beeinflussung der Profilstruktur durch die Geländebedingungen im Luv des Meßmastes. Somit ist weder die Höhenkonstanz der Energieaustauschströme gegeben, noch ist eine für den Meßort typische Bestimmung von z_0 mehr möglich. Auf diese Problematik im gegliederten Gelände mit einheitlicher Rauhigkeitsstruktur >2 m bzw. stark gegliederten Rauhigkeitsstrukturen <2 m weisen u. a. Panofsky (1984) und Zelený und Foken (1986) hin.

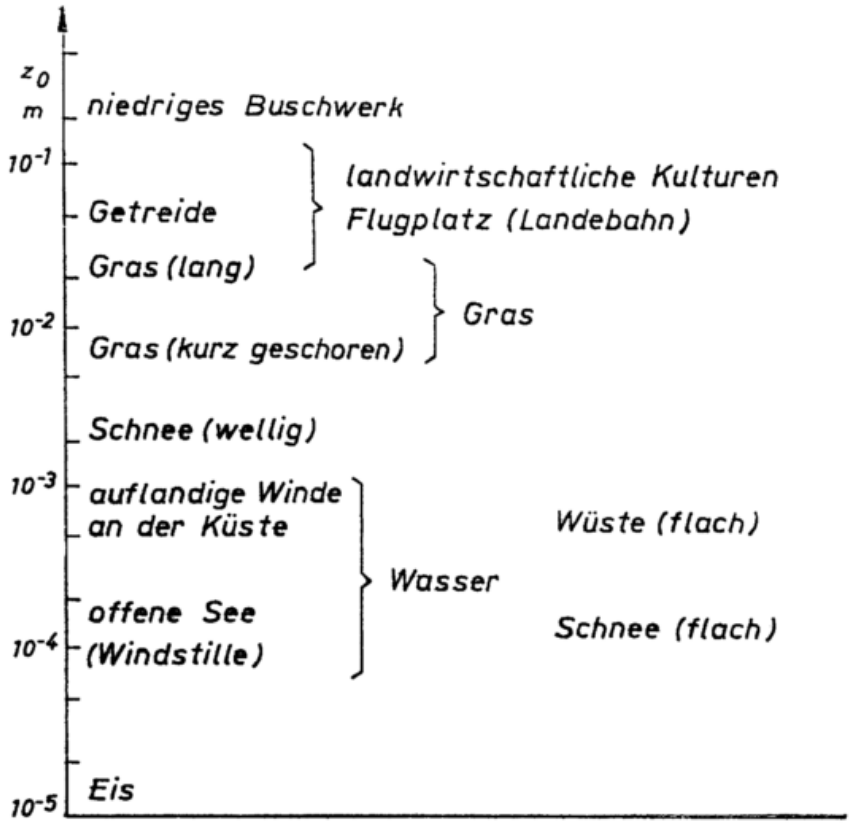


Abb. 4.9: Typische Werte für den Rauhigkeitsparameter z_0 (nach ESDU 72026, 1972)

Tab. 4.5 enthält eine Zusammenstellung der z_0-Werte für drei Observatorien, gemessen nach drei verschiedenen Verfahren. Dabei erfolgte neben der Bestimmung aus Profilmessungen eine Ermittlung aus Werten für u/u_* entsprechend (4.11), wobei u_* mittels Flux-Messungen bestimmt wurde, und nach einer von Panofsky (1984) aufgezeigten Methode analog zu (3.83),

$$\sigma_w / u_* = \varphi_w(z/L) \quad . \qquad (4.13)$$

Unter neutralen Bedingungen, was zumindest bei Windgeschwindigkeiten > 6 m/s im allgemeinen gegeben ist, gilt $\varphi_w \sim 1{,}4$. Setzt man (4.13) in die Gleichung des neutralen Windprofils (4.11) ein, so erhält man

Tab. 4.5: Abhängigkeit von z_o von Meßhöhe, Bestimmungsmethode und Rauhigkeitseinflüssen im Luv von Meßmasten

Messort/Autor	Höhe/ Richtung		Meßverfahren	z_o in m
Observatorium Cimljansk/UdSSR				
Pretel und Zelený (1985) *)	4 m		$\sigma_w/u=0,106$; u~5m/s	0,03
Zelený und Foken (1986)	4 m		u/u_*; (4.11)	0,03
Boulder Atmospheric Observatory/USA				
Kaimal et al.(1982)	0-5 m		Profil	0,01
Panofsky (1984)	10 m	W	$\sigma_w/u=0,079$	0,014
		S-E	$\sigma_w/u=0,092$	0,035
Korell et al.(1984)	10-100 m	W	Profil	0,05
		S-E		0,20-0,35
Atmosphären Observatorium Kopisty/ČSSR				
Pretel und Zelený (1985) *)	10 m	K1	$\sigma_w/u=0,168$; u~5m/s	0,45
Zelený und Foken (1986)	10 m	K1	u/u_*; (4.11)	0,45
	80 m	K1	u/u_*; (4.11)	1,37
Pretel und Zelený (1985) *)	10 m	K2	$\sigma_w/u=0,156$; u~5m/s	0,36
Zelený und Foken (1986)	10 m	K2	u/u_*; (4.11)	0,36
	80 m	K2	u/u_*; (4.11)	0,62

*) Die Werte σ_w/u wurden aus graphischen Darstellungen bzw. dem Streubereich der Abbildungen entnommen, so daß zwar die Rechnung auf die hier angegebenen z_o-Werte führt, die Genauigkeit jedoch nur etwa 10 % beträgt.

$$\sigma_w / u = 1{,}4 \cdot æ/\ln (z/z_o) = 0{,}56/\ln (z/z_o) \qquad (4.14)$$

und damit eine Bestimmungsgleichung für z_o. Dabei ergeben unterschiedliche Methoden bei gleichen Meßhöhen auch gleiche Werte für z_o. Dagegen sind für unterschiedliche Meßhöhen $z>5$ m auch unterschiedliche z_o-Werte zu verzeichnen.

Der Parameter z_o ist bei Pflanzenbeständen auch stark abhängig von der Pflanzenentwicklung. Dies wiesen Hurtalová et al. (1983) für Mais und Richter und Haupt (1989) für Rüben nach, wobei beide Arbeiten von einer Verschiebungshöhe (vgl. Abschnitt 4.2.2.) von 2/3 der Bestandeshöhe ausgingen. Bei einem Maisbestand ergeben sich zum Zeitpunkt der Aussaat etwa Werte von z_o=0,01 m. Zum Zeitpunkt der vollen Blattentwicklung werden mehr als 0,1 m und kurz vor der Ernte nur noch etwa 0,05 m erreicht.

Es sollte hiermit gezeigt werden, daß der Rauhigkeitsparameter z_o nicht nur vom Umfeld des Meßpunktes und der Bestimmungshöhe, sondern auch von der aktuellen Beschaffenheit der Unterlage abhängt, wobei der Einfluß letzterer durchaus eine Größenordnung betragen kann. Damit ist eine Anwendung von z_o für mikrometeorologische Untersuchungen durchaus noch gegeben. Eine Charakterisierung der Oberfläche durch z_o im eigentlichen Sinne, wie sie beispielsweise als Rasterkarte für numerische Modelle benötigt wird, ist nahezu unmöglich. Eine gewisse Abhilfe bietet die eingangs genannte effektive Rauhigkeitshöhe nach Fiedler und Panofsky (1972), s. Tab. 4.6, die auch Eingang in numerische Modelle gefunden hat, beispielsweise durch die Ermittlung aus einer sogenannten effektiven Schubspannungsgeschwindigkeit, die für die Gridpunkte ermittelt wurde (André und Blodin, 1986). Auf eine weitere Behandlung dieser Fragen sei hier nicht weiter eingegangen, da sie nicht für Energieaustauschmessungen im bodennahen Bereich relevant sind.

Tab. 4.6: Angaben zur effektiven Rauhigkeitshöhe nach Fiedler und Panofsky (1972)

Unterlage	z_{oeff} in m
Ebene	0,42
niedrige Berge	0,99
hohe Berge	1,42

4.2.1.2. Macrorauhigkeit

Mit der sogenannten Macrorauhigkeit wird der Versuch unternommen, den Mangel der punktbezogenen Definition von z_o

zu überwinden. Die verschiedensten Ansätze der Macrorauhigkeit gehen von einer statistisch unterschiedlich gewichteten Einbeziehung der Orographie und der Bebauung in den Rauhigkeitsparameter aus. Dabei wird bei Anwendung auf Turbulenzstrukturen bis etwa 100 m Höhe ein Bereich von 5-10 km Entfernung einbezogen. Diese Festlegung scheinen auch experimentelle Daten zu bestätigen. Erste Arbeiten zu dieser Problematik erfolgten durch Zelený (1969) und Pretel (1982, 1984). In einer Zusammenfassung geben Zelený und Pretel (1986) eine Übersicht zu beiden Definitionen

$$\Lambda = \left[\frac{1}{n} \sum h_i(x_i) \right] / L \qquad (4.15)$$

mit h_i als Höhe über NN im Abstand x_i vom Meßpunkt und L als Länge des gesamten horizontalen Profils sowie

$$\Lambda = \frac{1}{n} \left[\sum \frac{h_i(x_i) - \bar{h}}{x_i} \right]^{0,5} \qquad (4.16)$$

mit $\bar{h}$ als mittlere Höhe über NN im Abstand $x_n - x_o$. Problematisch bei diesen Macrorauhigkeiten, insbesondere bei (4.15), ist die Wichtung der x_i-Werte im Abstand von x_o und die Ermittlung gleicher Λ-Werte für geometrisch völlig andere Strukturen, die zwangsläufig zu anderen Beeinflussungen der turbulenten Prozesse führen müssen (Richter, 1988).

Erste Angaben zum Verhalten verschiedener Turbulenzelemente in Abhängigkeit vom Parameter Λ in der Definition von (4.15) teilten Foken und Zelený (1988) mit (Tab. 4.7). Dabei ist jedoch zu beachten, daß die absoluten Glieder trotz der relativ hohen Korrelationskoeffizienten eine beachtliche Größe erreichen, so daß der Einfluß von Λ nicht nur relativ gering auf den Wert des Turbulenzparameters ist, sondern die Beziehung auch für Turbulenzparameter kleiner als das absolute Glied nicht anwendbar ist. Der beachtliche Nachteil der Parameter besteht darin, daß sie nur den Rauhigkeitseinfluß auf die Turbulenzparameter kennzeichnen und nicht unmittelbar in der Profilgleichung angewandt werden können.

Eine ähnliche Methode wird auch von Kondo und Yamazawa (1986) angegeben. Jedoch wird hierbei für einen Windrichtungssektor mit dem öffnungswinkel von 45° für eine Fläche S der Flächenanteil s_i verschiedener Flächen mit der Höhe h_i ermittelt

$$h = \frac{1}{S} \sum h_i \cdot s_i \; . \qquad (4.17)$$

Der scheinbare Vorteil dieser Definition ist eine Beziehung zum Windprofil, welche für Stadtgebiete $z_o = 0{,}25.h$ beträgt. Für andere Unterlagen liegen aber auch Relationen vor, die sich bis zu einer Größenordnung unterscheiden. Erste Versuche

einer ähnlichen Relation für Λ erfolgten durch Foken und Zelený (1988), die

$$k_s = 578 \cdot \Lambda + 1{,}8 \qquad (4.18)$$

für Kopisty/ČSSR ermittelten, womit auch eine Relation zu z_o (vgl. Tab. 4.4) gegeben ist.

Tab. 4.7: Abhängigkeit verschiedener Turbulenzparameter vom Macrorauhigkeitsparameter nach (4.15) nach Foken und Zelený (1988) für Kopisty/ČSSR

Parameter	20m Abhängigkeit	r	80 m Abhängigkeit	r
σ_w^2 =	48,5.Λ + 0,43	0,76	63,4.Λ + 0,52	0,82
σ_u/σ_w =	-12,5.Λ + 1,85	-0,82	-43,3.Λ + 1,66	-0,94
u_* =	26,1.Λ + 0,32	0,83	13,3.Λ + 0,23	0,90
u/u_* =	-294.Λ + 10	-0,88	-518.Λ + 20	-0,74

4.2.1.3. Rauhigkeit der Meeresoberfläche

Die Fragen zur Rauhigkeit der Meeresoberfläche stehen in engem Zusammenhang mit der Problematik der Wechselwirkungen zwischen Meer und Atmosphäre. Auf diesem Gebiet liegen viele umfassende Monographien vor (Roll, 1965; Kitajgorodskij, 1970; Brocks und Krügermeyer, 1970; E. B. Kraus, 1972; Dubov et al., 1974; Bjutner, 1978; Panin, 1985, u.a.), so daß an dieser Stelle nur auf einige wesentliche Aussagen eingegangen werden soll, die unbedingt zur Anwendung von Profilmessungen über dem Meer von Bedeutung sind. Auf einige weitere Probleme wurde bereits in den Abschnitten 3.3.3. und 3.5. hingewiesen.

Ausgangspunkt für viele Arbeiten zur Untersuchung der Rauhigkeit der Meeresoberfläche waren die Untersuchungen von Kitajgorodskij und Volkov (1965a), bei denen sowohl Rauhigkeits-Reynolds-Zahlen, Parameter der Wellenhöhe als auch der Parameter z_o in die Betrachtungen einbezogen wurden. Vielfach zitiert wird aus dieser Arbeit noch eine Abbildung zur Abhängigkeit von z_o von der Schubspannungsgeschwindigkeit. Sowohl die Meßwerte als auch die eingetragenen Abhängigkeitsbeziehungen verschiedener Autoren zeigen ein 'chaotisches' Bild und lassen die Schwierigkeit einer z_o-Bestimmung über dem Meer ahnen, die in einem Schwankungsbereich von z_o von 10^{-8} - 10^{-1} m zum Ausdruck kommt. Foken und Skeib (1980) konnten zeigen, daß gerade bei geringen Rauhigkeiten schon kleine Meßfehler bei Profilmessungen zu beachtlichen Unter-

schieden in der Rauhigkeitsparameterbestimmung führen. Somit sind mehr oder weniger alle experimentellen Angaben zu z_o über dem Meer mit einem experimentspezifischen Meßfehler behaftet.

Dies mag Grund dafür sein, daß man bei vielen Anwendungen immer wieder zur klassischen Beziehung von Charnock (1955) zurückkehrt

$$z_o = u_*^2 / c_2 \cdot g, \qquad (4.19)$$

wobei Angaben zur Konstanten c_2 in Tab. 4.8 enthalten sind. Den Sachverhalt, daß diese Formel nur für eine rauhe Oberfläche gültig ist, bestätigen u. a. Kuznecov und Raabe (1980) eindeutig. Demnach zeigt die Konstante c_2 erst ab $u > 5$ m/s den in Tab. 4.8 angegebenen Wert, wobei bereits bei $u = 3$ m/s $c_2 = 2.10^4$ wird. Dies bewog bereits Zilitinkevič (1969), s. a. Wippermann (1972), zu einer Kombination der Formel nach Roll (1948) für eine glatte Oberfläche

$$z_o = 0{,}48 \cdot \nu / u_* \qquad (4.20)$$

mit der Charnock'schen Formel zu

Tab. 4.8: Werte der Konstanten c_1 und c_2 in (4.21) nach verschiedenen Autoren

Autor	c_1	c_2
Roll (1948)	0,48	
Charnock (1955)		81,1
Schlichting (1965)	0,13	
Wu (1969)		64,4
Brocks und Krügermeyer (1970)		28,5
Zilitinkevič (1969, 1970)	0,1	20,8
Hicks (1972a)		62,5
Smith und Banke (1975)		62,5
Kuznecov und Raabe (1980)		83,3
Empfehlung	0,48	81,1

$$z_o = c_1 \frac{\nu}{u_*} + \frac{u_*^2}{g \cdot c_2} . \qquad (4.21)$$

Entsprechende Konstanten enthält Tab. 4.8. Die Verläufe der Beziehungen (4.19) bis (4.21) sind in Abb. 4.10 dargestellt, wobei die Konstanten der Originalquelle verwendet wurden.

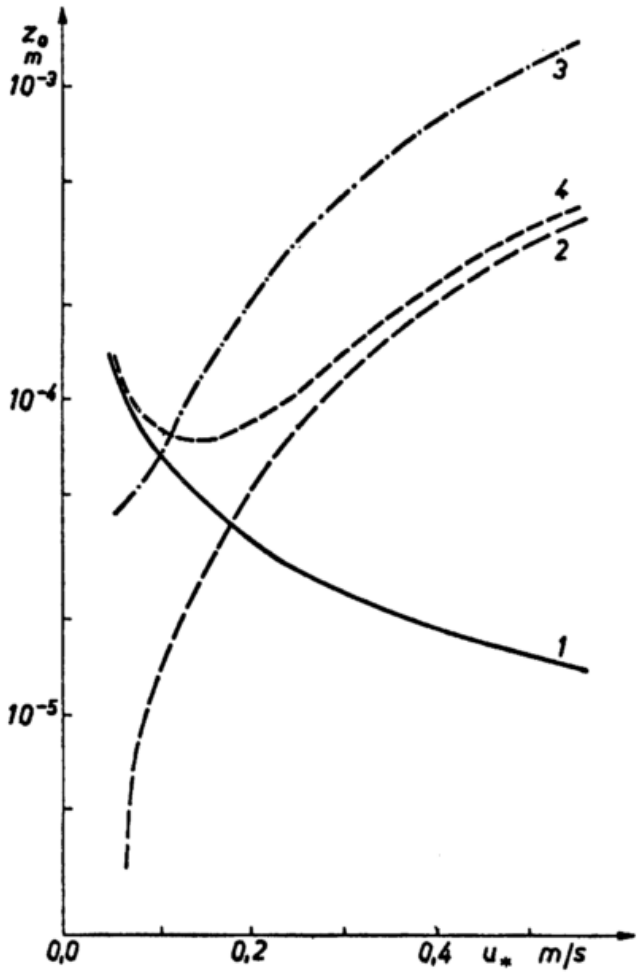


Abb. 4.10: Abhängigkeit der Rauhigkeitsparameters z_o von der Schubspannungsgeschwindigkeit über dem Meer nach verschiedenen Autoren
1: Roll (1948)
2: Charnock (1955)
3: Zilitinkevič (1969, 1970)
4: Kombination der Parameter von Roll und Charnock

Aus dem Vergleich der in Abb. 4.10 eingetragenen Beziehungen mit experimentellen Daten nach Kitajgorodskij und Volkov (1965a) und Brocks und Krügermeyer (1970) sowie nachfolgenden Ausführungen zur kritischen Rauhigkeits-Reynolds-Zahl wird

die Anwendung einer Beziehung entsprechend (4.21) mit den Originalkonstanten von Roll (1948) und Charnock (1955) empfohlen. Dies würde auch durch die Untersuchungen von Wu (1969), der für $u_{10} < 3$ m/s ein glattes Regime und für $u_{10} > 7$ m/s ein rauhes Regime annahm, und durch die Ausführungen zu den Bulk-Koeffizienten im Abschnitt 3.3.3. unterstützt.

Entgegen der üblichen Definition der Rauhigkeits-Reynolds-Zahl

$$Re_s = z_0 \cdot u_* / \nu \qquad (4.22)$$

weisen bereits Kitajgorodskij und Volkov (1965a) auf eine mögliche Definition mit der Wellenhöhe bzw. mit der Dispersion der Elongation der Meeresoberfläche hin

$$Re_s = \sigma_\eta \cdot u_* / \nu \; . \qquad (4.23)$$

Umfangreiche Untersuchungen zu diesem Parameter erfolgten durch Foken und Kuznecov (1978), vgl. Foken et al. (1978a) und Abschnitt 3.5., und Kuznecov (1978). Diese bestätigten kritische Werte von Re_s im Bereich von 100-300, die in Übereinstimmung stehen mit dem Übergang zur Charnock-Formel in Abb. 4.10. Einen analogen kritischen Wert ($u_{10} \sim 5$ m/s) erhielten auch Kondo et al. (1973) aus den Spektren von Gravitationswellen und dem Beginn der Bedeckung des Meeres mit weißen Schaumkämmen. Eine Zusammenstellung kritischer Rauhigkeits-Reynolds-Zahlen enthält Tab. 4.9.

Tab. 4.9: Angaben zur kritischen Rauhigkeits-Reynolds-Zahl

Autor	$Re_{s\ krit}$	u_* in m/s
Melville (1977)		0,23
Street und Miller (1977)	100 (Labor)	
Foken und Kuznecov (1978)	300	0,23
Foken et al. (1978a)		
Kuznecov (1978)	120	
Kuznecov und Raabe (1980)	100	0,16 ... 0,20

Die vorausgegangenen Ausführungen sollten zeigen, daß eine exakte experimentelle Bestimmung von z_0 über dem Meer außerordentlich problematisch ist. Andererseits muß man bei einer Parametrisierung von z_0 aus u_* oder u_{10} davon ausgehen, daß man zwischen einem glatten, einem Übergangs- und einem rauhen Regime unterscheiden muß. In jedem Fall sollte von der Be-

stimmung von z_0 aus dem Spannungskoeffizienten entsprechend

$$C_D = \varkappa / [\ln(z/z_0)]^2 \qquad (4.24)$$

Abstand genommen werden, da schon kleine Fehler von C_D große Auswirkungen auf die Größe von z_0 haben.

4.2.2. Aerodynamische Höhenbestimmung

Ein niedriger Pflanzenbestand (bis ca. 2 m Höhe, Übertragung auch auf geschlossene Waldbestände möglich) führt dazu, daß bei der Betrachtung eines Windprofils (analog Temperatur- u. a. Profile) entsprechend Gleichungen (3.21), (3.23) und (3.24) nicht vom Boden ausgegangen werden kann, wie es bei Sand, kurzem Rasen u. ä. der Fall ist. Hier sind geometrische und aerodynamisch wirksame Höhe identisch. Man muß vielmehr eine Verdrängungsdicke (Verschiebungshöhe) D ansetzen, die faktisch die Unterlage simuliert (Abb. 4.11). Auf diese Tatsache wurde vermutlich erstmals durch Paeschke (1937) hingewiesen. Bei der Festlegung von D ergibt sich das Problem, daß das in den Planzenbestand hineinextrapolierte Windprofil den Wert u(z)=0 bei dem geometrischen Höhenwert $z=D+z_0$ erreicht. Die Festlegung bezüglich D und z_0 wird in der Literatur im allgemeinen willkürlich getroffen, da aus dem Profil nur $D+z_0$ bestimmbar ist. Man geht dabei den Weg, daß ein "plausibler

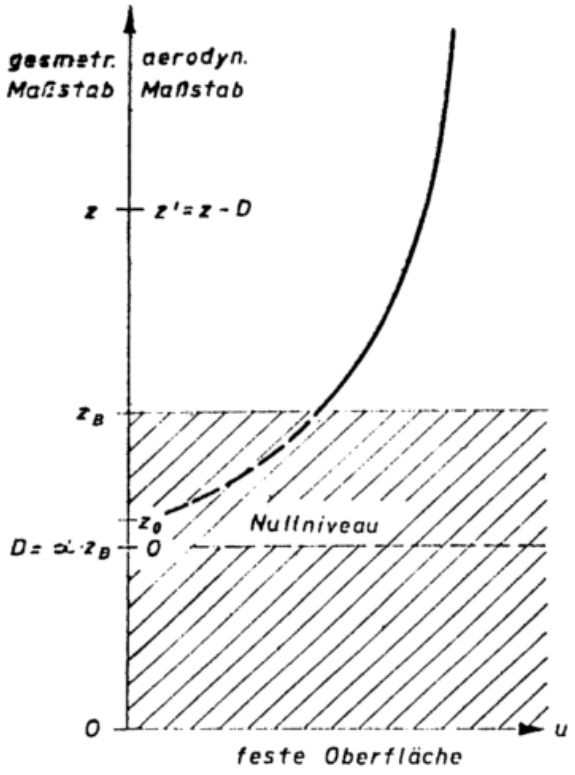


Abb. 4.11: Windprofil über einem Pflanzenbestand

Wert" für z_o angenommen wird und damit die Bestimmung von D erfolgt. Der Wert D wird dann gemittelt und in eine Relation zur Bestandeshöhe z_B in der Form $D = \alpha . z_B$ gesetzt mit einem für die Bewuchsform konstanten α-Wert. Neben anderen Autoren zeigten Koitzsch et al. (1988) durch umfangreiche Untersuchungen, daß selbst für einen Winterweizenbestand Werte von α=0,60-0,85 möglich sind. Dabei wurden u_* und T_* aus Fluxmessungen bestimmt und mit diesen Werten D aus Profilmessungen bei neutraler Schichtung ermittelt. Als Ursachen für die erheblichen Schwankungen von α werden von den Autoren vor allem die unterschiedliche Bestandesdichte und -höhe, aber auch mögliche Meßfehler durch overspeeding oder ungenaue Kenntnis des Verhältnisses der Austauschkoeffizienten von fühlbarer Wärme und Impuls gesehen. Wegen dieses großen Schwankungsbereiches sei auf die Mitteilung sogenannter bestandestypischer und konstanter Werte für α aus der Literatur verzichtet, da diese nur für die Meßbedingungen des jeweiligen Autors Gültigkeit besitzen. Als sicherlich praktikabler Durchschnittswert für viele Pflanzenbestände kann α=2/3 angesetzt werden. Mit einem fest vorgegebenen D bzw. α läßt sich dann wieder z_o bestimmen, wobei sich für z_o erhebliche Variationen im Verlauf der Vegetationsperiode, selbst bei annähernd gleichem z_B, ergeben (vgl. Abschnitt 4.2.1.1.). Von Gurtalova et al. (1988) wird

$$z_o = 1{,}23 + 0{,}052\ z_B \qquad (4.25)$$

als Regressionsbeziehung mit r=0,96 angegeben, wie dies auch aus umfangreichen Recherchen von Dubov et al. (1978) hervorgeht, die als Mittelwert etwa z_B/z_o = 7...8 angeben.

Als eine Methode zur direkten Bestimmung der Verschiebungshöhe und des Rauhigkeitsparameters stellen DeBruin und Moore (1985) ein Massenkompensationsverfahren vor. Dieses geht von der Hypothese aus, daß auch für $z<D+z_o$ noch ein Massenstrom vorhanden ist, der durch eine Minderung des Massenstromes im Bereich $z_* > z > z_o+D$ kompensiert wird (Abb. 4.12). Dabei ergibt sich nach Tennekes (1982)

$$z_* \sim D + 20.z_o \ , \qquad (4.26)$$

wobei z_* häufig auch als Höhe der rauhen Unterschicht (Raupach et al., 1980; Garratt, 1980) bezeichnet wird. Für den Massenstrom bis zu einer Höhe $z_f > z_*$ gilt dann, daß der wahre Massenstrom zwischen $0 \leq z \leq z_f$ und der theoretische Massenstrom zwischen $z_o+D \leq z \leq z_f$ entsprechend

$$\int_0^{z_f} u(z).dz = \int_{D+z_o}^{z_f} \frac{u_*}{æ} \ln\left(\frac{z-D}{z_o}\right) dz \qquad (4.27)$$

identisch sind. Wegen der Gültigkeit der Beziehung

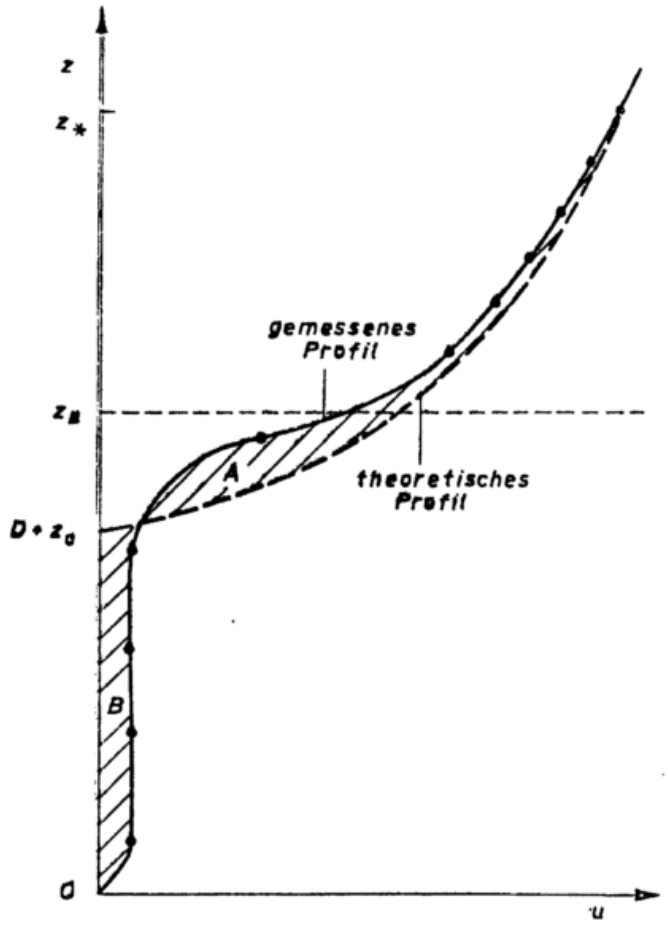


Abb. 4.12: Windprofil zur Erläuterung der Massenkompensationsmethode nach DeBruin und Moore (1985), A und B kennzeichnen Flächen mit gleichem Durchfluß

$$\ln\left(\frac{z_f - D}{z_0}\right) = \frac{æ.u(z_f)}{u_*} \qquad (4.28)$$

für $z_f > z_*$ ergeben sich folgende einfachen Bestimmungsgleichungen

$$D = z_f - \frac{z_f - (D+z_0)}{\ln\dfrac{z_f - D}{z_0}} - \int_0^{z_f} \frac{u(z)}{u(z_f)}\,dz\,, \qquad (4.29)$$

$$z_0 = (z_f - D)\,.\,e^{-\frac{æ.u(z_f)}{u_*}}\,. \qquad (4.30)$$

Die Schwierigkeit dieses Verfahrens liegt in der Notwendigkeit, auch Messungen im Bestand zu haben, um das Integral in (4.29) lösen zu können. Dies wurde von den Autoren in einem Wald realisiert. Bei direkten Messungen von u_* für $z>z_*$ können dann D und z_0 bestimmt werden. Dieses Verfahren, auch wenn für die meisten Bestände schwierig zu realisieren, überzeugt durchaus. Der Tatbestand der Geschwindigkeitsreduktion führt aber dazu, daß Profilmessungen über höheren Beständen praktisch erst ab $z>z_*$ möglich sind, was jedoch wegen der entstehenden großen Meßhöhen nicht mehr realisierbar ist. Nur kurz geschorener Rasen und noch glattere Unterlagen würden diese mit (4.26) in Zusammenhang stehende Forderung befriedigen. Die von Leuning et al. (1982) und Koitzsch et al. (1988) gefundenen überhöhten Schubspannungsgeschwindigkeiten aus Gradientmessungen über Pflanzenbeständen im Vergleich zu Fluxmessungen scheinen diese Vermutung zu bestätigen. Durch Chen (1986) konnte für Buschland sogar nachgewiesen werden, daß erst für Höhen oberhalb der 2,5-3fachen Bestandeshöhe Profil- und Fluxmessungen identische Werte liefern. Oberhalb dieser Höhe ist auch (4.30) wieder anwendbar. Die gegenwärtig vorliegenden Untersuchungen reichen nicht aus, um generell von Profilmessungen über Pflanzenbeständen Abstand zu nehmen, zumal die Reduktion der Windgeschwindigkeit über dem Bestand auch wirklich signifikant größer als der Meßfehler der Anemometer sein muß. Man sollte jedoch dieser Erscheinung bei zukünftigen Messungen erhöhte Aufmerksamkeit schenken. Über Turbulenzverhältnisse und die Energieaustauschproblematik in Planzenbeständen sei an dieser Stelle verzichtet und auf die in den letzten Jahren erschienene umfangreiche Literatur verwiesen.

4.2.3. Spezielle Eigenschaften der Unterlage

Aus der Vielzahl der Probleme, die sich aus der Beschaffenheit und dem Zustand der Unterlage ergeben, seien hier ohne Anspruch auf Vollständigkeit nur einige aufgezeigt. Dazu gehört die Eigenbewegung der Unterlage, die nicht nur über Wasserflächen, sondern auch über Feldern und anderen Pflanzenbeständen von Bedeutung ist. Am Anfang einer Vielzahl von Arbeiten hierzu stehen die Untersuchungen von Finnigan (1979a,b). Bemerkenswert sind die Zusammenhänge zwischen der wellenförmigen Bewegung der Pflanzenbestände und einer erhöhten Energiedichte im Turbulenzspektrum. Dieser Pik tritt bei einer dimensionslosen Frequenz von etwa 0,2 auf. Er zeigt aber eine Abhängigkeit von der Höhe über dem Bestand. Für das Vertikalwindspektrum gibt Hayashi (1986) an

$$n_{max} = 0{,}66\ (z_B - D) \qquad (4.31)$$

Dabei sind die Frequenzen für niedrige Windgeschwindigkeiten (<3 m/s) nahezu konstant. Dieser Frequenzbereich dürfte mit Ausnahme von Propelleranemometern von allen Flux-Meßgeräten erfaßt werden können. Die genaue Kenntnis derartiger Piks

ermöglicht aber auch die sichere Trennung von Eigenschaften des turbulenten Strömungsfeldes und eventuellen Resonanzschwingungen von Geräteträgern. Über dem Meer ist dieser Effekt bereits umfassend untersucht worden (z. B. Benilov et al., 1974). Der Pik tritt bei etwa 0,2-0,6 Hz auf und führt zu einer Erhöhung der Vertikalwinddispersion für lange Wellen bis zu 30 %, der Horizontalwinddispersion bis zu 20 % und des Impulsstromes bis zu 15 %. Für Windwellen sind die Abweichungen um etwa die Hälfte kleiner. Für alle anderen Dispersionen und Ströme liegen die Werte unter 5 %.

Windrichtungsfluktuationen sind nicht nur abhängig von der großräumigen Rauhigkeitsverteilung mit Werten von $\sigma_\varphi = \pm$ 10-20° über ebenem Gelände und $\sigma_\varphi = \pm$ 40-60° über stark gegliedertem Gelände mit einer gewissen Abnahme der Windrichtungsdispersion bei zunehmender Windgeschwindigkeit. Die Richtungsschwankungen sowohl für den Vertikalwind als auch für den Horizontalwind zeigen unmittelbar über Pfanzenbeständen auch eine merkliche Höhenabhängigkeit. Untersuchungen von Maitani (1983) über Reisfeldern zeigen diesen Sachverhalt deutlich (Abb. 4.13). Dabei werden die über ebenen Feldern gemessenen Werte von $\pm$ 20° bei Höhen von $z-D > 20...50\ z_0$ erreicht, eine Tatsache, die es bei der Festlegung der Aufstellungshöhen von Ultraschallanemometern zu berücksichtigen gilt.

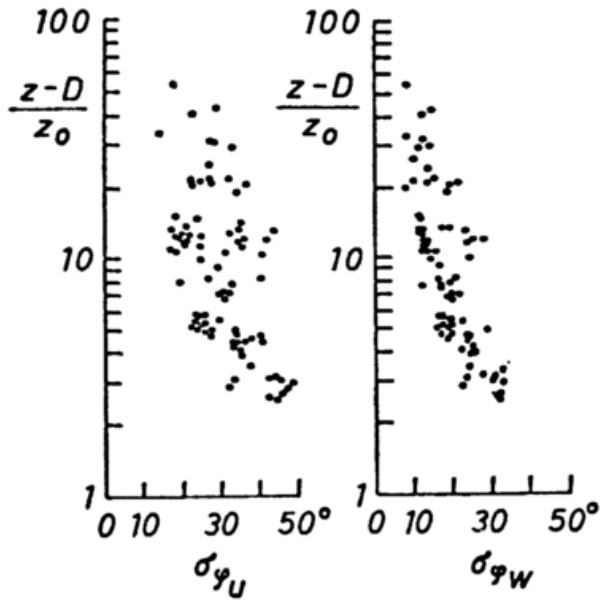


Abb. 4.13: Vertikale Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Windrichtungsdispersion nach Maitani (1983)

Es wurde im Abschnitt 4.2.2. bereits aufgezeigt, daß sich die Verschiebungshöhe, speziell auch der Faktor α, im Verlauf der Vegetationsperiode ändern kann. Dabei treten Veränderungen im allgemeinen jedoch nur langsam auf. Abb. 4.14 zeigt für einen Buchweizenbestand während KUREX-88, Bearbeitung durch Richter (1988), den Vergleich zwischen der Verschiebungshöhe aus α=2/3 und mittels Flux-Messungen bestimmter Werte sowie die abrupte Veränderung nach einem Windbruch. Obwohl dadurch die Verschiebungshöhe abnimmt, wird sie doch noch wesentlich durch die 20-40 % des stehenden Bestandes bestimmt und nicht durch den liegenden Bestand mit nur etwa 40 % der Bestandeshöhe. Das deutet darauf hin, daß die Verschiebung des Windfeldes maßgeblich durch die höchsten Rauhigkeitselemente beeinflußt wird.

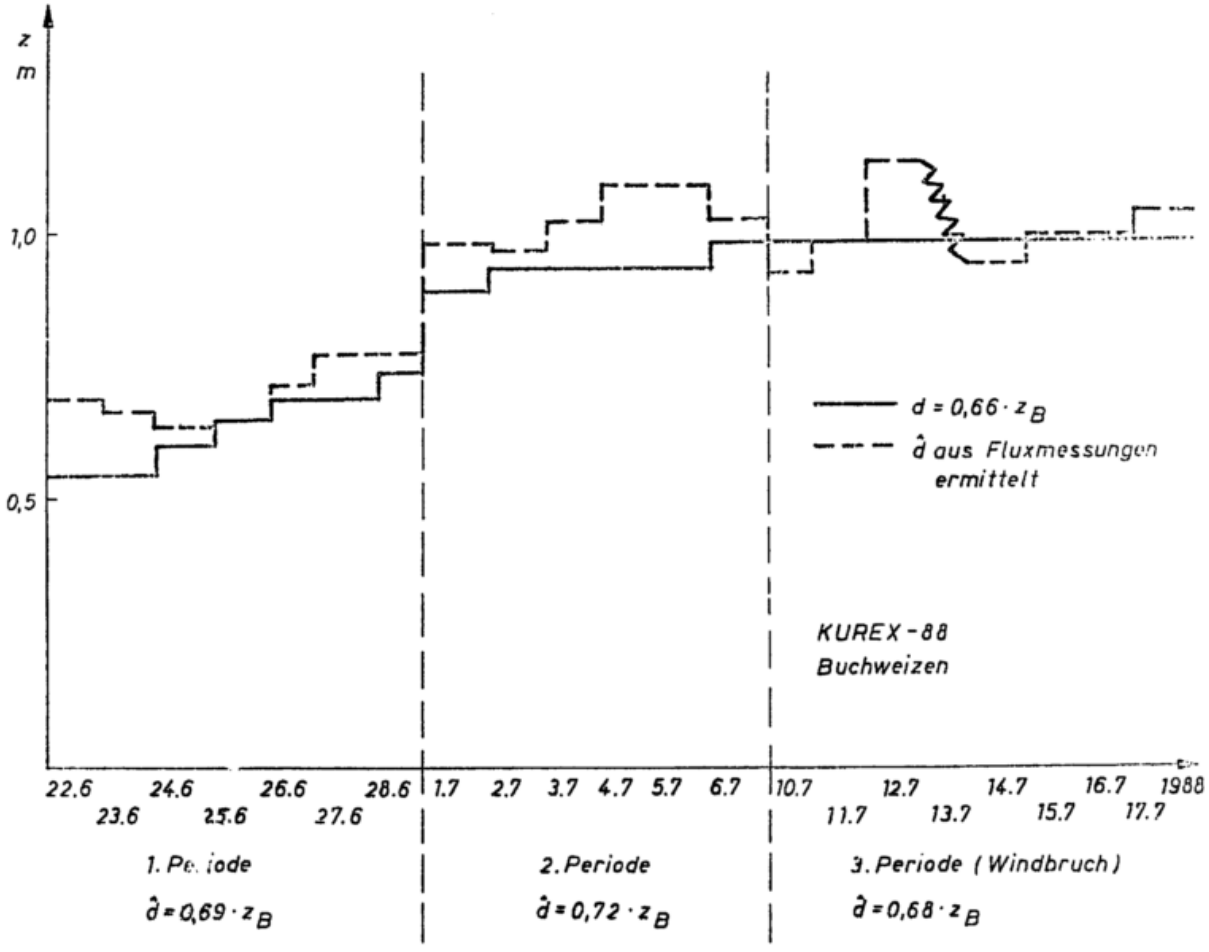


Abb. 4.14: Veränderung der Verschiebungshöhe für einen Buchweizenbestand während KUREX-88

Für Wasserflächen werden in zunehmendem Maße die Auswirkungen von Oberflächenverschmutzungen, z. B. durch öl, von Bedeutung. Arbeiten dazu sind bislang gering, wozu für Messungen über natürlichen Wasserflächen die Tatsache beiträgt, daß Verschmutzungen meist großflächig auftreten und es an Referenzmessungen fehlt. Kuznecov und Panin (1974) wiesen auf eine 1,5fache Reduktion des Spannungskoeffizienten und eine 5fache Reduktion von z_o hin. Foken (1978a) stellte eine merkliche Vergrößerung der Dicke der molekularen Grenzschicht bei starker Abnahme des Temperaturgradienten fest. Dies könnte sowohl mit der abnehmenden Rauhigkeit als auch durch den "Toms"-Effekt (Reibungsreduktion infolge in der Luft verteilte Polymere), der nach Debrule und Sabersky (1974) zu einer Reduktion des Spannungskoeffizienten um den Faktor 3 und der Stanton-Zahl um den Faktor 5 führen würde, erklärt werden. Laborversuche von Baluev et al. (1986) zeigten, daß die Auswirkungen von ölfilmen auf den Energieaustausch nur von kurzer Andauer sind und sich dann wieder langsam die ursprünglichen Verhältnisse trotz ölfilm einstellen. Somit muß resümiert werden, daß ölverschmutzungen zumindest keine langzeitigen bzw. klimatologisch wirksamen Auswirkungen auf die Wechselwirkungsprozesse Meer-Atmosphäre haben. Laboruntersuchungen von Ivanov et al. (1989) scheinen diese Resultate zu bestätigen. Es konnte gezeigt werden, daß die Verdunstung für Filmdicken $< 0{,}015\,\mu m$ nicht mehr reduziert wird. Beim Wärmestrom tritt sogar noch eine Verstärkung ein. Allerdings ist der Gasaustausch (CO_2) weiterhin reduziert. Ebenso konnte eine Verstärkung der Schicht mit molekularen Diffusionsprozessen festgestellt werden.

4.3. Horizontale Turbulenzstrukturen

Unter der Voraussetzung, daß bei Ausschluß aller Störeinwirkungen ein nahezu einheitliches Gelände (z. B. Steppe, Wüste, Wasser u. ä.) am Meßort und im weiteren Einflußbereich (magn. km) vorhanden ist, sollen nachfolgend die räumlichen Strukturen untersucht werden. Da der technische Aufwand dazu sehr hoch ist, können nur einige Ergebnisse von MESP-81 und nachfolgender Experimente des IFA Moskau dargestellt werden. Eine umfassendere Untersuchung dieser Problematik war für das Experiment KUREX-88 in Kursk/UdSSR vorgesehen (Foken, 1989b), jedoch schränken eine leichte Geländeneigung und Heterogenität des Pflanzenbestandes (Unterlage) die Aussagen dieses Experimentes ein.

Von wesentlichem Interesse sind die spektralen Eigenschaften des turbulenten Strömungsfeldes. Dazu ist es notwendig, die Korrelationsfunktion einer Eigenschaft zwischen verschiedenen Meßpunkten zu bestimmen. Betrachtet man die Temperatur als Tracer für Turbulenzwirbel, dann ergeben sich die Korrelationsfunktionen

$$R_1(\Delta x) = \overline{T'(x,y,z,t) \cdot T'(x+\Delta x,y,z,t)} \quad , \qquad (4.32)$$

$$R_2(\Delta y) = \overline{T'(x,y,z,t) \cdot T'(x,y+\Delta y,z,t)} \quad , \qquad (4.33)$$

$$R_3(\tau) = \overline{T'(x,y,z,t) \cdot T'(x,y,z,\tau)} \quad , \qquad (4.34)$$

$$R_4(\tau,\Delta x) = \overline{T'(x,y,z,t) \cdot T'(x+\Delta x,y,z,\tau)} \qquad (4.35)$$

mit der Normierung

$$r = R / \sigma_T^2 \quad . \qquad (4.36)$$

Bei den entsprechenden Experimenten auf dem Meßfeld des IFA in Cimljansk/UdSSR 1981 (MESP-81, Zubkovskij und Fedorov, 1984), 1983 (Zubkovskij und Fedorov, 1986) und 1984 (Zubkovskij und Suško, 1987) wurden jeweils ein Basisgerät verwendet und ein bis zwei weitere Geräte im Abstand bis zu 100 m von diesem in Windrichtung und senkrecht zu dieser, 1983 auch bis in 32 m Höhe, aufgestellt. Nach den Untersuchungen von Zubkovskij und Suško (1987) zeigen r_2 und r_3 bereits zwischen 1 und 10 m einen erheblichen Abfall. Dagegen ist die räumliche Korrelation in Windrichtung, r_1, in einem weitaus größeren Entfernungsbereich noch gegeben (Abb. 4.15). Für r_4 existiert ein Maximum der Korrelation bei τ_m (Tab. 4.10). Danach werden die Wirbel mit maximaler Korrelation mit zunehmender Entfernung größer. Die Übertragungsfunktionen für die Windkomponenten parallel und senkrecht zum mittleren Wind zeigen nach Zubkovskij und Fedorov (1986) ein ähnliches Bild. Bei der vertikalen Windkomponente sind die Abweichungen zwischen verschiedenen Meßserien weitaus geringer als bei den horizontalen Komponenten. Die Korrelation ist im Bereich z=2-4 m mit 0,8 gegenüber der horizontalen Komponente noch relativ hoch, fällt dann bis z=10 m sehr rasch auf Werte von 0,3.

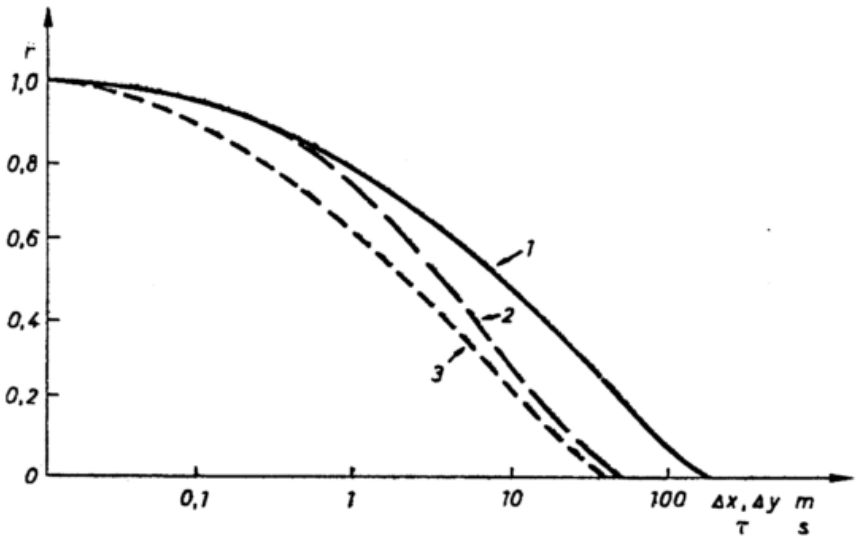


Abb. 4.15: Normierte Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit vom Abstand der Meßwertgeber nach Zubkovskij und Suško (1987)
1: $r_1(\Delta x)$, 2: $r_2(\Delta y)$, 3: $r_3(\tau)$

Tab. 4.10: Angaben zur Periode von Wirbeln mit maximaler Korrelation und zur Phasengeschwindigkeit V von Wirbeln nach Zubkovskij und Suško (1987)

Δx	r_1	τ_m	u	V
m		s	m/s	m/s
1	0,81	0,18	4,6	5,6
4	0,65	0,75	4,6	5,3
8	0,53	1,8	4,4	4,4
16	0,42	3,0	4,7	5,3

Die Übertragungsgeschwindigkeit von Temperaturinhomogenitäten ergibt sich aus

$$r_1(\Delta x) = r_3(\Delta x/V) \qquad (4.37)$$

und besitzt die in Tab. 4.10 angegebenen Werte. Dieses Ergebnis, daß sich die Wirbel schneller bewegen als die mittlere Windgeschwindigkeit, konnte schon bei Untersuchungen während MESP-81 durch Zubkovskij und Fedorov (1984) erzielt werden. Dabei sind Wirbel mit Frequenzen von 0,15 bis 0,25 Hz hinsichtlich ihrer Übertragungsgeschwindigkeit etwa gleich der Windgeschwindigkeit, während für größere und kleinere Wirbel größere Übertragungsgeschwindigkeiten ermittelt wurden. Die während MESP-81 zwischen den Windgeschwindigkeitsfluktuationen an verschiedenen Punkten ermittelten Spektren zeigen

einen starken Abfall des Zusammenhangs mit zunehmender Frequenz.

Als Schlußfolgerung ergibt sich hieraus, daß Meßwertgeber, deren Meßwerte miteinander korreliert werden sollen, sehr dicht nebeneinander angebracht werden müssen (<<1m). Sollten dabei Schwierigkeiten auftreten, sind die Geber für Abstände < 1m in jedem Fall in Windrichtung aufzustellen. Damit entsteht natürlich als sekundäres Problem die gegenseitige Abschattung der Geber. Bei Gerätevergleichen, d.h. bei der Aufstellung der einzelnen Geräte, sind in Abhängigkeit von der Zielstellung des Vergleiches die Korrelationsfunktionen unbedingt zu beachten.

Bezüglich der integralen Charakteristiken konnten während MESP-81 bei den im Abstand von 15, 30 und 60 m vom Basispunkt entfernten Meßgeräten bezüglich der turbulenten Ströme und Dispersionen keine Abweichungen vom Mittelwert bestimmt werden, die signifikant über denen benachbarter Geber liegen würden. Diese Untersuchungen wurden speziell während KUREX-88 fortgesetzt und führten zu den gleichen Ergebnissen, wie aus Tab. 4.11 ersichtlich ist. Für drei weitere Ultraschallanemometer, die sich über dem Buchweizenbestand in unterschiedlichen Abständen zum Basisgerät befanden, ergeben sich völlig analoge Ergebnisse, die auf keine Einflüsse des Geräteabstandes auf mittlere Größen innerhalb des Fehlerbereiches der Messung schließen lassen. Der Vergleich zwischen unterschiedlichen Oberflächen (Buchweizen, Sommergerste), für den ein sehr großer Teil der Meßwerte in Abb. 4.16 graphisch dargestellt ist, zeigt augenfällig keine markanten Unterschiede. Die Auswertung in Tab. 4.11 zeigt jedoch deutlich niedrigere Korrelationskoeffizienten (auch wenn diese noch signifikant sind) und lediglich bei σ_u kaum Unterschiede im Anstieg der Regressionsgeraden. Der weitaus rauhere Buchweizenbestand (nach Windbruch) bringt z. T. wesentlich höhere Werte für σ_w, σ_T und $-\overline{u'w'}$. Demgegenüber ist der Feuchtestrom über der Sommergerste höher, da die durch Niederschlag und Taufall vorhandene Feuchtigkeit wesentlich schneller verdunstet (dies ist auch aus Einzelmessungen von σ_q erkennbar) als über dem Buchweizenbestand, der mit den dichteren Blättern ein Abtrocknen des Bodens verhindert.

Untersuchungen zu horizontalen Turbulenzstrukturen wurden wegen des hohen meßtechnischen und Bearbeitungsaufwandes nur in geringem Umfang durchgeführt. Dennoch gehören sie im Zusammenhang mit Klimaexperimenten zu einem der wesentlichen Forschungsschwerpunkte der nächsten Jahre. Es geht sowohl um die Repräsentativität von Messungen (womit auch der Bezug zu einer modernen Meßnetzgestaltung gegeben ist) als auch um die Frage, inwieweit in Klimamodellen unterschiedliche Oberflächeneigenschaften eine spezielle Berücksichtigung finden müssen bzw. inwieweit die Unterschiede zwischen verschiedenen Unterlagen nur im Fehlerbereich einer einheitlichen Unterlage liegen.

Tab. 4.11: Korrelationskoeffizient und mittlerer Regressionskoeffizient für verschiedene turbulente Größen zwischen den Meßkomplexen des MHO und UFA in verschiedenen Abständen bzw. über verschiedenen Unterlagen während KUREX-88 (Datenbearbeitung durch IFA Moskau)
MHO-Gerät = a + b * UFA-Gerät

Größe	Buchweizen Abstand 1 m	Buchweizen Abstand 35 m	Buchweizen (MHO) Sommergerste (UFA) Abstand ca. 150 m
	--- Korrelationskoeffizient ---		
σ_u	0,90	0,95	0,49
σ_w	0,99	0,99	0,50
σ_T	0,95	0,93	0,35
σ_e	0,93	0,97	0,38
$-\overline{u'w'}$	0,94	0,86	0,42
$\overline{w'T'}$	0,92	0,95	0,46
$\overline{w'e'}$	0,91	0,85	0,50
	--- Anstieg der Regressionsgeraden --- (Konstante a ist sehr klein)		
σ_u	0,947±0,151	0,946±0,111	1,091±0,245
σ_w	0,984±0,046	1,073±0,064	1,427±0,280
σ_T	1,503±0,172 *)	1,877±0,244 *)	4,469±0,501 *)
σ_e	1,431	1,590	0,559
$-\overline{u'w'}$	1,077±0,134	1,029±0,207	2,062±0,339
$\overline{w'T'}$	1,203±0,192 *)	1,406±0,165 *)	1,499±0,289 *)
$\overline{w'e'}$	1,476±0,260	1,381±0,276	0,754±0,204

*) siehe Abschnitt 5.7.3.

Der hier eingeschlagene Weg zur Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Messungen in einem raum-zeitlichen Maßstab durch Übertragungsfunktionen bzw. Korrelationskoeffizienten [möglicherweise auch Größen analog Gleichungen (5.34) bis (5.36)] wurde von Nappo et al. (1982) als Ergebnis eines speziellen Workshop ausdrücklich vorgeschlagen.

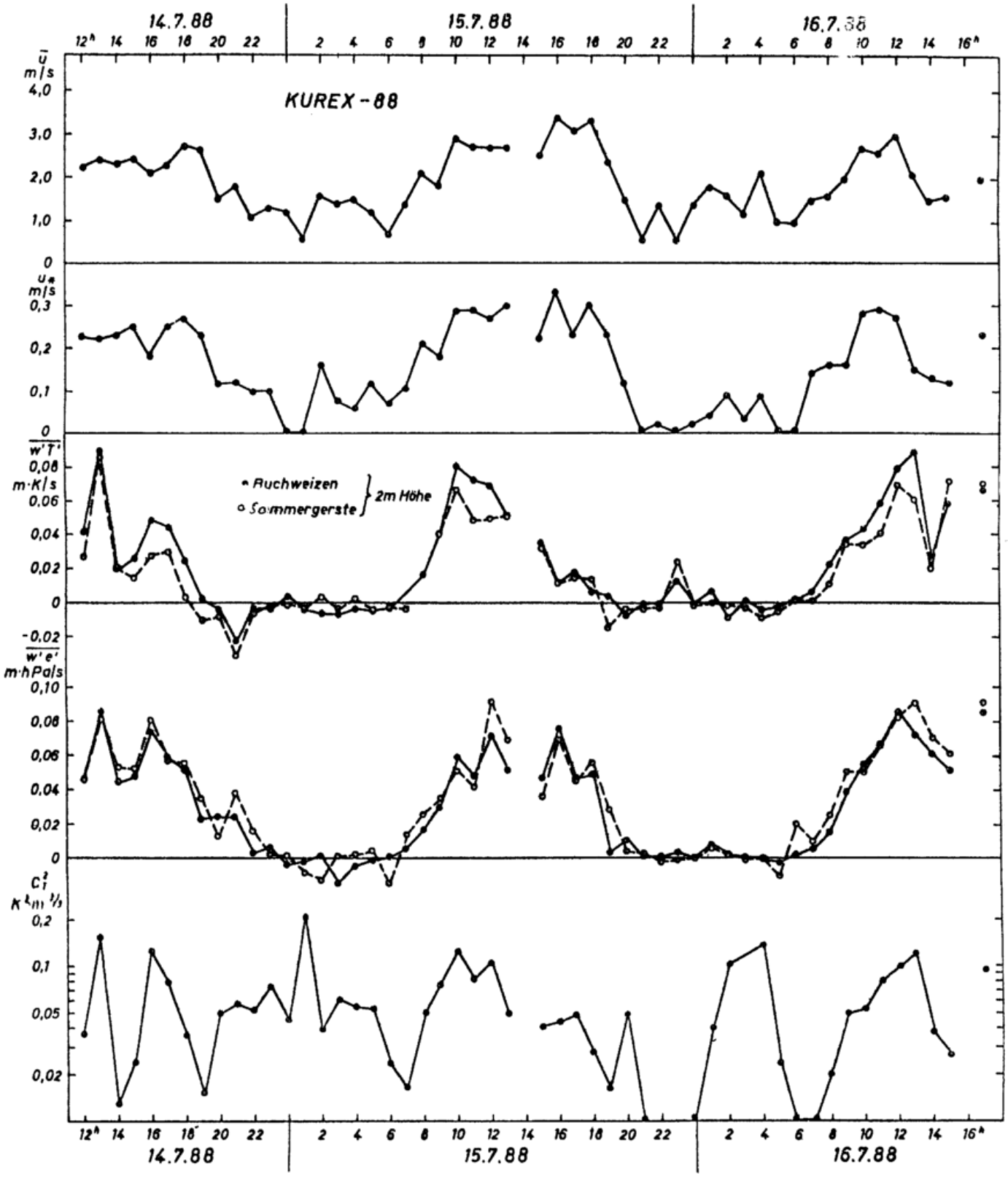


Abb. 4.16: Verlauf verschiedener turbulenter Größen über verschiedenen Unterlagen während KUREX-88

4.4. Höhe der Bodenschicht

4.4.1. Modellvorstellungen zur Beschreibung der Bodenschichthöhe

Bei der Definition der Bodenschicht als "constant flux layer" geht man davon aus, daß die turbulenzbedingten vertikalen Austauschströme maximal um einen Wert von γ = 10...20 % vom Wert am Boden abweichen dürfen. Für die Schubspannungsgeschwindigkeit (üblicherweise erfolgt jedoch die Abschätzung bezüglich der Schubspannung) erhält man somit

$$\frac{u_*(0) - u_*(h)}{u_*(0)} = \gamma \qquad (4.38)$$

mit der Bodenschichthöhe h. Näherungsformeln für die Bodenschichthöhe werden in einer Vielzahl von Arbeiten vorgeschlagen. Dabei geht u. a. Danard (1981) von den Bewegungsgleichungen aus, Bernhardt (1975) definiert eine charakteristische Länge für die Bodenschicht und nutzt dabei den geostrophischen Spannungskoeffizienten bzw. geht von der Grenzschichthöhe und einem konstantes Verhältnis der Höhen von Boden- und Oberschicht aus. Die Arbeiten führen prinzipiell zu dem gleichen Ergebnis wie die Ableitungen von Blackadar und Tennekes (1968) aus dem Widerstandsgesetz, die für neutrale Verhältnisse die Beziehung liefern

$$h = 0{,}01\ u_* / f\ . \qquad (4.39)$$

Diese auch von Pielke (1974) angegebene Beziehung findet heute bei numerischen Modellen eine verbreitete Anwendung. Da die Grenzschichthöhe nach Tennekes (1982) nicht nur vom Parameter u_*/f, sondern auch als Funktion des Stabilitätsparameters $\mu = u_*/f.L$ dargestellt werden kann, liegt die Annahme einer derartigen Abhängigkeit auch für die Bodenschichthöhe nahe. Durch Detering (1985) wird eine lineare Abhängigkeit vom Parameter μ angenommen

$$h = 0{,}007 \frac{u_*}{f} \left(1 - 0{,}015 \frac{u_*}{f.L} \right). \qquad (4.40)$$

Erfolgversprechend erschien lange Zeit auch die ageostrophische Methode nach Lettau und Hoeber (1964), die vertikale Profile der Schubspannung liefert (vgl. Abschnitt 3.7.). H. Kraus (1972) konnte damit für die Helgoland-Profile ein Maximum der Leistung der horizontalen Schubspannungen im Bereich der Bodenschichtobergrenze feststellen. Bei Anwendung der ageostrophischen Methode müssen die Windprofile jedoch eine Genauigkeit aufweisen, wie sie experimentell nicht realisierbar ist. Für die in vorliegender Arbeit verwendeten Datensätze zeigte Rülke (1987), daß die ageostrophische Methode zu keinen interpretierbaren Ergebnissen führt.

4.4.2. Schichtenmodell zur Bestimmung der Bodenschichthöhe aus experimentellen Daten

Um aus experimentellen Datensätzen die Bodenschichthöhe bestimmen zu können, wird von der "constant flux layer"-Annahme in der Form der Gleichung (4.38) und der Monin-Obuchov'schen Ähnlichkeitstheorie ausgegangen. Dabei wird von einer bodennahen Höhe beginnend für kleine Höhenschichten jeweils nach der Ähnlickeitstheorie ein "lokaler" Wert der Schubspannungsgeschwindigkeit ermittelt. Als Bodenschichthöhe wird dann die Höhe festgelegt, bei der der Vergleich der lokalen Schubspannungsgeschwindigkeit mit dem Wert in der untersten Schicht Gleichung (4.38) nicht mehr erfüllt. Dieses bei Wache (1988) näher beschriebene Verfahren erwies sich nach dem Vergleich mit mehreren anderen Varianten als das einzige praktikable. So erbrachte beispielsweise der Vergleich des gemessenen Windprofils mit einem aus der Bodenschubspannung bestimmten theoretischen Windprofil nach der Monin-Obuchov-Theorie (Rülke, 1987) keine brauchbaren Ergebnisse. Wie die Meßdaten zeigten (Pretel, 1988, Tabellenteil), wird die Bodenschicht nicht nur durch die Konstanz der Energieaustauschströme, sondern auch durch den übergang zu instationärem Verhalten bei Mittelungszeiten von ca. 1 Std. bestimmt. Beispielsweise zeigen die Windprofile mit der Höhe keine kontinuierliche Windzunahme, sondern ein ständiges Schwanken, so daß eine blättrige Struktur entsteht.

Zur schichtweisen Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit wurde das Parametrisierungsverfahren nach Skeib und Richter (1984) zur Bestimmung turbulenter Austauschströme aus Messungen in zwei Höhen verwendet, wie es im Abschnitt 3.3.2. ausführlich beschrieben wurde.

Für Höhen $z \geq -L$ $(z/L \leq -1)$, dem Bereich der freien Konvektion, wird für den Exponenten der universellen Funktion ein Wert von $-1/3$ angenommen. Die Obuchov-Länge ermittelt man unter Berücksichtigung des gemessenen Temperaturprofils, wobei zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit ein iteratives Verfahren zur Anwendung kommt, bei dem man von neutraler Schichtung ausgeht und die Obuchov-Länge schrittweise immer weiter verbessert. Details des Verfahrens sind den Arbeiten von Wache (1988) und Richter und Skeib (1990) zu entnehmen.

Es hat sich als notwendig erwiesen, die Profilmeßdaten vor der Auswertung mittels einer natürlichen kubischen Splineinterpolation zu bearbeiten. Dies hat neben der Glättung den Vorteil, daß man die zu bearbeitenden Integrationsschichten dünner anlegen konnte, als dies durch die Meßwerte vorgegeben war. Dabei mußte die Vertikalkoordinate in der Form $x = \ln z$ transformiert werden, um eine bessere Verträglichkeit mit den Randbedingungen zu gewährleisten und durch die Interpolation erzeugte Schwingungen zu unterdrücken.

Die Bestimmung der Bodenschichthöhe erfolgte entsprechend Gleichung (4.38). Als Fehlerwert, bei dem eine markante Änderung der Schubspannungsgeschwindigkeiten feststellbar ist, wurde $\gamma = 0{,}3$ gewählt. Prinzipiell könnte man gleiche Ergebnisse auch durch Auswertung des Temperaturmaßstabes erhalten, jedoch wurde aus den Meßdaten ein Maximum von T_* etwa im Höhenbereich um 10 m festgestellt, wie dies auch schon von Zubkovskij et al. (1979) gezeigt wurde, so daß eine entsprechende Auswertung nicht möglich war.

Das vorgestellte Modell zur Bestimmung der Bodenschichthöhe wurde auf drei unterschiedliche Datensätze angewandt. Es handelt sich dabei um den Internationalen Turbulenzmeßgerätevergleich MESP-81 in Cimljansk/UdSSR vom 15.6. bis 31.7.1981 (Foken, 1982; Tsvang et al., 1985), ein Experiment des Institutes für Physik der Atmosphäre Moskau im Sommer 1983 in Cimljansk (Kallistratova und Kon, 1985) und um das internationale Grenzschichtexperiment KOPEX-86 vom 2.6. bis 11.7.1986 in Kopisty bei Most/ČSSR (Foken et al., 1987). Da alle Datensätze nicht im Hinblick auf die hier vorgenommene Auswertung gewonnen wurden, gibt es zum Teil erhebliche Einschränkungen hinsichtlich der Nutzungsmöglichkeit der Datensätze. Somit ist die Datenbasis wesentlich geringer als die Zahl der ursprünglich gewonnenen Meßserien. Hauptursachen für die starke Datenselektion sind:

- Mast- und SODAR-Messungen waren nicht immer zeitsynchron, betrifft auch Komponenten der RASS-Messungen.
- Messungen mit Windrichtungen, bei denen eine Beeinflussung durch den Mast oder starke Inhomogenitäten der Umgebung erfolgte, wurden selektiert.
- Bei einigen Messungen, speziell bei stabiler Schichtung, lag die Bodenschichthöhe offensichtlich unterhalb der ersten auflösbaren Modellhöhe.
- In einigen Fällen, bei denen nur Mastmessungen zur Verfügung standen, waren die ermittelten Bodenschichthöhen oberhalb der vorhandenen Profildaten.
- Bei einigen Messungen lagen die ermittelten Impuls- und Wärmeströme unterhalb der Fehlergrenze des Modells.

4.4.3. Ergebnisse der Untersuchungen

Zur Überprüfung der Genauigkeit des angewandten Schichtenmodells erfolgte ein Vergleich der Modellergebnisse jener Schicht, für die auch Fluxmessungen vorlagen, mit diesen Fluxmeßwerten. Es ergaben sich bei den Schubspannungsgeschwindigkeiten Korrelationskoeffizienten von ca. 0,80 (MESP-81) bzw. 0,65 (KOPEX-86) und Regressionskoeffizienten nahe 1. Damit wurden bezüglich der Korrelationskoeffizienten gleiche Werte wie bei den Profilauswertungen von Kader und Perepelkin (1984) für MESP-81 und Pretel et al. (1988) für KOPEX-86 erzielt. Die Regressionskoeffizienten sind sogar noch geringfügig besser, denn wie nachfolgend gezeigt wird, wurden bei den Profilauswertungen auch Meßhöhen benutzt, die außerhalb der Bodenschicht lagen.

Die nach dem Schichtenmodell ermittelten Bodenschichthöhen h_1 wurden mit den Bestimmungsgleichungen nach Blackadar und Tennekes (1968), h_2, und nach Detering (1985), h_3, verglichen. Dazu wurden die Meßwerte der Experimente MESP-81 und Cimljansk 1983 herangezogen. Als Ordinate wurde die dimensionslose Höhe $100.h.f/u_*$ gewählt und als Abszisse der Stabilitätsparameter $/u = u_*/f.L$. Die in Abb. 4.17 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß im neutralen Bereich die dimensionslose Bodenschichthöhe konstant ist, während im labilen Bereich eine merkliche Stabilitätsabhängigkeit zu verzeichnen ist. Somit könnte eine Parametrisierungsbeziehung folgendes Aussehen haben

$$h_1 = a \frac{u_*}{f} + b \frac{u_*}{f} \cdot \frac{u_*}{f.L} . \qquad (4.41)$$

Diese Abhängigkeit ist der von Detering (1985), Gleichung (4.40), sehr ähnlich, wobei sich jedoch die in Tab. 4.12 angegebenen Konstanten merklich unterscheiden. Im quasineutralen Fall ergibt sich auch ein beachtlicher Unterschied im Verhältnis $h_1/h_2 = 0{,}36 \pm 0{,}08$.

Betrachtet man die beiden Teilbereiche getrennt, so erhält man für den quasineutralen Bereich

$$\frac{h_1.f}{u_*} = 0{,}0036 \pm 0{,}0008, \; N=10, \qquad (4.42)$$

und für den labilen Bereich

$$\frac{h_1.f}{u_*} = 0{,}000092 \left| \frac{u_*}{f.L} \right|^{0{,}92}, \; r=0{,}76, \; N=12. \qquad (4.43)$$

Tab. 4.12: Abhängigkeit der dimensionslosen Bodenschichthöhe vom Stabilitätsparameter z/L entsprechend Gleichung (4.41) für verschiedene Stabilitätsbereiche.

Experiment/ Modell	Stabilitäts-bereich	N	r	a	b
MESP-81	z/L < 0	18	-0,92	0,0014	-0,000053
Cimljansk 1983	z/L < -0,0625	12	-0,88	0,0008	-0,000056
Detering (1985)				0,007	-0,000105

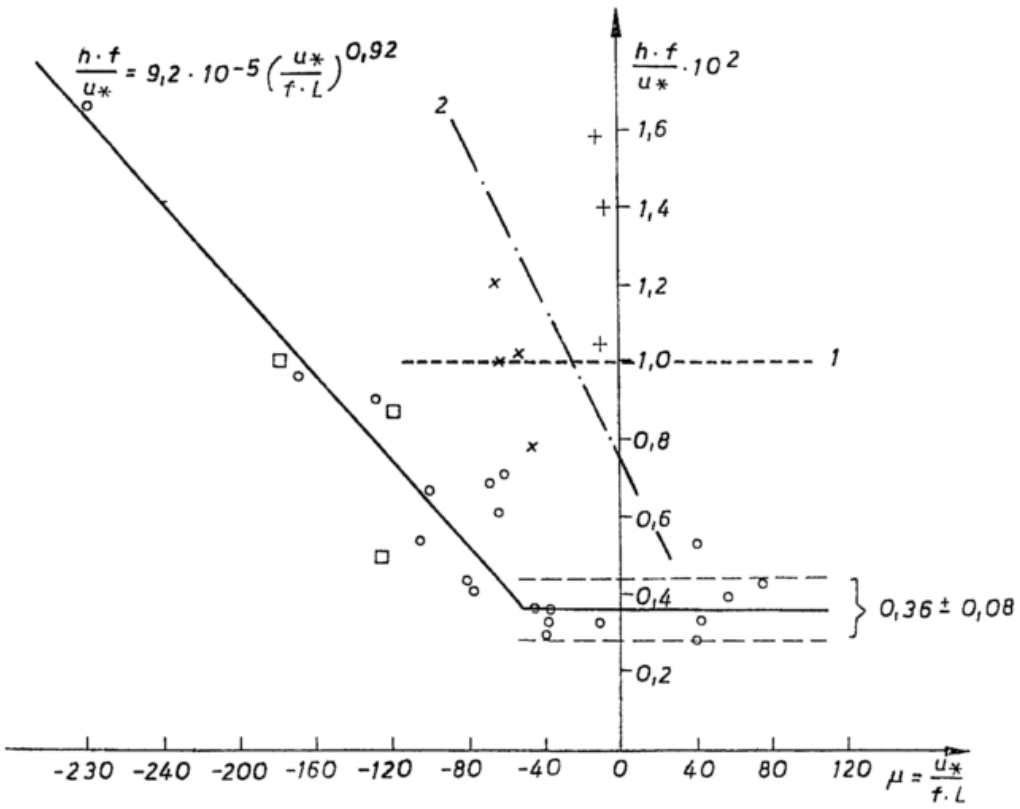


Abb. 4.17: Abhängigkeit der dimensionslosen Bodenschichthöhe von der Stabilität
- o MESP-81
- □ Cimljansk 1983
- x KOPEX-86, z_o = 0,53 m
- \+ KOPEX-86, z_o = 1,0-1,15 m
- 1 Blackadar und Tennekes (1968)
- 2 Detering (1985)

Während für die Messungen in Cimljansk eine Rauhigkeitshöhe z_o = 0,03 m charakteristisch ist, gilt für die Meßserien von KOPEX-86 z_o=0,53m (SW-Windsektor) und z_o=1 m (NW-Windsektor). Die ebenfalls in Abb. 4.17 eingetragenen Meßwerte weisen auf eine starke Abhängigkeit der Bodenschichthöhe von der Rauhigkeit hin. In Tab. 4.13 erfolgt dann nochmals der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Beziehungen nach Blackadar und Tennekes (1968) und Detering (1985). Es zeigt sich dabei eine sehr starke Abhängigkeit von der Rauhigkeit, wobei die Daten von KOPEX-86 wesentlich besser mit den Literaturwerten übereinstimmen als die Messungen in Cimljansk über nahezu glatter Unterlage. Diese getroffenen Aussagen bedürfen jedoch einer weiteren experimentellen Verifikation, da sowohl die Anzahl der verwendeten Meßwerte sehr gering ist, als auch gerade die Messungen während KOPEX-86 teilweise durch das stark gegliederte Gelände beachtlich gestört waren und die verwendeten Profilmessungen an der Grenze der Auswertbarkeit lagen.

Tab. 4.13: Zusammenstellung der Ergebnisse zur Bodenschichthöhe in Abhängigkeit von der Stabilität und der Rauhigkeit

labil: $100.h.f/u_* = a + b \cdot u_*/f.L$

qasineutral: $h = c \cdot u_*/f$

Konstanten	MESP-81 Cimljansk 1983	KOPEX-86	Detering (1985) Blackadar und Tennekes (1968)
	nahezu glatt	stark gegliedert	Modell
a	0,0002	0,375	0,70
b	0,0073	0,0105	0,0105
r	-0,81	-0,94	
N	13	4	
c	0,0036±0,0008	0,010±0,002	0,01
N	10	3	

Die gewonnenen Ergebnisse bestätigen die Vorstellungen von Skeib (1980) und Holtslag und Nieuwstadt (1986), daß die atmospärische Grenzschicht nicht nur in eine Oberschicht und Bodenschicht zu trennen ist, sondern auch die Stabilität als zusätzlicher maßstabsbestimmender Parameter hinzugezogen werden muß, wie dies im Abschnitt 2.3.1. beschrieben wurde.

Um den Vergleich mit den kritischen Werten der Schichtenübergänge nach Skeib (1980) herzustellen, erfolgte eine nochmalige Klassifikation mit dem Stabilitätsparameter z/L, wobei allerdings auf die Flux-Meßwerte aus 4 m Höhe für diesen Parameter und für die Schubspannungsgeschwindigkeit zurückgegriffen wurde. Während sich im quasineutralen Bereich $-0{,}0625 \leq z/L \leq 0{,}125$ wiederum Gleichung (4.42) ergibt, gilt für den labilen Bereich $-1 \leq z/L \leq -0{,}0625$ die Beziehung

$$\frac{h_1 \cdot f}{u_*} = 0{,}030 \cdot (-z/L)^{3/4} \quad , r=0{,}76, \; N=13. \qquad (4.44)$$

Auch wenn die vorgelegten Ergebnisse wegen des geringen Datenumfangs nur einen orientierenden Charakter haben können, lassen sich dennoch folgende Ergebnisse festhalten:

Die Höhe der Bodenschicht ist stark von der Stabilität der

Schichtung abhängig. Dabei zeigt sich analog u. a. zu den universellen Funktionen, daß bei Maßstabsbetrachtungen zur atmosphärischen Grenzschicht in jedem Fall die Schichtung berücksichtigt werden muß. Bodenschichthöhen über relativ glattem Gelände sind wesentlich niedriger als gegenwärtig benutzte Modelle angeben und liegen je nach Stabilität im Bereich von nur 10 ... 30 m. Damit werden Profilmessungen zur Bestimmung des turbulenten Energieaustausches nach der Monin-Obuchov-Theorie bis in diese Höhen nur eingeschränkt möglich sein. Andererseits ist diese Höhe weit niedriger als in numerischen Prognosemodellen angewandt. Nur im stark gegliederten Gelände werden die bisherigen Modellvorstellungen annährend bestätigt, wobei jedoch die Stabilität entsprechend zu berücksichtigen ist.

4.5. Strahlungseinflüsse auf den turbulenten Energieaustausch

Dieses Kapitel beinhaltet nicht die sehr engen Korrelationen, die zwischen der Strahlungsbilanz und insbesondere dem fühlbaren Wärmestrom bestehen (s. u. a. Pretel et al., 1986), sondern die unmittelbaren Wechselbeziehungen zwischen dem fühlbaren Wärmestrom und der langwelligen Strahlung. Derartige Beziehungen wurden bereits in den 60er Jahren verschiedentlich auf Grund anderweitig nicht erklärbarer Effekte in den vertikalen Profilen von Wind, Temperatur und Feuchte vermutet. Etwa gleichzeitig wurden von Coantic und Seguin (1971) und Gavrilov und Laichtman (1973) Modelle vorgestellt, die eine Verknüpfung eines Strahlungstransportmodells und der Profilgleichungen darstellen. Man geht von der Beziehung

$$H(z) = H(0) \left[1 - \frac{R(z) - R(0)}{R(0)} \right] \qquad (4.45)$$

aus, wonach in der Höhe z eine Änderung des fühlbaren Wärmestroms eintritt, die abhängig ist von der Änderung der Strahlungsströme mit der Höhe. Die Lösungen der Modelle in beiden Arbeiten geben etwa gleiche Ergebnisse: In den untersten Zentimetern (<10 cm) ist eine strahlungsbedingte Abkühlung zu verzeichnen, während darüber mit einem Maximum bei 10-100 cm eine Erwährmung eintritt. Oberhalb von 10 m sind keine merklichen Auswirkungen mehr zu verzeichnen. Dies führt zu einer Erhöhung des fühlbaren Wärmestroms im Fall stärkerer Winde (>3 m/s) bis etwa 5-10 % und bei schwachen Winden bis etwa 10-40 %, wobei weiterhin eine markante Abhängigkeit vom Wasserdampfgehalt zu verzeichnen ist. In einer ähnlichen Arbeit von Kondo (1971) wird gezeigt, daß der Strahlungseinfluß auf die Form der vertikalen Profile beim Wind am geringsten und bei der Feuchte am größten ist, so daß er entsprechende Korrekturen für die universellen Funktionen angab.

Den wohl eindeutigsten experimentellen Beweis lieferten Zubkovskij et al. (1979), die ein signifikantes Maximum des fühlbaren Wärmestroms in einer Höhe von ca. 10 m fanden. Dies konnte auch für die Daten von MESP-81 und KOPEX-86 durch Wache (1988) bestätigt werden. Dieser Effekt darf bei der Annahme der Höhenkonstanz der Energieaustauschströme in der Bodenschicht keinesfalls unterschätzt werden, so daß man für die Wärmestrommessungen Meßhöhen unter 5 m fordern muß.

Möglicherweise lassen sich durch die stark strahlungsbedingten Erwärmungen unterhalb von 1 m Höhe die mehrfach durch Chundžua und Andreev (1980) im Schwarzen Meer aber auch während KASPEX-76 (Foken, nicht publiziert) beobachteten Inversionen mit ca. 0,5 K höheren Temperaturen in 10-50 cm Höhe erklären, auch wenn Chundžua und Andreev diese Erwärmung einem exothermen Vorgang bei der Verdünnung speziell des Wasserdampfes zuschreiben.

Im wesentlichen meßtechnisch begründet ist das Fehlen umfas-

sender und systematischer Untersuchungen zu diesem Problem, da Messungen mit hoher absoluter Genauigkeit für die Oberflächentemperatur, für die langwellige Strahlungsbilanz in verschiedenen Höhen aber auch für Feuchteströme und Gas- und Partikelbeimengungen noch nicht möglich sind.

4.6. Spezielle Phänomene in der Bodenschicht

Mit diesem Abschnitt soll, ohne den Anspruch auf Vollständigkeit und endgültige Klärung zu erheben, auf einige Probleme hingewiesen werden, die sich bei der Analyse experimenteller Daten zeigen und merkliche Abweichungen vom theorisch zu erwartenden Aufbau der Bodenschicht darstellen. Da es sich hierbei um relativ selten auftretende Erscheinungen handelt, kann weder eine statistische Beschreibung erfolgen, noch ist eine vollständige Klärung wegen im allgemeinen fehlender Zusatzinformationen möglich.

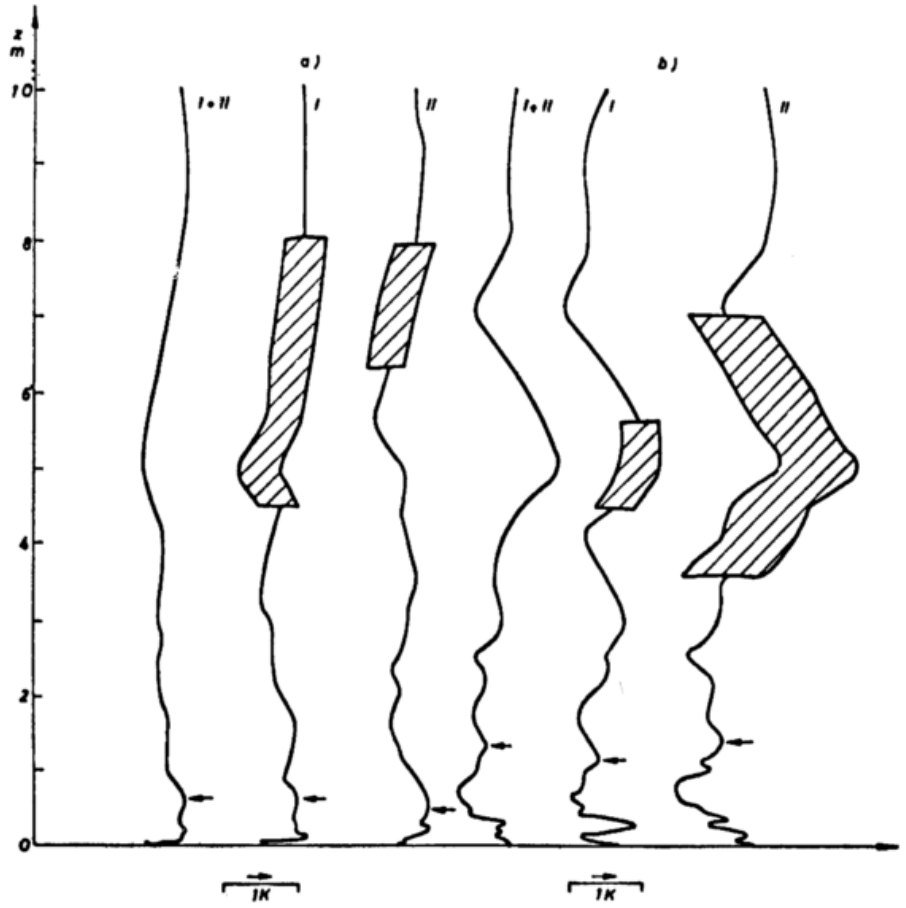


Abb. 4.18: Temperaturfeinstrukturmessungen während KASPEX-76 mit oberflächennahen Inversionsschichten und wärmeren Schichten mit erhöhtem Turbulenzgrad
a) 20. 04. 1976, I: 18.03, II: 18.06
unterer Profilteil stabil
b) 17. 04. 1976, I: 11.22, II: 11.27
unterer Profilteil labil

Bereits im Abschnitt 4.5. wurde darauf hingewiesen, wie es durch Wechselbeziehungen zwischen den langwelligen Strahlungsflüssen und dem fühlbaren Wärmestrom zu beachtlichen

Abweichungen von der constant-flux-layer-Annahme kommt, aber auch zu Abweichungen der vertikalen Profile, insbesondere der Temperatur und Feuchte, von der üblichen logarithmischen Form, was durch Feinstrukturprofilmessungen während der von Foken und Kuznecov (1978) beschriebenen Expedition KASPEX-76 nochmals verdeutlicht werden soll (Abb. 4.18). Bei der Interpretation derartiger Profile muß man jedoch mindestens die folgenden Effekte noch zusätzlich berücksichtigen: Einflüsse interner Grenzschichten, die zu ähnlichen Erscheinungen führen, und komplizierte Strukturierungen unter stabilen Bedingungen, die nachfolgend näher beschrieben werden sollen.

Interessante experimentelle Befunde liegen u. a. von Lang et al. (1983), Garratt (1983) und Smedman (1988) vor, die zeigen, daß bei einer stabilen Schicht in Bodennähe ein turbulentes Regime (bei stärkerer Stabilität z/L>>0.1) nur bis in geringe Höhen von ca. 5 m ausgebildet ist. Oberhalb dieser Schicht, in der die Gültigkeit der Monin-Obuchov'schen Ähnlichkeitstheorie angenommen werden kann, existiert eine Grenzschicht mit völlig zum Erliegen kommender Turbulenz (u --> 0). Darüber bildet sich dann eine Schicht aus, die im allgemeinen den Übergang zu einer Bodeninversion darstellt (in Abhängigkeit von der synoptischen Lage). Zu ähnlichen Befunden, d. h. stabile Bodenschichten < 10 m kam auch Wache (1988) für die Experimente MESP-81 und KOPEX-86.

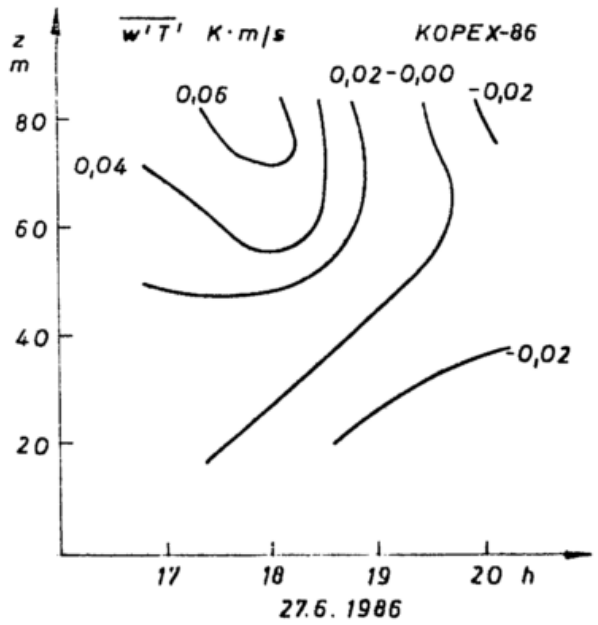


Abb. 4.19: Höhenprofil des Verlaufs des fühlbaren Wärmestroms bei der abendlichen Profilumkehr

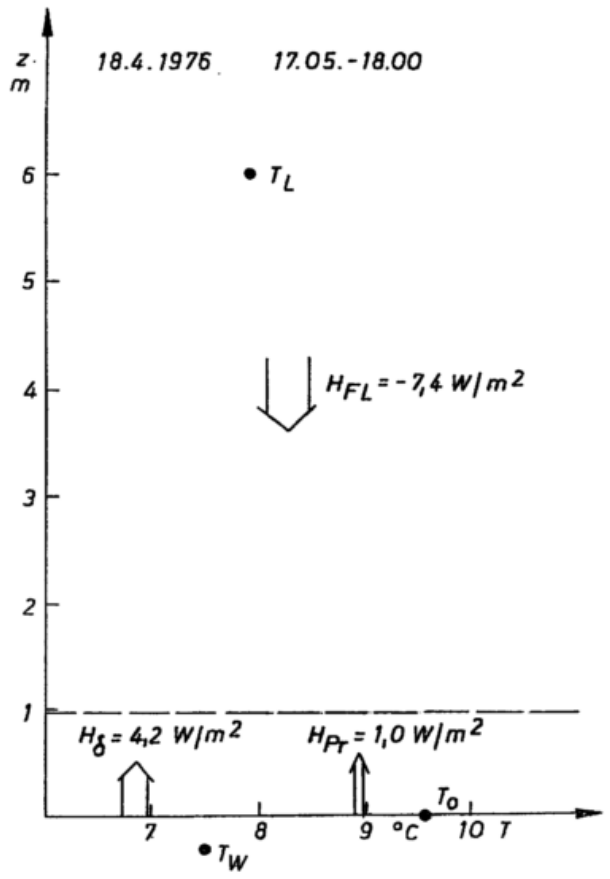


Abb. 4.20: Beispiel einer thermischen Grenzschicht mit labilen Bedingungen über dem Wasser und stabilen Bedingungen oberhalb von 3 m, KASPEX-76, 18. 04. 76, 17.05-18.00 (nach Foken und Kuznecov, 1978)

Auch im Tagesgang stellen sich derartige thermische Grenzschichten ein. Als Beispiel sind in Abb. 4.19 die fühlbaren Wärmeströme beim Übergang von der labilen Grenzschicht zur nächtlichen stabilen Grenzschicht während KOPEX-86 gezeigt. Derartige Übergangsprozesse haben komplizierte raum-zeitliche Strukturen. Ein Beispiel mit labiler Schichtung unmittelbar über dem Wasser in einer sonst leicht stabil geschichteten Bodenschicht nach Foken und Kuznecov (1978) ist in Abb. 4.20 gezeigt.

Ein weiteres eindrucksvolles Phänomen sind flache Schichten in etwa 3-10 m Höhe, die teilweise an Inversionen auftreten und beachtliche turbulente Schwankungen aufweisen (bei der Temperatur 0,5 bis 1 K). Bei Beobachtungen während KASPEX-75 und KASPEX-76 konnten sie über einen großen Bereich der Schubspannungsgeschwindigkeit von 0,1 bis 0,6 m/s festgestellt werden. Abschätzungen der horizontalen Ausdehnung ergaben etwa magn 1 km. Die Schichtungsbedingungen waren

dabei nahezu neutral. Zur gleichen Zeit wurden über dem Meer sogenannte 'Ripples' beobachtet. Ähnliche Erscheinungen konnten jedoch auch über dem Land festgestellt werden (KUREX-88), auch wenn hier noch keine systematischen Untersuchungen gelangen.

Bei Turbulenzmessungen sind ein Eindringen von Böen (gust) oder vom Boden ausgehender 'Ausbrüche' (burst) in die bodennahe Luftschicht, die einen zeitlichen Maßstab von nur 5-30 s haben, aber mit einem Anteil von 5-20 % am gesamten Energieaustausch bei Meßserien von 15-30 min Länge haben können, nur als kurzzeitige 'Störungen' bemerkbar. Bei gusts betrifft das vor allem den Impulsaustausch und bei bursts den Wärme- und Feuchteaustausch, da erstere bei starken Winden und niedrigen Temperaturen am Boden und letztere bei umgekehrten Verhältnissen auftreten. Nur selten wechseln beide Erscheinungen einander ab. Während bei aufwärts gerichteten Strömen im allgemeinen $u'>0$, $w'>0$, $T'>0$ und für abwärts gerichtete Ströme $u'<0$, $w'<0$, $T'<0$ gilt, ist für gusts $u'>0$, $w'<0$, $T'<0$ und für burts $u'<0$, $w'>0$, $T'>0$ kennzeichnend. Diese interessanten Ergebnisse konnten durch Chen (1986) durch Vergleiche der Mikrostruktur von Profil- und Fluxmessungen über einem Buschbestand ermittelt werden. Dabei handelt es sich wohl um die erste systematische Beschreibung des durchaus für die Energiebilanz nicht unbedeutenden Effekts. Eine Verbindung mit der o. g. Schicht erhöhter Turbulenz könnte postuliert werden, denn Riffles stehen auch im Zusammenhang mit Böen (gusts), die in die wassernahe Luftschicht eindringen (Dorman und Mollo-Christensen, 1973). Jedoch fehlt bislang der experimentelle Nachweis.

Möglicherweise werden durch das Eindringen von Böen in Pflanzenbestände sogenannte Gegengradienten (counter-gradients) erzeugt (Denmead und Bradley, 1985), die sich beispielsweise durch eine Schicht erhöhter Temperatur im Pflanzenbestand ausdrücken mit labilen Verhältnissen oberhalb dieser Schicht und einer Temperaturabnahme bis zum Boden, obwohl mittels Flux-Technik aufwärtsgerichtete Wärmeströme beobachtet werden. Auswertungen von Profilmessungen ergeben in diesem Höhenbereich völlig falsche Vorstellungen vom Energieaustausch.

5. Meßgeräte für Energieaustauschmessungen

Die Vielzahl der für Energieaustauschmessungen eingesetzten Geräte gebietet es, sich auf wesentliche Systeme zu beschränken, zumal durch Dobson et al. (1980) ein umfassender Überblick gegeben ist. Da Flux-Messungen als direktes Verfahren zunehmend Anwendung über den Bereich der Grundlagenuntersuchungen hinaus finden und diese Systeme als Etalone eingesetzt werden, sollen die dafür vorgesehenen Geräte schwerpunktmäßig behandelt werden. Dabei wird vor allem auf gegenwärtig international verbreitete Systeme, wie sie z. T. auch am Meteorologischen Hauptobservatorium Potsdam im Einsatz sind, eingegangen. Abschließend folgen kurze Ausführungen zu Meßgeräten für Profilmessungen in der Bodenschicht. Die diesem Kapitel zugeordneten Anlagen enthalten Informationen zu den nicht im Detail beschriebenen Systemen.

5.1. Übertragungsverhalten von Turbulenzmeßsystemen

Turbulenzmeßgeräte sind hinsichtlich ihrer Übertragungseigenschaften in den letzten 20 Jahren umfassend untersucht worden, so daß hier eine Beschränkung auf die kurze Beschreibung inzwischen allgemein bestätigter Lösungen erfolgen kann. Zu den grundlegenden Arbeiten gehören u.a. die von Silverman (1968), Kaimal et al. (1968), Hicks (1972b), McBean (1972), Horst (1973a,b). Kürzlich wurde durch Moore (1986) eine umfassende Zusammenstellung des gegenwärtigen Erkenntnisstandes gegeben, der im wesentlichen gefolgt werden soll. Man muß vor allem das zeitliche Verhalten der Geber auf Grund der Trägheit und der Anpassung an das zu messende Turbulenzspektrum, die räumliche Trennung verschiedener Komponenten der Messung sowie das Übertragungsverhalten bei der Abtastung der Meßsignale und der Datenerfassungsanlage berücksichtigen.

5.1.1. Zeitverhalten von Turbulenzmeßgeräten

Das Zeitverhalten eines Sensors kann durch die einfache Übertragungsfunktion gegeben werden

$$G_\tau(f) = \frac{1}{[1 + (2\pi f \tau)^2]^{1/2}} . \qquad (5.1)$$

Die genaue Definition der Zeitkonstanten τ für Temperatursensoren in Abhängigkeit von Drahtstärke sowie Material- und Strömungsparametern ist beispielsweise bei Foken (1979c) angegeben. Für mechanische Anemometer ergibt sich $\tau = L/u$ (Hicks, 1972b) mit L als Abstandskonstante. Vielfach sind jedoch die Geber außerordentlich empfindlich (sehr dünne Drahtthermometer, Lyman-Alpha-Hygrometer), so daß sich eine elektronische Filterung als notwendig erweist, um bei einer nachfolgenden Signalabtastung Aliasingeffekte durch den hochfrequenten Anteil ausschließen zu können. Derartige elektro-

nische Tiefpaßfilter haben heute bereits ein außerordentlich starkes Abklingverhalten. Im einfachsten Fall läßt es sich jedoch mit einer RC-Kombination realisieren, so daß eine Übertragungsfunktion entsprechend (5.1) mit $\tau = R.C$ berücksichtigt werden muß.

Es muß jedoch erreicht werden, daß die Grenzfrequenz des Tiefpasses kleiner oder gleich der Abtastfrequenz ist (vgl. Abschnitt 5.1.4.). Treten im Turbulenzspektrum jedoch noch Signale oberhalb der Grenzfrequenz auf, so können diese nur als Fehlerglieder berücksichtigt werden (Hart et al., 1989).

5.1.2. Einflüsse der räumlichen Mittelung der Geber

Zur Bestimmung der räumlichen Mittelung durch die Geber ist eine Übertragungsfunktion aus dem Verhältnis des vorhandenen Spektrums $S(f)$ und des gemessenen Spektrums $\hat{S}(f)$ zu ermitteln

$$G_d(f) = \hat{S}(f) \; / \; S(f). \qquad (5.2)$$

Unter Berücksichtigung der normierten Frequenz $n=f.d/u$ (d: Meßstreckenlänge) ergibt sich für einen Anströmwinkel ϑ nach Silverman (1968) mit $x=2\pi n$

$$G_d(n,\vartheta) = \frac{0{,}142}{n.\sin\vartheta} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 + \left(\frac{x/\pi n - \cos\vartheta}{\sin\vartheta}\right)^2\right]^{-4/3} . \frac{\sin^2 x}{x^2}\, dx \; . \qquad (5.3)$$

In guter Approximation ergibt sich nach Gurvič (1962) für einen Anströmwinkel $\vartheta = 90°$, was bei den im allgemeinen senkrechten Meßstrecken von Thermometern und Hygrometern gegeben ist,

$$G_d(n,90°) = \frac{1}{2\pi n}\left[3 + e^{-2\pi n} - 4\,\frac{(1-e^{-2\pi n})}{2\pi n}\right]. \qquad (5.4)$$

Durch die kurze Meßstrecke bei Lyman-Alpha-Hygrometern kann leicht der Fall eintreten, daß für das Meßvolumen (Zylinder) die Meßstreckenlänge d in die Größenordnung des Radius r des Meßzylinders gelangt. Nach Andreas (1981) kann jedoch nur für $d > 10\ r$ noch mit der Beziehung (5.4) gerechnet werden.

Die Übertragungseigenschaften für vektorielle Größen sind weitaus komplizierter. Dies betrifft insbesondere die horizontalen Windkomponenten, wo die Gebersymmetrie einen erheblichen Einfluß hat (Kaimal et al., 1968; Horst, 1973b). Als Näherungsbeziehung mit ca. 2 % Genauigkeit ergibt sich für die vertikale Windkomponente nach Moore (1986)

$$G_{dw}(n) = \frac{2}{\pi n}\left[1 + \frac{e^{-2\pi n}}{2} - \frac{3\,(1-e^{-2\pi n})}{4\pi n}\right]. \qquad (5.5)$$

5.1.3. Einflüsse der räumlichen Trennung verschiedener Geberkomponenten

Zwangsläufig sind sowohl die Meßstrecken für unterschiedliche Komponenten von Windmeßsystemen (z. B. fallen bei Ultraschallanemometern die Achsenmitten nicht zusammen) als auch Windmeßstrecken und Meßpunkte für Temperatur- und Feuchtemessung nicht identisch. Der Einfluß der vorhandenen Separation der Meßpunkte s auf die Bestimmung der Korrelationsprodukte ist dabei zu ermitteln. Experimentelle Befunde zu diesem Problem sind im Abschnitt 4.3. behandelt. Die Übertragungsfunktion für räumlich getrennte Geber erhält man aus dem Verhältnis der Cospektren für räumlich separierte Geber $C'_{\alpha\beta}(f)$ und $C_{\alpha\beta}(f)$ für nicht separierte Geber

$$G_s(f) = C'_{\alpha\beta}(f) \,/\, C_{\alpha\beta}(f) \,. \qquad (5.6)$$

Dabei muß man unterscheiden, ob beide Sensoren in Windrichtung angeordnet sind, so daß entsprechend der Hypothese von der eingefrorenen Turbulenz nur eine Phasenverschiebung zwischen dem Eintreffen der Turbulenzwirbel an beiden Sensoren eintritt, oder ob die Sensoren quer zur Windrichtung angeordnet sind. Weiterhin muß noch unterschieden werden bezüglich Frequenzen inner- und außerhalb des inertial subrange (vgl. Abschnitt 2.4.). Mögliche Übertragungsfunktionen wurden unter anderem von Kristensen und Jensen (1979) beschrieben. Bei Aufstellung in Windrichtung muß wegen der Phasenverschiebung noch das Quadraturspektrum berücksichtigt werden. Ist dieser Anteil gering, so erhält man nach Hicks (1972b) folgende Übertragungsfunktion

$$G_s(n) = \cos(2\pi n) \qquad (5.7)$$

mit n=f.s/u. Für praktische Anwendungen schlägt Moore (1986) für den Fall von quer zur Windrichtung angeordneter Geber eine abgeleitete Approximationsformel vor, die wegen ähnlichen Verhaltens wie (5.7) auch für Anordnungen in Strömungsrichtung verwendet werden kann

$$G_s(n) = e^{-9{,}9 \cdot n^{1{,}5}}. \qquad (5.8)$$

5.1.4. Signalabtastung durch Meßwerterfassungsanlagen

Bei der heute üblichen digitalen Erfassung von Turbulenzmeßdaten (vgl. Abschnitt 5.6.) kommt der geeigneten Wahl der Abtastfrequenz f_a eine besondere Bedeutung zu, da davon

merklich die Übertragungseigenschaften des Meßwerterfassungssystemes bestimmt werden. Dabei wird die notwendige Abtastrate, um eine vorhandene Frequenz noch erfassen zu können, durch das Abtasttheorem festgelegt (s. u.a. Taubenheim, 1968). Die noch auflösbare Grenzfrequenz ergibt sich in Abhängigkeit vom Abtastschritt Δt (f_n: Nyquist-Frequenz)

$$f_g \leq f_n = 1 / 2\,\Delta t = f_a / 2 \,. \qquad (5.9)$$

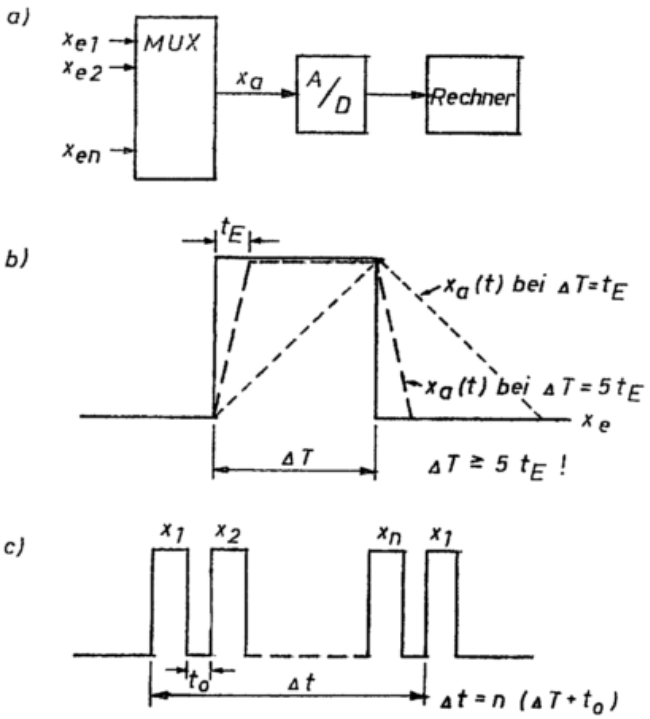


Abb. 5.1: Abtastung von Turbulenzmessungen
a) elektronische Signalbearbeitung
b) Abtastverhalten des Multiplexers
c) Abtastung mehrerer Kanäle

Dabei muß bei der heute üblichen Signalbearbeitung mittels Multiplexer (MUX), A/D-Wandler und Rechner (Abb. 5.1a) beachtet werden, daß die Einstellzeit t_E des Multiplexers wesentlich kleiner als die Abtastzeit zu wählen ist (Abb. 5.1b), wobei die Zeit $\Delta t - t_E$ noch vollständig ausreichend sein muß für die A/D-Wandlung. Weiterhin ist zu beachten, daß die Abtastzeit im Sinne von Gleichung (5.9) die Zeit ist, bei der alle Kanäle einmal abgetastet werden (Abb. 5.1c). Dadurch erwachsen hohe Anforderungen an das Ausfiltern höherer Frequenzen als f_g (s.u.) und eine Verteilung der Meßsignale auf die n Kanäle, wobei gemeinsam zu bearbeitende Signale möglichst auf benachbarten Kanälen gemessen werden sollten.

Somit muß die Übertragungsfunktion unterschieden werden in

Abhängigkeit von der Abtastfrequenz. Es ergibt sich nach Kaimal et al. (1968) für die Cospektren

$$G_a(f) = \begin{cases} 1 + \dfrac{\sum_{k=1}^{n} [C_{\alpha\beta}(kf_a - n) + C_{\alpha\beta}(kf_a + n)]}{C_{\alpha\beta}(f)} & f \leq f_a/2 \\ 0 & f > f_a/2 \end{cases} \quad . \quad (5.10)$$

Dabei werden Frequenzen oberhalb der Nyquistfrequenz nicht mehr übertragen. Das Summationsglied enthält den Aliasing-Effekt. Als vereinfachte Beziehung ergibt sich nach Moore (1986)

$$G_a(f) = \begin{cases} 1 + [f/(f_a - f)]^3 & f \leq f_a/2 \\ 0 & f > f_a/2 \end{cases} \quad . \quad (5.11)$$

Es ist daher üblich, Signale von sehr empfindlichen Meßwertgebern, die Frequenzanteile oberhalb der Nyquistfrequenz liefern, vor der Abtastung vorzufiltern.

5.1.5. Mittelwertbildung bei Turbulenzmessungen

Die Zerlegung einer Meßgröße in einen mittleren und in einen Schwankungsanteil gemäß Gleichung (2.13) war bei den in der Anfangszeit der Turbulenzmessungen üblichen analogen Korrelatoren nach einer Kombination aus Hoch- und Tiefpaßfiltern relativ unproblematisch, da nur die Übertragungsfunktion der Filterkombination bestimmt werden mußte. Bei der digitalen Bearbeitung von Turbulenzdaten ist es zwar prinzipiell auch möglich, den Mittelwert durch numerische Tiefpaßfilterung zu bestimmen. Dies setzt für die rt-Bearbeitung jedoch sehr leistungsfähige Kleinrechner mit hoher Speicherkapazität voraus. Entsprechende Lösungsmöglichkeiten wurden von Gerstmann (1984) und Moore (1986) aufgezeigt. Von McMillen (1988) wird diese Methode speziell im gegeliederten Gelände empfohlen, um die Einflüsse instationärer Meßbedingungen reduzieren zu können.

Die Praxis sieht jedoch so aus, daß über eine bestimmte Zeitdauer T gemessen wird und das turbulente Feld über diese Zeit als stationär betrachtet wird. Mögliche Meßzeiten liegen je nach Meßhöhe, Windgeschwindigkeit und Stabilität bei 15-60 Minuten (vgl. Abschnitt 5.6.). Durch Haugen (1978) liegen Untersuchungen über die notwendige Anzahl der Abtastungen N in Abhängigkeit von der Meßdauer T und der Zeitdifferenz zwischen zwei Abtastungen Δt vor. Abb. 5.2 zeigt für verschiedene Turbulenzgrößen mögliche prozentuale Fehler in Abhängigkeit von N für Bearbeitungen der Daten des Minnesota-Experimentes. Während die Fehler für mittlere Größen,

Dispersionen und Wärmeströme gering sind, werden die Fehler bei der Schubspannungsgeschwindigkeit durchaus beachtlich, so daß mindestens N>1000 gefordert werden muß. Bei dritten Momenten sind weitaus größere Fehler zu erwarten, so daß eine zuverlässige Bestimmung dieser noch nicht als sicher angesehen werden kann. Während man für Höhen > 20...50 m mit 1-5 Abtastungen pro s und T=15-60 min rechnen muß, sind bei stabiler Schichtung nach Haugen (1978) mindestens 5-10 Abtastungen pro s notwendig. Damit wird eine weitere Ursache der nachfolgend noch beschriebenen Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Impulsstromes aufgezeigt.

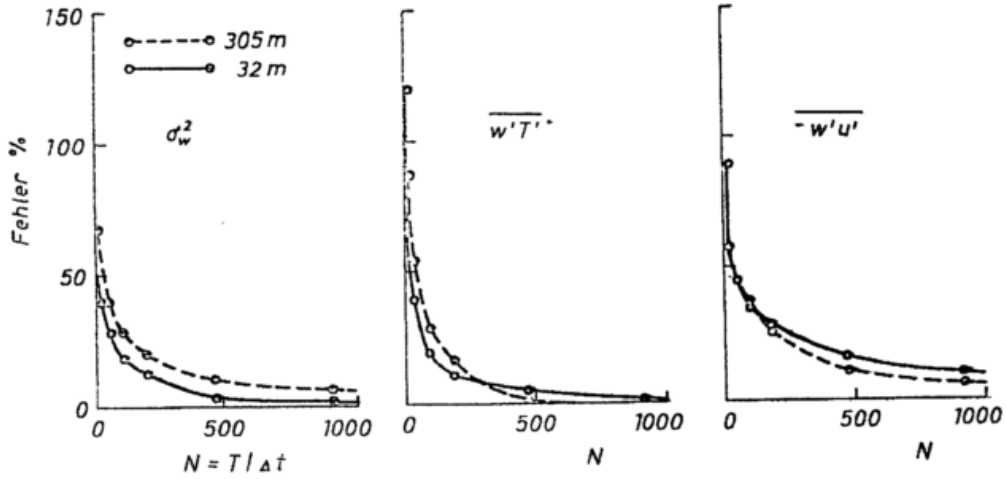


Abb. 5.2: Fehler durch ungenügende Abtastrate bei verschiedenen Turbulenzparametern nach Haugen (1978)

O'Brien (1985) weist auf Grund von Modellrechnungen darauf hin, daß dieses Problem eine besondere Bedeutung erlangt bei Stoffen, die nur geringe Konzentrationen aufweisen. Zuverlässige Messungen können somit nur für Konzentrationen und Schwankungen >10 ppb erhalten werden. Weiterhin müssen Zeitkonstanten der Meßgeräte von <1 s gefordert werden, um eine höhere Zahl von wirksamen Abtastungen zu erreichen.

5.1.6. Übertragungsverhalten von Turbulenzmeßanlagen

Die Gesamtübertragungsfunktion eines Meßsystems setzt sich aus den in den Abschnitten 5.1.1. bis 5.1.3. beschriebenen Teilfunktionen zusammen, wenn man für das Datenerfassungssystem keine speziellen Funktionen berücksichtigt, d.h. daß Aliasing-Effekte ausgeschlossen werden und keine Filterfunktionen notwendig sind.

Zeitliche Übertragungsfunktionen gemäß 5.1.1. ergeben sich bei allen Gebern, die im zu erfassenden turbulenten Spektrum

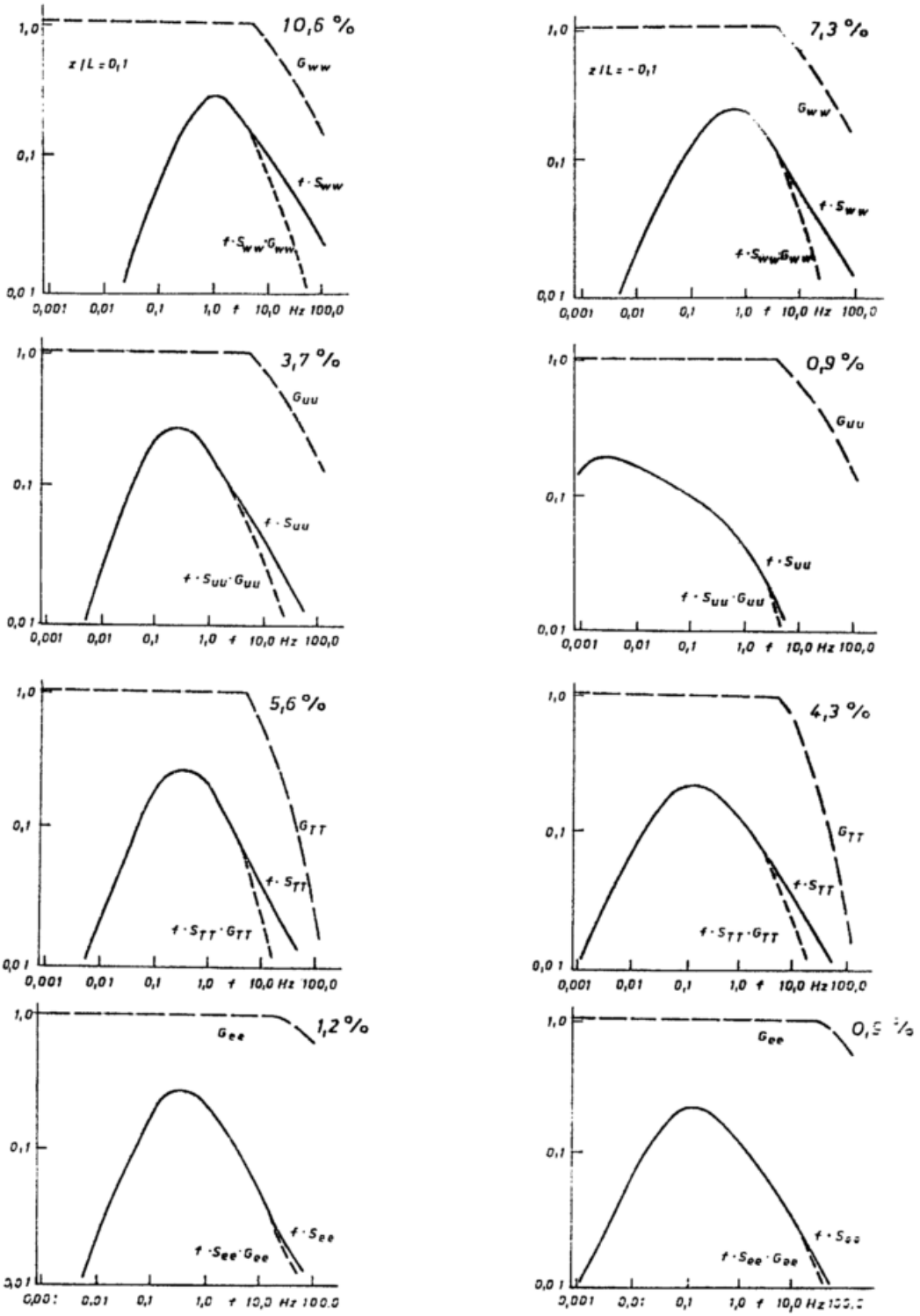


Abb. 5.3a: Übertragungsfunktion für die Turbulenzmeßgeräte des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam für Dispersionen einschließlich Angabe des Spektralmodells und Reduktion der spektralen Übertragungsfunktion mit Fehlerangabe, z = 2 m, u = 5 m/s

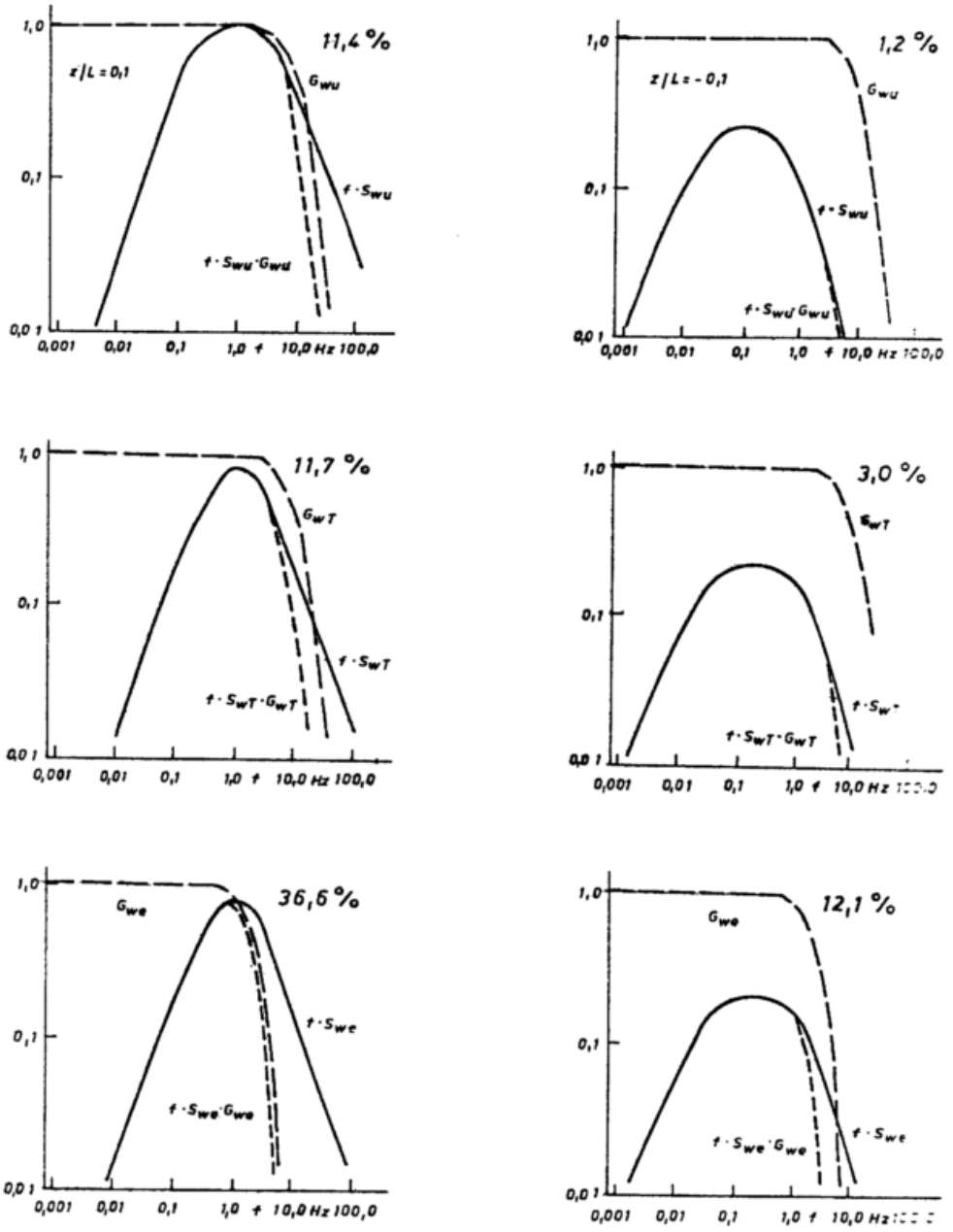


Abb. 5.3b: Übertragungsfunktion für die Turbulenzmeßgeräte des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam für Ströme einschließlich Angabe des Spektralmodells und Reduktion der spektralen Übertragungsfunktion mit Fehlerangabe, z = 2 m, u = 5 m/s

von ca. 20 Hz bis ca. 0,001 Hz ein durch Trägheit verursachtes Tiefpaßverhalten zeigen, wie einige Temperaturgeber (Thermistoren), Feuchtegeber (Adsorptionshygrometer) und Windmeßgeräte (Propelleranemometer). Viele moderne Systeme sind in diesem Frequenzbereich nahezu trägheitslos. Übertragungsfunktionen bezüglich der Mittelung über die Meßstreckenlänge entsprechend Abschnitt 5.1.2. sind für alle Geber von Bedeutung, wobei wesentliche Fehlerauswirkungen nur bei IR-Hygrometern und einigen Anemometertypen gegeben sind. Die Fehler der Geräteseparation nach Abschnitt 5.1.3. sind bei allen Covarianzen zu berücksichtigen, speziell bei Kombinationen aus Windmessungen und Messungen skalarer Größen. Als allgemeine Übertragungsfunktion ergibt sich somit

$$G_{\alpha\beta}(f) = \sqrt{G_{\tau\alpha}(f)} \cdot \sqrt{G_{\tau\beta}(f)} \cdot \sqrt{G_{d\alpha}(f)} \cdot \sqrt{G_{d\beta}(f)} \cdot \\ \cdot G_{s\alpha\beta}(f). \qquad (5.12)$$

Der Fehler ΔF für eine Covarianz F bzw. Dispersion ergibt sich aus

$$\frac{\Delta F}{F} = 1 - \int_0^\infty G_{\alpha\beta}(f) \cdot C_{\alpha\beta}(f)\, df \;/\; \int_0^\infty C_{\alpha\beta}(f)\, df, \qquad (5.13)$$

wobei man entsprechend Abschnitt 2.4. für $C_{\alpha\beta}(f)$ verallgemeinerte Spektren, u.a. nach Kaimal et al. (1972), verwenden kann.

Für das Turbulenzmeßsystem des MHO, welches in allen Komponenten trägheitslos arbeitet, ergibt sich der Fehler im wesentlichen durch die Größe der Meßstrecken von 0,2 m bei den Windmeßsystemen und ca. 0,02 m bei Temperatur- und Feuchtemeßsystemen sowie besonders durch die Separation der Geräte, die etwa 0,3 m zwischen Wind- und Feuchtemeßsystem, sonst nur ca. 0,05 m, beträgt. Die dafür ermittelten Fehlerfunktionen sind in Abb. 5.3 dargestellt. Dabei beruht das Rechenprogramm im Prinzip auf dem von Moore (1986) mitgeteilten. Wegen Druck- und Programmfehlern wurde jedoch eine FORTRAN-Variante völlig neu erstellt.

5.2. Anemometer für Fluxmessungen

5.2.1. Ultraschallanemometer

Das Prinzip der Windmessung mittels Ultraschall fand für Turbulenzuntersuchungen in der Atmosphäre erstmals Ende der 50er, Anfang der 60er Jahre Anwendung. Nahezu gleichzeitig wurden am Institut für Physik der Atmosphäre Moskau (IFA) (Bovševerov und Voronov, 1960), der University of Washington (Kaimal und Businger, 1963) und der Kyoto University (Mitsuta, 1966) mehrkomponentige Ultraschallanemometer entwickelt. Alle diese Gerätetypen wurden in den Folgejahren entsprechend weiter vervollkommnet. Die ersten beiden Gerätetypen arbeiten mit kontinuierlichen Schallwellen in einem Phasendifferenzverfahren, wie es heute noch bei den sowjetischen Geräten zur Anwendung kommt. Die japanische Entwicklung arbeitet mit gepulsten Schallwellen in einem Laufzeitverfahren, welches sich durch geringere Temperaturdrift und einfachere Signalverarbeitung auszeichnet. Hinzu kamen weitere Geräte aus verschiedensten Instituten, die aber größtenteils nur Laborentwicklungen blieben. Eine kommerzielle Herstellung und entsprechende weltweite Verbreitung hat nur die japanische Entwicklung erfahren, die unter der Typenbezeichnung "PAT" (Mitsuta, 1966, 1974) und seit Ende der 70er Jahre unter der Typenbezeichnung "DAT" (Hanafusa et al., 1980, 1982) durch die Firma Kaijo Denki, Tokyo, produziert wird. Ein zur Typenserie "PAT" analoges System wurde durch das NOAA-Wave Propagation Laboratory in Boulder (USA) entwickelt (Kaimal et al., 1974 und Kaimal, 1980b) und zeitweise durch die Firma Atmospheric Instrumentation Research Inc., Boulder (USA), produziert. Inzwischen wird diese Geberkonfiguration auch durch Kaijo Denki mit der technischen Lösung der Typenserie "DAT" hergestellt. Eine Zusammenstellung zu bekannten Ultraschallanemometertypen gibt Kaimal (1980a) bzw. ist erweitert und aktualisiert in Anl. 5.1 angegeben.

5.2.1.1. Meßprinzip

Die Meßstrecke der Ultraschallanemometer besteht aus gegenüberstehenden akustischen Sendern und Empfängern. Dabei sind bei Geräten nach dem Phasendifferenzverfahren um einen Sender bis zu vier Empfänger (dreidimensionaler Windvektor) positioniert bei Meßstreckenlängen von ca. 0,10 bis 0,15 m. Bei der Laufzeitmessung sind jeweils zwei Meßstrecken aus Sender und Empfänger unmittelbar nebeneinander angeordnet (bei modernen Systemen zu einer Meßstrecke vereint), so daß sich auf jeder Seite jeweils ein Sender und ein Empfänger befindet. Bei dreidimensionaler Windmessung werden drei derartige Konfigurationen benötigt. Inzwischen haben sich eine vertikale und zwei um 120° versetzte horizontale Meßstrecken von jeweils 0,20 m Länge wegen der nachfolgend noch beschriebenen optimalen Eigenschaften durchgesetzt.

Die Grundgleichung für die Übertragungszeit t einer Schall-

welle entlang der Meßstrecke d beträgt nach Schotland (1955)

$$t = \frac{(C^2 - V_n^2)^{1/2} \pm V_d}{C^2 - V^2} \cdot d \qquad (5.14)$$

mit V als Windgeschwindigkeit, V_d und V_n als Windkomponenten parallel und senkrecht zur Meßstrecke und C als Schallgeschwindigkeit. Das Vorzeichen von V_d gibt die Schallrichtung an. Entsprechend der beschriebenen Gerätekonfiguration für die Laufzeitmessung werden Laufzeitdifferenzen in beiden Richtungen entlang der Meßstrecke erfaßt und verarbeitet. Für die beiden Laufzeiten gilt

$$t_1 = \frac{(C^2 - V_n^2)^{1/2} - V_d}{C^2 - V^2} \cdot d, \qquad (5.15)$$

$$t_2 = \frac{(C^2 - V_n^2)^{1/2} + V_d}{C^2 - V^2} \cdot d \qquad (5.16)$$

und für die meßtechnisch erfaßbare Differenz

$$t_1 - t_2 = - \frac{2 \cdot d \cdot V_d}{C^2 - V^2} \qquad (5.17)$$

bzw. für den achsenparallelen Wind

$$V_d = - \frac{(t_1 - t_2) \cdot (C^2 - V^2)}{2 \cdot d}. \qquad (5.18)$$

Dieses Prinzip, welches den Nachteil hat, daß V_d noch von der temperatur- und feuchteabhängigen Schallgeschwindigkeit beeinflußt wird, ist bei den Geräten nach Mitsuta (1966, Kaijo Denki Typenserie "PAT") und Kaimal et al. (1974) realisiert. Die Geräte nach Hanafusa et al. (1980, 1982, Kaijo Denki Typenserie "DAT") mit der mechanischen Kopplung von Sender und Empfänger beiderseits einer Meßstrecke lassen eine absolute Zeitmessung für die Laufzeit des Schallsignals in beide Richtungen zu. Man erhält aus (5.14) somit

$$V_d = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right). \qquad (5.19)$$

Damit ergibt sich neben dem gerätetechnischen Vorteil einer nahezu vollständigen Stabilität des Nullpunktes, was besonders bei der Messung der Vertikalkomponente von erheblicher Bedeutung ist, eine Unabhängigkeit des Meßsignals von der Schallgeschwindigkeit. Dies bedeutet weiterhin eine Temperatur- und Feuchteunabhängigkeit.

Die vorhandene Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit läßt sich bei beiden Varianten der Laufzeitmessung zur Temperaturmessung ausnutzen, die mittels der vertikalen Meßstrecke erfolgt. Dabei ergibt sich die Schallgeschwindigkeit bei der Annahme der Verhältnisse $C >> V$ und $C >> V_n$ (für Windgeschwindigkeiten < 10 m/s ist der Fehler << 1 %) bei der Typenserie "PAT"

$$C = 2 \cdot d / (t_1 + t_2) \qquad (5.20)$$

und bei der Typenserie "DAT"

$$C = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right). \qquad (5.21)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit ist gegeben durch

$$C = 20{,}067 \cdot T_v^{1/2} \cdot \qquad (5.22)$$

Zur Bestimmung der Lufttemperatur muß weiterhin die Feuchte berücksichtigt werden nach der Beziehung

$$T = T_v / (1 + 0{,}3192\ e/p). \qquad (5.23)$$

Der Fehler durch die Luftfeuchte beträgt bei 20 °C und Sättigungsdampfdruck ca. 1 % und muß insbesondere bei noch höheren Temperaturen berücksichtigt werden. Sieht man von der stark verringerten Nullpunktdrift bei der Typenserie "DAT" ab, so ergeben sich bei der Temperaturmessung keine prinzipiellen Unterschiede zwischen beiden Geräten.

Die gemessene Temperaturfluktuation ist weiterhin nach Kaimal und Businger (1963)

$$T_v' = T' + 0{,}3192\ e' \frac{\bar{T}}{\bar{p}} - 2 \frac{\bar{T} \cdot \bar{V}_n}{\bar{C}^2} V_n', \qquad (5.24)$$

so daß im Fall paralleler Messungen von T_v' und T' sogar eine Messung des Feuchtestroms mittels Ultraschallanemometern möglich ist (vgl. Abschnitt 5.4.4.).

5.2.1.2. Meßfehler

Neben umfangreichen, in der internationalen Literatur publizierten Untersuchungen, wurden auch die am Meteorologischen Hauptobservatorium Potsdam vorhandenen Geräte PAT-311-1 und DAT-300 hinsichtlich ihrer Eigenschaften mehrfach untersucht (Gerstmann et al., 1976; Gerstmann, 1982a; Foken und Gerstmann, 1984; Gerstmann und Foken, 1987; Baum et al., 1989). Derartige Untersuchungen dienten nicht nur der Absicherung der eigenen Messungen, sondern sind vielmehr von

allgemeinem Interesse. So können beispielsweise Ultraschallanemometer als "Etalone" zur Untersuchung des Verhaltens mechanischer Windmeßgeräte im turbulenten Strömungsfeld (Overspeeding, vgl. Abschnitt 5.8.1.) eingesetzt werden. Aber auch durch die verbreitete Anwendung von Turbulenz- und Energieaustauschdaten ist der Kreis der Nutzer wesentlich größer als der der Gerätebetreiber. Gerade die Nutzer erwarten genaue Aussagen über die Zuverlässigkeit der Gerätekonfiguration. Die nachfolgenden Ausführungen enthalten die Ergebnisse der Untersuchungen am MHO, Angaben der internationalen Literatur und die Mitteilung der gerätespezifischen Fehler aus den Gerätebeschreibungen der Typenserien "PAT und "DAT" bzw. den analogen Publikationen Mitsuta (1966) und Hanafusa et al. (1982).

Die Windabhängigkeit ist bei der Typenserie "PAT" durch die Größe V in (5.17) gegeben. Abschätzungen ergaben bei 20 °C und 30 m/s für die Vertikalkomponente einen Fehler von höchstens 0,76 %. Für die Horizontalkomponente ist dieser Fehler je nach Strömungsrichtung sogar noch kleiner. Für die Typenserie "DAT" gelten etwa analoge Angaben, da bei der Herleitung von (5.19) $V_n = 0$ gesetzt wurde, was in der Natur nicht zutreffend ist.

Vom Hersteller werden für die Typenserie "PAT" drei weitere Fehlerquellen angegeben:
- Änderung des Empfangssignals durch Turbulenz,
- elektrische Verzögerung,
- mechanische Genauigkeit.

Für die ersten beiden Fehler werden bei der gegebenen Meßstrecke von 0,20 m die Werte 0,59 % bis -1,18 % bzw $\pm$ 0,74 % angegeben. Die Genauigkeit der Meßstrecke wird als fehlerfrei angenommen, was aber zumindest für die Typenserie "PAT" aus eigenen Messungen nicht bestätigt werden kann. Hier treten offenbar bei höheren Windgeschwindigkeiten Schwingungen auf, die sich allerdings im Mittel nicht mehr bemerkbar machen. Für die Typenserie "DAT" dürften die Aussagen bezüglich der beiden ersten Fehlerquellen ähnlich sein.

Von Friehe (1976) werden, basierend auf Gleichung (5.17) für die Typenserie "PAT" (bei Typenserie "DAT" nicht gegeben) Effekte betrachtet, die auf Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit durch den Temperatureinfluß beruhen. Für gemessene Varianzen und Covarianzen mit Temperaturfluktuationen haben diese bei großen |z/L| im labilen Bereich für die Schubspannungsgeschwindigkeit und den Fluktuationstemperaturstrom eine Größe von -3,6 % bzw. 8,2 %. Es können dann für Cospektren je nach Spektralbereich Fehler von -5,5 bis 11,1 % angenommen werden.

Von erheblicher Bedeutung sind Fehler auf Grund der geometrischen Struktur wegen der relativ langen Meßstrecke von 0,20 m und der Tatsache, daß die Mitten der drei Meßstrecken nicht rrin einem Punkt zusammenfallen. Dazu liegen umfassende Untersuchungen in der Literatur vor. Für einfache Abschätzungen

kann Mitsuta (1966) gefolgt werden. Danach läßt sich die beobachtete Fluktuation in erster Näherung durch eine Fluktuation gleicher Frequenz, aber reduzierter Amplitude, darstellen. Die Frequenz mit 10 % Dämpfung liegt bei 0,26.u/d, d.h. 13 Hz bei u = 10 m/s und d = 0,20 m. Demnach ist die bei der Typenserie "DAT" getroffene Einschränkung des Frequenzbereiches auf maximal 20 Hz gegenüber 440 bzw. 220 Hz für Wind und Temperatur bei der Typenserie "PAT" nicht nur aus dem Turbulenzspektrum begründet. Nach Kaimal (1980a) können etwa Wellenlängen des Turbulenzspektrums >1 m, d. h. $>2.\pi.d$, unverfälscht übertragen werden. Unter der Annahme eines -5/3-Abfalles aller Windkomponenten im hochfrequenten Spektralbereich für dimensionslose Frequenzen f.z/u > 1,5, ergibt sich für neutrale und labile Schichtung für die minimale Höhe $z = 6\pi.d$ bei d = 0,2 m eine Mindestmeßhöhe von 4 m. Für stabile Schichtung ergibt sich sogar eine notwendige Meßhöhe von > 12 m. Daraus folgt auch, daß Messungen bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten stärker fehlerbehaftet sind als solche bei hohen.

Wie bereits Gerstmann et al. (1976) zeigten, entsteht bei Windrichtungen, bei denen die Strömung durch die Geberstruktur führt, künstliche Turbulenz. Dies war sicher auch Veranlassung für den Hersteller, den öffnungswinkel von 120° zu wählen (Kaimal, 1980a), um sogenante "unerlaubte Windrichtungen" außerhalb des optimalen Meßbereiches von $\pm$ 45° zur Symmetrieachse auszuschließen. Ähnliche Ergebnisse liegen von Schotanus et al. (1983) und Coppin und Taylor (1983) vor. Die Anzeige folgt in diesem Richtungsbereich von $\pm$ 45° zur Symmetrieachse dem Kosinusgesetz, was eine sehr einfache Auswertung ermöglicht. Bei reiner Achsenanströmung beträgt die Dämpfung ca. 15 %. Die Untersuchungen im Niedergeschwindigkeitswindkanal der Technischen Universität Dresden mit 3 m Strömungskanaldurchmesser zeigten diese Dämpfung übereinstimmend für die Typenserien "PAT" und "DAT" (Gerstmann, 1982a; Baum et al., 1989). Mit den gewonnenen Daten zur Kosinuscharakteristik erfolgte für die Typenserie "DAT" gleichzeitig eine Überprüfung des Koordinatenrechners, der im Bereich der möglichen Genauigkeit arbeitet. Die Korrektur der Nichtkosinusabhängigkeit ist nach einem von Gerstmann (1982a) angegebenen Verfahren möglich. Betrachtet man die Richtungsvariabilität des Windes, so liegen bei Windgeschwindigkeite über 2 m/s und größeren Windwirklängen über ungestörtem Gelände die Richtungsschwankungen im Bereich $\pm$ 20° . Bei schwachen Winden und Messungen in einem gegliederten Gelände treten jedoch Schwankungen von $\pm$ 45° und mehr auf, so daß Fehler durch die nicht mehr vorhandene Kosinusabhängigkeit bei nahezu achsenparalleler Anströmung nicht ausgeschlossen werden können. Ein Nachführen des Gerätes mit dem mittleren Wind ist vor jeder Messung zwingend notwendig. Für kontinuierliche Turmmessungen, bei denen das fest installierte Anemometer nicht nach jeder 30-60minütigen Meßserie wieder optimal ausgerichtet werden kann, wurde inzwischen zu einem orthogonalen System übergegangen, bei dem der Achseneffekt geringer ist und mittels der Bearbeitungssoftware eine entsprechende Kor-

rektur erfolgt.

Ein in der Literatur immer wieder genannter Mangel der Ultraschallanemometer sind die zu hohen akustisch gemessenen Temperaturwerte gegenüber Messungen mit Widerstandsthermometern. Die Unterschiede lassen sich bei der vorhandenen Größe nicht durch die unterschiedliche räumliche Mittelung mit 20 cm beim Ultraschallanemometer und ca. 2 cm beim Widerstandsthermometer belegen. Kaimal (1969) gibt für fühlbare Wärmeströme Überschätzungen von + 7 %, + 19 % und + 33 % für labile, stabile und neutrale Schichtung an. Eigene Messungen ergeben für die Typenserie "PAT" Fehler bis zu + 60 %, dagegen für die Typenserie "DAT" nur Fehler von ca. + 20 % (s. Tab. 5.1). Die Ursachen für die zu hohen akustischen Temperaturwerte dürften zumindest bei der Typenserie "PAT" teilweise im Gerät selbst begründet liegen. Dies wären eine durch das Meßprinzip der Temperaturmessung vorhandene Eigenkorrelation mit dem Vertikalwind mit eventuellen zusätzlichen Schwankungsanteilen und das Vorhandensein geräteinterner hochfrequenter Schwingungen außerhalb des meteorologisch bedingten Spektrums. Die Hauptursache liegt jedoch in der Temperatur- und Feuchteabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit begründet (Kaimal und Businger, 1963; Schotanus et al., 1983), die bislang im allgemeinen vernachlässigt wurde. Sie ergibt sich nach Gleichung (5.24) und wird im Abschnitt 5.4.4. zur Bestimmung des laten-

Tab. 5.1: Vergleich der Streuungen der Temperatur und der fühlbaren Wärmeströme mit akustischer Temperaturmessung und Messung mit Widerstandsthermometern

Experiment	Gerät	$\sigma_{Tak}^2/\sigma_{TPt}^2$	r	H_{ak}/H_{Pt}	r	N
MESP-81	PAT-311 20 µm Pt	1,36	0,94	1,64	0,93	80
Schönefeld 1985	PAT-311 20 µm Pt	-	-	1,58	0,95	30
Müncheberg 1982	DAT-300 20 µm Pt	-	-	1,26	0,97	27
Müncheberg 1984	DAT-300 20 µm Pt	-	-	1,23	0,91	99
Schönefeld 1985	DAT-300 20 µm Pt	-	-	1,19	0,98	71
KOPEX-86	DAT-300 15 µm Pt	-	-	1,18	0,98	42
KUREX-88	DAT-300 15 µm Pt	1,08	0,74	1,23	0,98	20

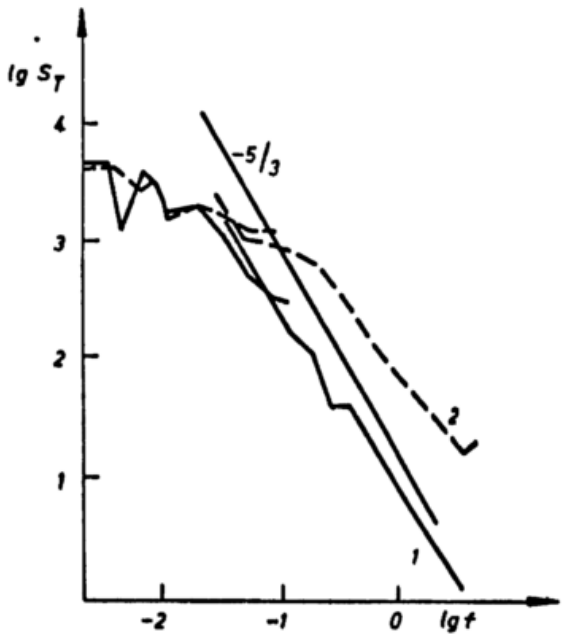


Abb 5.4: Vergleich der Temperaturspektren aus Messungen mit Pt-Widerstandsthermometer (1) und mittels akustischer Temperaturmessung (2, PAT-311-1) nach Foken und Gerstmann (1984)

Tab. 5.2: Fehler durch ungenaue horizontale Orientierung der Ultraschallanemometer nach verschiedenen Autoren

Autor	Fehler bezüglich: $-\overline{w'u'}$	$\overline{w'T'}$
Kaimal und Haugen (1969)	25 % / 1°	
Rayment und Readings (1971)	15,5 % / 5°	
Dyer und Hicks (1972)	12 % / 1°	4 % / 1°
Wieringa (1972)	9 ± 4 % / 1°	3,9 ± 1,7 % / 1°
Hyson et al. (1977)	11 % / 1°	
Foken und Gerstmann (1984)	30 % / 10°	

ten Wärmestroms genutzt. Die Spektren der verschiedenen Temperaturmessungen zeigen ein weitgehend einheitliches Bild, wobei jedoch die akustische Temperatur bei hohen Frequenzen einen geringeren Abfall aufweist (Abb. 5.4).

Eine besondere Problematik bildet die horizontale Ausrichtung der Ultraschallanemometer. Abweichungen wirken sich besonders bei Covarianzen aus u' und w' aus, da bei einer Neigung die w-Komponente statistisch nicht mehr unabhängig von der u-Komponente ist. Die Angaben in der Literatur sind sehr widersprüchlich (Tab. 5.2). Forderungen nach einer Nivellierungsgenauigkeit von 0,1° (Kaimal und Haugen, 1969) lassen sich kaum realisieren. Für Masten und Bojen sind selbst 1° kaum realisierbar. Messungen der Vertikalwinddispersion während KOPEX-86 (Foken et al. 1988) ergaben bei täglich neu orientierten Geräten an einem Mast mit geschätzter Einstellgenauigkeit von <1° Abweichungen bis zu 10 %.

Nullpunktschwankungen scheinen durch die Temperaturabhängigkeit nach (5.18) ein spezifischer Nachteil der Typenserie "PAT" zu sein, denn bei dem Gerät DAT-300 konnten sie noch nicht festgestellt werden, und auch durch Hanafusa et al. (1982) wird dieser Mangel als überwunden aufgeführt. Besonders stark bemerkbar sind Nullpunktschwankungen im Vertikalwindkanal, da dieser am empfindlichsten ist. öftere Nullpunkteinstellungen in einem geschlossenen Behälter sind somit notwendig.

Auf spezielle Ausführungen zum Schallsender und -empfänger soll hier verzichtet werden. Besonders wichtig sind die Kleinheit der Geber und die akustische Isolierung vom Gehäuse. Hinzu kommen Temperaturstabilität im Arbeitstemperaturbereich, hohe Schallrichtwirkung und Wetterfestigkeit. Aus diesen Gründen sind die meisten Sender und Empfänger durch den Entwickler unmittelbar an den Einsatz im Ultraschallanemometer angepaßt.

Anl. 5.2 enthält eine Übersicht zu auftretenden Fehlern bei Ultraschallanemometern mit Laufzeitmessung. Für phasenempfindliche akustische Anemometer liegen ausführliche Fehlerbetrachtungen von Gutorov (1981) vor.

5.2.2. Propelleranemometer

Helicoid-Propeller sind seit Ende des vergangenen Jahrhunderts bekannt und zeichnen sich wegen ihrer gleichmäßigen Verdrillung durch eine gute Richtungsabhängigkeit aus, wobei ein maximaler Wert bei achsenparalleler Anströmung und Stillstand bei achsennormaler Anströmung eintreten. Dazwischen genügt die Richtungsabhängigkeit nahezu dem Kosinusgesetz. In den 60er Jahren wurde dieser Anemometertyp "wiederentdeckt" und fand in der Form des Gill-UVW-Anemometers (Holmes et al., 1964; Gill, 1975), das von der Firma Young Co. (USA) produziert wird, eine große internationale Verbreitung. Gleichzeitig fanden Vertikalpropeller, verbunden mit einer Temperatur- und Feuchtemessung, als Energieaustauschmesser in Forschungseinrichtungen Anwendung (Dyer et al. 1967). Beide Entwicklungen wurden am MHO mit einer eigenen Propellerentwicklung

nachvollzogen (Foken et al. 1983).

Die Bedeutung der Propelleranemometer liegt vor allem darin begründet, daß es sich um ein einfaches und billiges Gerät handelt und im Gegensatz zum Ultraschallanemometer somit auch in größeren Stückzahlen einsetzbar ist. Nachteilig sind, bedingt durch die Trägheit, eine Reihe Fehlerquellen, ohne deren genaue Kenntnis eine sinnvolle Anwendung nicht möglich ist. Die vorhandenen Korrekturverfahren ermöglichen jedoch einen befriedigenden Einsatz. Mit der verstärkten Gewinnung von Grenzschichtprofildaten durch Einsatz indirekter Grenzschichtsondierungstechnik finden gegenwärtig Propelleranemometer als Energieaustauschmesser wieder eine verstärkte Anwendung (Fage et al., 1984).

5.2.2.1. Geräteaufbau und Eigenschaften

Die wichtigsten Parameter des Anemometeraufbaus sind in Tab. 5.3 angegeben. Die Propeller sind jeweils an einem 500 mm langen Schaft angebracht, wobei im Anschlußstecker auch die Vorrichtung zur Signalaufnahme untergebracht ist. Für Vertikalwindmessungen wird nach Dyer et al. (1967) eine etwa 100 mm lange Schaftverlängerung zur Verbesserung des Kosinusverhaltens nahe der achsennormalen Anströmung vorgeschlagen, deren Vorteile durch Hicks (1972b) sowie Bowen und Teunissen (1986) bestätigt wurden. Neben dem in einem karthesischen Koordinatensystem angeordneten Drei-Komponenten-Anemometer und dem einzelnen Vertikalpropeller finden in letzter Zeit verstärkt unterschiedlich geneigte Propeller Anwendung, um den Totbereich nahe achsennormaler Anströmung ausschließen zu können. Vorteile ergeben sich bei der Bestimmung der Vertikalwinddispersion. Beim Impulsstrom entsteht jedoch wegen der statistischen Abhängigkeit beider Schrägkomponenten eine merkliche Überbestimmung (Zelený, 1988).

Tab. 5.3: Aufbau von Gill- und MHO-Propeller (nach Foken und Zelený, 1984)

Eigenschaft	Gill-Propeller *)	MHO-Propeller
Propellerdurchmesser	23 cm	19,5 cm
Meßbereich	0,3 bis 30 m/s	0,2 bis 10 m/s
Signalübertragung	Impulse, Integration mit Filter, analoge Aufzeichnung	Impulse, Zählung über 0,25 s, digitale Aufzeichnung

*) Standardpropeller

Tab. 5.4: Eigenschaften von Gill- und MHO-Propeller nach Foken et al. (1983)

Eigenschaft	Dim.	Gill-Propeller*)	MHO-Propeller
Ansprechschwelle	m/s	0,2 ... 0,3	0,15
Totwinkel	°	± 2 ... 4	± 2 u>2,9 m/s ± arcsin(0,15/u) u<2,9 m/s
Windweg pro Umdrehung	m/U	0,30	0,33
Winkelabhängigkeit		identische und korrigierbare Abweichungen vom Kosinusgesetz, vgl. Abschnitt 5.2.2.2.	
Abstandskonstante	m	0,8	ca. 0,8
ungedämpft übertragener Frequenzbereich	Hz	< 0,2 ... 0,5	< 0,2 ... 0,5

*) Standardpropeller

Umfangreiche Bearbeitungen der Eigenschaften von Propelleranemometern sind bei Hicks (1972b), McBean (1972) und Horst (1973a) enthalten. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften wurde von Foken et al. (1983) vorgenommen (Tab. 5.4).

5.2.2.2. Korrekturverfahren

Die wichtigste anzubringende Korrektur ist die Abweichung von der Kosinuscharakteristik. Ein entsprechendes Korrekturverfahren wurde bei Foken et al. (1983) vorgestellt. Die Ableitung erfolgte in enger Anlehnung an Drinkov (1972). Grundlage ist die Tatsache, daß die Abweichungen von der Kosinuscharakteristik einen Sinuscharakter besitzen mit Maxima bei ± 45° und Minima bei ± 135°, wenn die achsenparallele Anströmung mit 0° festgelegt wird. Das Korrekturverfahren verwendet eine Reihenentwicklung in der Form

$$u_{korr}(\varphi) = u \left[\cos\varphi - \sum_{i=1}^{N} a_i \cdot \sin(2.i.\varphi) \right], \quad (5.25)$$

die nach dem ersten Glied abgebrochen wird. Experimentelle Untersuchungen ergaben $a_1 = 0{,}140 - 0{,}009.u$, was für u=6 m/s gut mit dem Wert von Drinkov (1972) a_1=0,085 übereinstimmt. Weitere Korrekturmöglichkeiten sind in Tab. 5.5 zusammengefaßt.

Tab. 5.5: Korrekurmöglichkeiten für Propellereigenschaften nach Foken et al. (1983)

Eigenschaft/ggf. Autor	Korrektur
Übertragungsfunktion (Ausgleichsfunktion nach Daten von Gill (1975) ermittelt)	$u_{korr} = u(1+0,45.\exp(-4u))$, ggf. iterative Bestimmung
Nichtkosinusabhängigkeit	s. Gleichung (5.25)
Ansprechschwelle	für u>0,2 m/s keine Korrektur
Frequenzverhalten (nach Fichtl und Kumar, 1974)	$S_{korr}(f) = S(f).[1+(2 .L.f/u)^2]$ Abstandskonst. L=1 m

Tab. 5.6: Korrekturfaktoren für Propelleranemometer für Messungen in 4 m Höhe

Meßgröße	Stabilitätsabhängigkeit nach Tageszeit 1)			bezüglich Schaftverlängerung 2)	
	09.00-14.00	16.00-19.00	19.00-22.00	mit Schaftverlängerung	ohne Schaftverlängerung
u'^2	1,09	1,15	1,08	1,13	1,13
w'^2	1,52	1,84	1,41	1,73	2,97
T'^2	1,24	1,25	1,23	-	-
$\overline{w'T'}$	1,30	1,33	1,53	-	-
$-\overline{w'u'}$	1,21	1,20	1,20	1,18	1,82

1) nach Tsvang et al. (1973) für "Fluxatron" (Dyer et al., 1967), mit Schaftverlängerung
2) nach Bowen und Teunissen (1986)

Während bislang vorgestellte Korrekturen im wesentlichen im Windkanal bestimmt werden konnten, ist die Ermittlung von Korrekturen im turbulenten Strömungsfeld weitaus komplizierter. Einen gewissen Anhaltspunkt geben Korrekturfaktoren für das "Fluxatron" (Dyer et al., 1967) von Tsvang et al. (1973), s. Tab. 5.6. Prinzipiell gilt jedoch, daß die Faktoren mit zunehmender Höhe wegen des zum Langwelligen verschobenen

Spektrums kleiner werden und daß sie für den Vertikalwind am größten sind, während die mit dem Vertikalwind bestimmten Ströme geringere Korrekturen aufweisen. Dies begründet die günstigen Einsatzbedingungen an Türmen gegenüber der Bestimmung des unmittelbar bodennahen Austausches. Die im MHO durchgeführten Vergleichsmessungen zwischen Propeller- und Ultraschallanemometer bestätigen die in Tab. 5.6 angegebenen Werte qualitativ und weitgehend auch quantitativ (Foken et al., 1973). Ganz eindeutig zeigt sich, daß diejenigen Größen die geringsten Abweichungen haben, deren spektrales Maximum relativ weit im langwelligen Bereich liegt. Es ergibt sich somit eine völlige Analogie zu den Spektren (s. Kaimal et al., 1974; vgl. Abschnitt 2.4.). Der Vergleich der Spektren von Propeller- und Ultraschallanemometer zeigt für Frequenzen > 0,2 Hz erwartungsgemäß Abweichungen beim Propelleranemometer (Abb. 5.5).

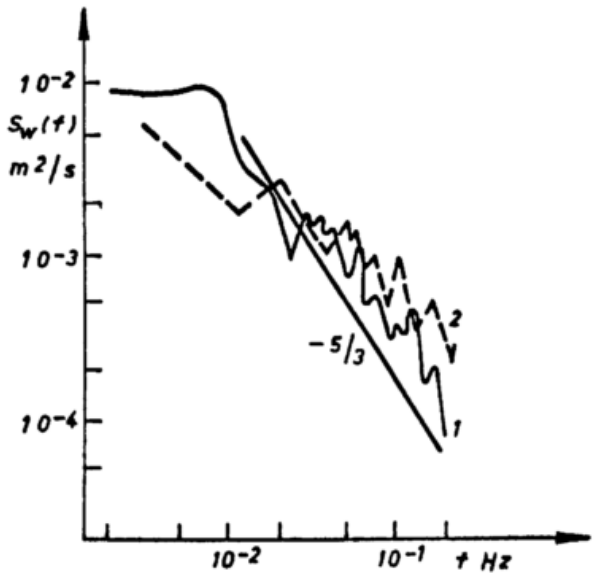


Abb 5.5: Vergleich der Energiespektren der vertikalen Windkomponente von Ultraschallanemometer (1) und Propelleranemometer (2) unter annähernd gleichen Bedingungen am 20. 04. 1979 in Müncheberg über Winterweizen nach Foken et al. (1983)

5.2.3. Weitere Windmeßsysteme

Die bei technischen Strömungsmessungen weit verbreiteten Hitzdraht- und Hitzfilmanemometer haben in bestimmtem Maße auch bei Turbulenzmessungen Eingang gefunden. Dabei ist nach Larsen und Busch (1976) die Tatsache unbestritten, daß man mit dieser Methode gleichartige Meßergebnisse wie mit Ultraschallanemometern erhält. Eine X-förmige Anordnung der Drähte gestattet sogar eine Komponentenmessung. Die geringe Größe

von nur wenigen Millimetern Ausdehnung macht es möglich, bis in den Dissipationsbereich des Turbulenzspektrums messen zu können und insbesondere auch nahe der Erdoberfläche (< 2 m), wo Ultraschallanemometer wegen der großen Meßstrecke nicht mehr einsetzbar sind. Auf vielfältige Probleme bei Hitzdrahtmessungen weisen u. a. Hasse und Dunckel (1980) hin, wie

- Einflüsse der Fühlerkonfiguration,
- nichtlineare Kennlinie mit hohem Eichaufwand,
- Temperatur- und Feuchteabhängigkeit,
- starke Auswirkungen von Luftbeimengungen (Salz, Schadstoffe),
- Störungen durch Niederschlag.

Verbunden mit der in den letzten Jahren gestellten Forderung nach kontinuierlichen Meßserien und mit der merklichen Verbesserung der Ultraschallanemometer (Typenserie "DAT" von Kaijo Denki) überwogen die genannten Nachteile erheblich, so daß nach den von Larsen und Busch (1976) während des Kansas-Experimentes 1968 durchgeführten Messungen kaum noch systematische Untersuchungen in größerem Umfang vorliegen. Trotzdem bleibt das Hitzdrahtanemometer für mikrometeorologische Messungen unmittelbar am Erdboden das einzige einsatzfähige System.

Auf weitere für Turbulenzmessungen mögliche Anemometertypen wird von Smith (1980a) hingewiesen. Dazu gehören verschiedene Typen der Trustanemometer und Modifikationen des Prandtl-Rohres. Die Schwierigkeiten in der Handhabung und Eichung führten jedoch zu keinen größeren Anwendungen.

5.3. Thermometer für Fluxmessungen

Als Thermometer werden im allgemeinen dünne Widerstandsdrähte eingesetzt. Eine gewisse Bedeutung haben auch Thermoelemente und Thermistoren wegen der günstigeren Temperaturabhängigkeit, jedoch können diese Geber infolge der räumlichen Ausmaße leicht verstrahlt werden. Generell sind Thermometer für Fluxmessungen mit 1-20 mm Größe sehr klein, so daß sie für Messungen bis in den Dissipationsbereich des Turbulenzspektrums eingesetzt werden können (außer Thermistoren) und es keine Einschränkungen für Messungen nahe der Oberfläche gibt. Daneben findet die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 5.2.1.) eine verbreitete Anwendung.

5.3.1. Drahtthermometer

Bei der Messung von zeitlich und räumlich hoch aufgelösten turbulenten Temperaturschwankungen kommen dünne Platin-, Nickel- und Wolframdrähte zur Anwendung. Diese haben sich auf Grund der Arbeiten von Kreçmer (1954) und Cvang (1960) in zunehmendem Maße für Turbulenzmessungen durchgesetzt. Die Eigenschaften derartiger Fühler, speziell aus Platin, sind bei Foken (1979c) und Larsen et al. (1980) umfassend beschrieben, so daß nachfolgend nur eine kurze Zusammenfassung gegeben wird.

Hinsichtlich ihres Aufbaus unterscheiden sich die international eingesetzten Geräte nur wenig. Werden Drahtdurchmesser von ca. 10-20 /um verwendet, so spannt man im allgemeinen ca. 5-20 cm Draht auf einer Fläche von etwa 5 cm^2 aus. Bei einem 1 /um dicken Draht (Herstellung aus Wollastondraht) wird meist nur ein einzelner Draht von ca. 1 mm Länge verwendet. Als Widerstand werden ca. 100 Ohm festgelegt, wobei die Messung im allgemeinen in Wheatstone-Brücken erfolgt. Die Fühler des MHO weisen 100 Ohm bei Drahtdurchmessern von 15 und 20 /um auf.

Die Entscheidung bezüglich der Platindrähte, auf die sich nachfolgend nur bezogen wird, beruht auf der besseren Korrosionsbeständigkeit in der Atmosphäre. Demgegenüber ist die Temperaturempfindlichkeit bei Nickel- und Wolframdrähten höher, jedoch spielt dies mit den zunehmend besseren elektronischen Möglichkeiten eine untergeordnete Rolle.

über die Eigenschaften dünner Platindrähte von ca. 1-20 /um Durchmesser liegen z. T. recht widersprüchliche Angaben vor. Das ist damit zu begründen, daß diese geringen Durchmesser bereits in der Größenordnung der freien Weglänge der Elektronen liegen und Wärmeleitungsprobleme zu Halterungen und zur Umgebungsströmung einen merklichen Einfluß zeigen. Somit weichen sowohl theoretische Annahmen als auch Laboruntersuchungen voneinander ab. Die wesentlichsten Parameter sind in Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser in Anl. 5.3 dargestellt und liefern im Vergleich verschiedener Autoren zumindest einen

Überblick zur Größenordnung, speziell für die Zeitkonstante. Es gibt aber auch bislang ungeklärte Probleme, wie die nicht mehr abnehmende Zeitkonstante für Drahtstärken < 1 /um und die z. T. beachtlichen Einflüsse der spezifischen Gerätekonfiguration (Højstrup et al., 1976). Selbst der Temperaturkoeffizient ist gegenüber dem Normwert von 0,00392/K mit dem von Larsen et al. (1980) mit 0,0037/K empfohlenen Wert geringer, was auch durch Messungen des MHD bestätigt werden konnte.

Die wohl schwerwiegendste Fehlerursache sind Unsicherheiten in der Annahme des Temperaturkoeffizienten, die sich voll auf die entsprechenden Turbulenzparameter übertragen. Es ist daher notwendig, für die verwendeten Drahtschmelzen sorgfältige experimentelle Bestimmungen des Temperaturkoeffizienten durchzuführen. Demgegenüber sind die Unsicherheiten in der Zeitkonstante völlig unkritisch, da die Turbulenzmessungen ohnehin nur bis ca. 20 Hz durchgeführt werden.

Es sei jedoch auf einige weitere Fehlerquellen hingewiesen (s. a. Larsen et al., 1980):
- Wärmespeicherung,
- elektrisches Aufheizen (Anl. 5.3),
- Strahlungsfehler (Anl. 5.3),
- Wärmeleitungsfehler (z. B. zu Halterungen),
- Wärmeverluste durch Konvektion und Strahlung,
- Staudruckfehler (Erwärmung bei hohen Windgeschwindigkeiten),
- Fehler durch Befeuchtung.

Diese Fehler sind für den Einzelfall schwer erfaßbar und können nur durch den Gerätevergleich der Systeme ermittelt werden. Eine besondere Beachtung bedarf jedoch der Srahlungsfehler, der für u=1 m/s und eine Einstrahlung von 800 W/m^2 bei einem Drahtdurchmesser von 20 /um bereits zu einem Fehler von 0,1 K führt (Foken, 1979c; vgl. Anl. 5.3). Aus diesem Grunde sollten für Temperaturfühler nur Drahtstärken < 20 /um Verwendung finden.

Daß gegenwärtig trotz des offensichtlich einfachen Meßprinzips die in-situ Vergleiche von Temperaturfühlern keinesfalls befriedigen können, zeigt Abschnitt 5.7.3. Neben Unterschieden im verwendeten Temperaturkoeffizienten und bei der Tiefpaßfilterung dürften vor allem Abweichungen im Geräteaufbau die Hauptursache der Differenzen sein. In diesem Zusammenhang erscheint das dynamische Eichverfahren nach Højstrup et al. (1976), bei dem durch Schallwellen Temperaturschwingungen erzeugt werden, zur Untersuchung dieser Effekte als geeignet. Es folgt daraus, daß zukünftig international erhebliche Anstrengungen zum Vergeich und zur Vereinheitlichung dieser Gebertypen notwendig sind. Anl. 5.4 gibt einen Überblick zu Temperaturfühlern, die in der Literatur beschrieben worden sind.

5.3.2. Thermoelemente und Thermistoren

Beide Meßelemente weisen wegen der höheren Temperaturempfindlichkeit und der nahezu punktförmigen Messung Vorteile gegenüber dünnen Drähten auf. Es werden jedoch kaum Größen von Meßelementen < 20 /um erreicht, so daß Strahlungsfehler nicht ausgeschlossen werden können. Des weiteren weisen zumindest Thermistoren nichtlineare und teilweise nicht eichstabile Kennlinien auf. In der Anfangsphase der Turbulenzmessungen wurden Thermoelemente und Thermistoren z. T. verwendet. Sie wurden inzwischen vollständig durch dünne Drähte verdrängt, so daß auf diese Meßverfahren nicht näher eingegangen wird.

5.4. Hygrometer für Fluxmessungen

Messungen von Feuchtefluktuationen gelten nach wie vor als äußerst problematisch. Wie bei keinem anderen Gerätesystem müssen hier Kompromisse zwischen zeitlicher Auflösung, Gerätegröße und Eichstabilität eingegangen werden. Demzufolge ist auch der Umfang der entwickelten, erprobten und z. T. heute noch im Einsatz befindlichen Meßprinzipien am größten. In den Anfängen der Turbulenzmessung wurden sogar Psychrometer mit empfindlichen Thermoelementen eingesetzt (Dyer und Maher, 1965). Durch das Fehlen einfacher Meßgeräte konnte dieser Mangel noch nicht voll überwunden werden. Die Eigenschaften dünner befeuchteter Platindrähte wurden durch Smedman und Ludin (1987) untersucht. Es ergab sich eine Grenzfrequenz von 0,05 Hz. Neben Film- und kapazitiven Gebern, deren Einsatz meist in Verbindung mit Propelleranemometern erfolgt, kommen vor allem optische Verfahren im UV- und IR-Bereich zum Einsatz (Hay, 1980). Einen Überblick zu in der Literatur beschriebenen Feuchtemeßgeräten gibt Anl. 5.5. Die zukünftigen Entwicklungen müssen vor allem in der räumlichen Verkleinerung dieser Systeme, in der Erhöhung der Eichstabilität bzw. im Übergang zu Mikrowellenrefraktometern und Laser-Geräten liegen.

5.4.1. Lyman-Alpha-Hygrometer

Grundlage der Feuchtemessung mit Absorptionshygrometern (gilt auch für IR-Hygrometer, vgl. Abschnitt 5.4.2.) ist das Bouguer-Lambert-Beer'sche Gesetz

$$I = I_o \cdot \exp(-k \cdot d \cdot q/q_o). \qquad (5.26)$$

Dabei wird aus einer Strahlungsquelle eine konstante Strahlung I_o ausgestrahlt, die in der Meßstrecke d entsprechend der Absorptionskonstante k und der Feuchte geschwächt wird. Für die Feuchtemessung kommt der Lyman-Alpha-Linie des atomaren Wasserstoffs bei 0,12156 μm eine besondere Bedeutung zu, da hier der Absorptionskoeffizient des Wasserdampfes gegenüber dem des Sauerstoffs um den Faktor von ca. 1000 größer ist. Wegen des hohen Absorptionskoeffizienten werden Meßstrecken von nur 1-3 cm benötigt. Für sehr hohe Feuchten sind die Geräte somit nicht geeignet, da die Meßstrecke wesentlich kleiner als die Geräteausmaße wird. Als Empfänger dienen Ionisationskammern. Problematisch sind die Fenster von Sender und Empfänger, die aus Magnesiumfluorid bestehen und schwach hygroskopisch sind.

Anfang der 70er Jahre entstanden mehrere Entwicklungen in der UdSSR, den USA und der DDR, wobei die von Krečmer und Karpovič (1973) und von Martini et al. (1973, 1975) umfassend beschrieben sind. Als kommerzielle Entwicklung ist das Gerät AIR-LA-1 von Atmospheric Instrumentation Research Inc., Boulder (USA), bekannt geworden. Die Eigenschaften dieser Geräte sind weitgehend identisch und in Anl. 5.6 dargestellt.

Lyman-Alpha-Hygrometer zeichnen sich durch ein sehr gutes Frequenzverhalten und die Messung auch kleiner Feuchteschwankungen bis in den Dissipationsbereich aus. Ursache dafür sind eine sehr geringe Zeitkonstante und eine kleine Meßstrecke. Dies zeigen entsprechende Vergleiche von Redford et al. (1980), Mücket und Foken (1980) und Yasuda und Toya (1987). Unklar ist bislang die Tatsache, inwieweit die relativ großen Geräteausmaße das turbulente Stromfeld und somit vor allem Messungen des latenten Wärmestroms stören. Ein weiteres Problem besteht in der exponentiellen Kennlinie des Gerätes, die die Anwendung präziser logarithmischer Verstärker erfordert. Es kommt darauf an, daß der Arbeitsbereich des Verstärkers mit dem bei experimentellen Untersuchungen zu erwartenden Feuchtebereich übereinstimmt. Gegenwärtig weitgehend ungeklärt sind Veränderungen in der Eichcharakteristik, die zum Teil recht plötzlich auftreten und nicht nur eine absolute Verschiebung der Eichkurve, sondern auch eine Veränderung der Empfindlichkeit bewirken. Eigene Untersuchungen konnten kürzlich auch durch Yasuda und Toga (1987) bestätigt werden. Als Ursachen werden plötzlich eintretende Veränderungen der Eigenschaften der Lampenelektroden und das Erreichen eines kritischen Innendruckes in Betracht gezogen.

Beim Betrieb von Absorptionshygrometern, speziell Lyman-Alpha-Hygrometern, ist zu beachten, daß nach den Ausführungen im Abschnitt 5.1.2. eine senkrechte Anströmung der Meßstrecke, d. h. vertikale Orientierung, und ein Verhältnis von Meßstrecke zum Durchmesser des Meßvolumens von 5:1 gegeben sein müssen, um günstig reproduzierbare Übertragungseigenschaften zu erreichen.

Trotz aller Mängel gelten Lyman-Alpha-Hygrometer international als die für Turbulenzmessungen am zuverlässigsten Geräte. Eine Ablösung dieser Gerätetechnik muß jedoch trotzdem angestrebt werden.

5.4.2. Infrarot-Hygrometer

Infrarothygrometer beruhen auf dem gleichen Meßprinzip wie die Lyman-Alpha Hygrometer. Dadurch, daß Strahlungsquellen und -empfänger bei den verwendeten Wellenlängen von 0,94, 1,4, 1,9, 2,7 oder 6,4 µm technisch relativ einfach mittels normaler Lampen mit Filter und z. B. Fotowiderständen als Empfänger realisierbar sind, waren erste Entwicklungen durch Elagina (1962) bereits 10 Jahre zeitiger als bei den Lyman-Alpha-Hygrometern zu verzeichnen. Weitere umfassend beschriebene Systeme liegen von Hyson und Hicks (1975) und Mücket (1989a) vor. Die Geräte sind für höhere Luftfeuchten als Lyman-Alpha-Geräte einsetzbar, wodurch sogar der Betrieb beider Systeme nebeneinander möglich ist. Erhebliche Nachteile sind in der mehrere Dezimeter langen Absorptionsstrecke, die selbst bei Verwendung von Umlenkspiegeln noch beachtliche Gerätegrößen von ca. 0,5 m erfordert, zu sehen. Die Notwen-

digkeit der Anwendung von Chopper-Blenden schränkt den Frequenzbereich auf 5-10 Hz ein. Trotz günstigerer Anpassung an den in der Natur zu erwartenden Feuchtebereich und höherer Eichstabilität (s. Anl. 5.6) werden insbesondere wegen der beachtlichen Gerätegröße zunehmend IR-Hygrometer durch kleinere Lyman-Alpha-Hygrometer ersetzt.

5.4.3. Adsorptions- und kapazitive Hygrometer

Als Alternative gegenüber Absorptionshygrometern erscheinen wegen ihrer kleineren Bauweise Adsorptionshygrometer mit auf Elektrodenträgern aufgedampften chemischen feuchteempfindlichen Substanzen oder kapazitive Hygrometer. Dieser Vorteil wird jedoch durch eine weitaus größere Trägheit mit Zeitkonstanten <1 s und geringere Empfindlichkeit vollständig aufgehoben. Die z. T. geringe Eichstabilität, die exponentielle Kennlinie und die zusätzliche Temperaturabhängigkeit führten dazu, daß zwar einige Entwicklungen bezüglich Turbulenzmessungen vorliegen (z. B. Foken et al., 1978b), die aber über gewisse Anfangsversuche hinaus (Foken, 1978b) nicht zu einem Einsatz für Turbulenzmessungen führten (Eigenschaften vgl. Anl. 5.6). Gleiches gilt für kapazitive Geber, wie das Humicap-Gerät der Firma Vaisala (Finnland). Der größte Nachteil liegt aber darin begründet, daß die Geräte nicht die absolute, sondern die relative Feuchte messen. Dadurch müssen bei der Bestimmung des latenten Wärmestroms die Feuchtefluktuationen mit den Temperaturfluktuationen korrigiert werden. Da dies nie exakt möglich ist, kommt es zu einer zusätzlichen Korrelation zwischen den Vertikalwind- und Temperaturfluktuationen und somit zu einer Überbewertung der latenten Wärmeströme.

5.4.4. Feuchtemessung mittels Ultraschall

Mit Beziehung (5.24) nach Kaimal und Businger (1963) wurde bereits darauf hingewiesen, daß aus der akustischen Temperaturmessung auch eine Ableitung von Feuchteparametern möglich ist, da sich die Temperatur zu

$$T_{ak} = T\,(1 + 0.3192\,e/p) \qquad (5.27)$$

ergibt. Wendet man dies auf den mit T_{ak} gebildeten turbulenten Temperaturstrom an, so erhält man

$$\overline{w'T_{ak}'} = \overline{w'T'} + \frac{0.3192}{p}\,\overline{e'T'w'}\,. \qquad (5.28)$$

Durch Umformung unter Berücksichtigung des Mischungsverhältnisses und der Temperaturabhängigkeit des Dampfdruckes erhält man

$$\overline{w'T_{ak}'} = \overline{w'T'} + 0{,}5132\,(\partial e/\partial T)_T^{-1}\,\overline{e'w'}\,. \qquad (5.29)$$

Die Umstellung dieser Gleichung nach $\overline{e'w'}$ ergibt eine Beziehung zur Ermittlung des latenten Wärmestroms. Streng genommen muß noch ein Glied eingefügt werden, welches dynamische Parameter enthält (5.24), jedoch ist dieser Einfluß so gering, daß eine Vernachlässigung erfolgen kann.

Seit mehreren Jahren werden am MHO und am UFA Prag umfassende Untersuchungen zu diesem Verfahren durchgeführt, die durch Foken und Zelený (1987) zusammengefaßt wurden. Dabei zeigte sich, daß das Ultraschallanemometer der Typenserie "PAT" wegen des speziellen Laufzeitverfahrens (vgl. Abschnitt 5.2.1.) nicht zur Anwendung kommen kann. Erst die Typenserie "DAT" macht die Nutzung des Verfahrens möglich, da die Windkomponenten temperatur- und feuchteunabhängig bestimmt werden können. Wesentliche Ergebnisse sind in Tab. 5.7 und Abb. 5.6 zusammengestellt. Es zeigt sich dabei, daß eine prinzipielle Anwendbarkeit gegeben ist. Ungeklärt ist die ständig zu hohe Bestimmung des Wasserdampfstromes um ca. 0,02 hPa.m/s. Die prozentuale Abweichung von etwa 20 % erklärt sich daraus, daß die zum Vergleich herangezogenen Feuchteströme keiner spektralen Korrektur nach 5.1.6. unterzogen wurden, die etwa diesen Faktor ausmachen würde. Signifikante Abhängigkeiten des Verfahrens von der Stabilität und der Schubspannungsgeschwindigkeit konnten nicht festgestellt werden. Wegen der doch relativ hohen Streuung sollte das Verfahren trotz signifikanten Zusammenhangs nur bei Mittelwertbildung über mehrere Messungen, z. B. für Tages- oder Tageszeitsummen Anwendung finden. Als einzige Publikation zu diesem Problem wiesen Schotanus et al. (1983) darauf hin, daß durch Anwendung der Gleichung (5.29) der wahre fühlbare Wärmestrom aus dem mittels akustischer Anemometer bestimmten berechnet werden kann. Die Berechnungsgleichungen sind jedoch nicht unmittelbar anwendbar.

Tab. 5.7: Vergleich der latenten Wärmeströme nach dem Modell mit akustischer Temperaturmessung und nach direkten Fluxmessungen

$$\overline{w'e'}_{Mod} = a + b \cdot \overline{w'e'}_{Flux}$$

Experiment	N	r	a hPa.m/s	b
Schönefeld 1985	119	0,66	-0,012	1,25
KUREX-88				
alle Serien	95	0,72	-0,020	1,11
-0,075<z/L<0,16	32	0,50	-0,022	1,24
-1 < z/L < 0	58	0,52	-0,026	1,23

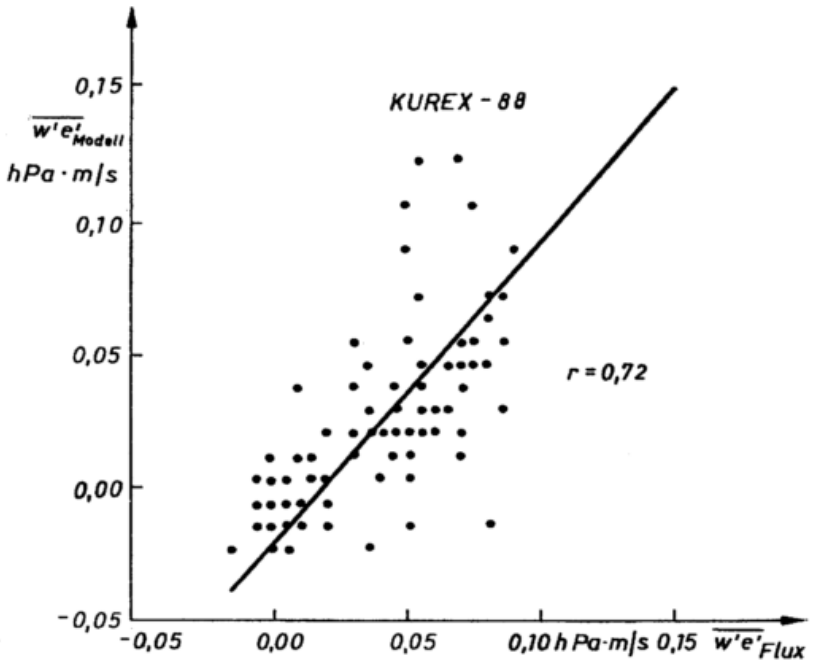


Abb. 5.6: Vergleich der latenten Wärmeströme nach dem Modell mit akustischer Temperaturmessung und nach direkten Fluxmessungen

5.5. Erfassung verschiedener Gase mittels Fluxmessungen

Lange Zeit war es notwendig, statt der direkten Untersuchung des turbulenten Austausches von Spurengasen in der Atmosphäre (dies wurde besonders für anthropogen beeinflußte Gase gefordert), das Austauschverhalten als Analogiebetrachtung zum Wasserdampf zu untersuchen. Ursache waren vor allem meßtechnische Probleme hinsichtlich der Erfassung turbulenter Schwankungen von Gasen, deren Konzentration ohnehin sehr klein ist. Fortschritte konnten besonders in den letzten 10 Jahren erreicht werden. Dabei wurden zuerst IR-Hygrometer durch die Messung bei 4,3 /um Wellenlänge für Kohlendioxidmessungen umgerüstet (Elagina und Lazarev, 1984). Für diese Geräte gelten gleiche Einschätzungen wie im Abschnitt 5.4.2. angegeben. Erste Messungen (u.a. von Ohtaki , 1985) zeigen hinsichtlich des spektralen Verlaufs der integralen Turbulenzcharakteristiken ein völlig analoges Verhalten zum Wasserdampf. Der von Volkov et al. (1989) durchgeführte Vergleich des sowjetischen und des japanischen CO_2-Flux-Meßgerätes zeigt außerordentlich gute Ergebnisse sowohl hinsichtlich integraler Werte als auch hinsichtlich der Spektren, so daß mit dieser Technik inzwischen eine hohe Stabilität der Meßwerte erreicht wurde. Für Gase wie Ozon, Schwefeldioxid und Stickoxide (s. Wesely et al., 1978; Hicks et al. 1986) finden übliche chemische Verfahren Anwendung. Durch Erhöhung der Empfindlichkeit und der Durchflußgeschwindigkeit werden Zeitkonstanten von 0,3 bis 1,0 s erreicht. Diese im allgemeinen mit Vertikalpropellern gekoppelten Geräte zeigen die typischen, im Abschnitt 5.2.2. beschriebenen, Fehler, so daß derartige Messungen im Moment nur orientierenden Charakter haben. Hinzu kommt noch, daß bei Spurengasmessungen die Fehlerbetrachtungen des Abschnittes 3.1.2. unbedingt zu berücksichtigen sind. Weiterhin sind entsprechend Abschnitt 5.1.5. Fehler durch die Abtastung bei den nur sehr geringen Gaskonzentrationen zu berücksichtigen, aus denen sich die Forderung nach Zeitkonstanten < 1 s ableiten läßt. Einen Überblick über bekannte Meßgeräte enthält Anl. 5.7.

5.6. Bearbeitung von Turbulenzmeßdaten

Die Erfassung und Bearbeitung von Turbulenzmeßdaten müssen als eine Einheit gesehen werden. Dies betrifft sowohl die Anpassung der Datenbearbeitung an das Übertragungsverhalten der Geber als auch eine dem turbulenten Prozeß angepaßte Datenbearbeitung. Deshalb werden diesen Problemen bei großen internationalen Turbulenzmeßgerätevergleichen (vgl. Abschnitt 5.7.) immer eine beachtliche Bedeutung beigemessen, und es konnten vielfach sogar Fehler und Mängel aufgedeckt werden.

In der Anfangszeit der Turbulenzmessungen wurden insbesondere analoge Rechner zur Ermittlung turbulenter Ströme herangezogen (s. z. B. Mücket, 1984), die naturgemäß Quelle systematischer Fehler waren (Mücket und Foken, 1984), welche in der Größenordnung von etwa 10-20 % lagen. Seit dem Vorhandensein leistungsfähiger Kleinrechner hat sich die digitale Datenbearbeitung vollständig durchgesetzt (Kaimal und Gaynor, 1983; Mücket, 1989b). Das betrifft sowohl die on-line und rt-Datenverarbeitung mittels Kleinrechner als auch die on-line Datenaufzeichnung zur Weiterverarbeitung auf Großrechenanlagen und zur Archivierung. Einen Überblick zu den beschriebenen Anlagen liefert Anl. 5.8.

Die Bearbeitung von Turbulenzdaten erfordert, wenn man von der Spektralbearbeitung absieht, die nur in geringem Umfang auf Kleinrechentechnik realisiert werden kann, die Bestimmung von Mittelwerten, Streuungen und Korrelationsprodukten (Covarianzen: Schubspannungsgeschwindigkeit, Temperaturfluktuationsstrom, Feuchtefluktuationsstrom) von turbulenten Größen (s. Smol'yakov und Tkachenko, 1983). Grundlage für die Auswertungen bildet das Reynolds'sche Postulat

$$\overline{x'_i x'_{i-1}} = \overline{x_i \cdot x_{i-1}} - \overline{x_i} \cdot \overline{x_{i-1}} \,. \qquad (5.30)$$

Mit i als Index für die zu untersuchenden Parameter und j als Index für die Meßwerte ergeben sich für die Rechnerbestimmung

$$\overline{x_i} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} x_{ij}, \qquad (5.31)$$

$$x_i^2 = \frac{1}{N-1} \left[\sum_{j=1}^{N} x_{ij}^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{j=1}^{N} x_{ij} \right)^2 \right], \qquad (5.32)$$

$$\overline{x'_i x'_{i-1}} = \frac{1}{N-1} \left[\sum_{j=1}^{N} x_{ij} \cdot x_{i-1j} - \frac{1}{N} \left(\sum_{j=1}^{N} x_{ij} \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^{N} x_{i-1j} \right) \right]. \qquad (5.33)$$

Um Instationaritäten während der Messung erkennen zu können, empfiehlt es sich, folgende Methode nach Gur'janov et al. (1984) anzuwenden. Die Messung wird zuerst entsprechend (5.31) bis (5.33) bearbeitet und danach werden etwa 8-10

gleich lange Abschnitte der Messung getrennt bearbeitet und die Ergebnisse anschließend gemittelt. Treten zwischen beiden Werten merkliche Unterschiede (> 10-20 %) auf, so kann auf Instationaritäten geschlossen werden, und die Verwertbarkeit der Meßserie ist zu überprüfen.

Die Länge einer Meßserie für Turbulenzmessungen ist abhängig von der Windgeschwindigkeit und der Meßhöhe (vgl. Abschnitt 2.4.2.). Man kann für Meßhöhen von 2-10 m von 20-40 Minuten ausgehen und bei Meßhöhen von 10-100 m von etwa 40-80 Minuten. Dabei ist zu beachten, daß die Meßdauer nicht beliebig lang gewählt werden darf, damit noch eine annähernde Stationarität vorhanden ist und die Meßserie nicht durch den Tagesgang der meteorologischen Elemente verfälscht wird.

5.7. Turbulenzmeßgerätevergleiche

Keine physikalischen Messungen werden verwertbare Ergebnisse liefern, bei denen nicht die eingesetzte Meßtechnik vorher geeicht bzw. untereinander verglichen ist. Dies trifft in erhöhtem Maße auch auf Turbulenzmeßtechnik zu, für die nicht nur eine statische Eichung z. B. im Windkanal notwendig ist, sondern insbesondere in-situ Eichungen im turbulenten Stromfeld, da die Eigenschaften der Gerätetechnik und das Spektrum der atmosphärischen Turbulenz sehr maßgeblich die Meßergebnisse beeinflussen. Mit den ersten Geräteentwicklungen wurden die Experimente ITCE-68 und ITCE-70 (s. Tab. 5.7) zwangsläufig notwendig, um die erhaltenen Ergebnisse international vergleichen zu können. ITCE-76 und ITCE-81 dienten dann verstärkt nicht nur dem Gerätevergleich, sondern auch dem Vergleich von Modellansätzen, um hier Diskrepanzen klären zu können. Es zeigte sich dabei, daß vor allem bei den frühen Experimenten gerade Probleme in der Geräteaufstellung häufig Ursache von unterschiedlichen Ergebnissen waren (s. z. B. Wieringa, 1980; Hicks, 1986).

Tab. 5.8: Internationale Turbulenzmeßgerätevergleiche

Experiment	Ort	Unterlage	Quelle
ITCE-68	Vancouver/ Kanada	Meer	Miyake et al. (1971)
ITCE-70	Cimljansk/ UdSSR	Steppe	Tsvang et al. (1973)
ITCE-76	Conargo/ Australien	Gras	Dyer et al. (1981, 1982)
ITCE-81 (MESP-81)	Cimljansk/ UdSSR	Steppe	Tsvang et al. (1985), Foken und Haake (1984)

Die mathematische Bearbeitung von Vergleichsmessungen weist leider eine Reihe von Unterschieden auf, wobei auch für einige ITCE-Experimente der Bearbeitungsalgorithmus nicht nachvollziehbar ist. Falls ein Vergleichsgerät (welches als absolut richtig messend angenommen wird) vorhanden ist, wird im allgemeinen nach Hoehne (1971) (s. a. Kaimal et al., 1984a) vorgegangen. Als Genauigkeit (engl. bias, accuracy) wird dabei die Abweichung zwischen dem zu vergleichenden Gerät (1) und dem Vergleichsgerät (2) angegeben

$$b = \overline{(x_1 - x_2)} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (x_{1i} - x_{2i}) \; . \qquad (5.34)$$

Weiterhin wird die Wurzel aus dem Quadrat der Differenzen, d. h. die Vergleichbarkeit (engl. rms, comparability) gebildet

$$c = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (x_{1i} - x_{2i})^2 \right]^{1/2} . \qquad (5.35)$$

Diese auf den Mittelwert bezogene Größe enthält sowohl die gerätetechnische Abweichung als auch die durch das Meßmedium selbst hervorgerufene Abweichung. Durch Hoehne (1971) wird dafür der Begriff der 'funktional precision' festgelegt, da diese Präzision für das im turbulenten Medium eingesetzte Gerät angegeben wird. Unter Einbeziehung systematischer Abweichungen läßt sich die Präzision (eng. precision) definieren

$$s = (c^2 - b^2)^{1/2} . \qquad (5.36)$$

Ist jedoch die Ableitung einer Abbildungsrelation gefordert, so bedient man sich Regressionsbeziehungen. Es erscheint jedoch sinnvoll, beide Regressionsgeraden zu bestimmen und eine mittlere als Vergleichsbeziehung zu nutzen (s. Foken et al., 1988), da keines der verglichenen Geräte als abhängig oder unabhängig festgelegt werden kann, weil kaum merklich niedrigere Fehler bzw. Beeinflussungen im turbulenten Stromfeld vorliegen. Letzteres Verfahren wird nachfolgend verwendet.

Der Vergleich der Propelleranemometer mit Ultraschallanemometern ist bereis im Abschnitt 5.2.2. behandelt. Eine umfassende Zusammenstellung bekannter Meßgerätevergleiche enthält Anl. 5.9.

5.7.1. Vergleich der Windgrößen

Der Vergleich der Windkomponenten, speziell der Vertikalwindkomponente, ist bislang am umfangreichsten realisiert worden. Dabei hat sich übereinstimmend gezeigt, daß gerade bei der Messung der Vertikalwindkomponente zwischen den verschiedenen Ultraschallanemometern kaum Unterschiede zu verzeichnen sind. Wenn die Vergleiche dennoch nicht immer zufriedenstellend sind, so liegt das im wesentlichen an der unter Umständen nicht senkrechten Aufstellung der Geber, wie dies für KOPEX-86 durch Foken et al. 1988 nachgewiesen werden konnte (s. a. 5.2.1.2.). Gerade wegen dieses Fehlers ist der Vertikalwind selbst nicht exakt bestimmbar, sondern nur seine Dispersion. Den Vergleich für zwei Meßgeräte zeigt Abb. 5.7. Vorliegende Ergebnisse von Meßgerätevergleichen sind in Anl. 5.10 zusammengefaßt.

Abb. 5.7: Vergleich der Streuungen der vertikalen Windge-

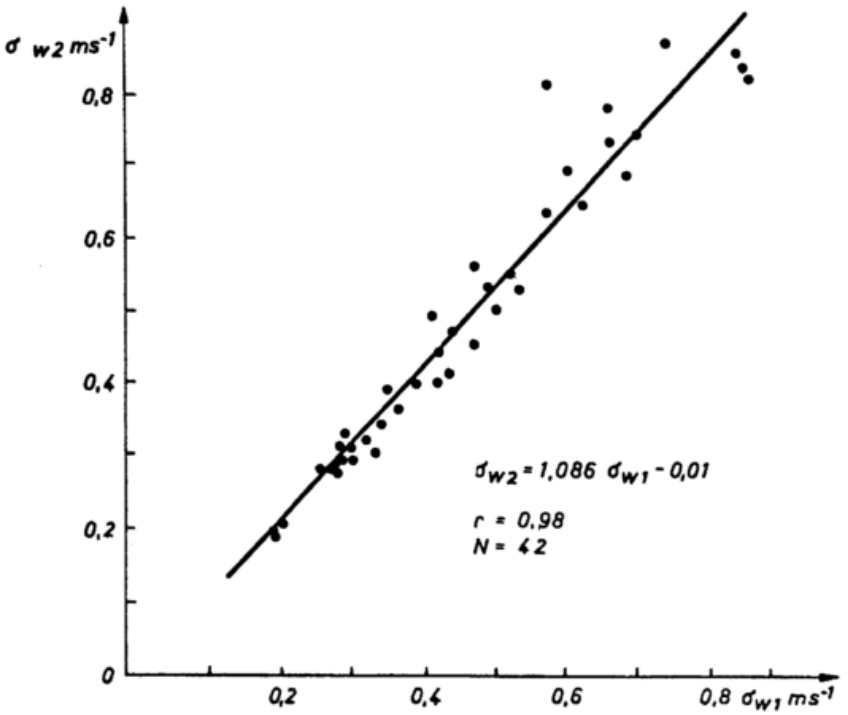


Abb. 5.7: Vergleich der Streuungen der vertikalen Windgeschwindigkeiten, gemessen mit zwei Ultraschallanemometern vom Typ Kaijo Denki DAT 310 nach Foken et al. (1988), KOPEX-86, 1: UFA, 2: MHO

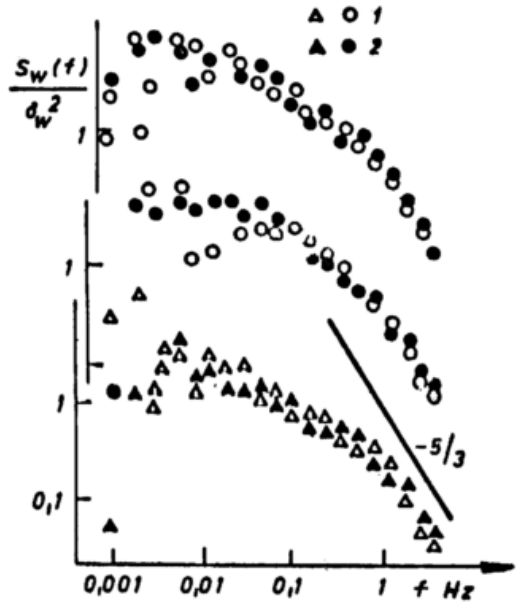


Abb. 5.8: Vergleich der Spektren der vertikalen Windgeschwindigkeit, gemessen während MESP-81 mit dem Ultraschallanemometer nach Bovševerov et al. (1974) des IFA (1) und von Kaijo Denki vom Typ PAT-311-1 des MHO (2) nach Tsvang et al. (1985)

Aus der Vielzahl der in der Literatur angegebenen Spektren gibt Abb. 5.8 ein Beispiel von MESP-81. Die Spektren zeigen eine gute Übereinstimmung im Bereich von f > 0,003 Hz. Die Abweichungen für niedrige Frequenzen sind vernachlässigbar, da dieser Bereich nur 3 % der Gesamtvarianz ausmacht.

Wenige Ergebnisse liegen von internationalen Vergleichen zum Horizontalwind und zu seiner Dispersion vor. Dabei besteht die Schwierigkeit, daß nicht immer ersichtlich ist, ob der Horizontalwind aus den beiden horizontalen Meßstrecken bestimmt wurde, oder ob die in die mittlere Windrichtung orientierte Meßstrecke (insbesondere bei Geräten nach dem Phasendifferenzverfahren) als Horizontalwind angenommen wurde. Letztere Variante bringt zumindest bei starken Richtungsschwankungen 5-10 % niedrigere Werte. Ein exaktes Vergleichsgerät fehlt, da alle Schalensternanemometer durch Overspeeding (vgl. Abschnitt 5.8.1) überhöhte Meßwerte liefern. Angaben zu den wenigen vorhandenen Meßwerten sind in Anl. 5.11 enthalten.

Für den zuverlässigen Einsatz von Ultraschallanemometern sind vorausgegangene Windkanaleichungen unerläßlich. Dabei kommt es darauf an, Meßgeber und Elektronik unter statischen Bedingungen im Komplex zu überprüfen. Die 1987 im Niedergeschwindigkeitswindkanal der TU-Dresden durchgeführte Eichung mehrerer Ultraschallanemometer vom Typ DAT und des IFA-Gerätes zeigten nach Baum et al. (1989) sehr gute Übereinstimmungen. Hinsichtlich genauerer Untersuchungen des Richtungsverhaltens wurden jedoch die Grenzen des Windkanals erreicht, der speziell für niedrige Windgeschwindigkeiten kein vollständig exaktes horizontales Strömungsfeld aufweist.

5.7.2. Vergleich der Schubspannungsgeschwindigkeiten

Die wohl problematischste Größe hinsichtlich eines Vergleichs ist die Schubspannungsgeschwindigkeit. Bei dieser Größe überwiegen die Einflüsse des turbulenten Strömungsfeldes gegenüber den Geräteeigenschaften. Ursache sind die erheblichen Unterschiede der Spektren von Vertikal- und Horizontalwind. Abweichungen im Bereich 10-30 % (vgl. Anl. 5.12) sind nahezu normal. Dabei kann ein erheblicher Beitrag am Fehlerwert durch ungenaue vertikale Orientierung der Geräte bedingt sein. Für nahezu neutrale und leicht stabile Schichtung sowie im Höhenbereich >20-50 m treten im Cospektrum von $-w'u'$ im langwelligen Spektralbereich negative Werte auf, die dann bei den integralen Größen zu Werten von $w'u' > 0$ führen.

In diesem Zusammenhang ist die Frage nach der richtigen Schubspannungsmessung interessant. Laut Definition sind eine in Richtung des mittleren Windes bestimmte Horizontalkomponente während der gesamten Meßperiode mit der Vertikalkomponente zu korrelieren. Diese Variante ist bei der rt-Datenverarbeitung nicht anwendbar, da die mittlere Windrichtung erst

nach der Messung vorliegt und der Idealfall nur bei exakter Ausrichtung der Geräte eintritt. McMillen (1988) demonstrierte, daß eine entsprechende Koordinatentransformation vor der bestimmung von $-\overline{u'w'}$ eine Erhöhung der Meßwerte bewirkt. Vor allem aber konnte gezeigt werden, daß Werte $0<-\overline{u'w'}$ im wesentlichen auf diesem Modellfehler begründet sind.

Abweichungen treten weiterhin durch die nicht richtige Ausrichtung des Gerätes in den mittleren Wind (meist $\pm$ 10-20°) oder durch die Verwendung des geräteintern berechneten Horizontalwindes (speziell bei Typenserie "DAT") auf. Der Vergleich der beiden Varianten ist in Tab. 5.8 angegeben. Dabei treten keine nennenswerten Unterschiede auf, so daß die verwendeten Verfahren für die rt-Auswertung gleichberechtigt benutzt werden können. Wie schon durch Foken und Gerstmann (1984) bemerkt, können Differenzen in der Auswertung des "PAT"-Gerätes und des IFA-Gerätes, welches während MESP-81 nur mit einer Horizontalkomponente arbeitete, nicht auf diese Bearbeitungsunterschiede, sondern nur auf interne Geräteunterschiede zurückzuführen sein.

Tab. 5.9: Vergleich der Bestimmungsvarianten der Schubspannungsgeschwindigkeit nach Meßdaten von KUREX-88
$(-\overline{w'u'})_1 = a + b \cdot (-\overline{w'u'})_2$

Vergleichsgrößen/Verfahren	a (m^2/s^2)	b	r	N
1: u-DAT 1) 2: u-xy 2)	0,005	0,982	1,000	94
1: u-DAT 1) 2: u-y 3)	0,005	0,983	0,996	72
1: u-xy 2) 2: u-y 3)	0,003	0,992	0,996	75

1) u mit Koordinatenrechner des "DAT"-Gerätes bestimmt
2) u aus x- und y-Komponente des "DAT"-Gerätes berechnet
3) y-Komponente statt u benutzt

Die Messung der Schubspannungsgeschwindigkeit ist heute noch mit dem größten Fehler behaftet. Man muß also mindestens mit 10 % unter günstigsten Bedingungen, sonst bis 20 %, rechnen. Bei Messungen in großen Höhen und bei neutraler und stabiler Schichtung versagt das Meßverfahren teilweise vollständig.

5.7.3. Vergleich der Temperaturmessungen

Bereits im Abschnitt 5.3.1. wurde darauf hingewiesen, daß Temperaturfühler aus den verschiedensten Gründen nicht unproblematisch sind, wobei für Flux-Messungen heute ausschließlich Drahtfühler verwendet werden. Dieses Resultat verdeutlicht auch Anl. 5.13. Von Foken (1989b) wurde deshalb die Forderung aufgestellt, mehr Augenmerk auf die Vereinheit-

lichung der Temperaturfühler zu richten. Mit 10-20 % Fehler muß gegenwärtig noch gerechnet werden. Zur akustischen Temperaturmessung vgl. Abschnitt 5.2.1.2.

5.7.4. Vergleich der fühlbaren Wärmeströme

Trotz vorhandener Mängel bei der Temperaturmessung gehört die Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms zu den sichersten Verfahren. Ursache sind die relativ gute Übereinstimmung zwischen Vertikalwind- und Temperaturspektrum (im Gegensatz zu den Verhältnissen bei der Schubspannungsgeschwindigkeit) und die Tatsache, daß sich Störungen in einem der beiden Meßkanäle im allgemeinen nicht auf das Korrelationsprodukt auswirken. Auch ist die horizontale Orientierung der Ultraschallanemometer bei der Bestimmung des fühlbaren Wärmestroms weitaus unkritischer. Bezüglich fühlbarer Wärmeströme, die mit der Temperaturmessung mittels Ultraschall bestimmt werden, vgl. Abschnitte 5.2.1.2. und 5.4.4. Eine Zusammenstellung der verfügbaren Ergebnisse ist in Anl. 5.14 gegeben.

5.7.5. Vergleich der latenten Wärmeströme

Vergleiche der Feuchtemeßtechnik sind relativ selten. Da sich kein Gerätesystem international durchgesetzt hat, fehlt es auch an mehrfachen Vergleichen zu bestimmten Gerätetypen. Weiterhin erschweren vorhandene Instabilitäten in der Eichung diesen Prozeß. Dennoch sind verfügbare Ergebnisse in Anl. 5.15 zusammengestellt. Die Übereinstimmung ist sehr gut (vgl. auch Begründung in Abschnitt 5.7.4.). Die Unterschiede beim Experiment Müncheberg 1984 liegen wahrscheinlich in der großen Entfernung zwischen Feuchte- und Vertikalwindmessung und Abschattungseffekten durch den Gerätekomplex begründet. Hinsichtlich des spektralen Verhaltens wurde die prinzipielle Richtigkeit des Spektrums des Lyman-Alpha-Hygrometers nach Martini et al. (1973, 1975) im Vergleich zu Messungen mit dem Lyman-Alpha-Hygrometer nach Krečmer und Karpovič (1973) durch Mücket und Foken (1980) nachgewiesen. Ergebnisse des direkten Vergleichs enthält Abb. 5.9.

Hinsichtlich der Adsorptionshygrometer zeigen die von Panin et al. (1985) während der Experimente "Kamčija-79" über dem Schwarzen Meer und in Zingst 1981 über der Ostsee durchgeführten Vergleichsmessungen, allerdings nur für 9 Meßpunkte, eine gute Übereinstimmung mit dem Lyman-Alpha-Hygrometer nach Krečmer und Karpovič (1973). Bezüglich der Spektren ergeben sich entsprechend Abb. 5.10 ähnlich gute Übereinstimmungen (Foken, 1978b; Schönfeldt et al., 1983).

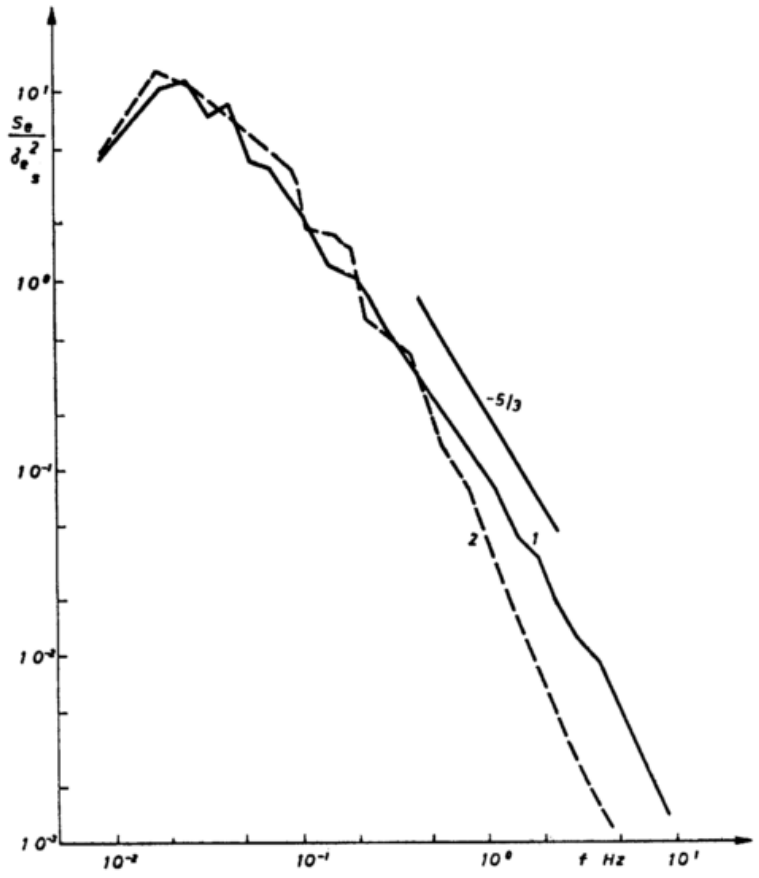


Abb. 5.9: Vergleich der normierten Energiespektren des Lyman-Alpha-Hygrometers nach Martini et al. (1973, 1975) (1) mit dem Lyman-Alpha-Hygrometer nach Krecmer und Karpovic (1973) (2) während KUREX-88

5.7.6. Zusammenfassung der Ergebnisse der Gerätevergleiche

Die vorausgegangene Zusammenstellung einer Vielzahl von in der Literatur beschriebenen Meßverfahren und von Gerätevergleichen mit eigener Beteiligung des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam bestätigt die bei Dyer et al. (1982) angegebenen Fehler für Dispersionen von 5-10 % und für Covarianzen von 10-20 %, allerdings für unterschiedliche Größen durchaus verschieden und vor allem mit unterschiedlichen Korrelationskoeffizienten bei den Vergleichen (Tab. 5.10). Dieses Ergebnis stellt die Einheit von Gerätefehlern und Anpassung an das turbulente Stromfeld dar und kann somit als durchaus nicht negativ gewertet werden. Wahrscheinlich sind auch die möglichen Grenzen bereits weitgehend erreicht, zumindest was die Ultraschallanemometer der Typenserie "DAT" betrifft.

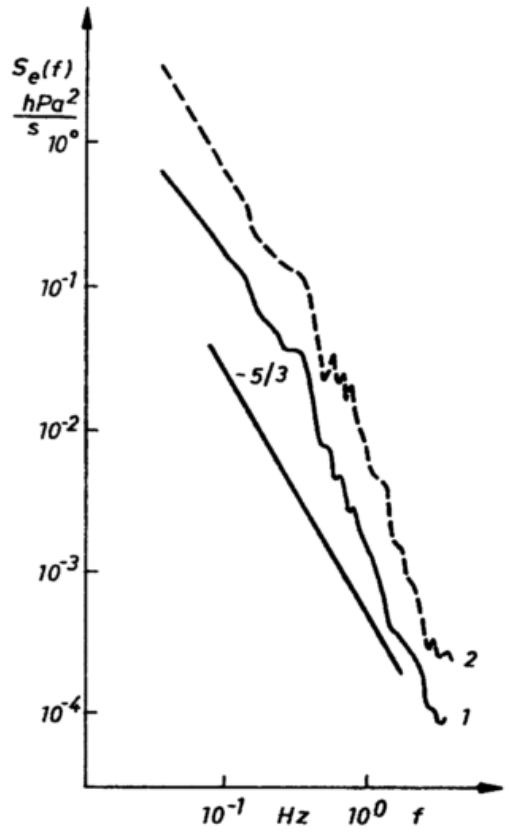


Abb. 5.10: Vergleich der Energiespektren des Lyman-Alpha-Hygrometers nach Krecmer und Karpovic (1973) (1) und des Adsorptionshygrometers nach Foken et al. (1978b) (2) nach Schönfeldt et al. (1983)

Tab. 5.10: Zusammenstellung typischer Fehler und Korrelationskoeffizienten bei Meßgerätevergleichen

Meßgröße	Fehler in %	Korrelationskoeffiz.
σ_w^2	10 - 15	0,90 - 0,95
σ_u^2	10 - 20	0,90 - 0,95
$-\overline{w'u'}$	5 - 20	0,85 - 0,95
σ_T^2	10 - 30	0,95
$\overline{w'T'}$	10 - 20	0,90 - 0,95
$\overline{w'e'}$	5 - 20	0,95

Zwangsläufig müssen ausgewählte Systeme der Turbulenzmeßtechnik für Gerätevergleiche herangezogen werden und für Fluxmessungen als Etalon fungieren. Nach den vorhandenen Erfahrungen können die in Tab. 5.11 angegebenen Geräte dafür eingesetzt werden. Im Gegensatz zu Strahlungsmessungen u. a. sind Gerätevergleiche und Anschlußmessungen an "Etalone" für Turbulenzmeßgeräte nicht geregelt. Es sollte trotzdem nachfolgendes Prinzip für Turbulenzmessungen angewandt werden:

1. Das Vorhandensein eines "Etalons" ist eine Grundvoraussetzung. Im Fall eines fehlenden "Etalons" ist der vorhandene Meßkomplex im Abstand von 1-2 Jahren mit einem "Etalon" zu vergleichen.
2. Für "Etalone" müssen Geräteeigenschaften und Einsatzbedingungen genau bekannt sein.
3. Der Vergleich von "Etalonen" möglichst verschiedener Bauarten und Betreiber ist im Abstand von 5-10 Jahren notwendig.
4. "Etalone" bzw. an "Etalone" angeschlossene Geräte sind vor jedem Meßeinsatz zu vergleichen.
5. "Etalone" bzw. an "Etalone" angeschlossene Geräte sind vor jedem Meßeinsatz unter stationären Bedingungen zu eichen (akustische Anemometer in 1-2 Jahren Abstand).
6. Es ist auch bei kommerziellen Geräten nicht möglich, sich auf publizierte Eichbeziehungen bzw. Geräteeigenschaften zu beziehen. Wegen der Kompliziertheit der Geräte und der Datenbearbeitung sind Vergleiche unbedingt notwendig.
7. Der Einsatz von Meßgeräten, die nicht an "Etalone" angeschlossen sind, ist nicht vertretbar.

Tab. 5.11: Als "Etalon" geeignete Turbulenzmeßgeräte

Geräteart	Land	Bezeichnung/Quelle
Ultraschall-anemometer	Japan	Kaijo-Denki, Typenserie "DAT" Hanafusa et al. (1980, 1982) (vorzuziehendes Gerät)
	USA	Kaimal et al. (1974)
	UdSSR	Bovševerov et al. (1973); IFA-Gerät
Widerstands-thermometer		Platin-, Nickel- oder Wolfram-Draht, Durchmesser < 20 µm
Lyman-Alpha-Hygrometer	UdSSR	Krečmer und Karpovič (1973)
	DDR	Martini et al. (1973, 1975)
	USA	AIR-LA-1, Atmospheric Instr. Res. Inc., Boulder

5.8. Meßgeräte für Profilmessungen

Die Vielzahl der vorhandenen Meßsysteme, die für Profilmessungen geeignet sind, gestattet es nicht, detaillierte Angaben zu machen. Durch Foken (1984b) wurde eine Zusammenstellung der in der DDR verfügbaren Geräte gegeben, die in erweiterter Form in Anl. 5.16 dargestellt ist. Einheitlich haben sich Schalensternanemometer gegenüber Hitzdraht- und Propelleranemometern durchgesetzt. Die Temperatur- und Feuchtemessung erfolgt mit belüfteten Meßsystemen bzw. Psychrometern, wobei im allgemeinen Widerstandsthermometern der Vorzug gegenüber Thermistoren und Thermoelementen gegeben wird. Einheitlich kann man etwa folgende Grundanforderungen festlegen:

- Relativ kleine Größe der Meßgeräte, da sie kleiner sein muß als die geringsten Abstände zwischen den Meßhöhen des Profils.
- Minimale Beeinflussung der Profilparameter durch Meßgerätegröße und durch von Meßgeräten erzeugten Luftströmungen (geringes Ansaugvolumen der Psychrometer).
- Lineare oder zumindest gut reproduzierbare Kennlinien, damit durch individuelle Geräteunterschiede keine Fehler in der Profilmessung entstehen (bei Temperatur möglichst Differenzmessung).
- Möglichst keine strömungstechnisch ungünstige Anordnung der Geber am Profilmast.
- Möglichst nur geringe Trägheit und Hysterese der Meßgeräte.
- Abtastschritt und Zeitkonstante (bzw. bei Windmeßsystemen das Produkt aus Windgeschwindigkeit und Abstandskonstante) sollten nahezu identisch sein.

Nachfolgend soll lediglich auf einige Probleme bei Schalensternanemometern und Psychrometern eingegangen werden.

5.8.1. Schalensternanemometer

Eine zusammenfassende Darstellung zum Übertragungsverhalten von Schalensternanemometern wird von Busch et al. (1980) gegeben. Bezüglich der Übertragungskennlinie der Schalensternanemometer ist zu beachten, daß diese erst für Windgeschwindigkeiten > 2-4 m/s einen linearen Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Ausgangssignal des Anemometers ergibt. Unterhalb dieser Grenze läßt sich die Eichkurve günstig durch einen exponentiellen Ansatz approximieren. Es ergibt sich somit nach Brömme et al. (1990)

$$\ln u = a_1 + b_1 \cdot \ln N, \quad N < N_{gr} , \tag{5.37}$$

$$u = a_2 + b_2 \cdot N, \quad N > N_{gr} \tag{5.38}$$

(N: Umlauffrequenz des Schalensterns, N_{gr}: Grenzfrequenz).

Die Abstandskonstante für Schalensternanemometer zum Einsatz bei Profilmessungen sollte < 1 m sein. Dies bedeutet, daß das Turbulenzspektrum noch in einem Bereich von < 0,5 Hz erfaßt

werden kann. Damit muß jedoch eine Abtastung im Abstand von 1-2 s erfolgen.

Grund für die geforderte niedrige Abstandskonstante ist ihr Einfluß auf die Überbestimmung der Windgeschwindigkeit mit dem Schalensternanemometer (Overspeeding). Schalensternanemometer laufen wesentlich schneller an als die Abnahme der Umdrehungszahl bei abnehmendem Wind erfolgt. Umfassende Untersuchungen zum Overspeeding liegen von Hyson (1972), Busch und Kristensen (1976) und Kaganov und Yaglom (1976) vor, wobei die grundlegenden theoretischen Arbeiten von Jaglom (1954) stammen. Dabei wird übereinstimmend als Approximationsformel

$$\delta_u(\%) = 0{,}3 \ldots 0{,}4 \; (\sigma_u / u)^2 \cdot 100\ \% \qquad (5.39)$$

angegeben. Nach Lindley und Bowen (1975) wird mit dem Faktor in (5.39) ein weites Spektrum an leichten Schalensternanemometern mit geringer Reibung und im allgemeinen dünnen Plasteschalen erfaßt. Für Propelleranemometer beträgt der Faktor ca. 0,1, so daß hier ein Overspeeding verhältnismäßig gering ist. Abb. 5.11 zeigt typische Werte für den Faktor $0{,}5.(\sigma_u/u)^2$ in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit. Danach ist für u > 2 m/s mit einem Overspeeding von 5-10 % zu rechnen. Für kleine Windgeschwindigkeiten können zum Teil beachtlich höhere Werte auftreten. Den Vergleich zwischen Ultraschallanemometer und MHO-Feinwindanemometer zeigt Abb. 5.12.

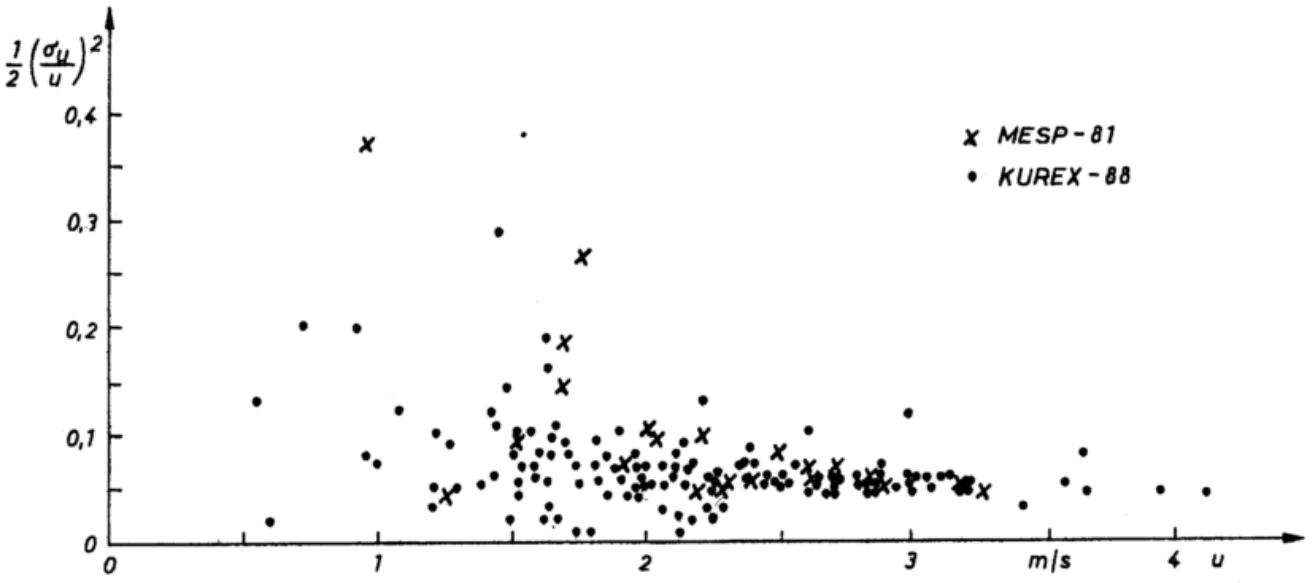


Abb. 5.11: Abhängigkeit des Faktors $0{,}5.(\sigma_u/u)^2$ von der Windgeschwindigkeit nach experimentellen Daten

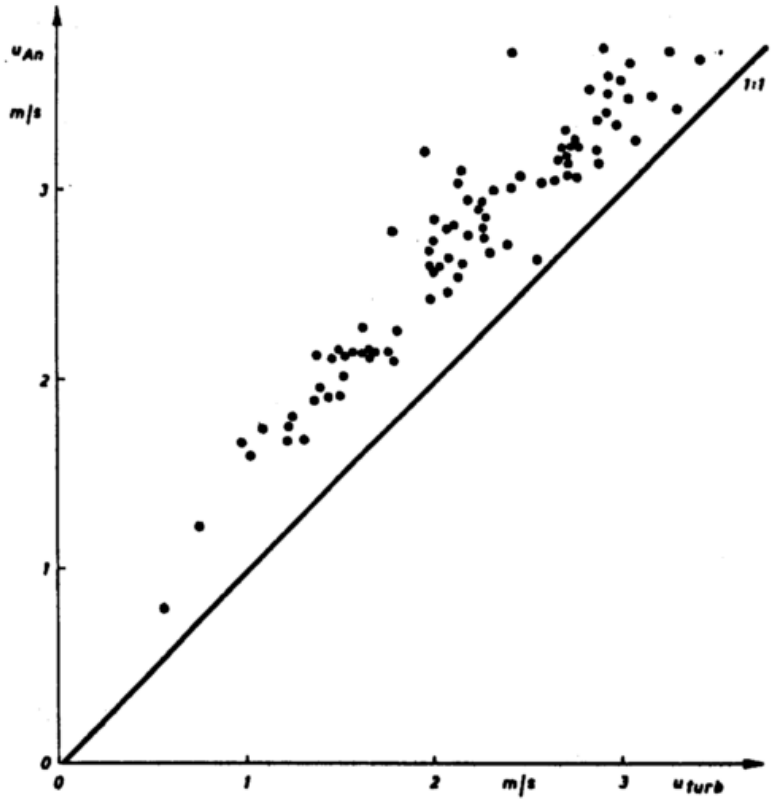


Abb. 5.12: Vergleich der mit Ultraschallanemometer u_{turb} und Schalensternanemometer u_{An} gemessenen horizontalen Windgeschwindigkeiten während KUREX-88 nach Richter (1988)

Damit wird auch aus Gründen des Overspeedings und der nichtlinearen Kennlinie die Forderung von Kaimal (1975) unterstützt, einen Einsatz der Anemometer wegen der relativ hohen Anlaufgeschwindigkeit von ca. 0,5 m bei stark variablen Winden und bei schwachen Winden nicht vorzusehen. Für höhere Windgeschwindigkeiten ist eine Korrektur des Overspeedings möglich. Die Alternative, der Einsatz von Propelleranemometern, hat sich wegen der Größe, der Richtungsabhängigkeit und der größeren mechanischen Empfindlichkeit nicht durchgesetzt. Gewisse Möglichkeiten, die dynamischen Charakteristiken von Schalensternanemometern mit einfachen Mitteln zu korrigieren, wurde von Hayashi (1987) in Abhängigkeit von Windgeschwindigkeit und Frequenz aufgezeigt.

5.8.2. Ventilierte Temperatur- und Feuchtemeßgeräte

Temperatur- und Feuchtemeßgeräte müssen in jedem Fall belüftet sein und einen z. T. mehrfachen Strahlenschutz aufweisen. Diese nahezu klassische Forderung (Albrecht, 1927, 1934) ist leider nicht immer exakt erfüllt. Für Psychrometer ist die Mindestgeschwindigkeit der Belüftung > 2,5 m/s einzuhalten. Dabei muß der Luftdurchsatz relativ klein sein, damit es zu

keiner größeren Störung der Temperaturschichtung kommt. Dies bedeutet aber nach Foken et al. (1990) auch eine Richtungsabhängigkeit bei horizontal orientierten Geräten, da je nach Windrichtung ein zusätzliches Absaugen der Luft bzw. ein Windstau erzeugt werden, im letzteren Fall also eine Minderung der Belüftungsgeschwindigkeit. Bezüglich der psychrometrischen Differenz müssen dann Fehler bis zu 10-20 % erwartet werden. Ein Ausweg besteht nur durch vertikal orientierte Psychrometer mit horizontalem Ansaugen der Luft, wie sich dies bei belüfteten Thermometern schon voll durchgesetzt hat. Leider fehlt es hier bislang an geeigneten Geräten, so daß selbst diese klassischen Temperatur- und Feuchtemessungen heute immer noch nicht voll für den Bereich der mikrometeorologischen Untersuchungen befriedigen können. Psychrometer sind in jedem Fall hinsichtlich der internen Wärmeleitungsprozesse derart aufzubauen, daß die übliche Psychrometerkoeffizient (s. Sonntag, 1982) erreicht wird. Eine gerätespezifische Psychrometerkonstante, die im allgemeinen auch nicht sehr stabil ist, wird nicht empfohlen.

Die Bestimmung von anderen Gasen außer Wasserdampf ist nach der Profilmethode weitaus besser möglich als nach der Fluxmethode, da hier nicht so hohe Forderungen bezüglich der Zeitkonstante bestehen. Dafür stehen jedoch höhere Forderungen hinsichtlich der absoluten Genauigkeit, da die zu messenden Gradienten relativ klein sind.

5.8.3. Notwendige Auflösung der Meßwertgeber

Zur Untersuchung der notwendigen Gebergenauigkeiten bei akzeptablen Fehlerwerten der Energieaustauschströmen wird für den quasi-neutralen Fall von Gleichungen (3.21) bis (3.24) ausgegangen:

$$u_* = \frac{æ}{\ln (z_2/z_1)} \cdot \Delta u \,, \qquad (5.40)$$

$$\overline{w'T'} = \frac{æ^2 \cdot \alpha_o^H}{\ln (z_2/z_1)} \cdot \Delta u \cdot \Delta T \,, \qquad (5.41)$$

$$\overline{w'e'} = \frac{æ^2 \cdot \alpha_o^E}{\ln (z_2/z_1)} \cdot \Delta u \cdot \Delta e \,. \qquad (5.42)$$

Diese Beziehungen sollen für die Fehlerbetrachtungen ausreichen, da bei geringen Meßhöhen für nichtneutrale Profile keine wesentlichen Abweichungen auftreten. Prinzipiell gilt für die Profilmethode die Fehlerabschätzung nach Foken und Skeib (1980). Ungünstig wirkt sich bei der Parametrisierung nach den Gleichungen (5.40) bis (5.42) aus, daß nur Messungen in zwei Höhen vorliegen. Dies ermöglicht aber andererseits die unmittelbare Differenzmessung, die genauer ist als die

Tab. 5.12: Auflösbare Schubspannungsgeschwindigkeitsdifferenzen bei einem maximalen Fehler von 10 % und zwei Meßhöhen im Verhältnis 8:1, nach Foken und Richter (1990)

maximaler absoluter Fehler der Anemometer m/s	noch auflösbare Differenz m/s	unterster meßbarer Wert m/s
0,01	0,002	0,04
0,02	0,004	0,08
0,05	0,010	0,20
0,10	0,020	0,40

Tab. 5.13: Auflösbare Differenzen des fühlbaren Wärmestroms bei einem maximalen Fehler von 10 %, einem Verhältnis der beiden Meßhöhen von 8:1 und einer Schubspannungsgeschwindigkeit von 0,20 m/s nach Foken und Richter (1990)

maximaler absoluter Fehler des Temperaturmeßgerätes K	noch auflösbare Differenz m.K/s	W/m^2	unterster meßbarer Wert m.K/s	W/m^2
0,01	0,001	1,2	0,02	24
0,02	0,002	2,4	0,04	48
0,05	0,005	6,0	0,10	120
0,10	0,010	12,0	0,20	240

Absolutmessung und somit den Nachteil der geringen Anzahl Meßhöhen zumindest teilweise kompensiert, so daß die Ergebnisse allgemein auch für Profilmessungen gelten. Auf der Grundlage obiger Gleichungen sind in den Tab. 5.12 und 5.13 die noch auflösbaren Schubspannungsgeschwindigkeitsdifferenzen und Differenzen des fühlbaren Wärmestroms bei unterschiedlicher Auflösung der Meßgeräte und bei einem Höhenverhältnis 8:1 (z. B. 2,0 m und 0,25 m) mitgeteilt. Bei einem Verhältnis von 4:1 sind die Werte um etwa den Faktor 4/3 größer, also ungünstiger. Aus den Tabellen ist somit ersicht-

lich, daß für die Windmessung eine Auflösung von mindestens 0,05 m/s und für die Temperaturmessung von mindestens 0,05 K gefordert werden muß. Eine weitere Verbesserung ist sehr wünschenswert, obwohl dies meßtechnisch wahrscheinlich nur bei der Windmessung realisierbar ist. Unter diesen Bedingungen kann die Parametrisierung Ergebnisse mit vergleichbarer Genauigkeit zu anderen Verfahren liefern. Für den latenten Wärmestrom gelten die gleichen Aussagen wie für den fühlbaren Wärmestrom.

5.9. Geräteaufstellung

5.9.1. Höhenfestlegung der Meßwertgeber

Für Fluxmessungen ist eine exakte Höhenbestimmung nicht das entscheidende Problem. Demgegenüber ist bei Profilmessungen und beim Parametrisierungsverfahren der Einfluß der Meßhöhen auf das Endergebnis von erheblicher Bedeutung. Unabhängig davon, ob die beiden Meßhöhen explizit in die Parametrisierungsformel eingehen oder ob das Verhältnis der Aufstellungshöhen $m=z_2/z_1$ Berücksichtigung findet, ist die Höhenbestimmung der Meßwertgeber von besonderer Bedeutung für die Genauigkeit des Meßverfahrens. Dies bedarf aber insbesondere einer exakten Festlegung des Nullniveaus (Verschiebungshöhe), speziell aus dem Grund, da wegen der möglichen Ausbildung interner Grenzschichten (vgl. Abschnitt 4.1.) die Meßhöhen trotz eines möglichst großen Verhältnisses klein gehalten werden müssen. Es liegt somit auf der Hand, als einschränkende Bedingung für das Parametrisierungsverfahren Verschiebungshöhen (vgl. Abschnitt 4.2.2.) wesentlich kleiner als die Meßhöhen zu fordern. Dabei kommt im wesentlichen kurzer Rasen in Betracht. Abb. 5.13 gibt die möglichen Fehler auf Grund einer Unsicherheit der Höhenbestimmung an. Somit ergibt sich bei einer unteren Meßhöhe von 0,2 m mindestens die Forderung nach einer Genauigkeit von 2 cm für die Parametrisierung der Schubspannungsgeschwindigkeit und von 1 cm für den fühlbaren Wärmestrom.

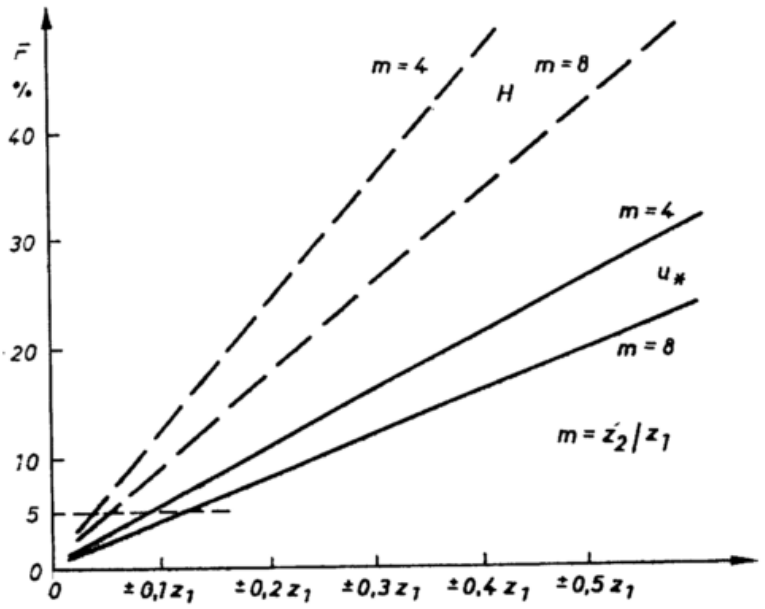


Abb. 5.13: Bestimmung des Fehlers bei der Schubspannungsgeschwindigkeits- und Wärmestrombestimmung infolge Ungenauigkeit einer Meßhöhe nach Foken und Richter (1990)

Auch bei der Parametrisierung mittels Messung in einer Höhe über Wasser ist der Höhenbestimmung eine besondere Beachtung beizumessen. Dies gilt vor allem dann, wenn für die Bewegung der Wasseroberfläche ζ die Bedingung $\zeta << z$ nicht erfüllt ist. Man muß dabei aber zwischen dem feststehenden und dem mit der Wasseroberfläche sich bewegenden Geräteträger unterscheiden. Im ersten Fall ergibt sich für die Höhe $z = z' + \zeta$, wobei die Elongation der Wasseroberfläche von der mittleren Wasserhöhe gerechnet wird. Diese Methode kann dem Euler'schen Verfahren der Beschreibung physikalischer Prozesse gleichgesetzt werden. Auswertetechnisch einfach, aber meßtechnisch kompliziert ist der mit der Wasseroberfläche sich bewegende Geräteträger zu handhaben, so daß $z=z'$ gilt. Dies könnte man mit der Laplace'schen Beschreibungsweise vergleichen, wenn man davon absieht, daß sich der Geräteträger nicht mit der horizontalen Oberflächenströmung bewegt. Eine weitere Abweichung besteht darin, daß durch die Trägheit und Größe des Geräteträgers ein bestimmter Frequenzbereich der Bewegungen ausgefiltert wird. Es ergibt sich daher als Fehlerwert

$$z - z' = \zeta \cdot \tau \; (1 - \exp(-t/\tau)) \qquad (5.43)$$

mit t als Zeit seit dem Auftreten der Oberflächenanhebung und τ als Zeitkonstante des Systems. Im praktischen Fall werden über dem Meer sowohl feste Masten als auch sich gut der Wellenbewegung angepaßte und neigungsstabilisierte Bojen eingesetzt. Spektrale Messungen an bewegten Geräteträgern weisen im allgemeinen eindeutige Piks auf, zu deren Korrektur durch Volkov et al. (1974) ein entsprechendes Ausgleichsverfahren vorgestellt wurde. Treten diese Piks auch bei den Cospektren auf, so sind auch die integralen Flüsse entsprechend zu korrigieren. Häufig werden auch Parametrisierungsverfahren auf Schiffsbeobachtungen angewandt. Dabei trifft in Abhängigkeit von der Wellenperiode und der Schiffsgröße eine der beiden Fehlervarianten zu. Mittels Sensitivitätstest an dem im Abschnitt 3.3.1. beschriebenen Modell konnten Wendisch und Foken (1989) bezüglich einer ungenauen Höhenbestimmung bei Schiffsmessungen von 10 $\pm$ 2 m nachweisen, daß der Anteil des Höhenfehlers am Gesamtfehler unter 5-10 % liegt. Lediglich bei stabiler Schichtung erreicht er bis zu 50 % des Gesamtfehlers. Somit ist über dem durch interne Grenzschichten nicht beeinflußten Meer gerade die Wahl einer großen Meßhöhe (jedoch noch in Bodenschicht) von ca. 10-15 m von Vorteil.

5.9.2. Einflüsse von Geräteträgern

Geräteträgereinflüsse gehören nicht nur zu den kompliziertesten Einflußgrößen auf Energieaustauschmessungen, sondern auch zu den am wenigsten untersuchten. Dieser Sachverhalt ist um so gravierender, da Einflüsse von Geräteträgern möglicherweise nicht zu unterscheiden sind von anderen Fehlern und beispielsweise bei Ultraschallanemometern mindestens von der Größe der Neigungsfehler sind. Einzelne vorliegende Befunde sind kaum zu verallgemeinern. Beim Vergleich von in-situ

Messungen mit Windkanaluntersuchungen gelangt man an die Grenze bezüglich der Vergleichbarkeit der Reynolds-Zahlen.

Durch Wucknitz (1980) wurde eine Überblicksdarstellung gegeben, die zumindest auf zwei Einflußfaktoren hinweist: Geräteträger zeigen eine Stauwirkung, die zu einer Auffächerung der Stromlinien und damit zu einer Neigung dieser führen. Zweitens entsteht nach dem Hindernis ein 'Kielwasser'-Bereich, der diese Auffächerung unterstützt. Letzterer ist wesentlich vom Turbulenzgrad und der Reynolds-Zahl abhängig und nur schwer modellierbar. Vielfach werden auch Gittermasten als Geräteträger verwendet. Für diese lassen sich die Zylinderumströmungsmodelle für Rohrmasten mit verringerten Radien (effektive Radien) übernehmen. Kompliziert werden die Rechnungen vor allem durch die zusätzlichen Einflüsse der Meßgeräte selbst.

Die gegenwärtig wohl am günstigsten zu übernehmenden Untersuchungen liegen von Dyer (1981) vor. Er untersuchte im Wind- und Wasserkanal Umströmungseigenschaften am Kaijo-Denki-Ultraschallanemometer, wie sie während ITCE-76 festgestellt wurden. Dabei ging es um die Klärung von 2,4° geneigten Stromlinien, die jedoch nur teilweise erfolgen konnte. Betrachtet man entsprechend Abb. 5.14 eine Anordnung mit senkrechter Anbringung der Meßgeräte (φ =90°) an einem horizontalen Träger, so erhält man als Beziehung zwischen den gemessenen Horizontal- und Vertikalwindgeschwindigkeiten u_m und w_m und den wahren Windgeschwindigkeiten u und w folgende Beziehungen:

$$u_m = u \left(1 + \frac{\cos\varphi}{\gamma . r/a} \right), \qquad (5.44)$$

$$w_m = w + \frac{\cos\varphi}{\gamma . r/a} . \qquad (5.45)$$

Dabei ist γ eine im Windkanal zu bestimmende Größe im Bereich 1...10. Dyer (1981) gibt für seine Anwendung γ =1,4 an. Alle anderen Größen sind Abb. 5.14 zu entnehmen. Als Winkel der mittleren Neigung der Stromlinien ergibt sich dann

$$\tan\beta = \frac{w_m}{u_m} = \frac{\sin\varphi}{\cos\varphi + \gamma . r/a} . \qquad (5.46)$$

Dyer (1981) konnte weiterhin zeigen, daß eine Korrektur statt mit den angegebenen Umströmungsgleichungen auch mit den Beziehungen für die Geräteneigung in etwa gleichem Maße möglich ist. Dabei wird der Neigungswinkel ϑ nur entgegengesetzt orientiert angegeben

$$\tan\vartheta = -w_m / u_m . \qquad (5.47)$$

Anlage 5.17 enthält die für eine Korrektur notwendigen Gleichungen.

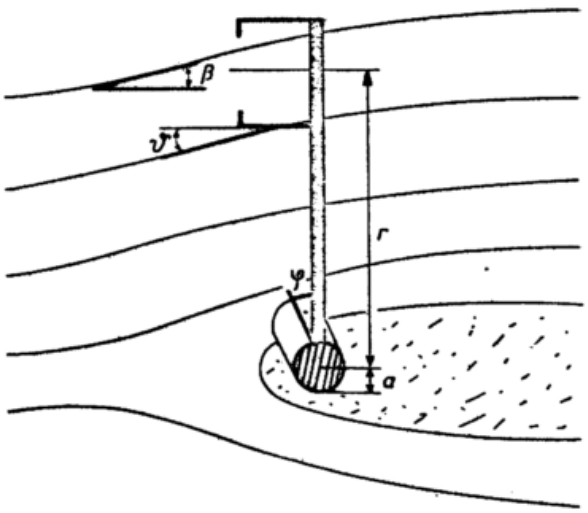


Abb. 5.14: Schema bei der Umströmung eines Geräteträgers

Eigene Erfahrungen zu dieser Problematik zeigen, daß sich nach Windkanaluntersuchungen (vgl. Baum et al., 1989) für die Kaijo-Denki Ultraschallanemometer etwa Stromlinienneigungen von 2,5° ergeben. Dabei sind jedoch 1,5° durch eine Neigung der Stromlinien im Windkanal selbst bedingt. Mit einem Fehlerwert von 1° wird aber durchaus das Ergebnis von Dyer (1981) bestätigt.

Nicht ganz unproblematisch ist auch die Konfiguration des Meßwertgebers. Högström (1982) konnte für das mit einer Windfahne gekoppelte Hitzdrahtanemometer der Universität Uppsala zeigen, daß durch Veränderungen in der Gerätekonfiguration merkliche Verbesserungen bezüglich des Neigungsfehlers auftraten. In diesem Sinne muß die starke vertikale Halterungsstange des Kaijo-Denki-Ultraschallanemometers als eine Störquelle mit nicht zu vernachlässigendem Einfluß betrachtet werden.

Die gesamte Problematik des Masteinflusses ist den Experimentatoren vor allem durch die Kritik von Wieringa (1980) am Kansas-Experiment, welches bis heute noch für viele Grundbeziehungen zu universellen Funktionen und zur Parametrisierung von Spektren herangezogen wird, besonders augenfällig geworden. Auch wenn durch Wyngaard et al. (1982) eine gewisse Abschwächung vorgenommen wurde, lassen sich die Vorwürfe von Wieringa (1980, 1982) nicht ganz von der Hand weisen, zumal die durchgeführten Korrekturen (auch bezüglich Overspeeding)

für universelle Funktionen und die von-Kármán-Konstante (vgl. Abschnitt 2.3.1.) zu übereinstimmenden Werten mit anderen Experimenten führten. Obwohl die Problematik des Kansas-Experimentes nicht endgültig geklärt ist und auch von Wyngaard et al. (1982) nur ein Ausweg in einer Wiederholung unter günstigeren Aufstellungsbedingungen gesehen wurde, wird vielleicht gerade hier der Aussagewert des in der Einleitung genannten Zitates von Hicks (1986) abermals deutlich. Eine Minimierung möglicher Geräte- und Geräteträgereinflüsse ist eine zwingende Forderung für alle Turbulenzmessungen. Die exakte Bestimmung möglicher Störungen sowohl im Modell als auch im Experiment wird wohl auch für die nahe Zukunft noch nicht lösbar sein.

6. Anwendungsmöglichkeiten der Energieaustauschmessungen und ihre Grenzen

6.1. Anwendungsmöglichkeiten

6.1.1. Notwendigkeit der Anwendung von Energieaustauschmessungen

In den letzten 15-20 Jahren hat sich in der Meteorologie eine Betrachtungsweise in raum-zeitlichen Maßstäben durchgesetzt. Diese betrifft nicht nur die meteorologischen Prozesse, sondern in gleichem Maße auch Meßsysteme und -verfahren. Dabei lassen sich die Energieaustauschprozesse vor allem den Meso- und Micromaßstäben zuordnen. Diese zeichnen sich nach Foken (1987, 1989c) durch eine umfassende Berücksichtigung von Grenzschichtprozessen und zunehmende Einbeziehung vertikaler Strukturen aus, wobei letztere bei Micromaßstäben sogar die horizontalen Strukturen völlig überdecken. Unter Berücksichtigung der Maßstabseinteilung nach Orlanski (1975) ist dies in Abb. 6.1 veranschaulicht. Dabei entspricht die Berücksichtigung der Energieaustauschprozesse etwa der Notwendigkeit der Einbeziehung vertikaler Strukturen. Gleichzusetzen mit den Energieaustauschströmen ist die im allgemeinen benötigte Schichtung der unteren Luftschichten, auch wenn diese häufig nicht aus den Strömen, sondern mittels z. T. einfacher Parametrisierungen ermittelt wird.

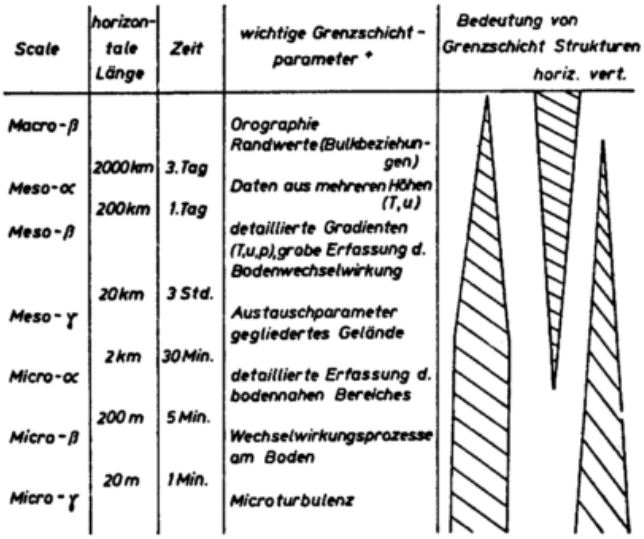


Abb. 6.1: Maßstabszuordnung von Grenzschichtprozessen nach Foken (1987, 1989c)

Die aufgezeigte Notwendigkeit der Einbeziehung von Energieströmen ist aber bei weitem nicht identisch mit der praktischen Realisierung in den entsprechenden Maßstabsbereichen. Während man in den Bereichen micro-α und micro-β ohne Ener-

gieaustauschströme keinesfalls arbeiten kann, wird in größeren Maßstabsbereichen immer wieder versucht, ohne diese Größen "auszukommen" oder sie in sehr einfacher Weise festzulegen. Die in meso-α und meso-β-Modellen verbreitete Stabilitätsbestimmung aus der Temperaturdifferenz am Boden und im untersten Radiosondenniveau (ca. 300m) enthält nicht nur die Meßfehler zweier völlig unterschiedlicher Meßverfahren, sondern bildet auch den Gradienten über mehrere Schichten unterschiedlicher physikalischer Eigenschaften. Der Stabilitätsparameter hat jedoch meist eine Definition, wie sie nur für die Bodenschicht gültig ist. Unkenntnis und fehlende Meßdaten schränken somit z. T. unbewußt die Aussagefähigkeit von meso-Modellen merklich ein. Wie die nachfolgend aufgezeigten Beispiele zeigen, bedarf es in der Zukunft in jedem Fall großer Anstrengungen, Anwender von der Notwendigkeit der Berücksichtigung des Energieaustausches zu überzeugen und Bestimmungsmethoden und Modelle auch verfahrensadäquat einzusetzen.

6.1.2. Anwendungen im Bereich der Forschung

Energieaustauschmessungen sind wegen ihres meß- und auswertetechnischen Aufwandes heute überwiegend im Bereich der Grundlagen- und angewandten Forschung anzutreffen. Dabei sind ihre Anwendungsmöglichkeiten ausgesprochen vielfältig und betreffen alle Verfahren, auch wenn die Flux-Methode bei Grundlagenuntersuchungen den eindeutigen Vorzug besitzt. Sieht man von den vielfältigen Anwendungen in den Bereichen der angewandten Meteorologie ab, so lassen sich die Forschungsschwerpunkte heute etwa in drei Komplexe unterteilen:
- Methodische Untersuchungen zu Gebereigenschaften, Meßverfahren und Anpassung der Verfahren an das turbulente Umfeld, wie sie vorwiegend in vorliegender Arbeit beschrieben werden.
- Experimente zur Untersuchung turbulenter Strukturen (Stabilitäts- und Rauhigkeitseinflüsse) im unteren Teil der atmosphärischen Grenzschicht, die auf Fragen der Schadstoffausbreitung, Belastung von Bauwerken, Windenergienutzung u. a. gerichtet sind und vor allem Datensätze für Spezialmodelle im meso-Bereich liefern sollen, wie dies beispielsweise bei KOPEX-86 der Fall war (Pretel et al., 1989).
- Experimente zur Untersuchung horizontaler Felder turbulenter Austauschströme zur Abschätzung der Gesamtenergiebilanz eines Gebietes mit Orientierung auf die Lösung von Teilkomplexen des Weltklimaprogramms (ISLSCP), wie beispielsweise KUREX-88 (Foken, 1989b).

Häufig lassen sich diese Teilkomplexe nicht voneinander trennen. Die Behandlung meßmethodischer Fragen ist Grundvoraussetzung für das Beherrschen der Messungen für beide Anwendungskomplexe. Andererseits sind Einrichtungen, die über größere experimentelle Potentiale verfügen relativ gering, so daß sie bei der Lösung von Aufgaben bei beiden Richtungen der Experimente beteiligt sind. Auf konkrete Anwendungsverfahren wird in den Abschnitten 6.2. bis 6.4. eingegangen.

6.1.3. Anwendung für Routinebeobachtungen

6.1.3.1. Messung von Größen, die dem turbulenten Austausch unterliegen

Bei der Messung vieler meteorologischer Größen müssen die im Abschnitt 4. behandelten Prozesse speziell in der Bodenschicht ebenso berücksichtigt werden, wie bei der Erfassung des turbulenten Energieaustausches. Dies betrifft vor allem jene Größen, die kräftige vertikale Gradienten aufweisen und deren Größe stark von der Umgebung (Rauhigkeit, interne Grenzschichten, Geländegliederung) abhängen. An erster Stelle ist hierbei der Wind zu nennen. Eine saubere Messung in einer Standardhöhe von 10 m bedarf einer Unterlage gleichbleibender, möglichst geringer Rauhigkeit ohne Bebauung, sonstige Hindernisse und orographische Erhebungen im Umkreis von ca. 1 km. Diese Forderung ist selbst auf Flugplätzen kaum gewährleistet. Dementsprechend sehen auch die Beobachtungswerte von Windmeßnetzen aus, da die meteorologischen Stationen im Laufe der Jahre immer weiter durch Bebauung umgeben wurden und auch Neubauten aus Kostengründen kaum im Hinblick auf eine saubere Windmessung geplant wurden. Reduzierte Windwerte und starke Windrichtungsabhängigkeiten sind die Folge. Der Versuch, dies durch größere Meßhöhen auszugleichen, bringt wegen fehlender Stabilitätsangaben zumindest bei Stunden- und Tageswerten bei einer Höhenreduktion zusätzliche Meßunsicherheiten. Ein Ausweg kann hier nur in einer feldmäßigen Betrachtung und Korrektur der Einzelmessungen gesehen werden.

Günstiger sehen die Verhältnisse bei Temperatur und Luftfeuchte aus. Die Gradienten sind geringer und gegenüber dem Mittelwert relativ klein, die Meßhöhe ist mit 2 m standardisiert, die Forderung hinsichtlich einer ungestörten Umgebung beträgt nur 50-100 m (falls darüber hinaus keine größeren Hindernisse vorhanden sind - Stadtgebietslage, Waldlichtung), und die Thermometerhütte bringt eine zusätzliche Tiefpaßfilterung mit sich. Damit liegen Meßunsicherheiten auf Grund des turbulenten Umfeldes im Fehlerbereich der Meßgeräte von ca. 0,5 K bzw. 0,5 hPa.

Weitgehend ungelöst sind die Meßbedingungen für Gasbeimengungen (außer Wasserdampf) in der Luft, die nach vorgenommener Recherche noch keiner standardisierten Meßmethodik unterliegen. Die Trockendeposition dieser Gase, für die die Erdoberfläche im allgemeinen eine Senke ist, unterliegt jedoch dem turbulenten Austausch in gleichem Maße wie fühlbare Wärme und Feuchte. Da vielfach sogar recht große Gradienten bei relativ kleinen Mittelwerten auftreten, werden die Forderungen nach Meßmethoden unter Beachtung des turbulenten Stromfeldes noch erhärtet. Als eine mögliche Beschreibung für einen Meßort kann die für Temperatur- und Feuchtemessungen gelten, wenn sie in vollem Umfang realisiert wird. Beim Absaugen eines Luftstromes ist jedoch zu beachten, daß es zu keinen merklichen Störungen der Turbulenzstruktur kommt, d. h. daß die

angesaugte Luft noch der Meßhöhe zugeordnet werden kann. Ansonsten kommt dieses Verfahren einer Tiefpaßfilterung wie bei der Thermometerhütte gleich, was im allgemeinen ja auch erwünscht ist. Dennoch muß man davon ausgehen, daß man sich meßmethodisch noch völlig am Anfang befindet. Zu wenig ist bekannt über die vertikale Struktur derartiger Felder, die vertikalen Transporte und, was keinesfalls zu unterschätzen ist, die chemischen Umwandlungen sowie die Wirkung der Unterlage als Senke. Wesentliche Fortschritte können hier nur durch relativ aufwendige Untersuchungen erreicht werden, die aber geeignete Geräte für Gradient und Fluxmessungen und die Beachtung der im Abschnitt 5.5. genannten erheblichen meßtechnischen Probleme erfordern.

Ein Sonderfall und spezielles Problem stellen Gase dar, für die die Erdoberfläche eine Quelle ist. Neben dem natürlichen Radon sind dies vor allem Schadstoffe des Straßenverkehrs und in etwas übertragenem Sinne auch niedrige Schornsteine. Wenn windgeschützte Standorte und stabile Schichtung einen Schadstofftransport unterbinden, werden diese Gase dann bis zu gefährlichen Konzentrationen angereichert, die möglicherweise weit über denen des ungestörten Geländes liegen. Derartige schadstoffexponierte Standorte bedürfen spezieller Messungen, deren Aussagen aber nur für diesen Standort gelten und nicht für ganze Gebiete verallgemeinert werden dürfen. Dies bestätigt das heterogene Bild von Schadstoffmessungen innerhalb von Stadtgebieten.

6.1.3.2. Messung des turbulenten Energieaustausches

Die direkte Bestimmung turbulenter Energieaustauschgrößen ist in den meteorologischen Routinemeßnetzen nahezu nicht realisiert. Ursache ist die historisch bedingte Ausrichtung derartiger Meßnetze auf die Messung horizontaler Felder. Einige wenige längere Zeit arbeitende Meßanordnungen zur Energeaustauschbestimmung gibt es in landwirtschaftlich orientierten Forschungseinrichtungen (z. B. Koitzsch et al., 1980), wobei vielfach Bilanzverfahren für Tages- und Monatsmittel Anwendung finden. Dies gilt auch für Fragen der Gebietsverdunstung. Dennoch gibt es seit etwa 10-15 Jahren das dringende Bedürfnis, routinemäßig und kontinuierlich turbulente Energieströme auch für Stundenwerte zu erfassen. Anwendungsbereiche sind vor allem die Modellierung im meso-Bereich, die im wesentlichen auf die Schadstoffausbreitung und Kürzestfristprognose orientiert ist, und eine Reihe technischer und landwirtschaftlicher Probleme, u. a. die Windenergienutzung und die Turbulenzbelastung von Bauwerken. Zielgrößen sind in den meisten Fällen die Bodenschubspannung und die Stabilität der Schichtung. Im Zusammenhang mit möglichen Klimaänderungen wird aber auch das Interesse an allen turbulenten Energieströmen zunehmen.

Hauptsächlich zur Anwendung kommen aerodynamische Verfahren. Dabei hat die Parametrisierung mittels Bulkkoeffizienten

(Abschnitt 3.3.3.) über dem Meer bereits eine große Verbreitung gefunden. Versuche zur Anwendung dieser Beziehungen auch über dem Land müssen wegen des erheblichen Rauhigkeits- und Stabilitätseinflusses als nicht realisierbar betrachtet werden. Gleiches gilt für die Anwendung des logarithmischen Windprofils nach der Gleichung (2.46) bzw. (4.1), da diese Gleichung wegen (4.24) faktisch identisch mit dem Bulkverfahren ist.

Mit angemessenem meßtechnischen Aufwand lassen sich Parametrisierungsverfahren mit Messungen in zwei Höhen realisieren, wie sie von Itier (1980), Lege (1981) und Skeib und Richter (1984) beschrieben wurden. Über die praktische Anwendung des letztgenannten Verfahrens ist umfassend in den Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR (1990)146 berichtet worden. Nachteil dieses Verfahrens ist aber die Notwendigkeit einer sorgfältigen Standortwahl, damit das Meßprofil keinen Störungen unterliegt. Günstigere Bedingungen in dieser Hinsicht weisen Flux-Messungen auf. Auf die mögliche operative Anwendung des Flux-Verfahrens mit Propelleranemometern wiesen Fage et al. (1984) hin. Dazu ist aber das sichere Beherrschen entsprechender Korrekturverfahren in Abhängigkeit von Meßhöhe und Stabilität der Schichtung notwendig.

Im Hinblick auf eine verstärkte Nutzung des Flux-Verfahrens für operative Zwecke, zumal die Datenbearbeitung heute mit Hilfe kleiner PC kein Hindernis mehr darstellt, wären kostengünstige Ultraschallanemometer außerordentlich wünschenswert, da sie geringe Wartungsansprüche stellen, nur weniger Korrekturen bedürfen und geringere Aufstellungsprobleme im Gegensatz zu anderen Geräten nach sich ziehen. Erst dann könnte man echt von einem Fortschritt bei der routinemäßigen Anwendung von Energieaustauschmessungen sprechen. Eine mögliche Zwischenlösung könnte mit indirekten Sondierungsverfahren erreicht werden, in dem die Strukturfunktionen zur Stabilitätsbestimmung genutzt werden, wie dies in den Abschnitten 3.4. und 3.8., aber auch bezüglich Verfahren entsprechend Abschnitt 3.9., aufgezeigt wurde.

6.2. Anwendungsmöglichkeiten verschiedener Verfahren

Im folgenden wird versucht, eine gewisse Klassifikation der Einsatzbedingungen von Energieaustauschmeßverfahren vorzunehmen, die helfen soll, Anwendungszwecke und Einsatzbedingungen optimal in Einklang zu bringen. Die für die Tabellen dieser Klassifikation notwendigen Abkürzungen und Verweise sind in Tab. 6.1 angegeben. Die Tabellen sind prinzipiell zur Übernahme als Entscheidungsprogramm für Rechner geeignet. Die angegebenen Entscheidungsvorschläge entbinden jedoch nicht davon, die genauen Bedingungen für den Einsatz der entsprechenden Verfahren entsprechend Abschnitt 3. zu berücksichtigen.

Tab. 6.1: Abkürzungen und Verweise in den im Abschnitt 6.2. enthaltenen Tabellen

Verfahren	Kurzzeichen	Abschnitt
Messung in der molekularen Grenzschicht	mG	3.5.
Flux-Methode	Fl	3.1.
aerodynamische Methoden		
Profilmethode	Pr	3.2.
Bulkverfahren	Bu	3.3.3.
Parametrisierungsverfahren (2 Meßhöhen)	Pa	3.3.2.
Bilanzverfahren	Bi	3.6.
Energiedissipationsmethode	Di	3.4.
Strukturfunktionen	St	3.8.
integrale Turbulenzcharakteristiken	iT	3.9.
ageostrophische Methode	ag	3.7.

Erläuterung zur Kennzeichnung in den Tabellen:

O voll anwendbares Verfahren

o eingeschränkt anwendbares Verfahren

() Beachtung des entsprechenden Abschnittes im Kapitel 3. und 4.

6.2.1. Anwendungsgebiete verschiedener Verfahren

Über die Anwendbarkeit eines Energieaustauschverfahrens entscheiden in erster Linie die konkreten Einsatzbedingungen (vgl. Abschnitt 6.2.2.) und ihre meßtechnische Realisierbarkeit (vgl. Abschnitt 6.3.). Die in Tab. 6.2 gegebene Zuordnung der Meßverfahren zu den Anwendungsgebieten kann nur ori-

Tab. 6.2: Zuordnung der Meßverfahren für verschiedene Anwendungsgebiete (Erklärungen s. Tab. 6.1)

	mG	Fl	Pr	Bu	Pa	Bi	Di	St	iT	ag
Grundlagenforschung (allgemein)	o	O	O	o	o	o	o	o	o	
Grenzschicht-experimente	o	O	O		o		o	o	o	
Klimaexperimente		O	O	o	o	o				
angew. Forschung										
Landwirtschaft			o		O	O				
Hydrologie				o	o	O				
Schadstoffausbreitung		o	o		o		o	o	o	
Routineeinsatz										
Meßnetzte				O	o	o				
Überwachungssyst.		o			O	o	o	o	o	
Prognosemodelle					o		o	o	o	(o)

entierenden Charakter haben. Vorzug bei Grundlagenforschungen genießt vor allem die Flux-Methode als direktes Verfahren mit großem Einsatzbereich und geringen Einschränkungen und Fehlern. Der relativ hohe meßtechnische und finanzielle Aufwand ist dabei erst in zweiter Linie bedeutsam. Ähnlich verhält es sich mit Profilmessungen. Die Einschränkungen bei diesem Verfahren sind größer, jedoch ist das Verfahren wesentlich billiger. Alle anderen Verfahren sind nur für die Erfassung von Rahmenparametern geeignet. Für die meisten Aufgaben der angewandten Meteorologie sind Parametrisierungsverfahren und traditionsgemäß Bilanzmethoden häufig noch ausreichend. Ähn-

lich verhält es sich beim anzustrebenden Routineeinsatz von Energieaustauschmessungen. Im Zusammenhang mit der hohen Verfügbarkeit bodengebundener indirekter Sondierungsverfahren gewinnen Verfahren, die auf der Bestimmung mittels Strukturparameter und Dispersionen turbulenter Größen beruhen, an Bedeutung. Ein mögliches Schema der Energieaustauschbestimmung aus Doppler-SODAR-Messungen zeigt Abb. 6.2.

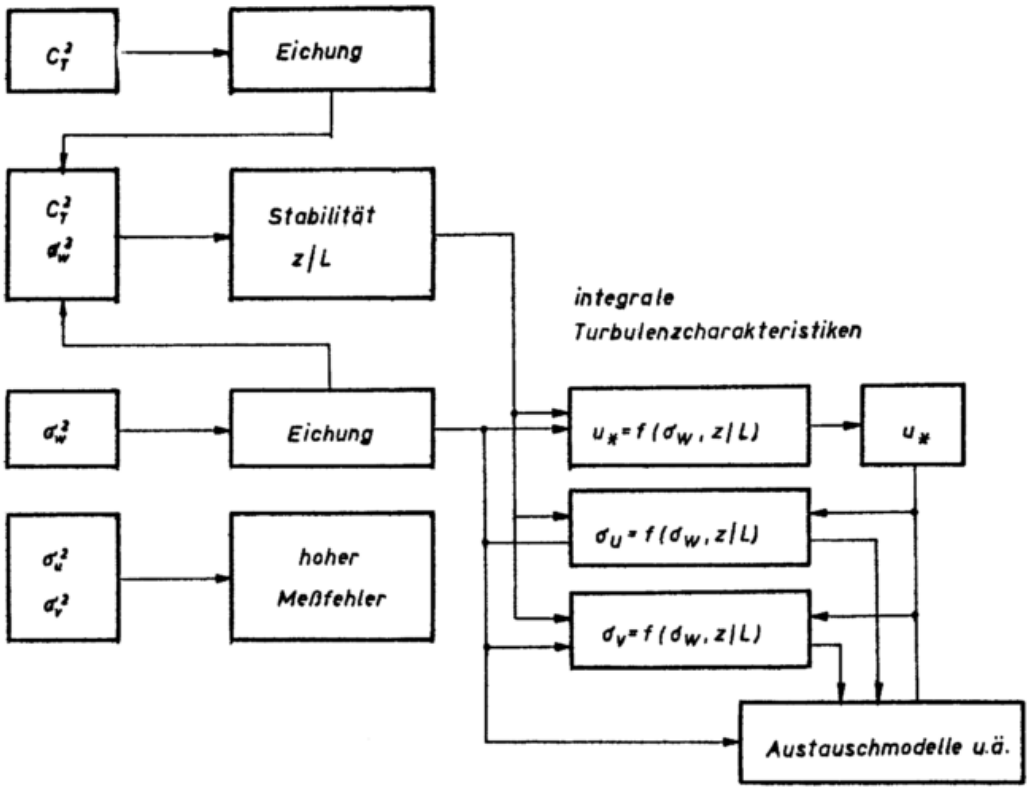


Abb. 6.2: Nutzung von Strukturfunktionen und integraler Turbulenzcharakteristiken zur Auswertung von Doppler-SODAR-Messungen nach Foken et al. (1989)

6.2.2. Anwendungsbereiche verschiedener Verfahren

Die Anwendbarkeit der Energieaustauschmeßverfahren ist wegen ihrer theoretischen Grundlagen auf bestimmte Schichten der atmosphärischen Grenzschicht beschränkt (Tab. 6.3). Das gilt insbesondere für alle aerodynamischen Verfahren oder Verfahren, die teilweise diese Ansätze nutzen (Bilanzmethode, Dissipationsmethode), und die nur in der Prandtl-Schicht (einschließlich dynamische Unterschicht) verwendet werden können. Bestimmungsmethoden mit Strukturfunktionen sind auf konvektive Bedingungen, d. h. meist Höhen über 20 m, beschränkt. Lediglich die Fluxmethode kann als universell einsetzbar betrachtet werden, auch wenn es in größeren Höhen (>50 m) gerade bei der Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit Probleme gibt (vgl. Abschnitt 5.7.2.). Natürlich können die

oberhalb der Prandtl-Schicht gewonnenen Werte nicht mehr den Bodenwerten zugeordnet werden.

Tab. 6.3: Zuordnung der Meßverfahren entsprechend der Schichteneinteilung der atmosphärischen Grenzschicht (Erklärungen s. Tab. 6.1)

	mG	Fl	Pr	Bu	Pa	Bi	Di	St	iT	og
molekulare Grenzschicht	o									
zähe Zwischenschicht										
dynamische Unterschicht		O	O	O	O	O	O		O	
Prandtl-Schicht		O	O	O	O	O	O	o1	O	
Oberschicht (unterer Teil)		O					o2	O1	o	(o)

1) konvektive Bedingungen notwendig
2) bedingt anwendbar, Voraussetzungen nicht voll erfüllt

Bei Messungen in der Bodenschicht kommen zusätzliche Einschränkungen durch die Unterlage hinzu. Diese Einschränkungen betreffen wieder vor allem alle aerodynamischen Methoden, da sie eine exakte Höhenzuordnung erfordern. Diese wird besonders bei hohen Rauhigkeiten und Verschiebungshöhen nicht mehr gewährleistet. Von erheblicher Bedeutung ist die Kenntnis der Höhen interner Grenzschichten, da aerodynamische Verfahren exakt unterhalb oder oberhalb (hier reichen jedoch meist die Gradienten zur Energieaustauschbestimmung nicht mehr aus) interner Grenzschichten durchzuführen sind. Bei als quasi-Punktmessungen realisierten Verfahren ist zumindest zu beachten, daß sich die Ströme unterhalb und oberhalb interner Grenzschichten merklich unterscheiden können und im unmittelbaren Grenzschichtbereich Instationaritäten möglich sind, so daß man auch hier entsprechend dem Ziel der Messungen eine exakte Zuordnung der Geber bezüglich der Lage interner Grenzschichten anstreben sollte. Die Einflüsse der Unterlage sind in Tab. 6.4 zusammengestellt.

6.2.3. Geländebonitierung zur Anwendung der Verfahren

Möglichkeiten einer physikalisch begründeten Geländebonitierung für Wind- und Windprofilmessungen wurden in mehreren unveröffentlichten (im Literaturverzeichnis nicht aufgeführten) Arbeiten am Meteorologischen Hauptobservatorium Potsdam untersucht (Foken, 1982; Götschmann, Kirchner, Foken,

Richter, 1983; Richter, 1988, 1989). Ausgangspunkt für diese Arbeiten war die WMO-TN-175 (1981) und die dort enthaltenen Beispiele zur Geländecharakterisierung. Eine Übertragng dieser Bonitierungsrichtlinien auf die Meßbedingungen für Flux- und aerodynamische Messungen ist in Anlage 6 gegeben. Dabei wurden quantitative Aussagen zu internen Grenzschichten und zur Unterlage, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten herausgearbeitet wurden, sowie die im Abschnitt 6.3. behandelten Aussagen zu Meßhöhen und zur Meßtechnik mit berücksichtigt.

Tab. 6.4: Anforderungen der Verfahren an die Unterlage bei Messungen in der Bodenschicht (Erklärungen s. Tab. 6.1)

	mG	Fl	Pr	Bu	Pa	Bi	Di	St	iT	ag
Wasseroberflächen:										
wenig bewegt u < 6 m/s	o	O1	O1	O	O1	o	O		O1	
stark bewegt u > 6 m/s		O1	o1	o		o	O		o1	
Landoberflächen:										
in und unmittelbar über Pflanzenbeständen		o					o			
oberhalb von Pflanzenbeständen und unterhalb interner Grenzschichten										
z_B < 1 m		O	O		O	O	O		O	
z_B > 1 m		O				o	O	o2	O	
oberhalb interner Grenzschichten		O	o			o	O	o2	O	
genaue Lage der internen Grenzschicht notwendig		(n)	j	j	j	j	(n)	(n)	(n)	
starke Geländegliederung		O				o	o	o2	o	

1) neigungsstabilisierte Geräteträger erforderlich
2) konvektive Bedingungen erforderlich
j: ja
n: nein

6.3. Geräteeinsatz für verschiedene Verfahren

6.3.1. Anwendungsgebiete der Gerätetechnik

Die im Abschnitt 5. behandelte Meßtechnik ist meist sehr speziell auf verschiedene Anwendungsgebiete zugeschnitten. Dies betrifft sowohl die Flux-Meßtechnik (vgl. Abschnitte 5.1 bis 5.5) als auch Technik für aerodynamische Verfahren (vgl.

Tab. 6.5: Zuordnung der Meßgerätetechnik zu den Meßverfahren (Erklärungen s. Tab. 6.1)

	mG	Fl	Pr	Bu	Pa	Bi	Di	St	iT	ag
vorwiegend Fluxmeßtechnik:										
Ultraschallanem.		O	o	o	o	o	O		O	
Propelleranemometer		O	o	o		o	o		o	
Hitzdrahtanemometer		O	o				O			
empfindl. Thermom.	o	O					O	O	O	
Lyman-Alpha-Hygr.		O	o	o	o		O		O	
IR-Hygrometer		O		o			o		o	
Adsorptionshygrom.	(o)	o					o			
vorwiegend Meßtechn. für aerodyn. Verf.										
kleine Psychrom.			O	O	O	O				
ventil. Thermom.			O	O	O	O				
empfindl. Anemom.			O	O	O	O				(o)
indirekte Sondierungstechnik										
Vertikal-SODAR *)							o	O		
Doppler-SODAR *)							O	O	O	(o)
LIDAR									O	

*) geeichter Kanal des Rückstreuechos

Abschnitt 5.8). Dennoch besteht für die Flux-Meßtechnik eine durchaus allgemeinere Anwendung. Dies betrifft speziell die in den Abschnitten 3.4., 3.8. und 3.9. behandelten Methoden, denen Dispersions- und Strukturfunktionsmessungen zugrunde liegen. Hierfür eignen sich aber auch indirekte Meßverfahren. Einen Überblick zu möglichen Zuordnungen gibt Tab. 6.5.

6.3.2. Anwendungsgrenzen der Meßgerätetechnik

Auf die bei der Meßgerätetechnik für aerodynamische Verfahren vorhandenen Anwendungsgrenzen und speziellen Fehlermöglich-

Tab. 6.6: Einsatzgrenzen von verschiedenen Fluxmeßgeräten

Geber	Abk.	Einsatz-höhe	Frequenz	Richtungs-abhängig-keit	routine-mäßige Anwendung
Ultraschallanem.	UA	>2...4 m	< 20 Hz	abhängig vom Typ	richtungs-unabh. Typ
Propelleranem.	PA	>4..10 m	< 1 Hz	nein	ja, hoher Wartungs-aufwand
Hitzdrahtanem.	HA	>0,01 m	< 100 Hz	ja	nein
				Strahlungs-fehler	
empfindl. Wid.-Thermometer	WT	>0,01 m	< 100 Hz	nein (d<20/um)	ja, sehr empfindl.
empfindl. Ther-mistor	TT	>0,05 m	< 1 Hz	ja !	ja, jedoch für Flux-verfahren
empfindl. Ther-moelement	TE	>0,01 m	< 10 Hz	ja !	wenig ge-eignet
Lyman-Alpha-Hygr.	LH	>1...2 m	< 100 Hz		ja
IR-Hygrometer	IH	>2...4 m	< 10 Hz		ja
Adsorptionshygr.	AH	>0,05 m	< 1 Hz		nein
empfindl. Psychr.	PH	>1...2 m	< 1 Hz	ja !	nein
Absorptionsmeß-geräte für ver-schiedene Gase	Ab	>2...4 m	< 1 Hz		prinzi-piell ja

keiten wurde bereits im Abschnitt 5.8. eingegangen. Bei der Vielfalt der Geräte muß eine Entscheidung vom konkreten Gerätetyp abhängig gemacht werden. Wesentliche Forderungen sind:

- Niedrige Anlaufschwelle und geringes Overspeeding bei Anemometern.
- Relativ kleine Gerätegröße gegenüber dem Höhenabstand der einzelnen Profilmeßhöhen.
- Bei ventilierten Thermometern und Psychrometern geringer Luftdurchsatz, um eine eindeutige Höhenzuordnung der Geräte zu gewährleisten.
- Bei Thermometern und Psychrometern guter Strahlungsschutz und keine Windrichtungsabhängigkeit (bezüglich Ventilationsgeschwindigkeit.

Tab. 6.7: Zuordnung der Gerätetechnik zu speziellen Einsatzbedingungen (vgl. Tab. 6.4, Erklärungen s. Tab. 6.1 und 6.6)

	UA WT	PA WT	HA WT	UA LH	PA LH	UA IH	PA IH	HA AH	UA Ab	PA Ab
Meßhöhe										
> 0,01...0,1 m			O					O		
> 2...4 m	O		O	O		O		O	O	
> 4...10 m	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O
Wasseroberflächen *)										
wenig bewegt u < 6 m/s	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O
stark bewegt u > 6 m/s	O	O	o	O	O	O	O	o	O	O
Landoberflächen										
in und unmittelbar über Pflanzenbest.			o					o		
oberhalb von Pflanzenbeständen	O	O	O	O	O	O	O	O	O	O

*) neigungsstabilisierter Geräteträger notwendig

Weitaus konkreter lassen sich die Einsatzbedingungen für Flux-Meßtechnik angeben, da die jeweiligen Gerätetypen kaum grundsätzliche Unterschiede aufweisen. Ein entsprechender Versuch wird in Tab. 6.6 unternommen. Bei Betrachtung dieser im Zusammenhang mit Tab. 6.4 wird sehr deutlich, daß der Anwendungsbereich der Verfahren doch recht eingeschränkt ist, da es an geeigneter universell einsetzbarer Technik fehlt.

International haben sich typische Gerätekomplexe und Kombinationen herausgebildet (Anemometer/Thermometer, Anemometer/Hygrometer, Anemometer/Meßgerät für sonstige Gasbeimengungen). Alle anderen möglichen Varianten haben kaum eine praktische Bedeutung. Für diese typischen Gerätekomplexe enthält Tab. 6.7 nochmals die Einsatzbedingungen, wobei auch hier der Vergleich mit Tab. 6.4 vorgenommen werden sollte.

Die aufgeführten Turbulenzmeßgerätekomplexe sind jedoch auch für den Einsatz bei anderen Bestimmungsverfahren geeignet (auch wenn im allgemeinen der Flux-Methode der Vorzug gegeben oder nur eine Komponente des Gerätekomplexes genutzt wird). Eine entsprechende Übersicht gibt Tab. 6.8, die im Zusammenhang mit Tab. 6.5 zu sehen ist und nur eine Zusammenfassung dieser darstellt.

Tab. 6.8: Zusätzliche Eignung von Turbulenzmeßgerätekomplexen für Meßverfahren außer der Flux-Methode (Erklärungen s. Tab. 6.1 und 6.6)

	UA WT	PA WT	HA WT	UA LH	PA LH	UA IH	PA IH	HA AH	UA Ab	PA Ab
mG										
Pr	o	o	o	o	o			o		
Bu	o	o	o	o	o	o	o		o	o
Pa	o		o	o					o	
Bi	o	o		o	o	o	o		o	o
Di	O	o	O	O	o	o	o	O	o	o
St	O	o	O							
iT	O	o	O	O	o	o	o	O	o	o
ag										

Entscheidend für die Auswahl des jeweiligen Gerätekomplexes ist der Umfang der notwendigen Korrekturen, da jede Korrektur

eine zusätzliche Meßunsicherheit ausdrückt und nur die weitgehend korrekturfreien Verfahren die geringsten Fehler aufweisen. Tab. 6.9 gibt dazu einen Überblick. Als bevorzugte Varianten ergeben sich eindeutig Gerätekomplexe mit Ultraschallanemometern und Hintzdrahtanemometern, wobei letztere wegen ihrer hohen Empfindlichkeit und der Gefahr der Verunreinigung kaum zum Einsatz kommen.

Tab. 6.9: Notwendige operativ anzubringende Korrekturen bei typischen Flux-Meßgerätekomplexen (Erklärungen s. Tab. 6.6)

	UA WT	PA WT	HA WT	UA LH	PA LH	UA IH	PA IH	HA AH	UA Ab	PA Ab
Kosinuskorrektur bezügl. Strömen		x			x		x			x
Kosinuskorrektur bezügl. mittlerer Windgrößen	x1	X		x1	X	x1	X		x1	X
spektrale Korrektur bezüglich Frequenzen	x2	X4		x2	X4	x2	X4	X	X	X4
spektrale Korrektur bezüglich Geberabst.		X4		X	X4	X	X4		X	X4
Dichtekorrektur				x3	x3	x3	x3	x3	X	X

X notwendig
x anzustreben
1 Abschattungseffekte bei einigen Typen bei Windrichtungsschwankungen > ±45°
2 besonders bei geringen Meßhöhen < 10...20 m
3 für Bo<0,2 und Bo>1 (großer Wasserdampfdruck, >20 hPa)
4 die für Propelleranemometer erforderliche Korrektur in Abhängigkeit von Einsatzhöhe und Stabilität wird damit erfaßt

6.4. Genauigkeit und Grenzen der Anwendung

Im Gegensatz zu Experimenten der Physik, bei denen durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes eine recht exakte Fehlereinschätzung möglich ist, steht man nach den Darlegungen der Kapitel 3. bis 5. vor erheblichen Problemen bezüglich einer objektiven Fehlerabschätzung, die man unter Berücksichtigung der folgenden vier großen Fehlergruppen realisieren muß:

- Fehler, die durch Vereinfachungen bei der Bestimmungsmethode bedingt sind (Abschnitte 2. und 3.) und deren Größe wesentlich durch die aktuellen Bedingungen bestimmt wird.
- Fehler durch Störungen im turbulenten Stromfeld, die durch Kenntnis der Spezifik turbulenter Prozesse minimiert werden müssen (Abschnitt 4.).
- Meßgerätefehler im eigentlichen Sinne (Abschnitt 5.).
- Wechselwirkungen zwischen turbulentem Stromfeld und Meßgeräten bzw. Meßgeräteträgern (u.a. Abschnitt 5.9), die es zu minimieren gilt.

Das Problem kann nicht einfach als Summe der vorhandenen Fehler betrachtet werden, sondern es müssen die komplizierten Korrelationen zwischen verschiedenen Fehlern untersucht werden (Hart et al., 1989), für deren exakte Realisierung die notwendigen Grundlagen fehlen. Dadurch ist es auch zu erklären, daß die durch Blanc (1983b) nach Anwendung eines Fehlerfortpflanzungsgesetzes angegebenen Fehler etwa die doppelten Werte erreichen als nachfolgend mitgeteilt. Die meßtechnische Praxis zeigt jedoch, daß selbst der Vergleich völlig unabhängiger Verfahren doch zu einer beachtlichen Übereinstimmung führt. Grundvoraussetzung dafür ist selbstverständlich die Anwendung der insbesondere in den Abschnitten 3. und 5. beschriebenen Korrekturverfahren.

Eine mögliche Fehlerabschätzung beruht somit auf keiner exakt begründeten Grundlage, sondern in hohem Maße auch auf Erfahrungswerten. Wesentliche Erkenntnisse liefern dabei vor allem Geräte- und Verfahrensvergleiche, wozu auch Tab. 5.10 einen gewissen Anhaltspunkt liefert.

Die in der Einleitung (Abschnitt 1.) für Klimaexperimente (WCP No. 96) genannte Genauigkeitsforderung von $\pm$ 10 W/m^2 kann bei Berücksichtigung aller Faktoren weder gegenwärtig noch in naher Zukunft als real angesehen werden. Zur Zeit wird weltweit ein Fehler von 5-20 % $\pm$ 10-20 W/m^2 mit typischen Unterschieden zwischen verschiedenen Verfahren und Meßgrößen angenommen. Dabei ist in jedem Fall unter 10 W/m^2 eine sehr hohe Meßunsicherheit bei allen Verfahren zu verzeichnen. Ein Mangel ist es jedoch, daß es an Sensitivitätsuntersuchungen an Klimamodellen fehlt, die Ausgangspunkt für realistische Forderungen nach maximal zulässigen Größen der Meßfehler sind, wie dies im Abschnitt 3.3.3. für Modelle der Bulk-Koeffizienten getan wurde. Derartige Aussagen werden auch objektiv die Grenzen der Anwendbarkeit bestimmter Verfahren festlegen. Zu den wenigen Hinweisen gehört u. a. ein

Experiment mit einem numerischen Modell für lokalklimatische Untersuchungen an einem waldfreien Streifen durch Gross (1988). Diese zeigten, daß die berechneten Effekte merklich unter der Genauigkeit der Meßsysteme liegen.

Tab. 6.10: Durchschnittlicher relativer Fehler in Prozemt für Verfahren zur Bestimmung turbulenter Energieströme (Schubspannungsgeschwindigkeit, fühlbarer und latenter Wärmestrom) in Abhängigkeit von der klimatologischen Maßstabseinteilung nach Hupfer (1989) bei optimalem Meßgeräteeinsatz (Erläuterung s. Tab. 6.1)

Maßstab räuml. (m)	zeitl.	mG	Fl	Pr	Bu	Pa	Bi	Di	St	iT	ag
Schubspannungsgeschw.											
1-100	Min.-Std.		15	10	15	15		20		30	
100-1000	Std.-Tg.		10	5	10	10		15		20	50
1000-100000	Tg.-Mon.				5	5					
fühlbarer Wärmestrom											
0,001-0,01	Sek.-Min.	30									
1-100	Min.-Std.		10	20	30	20	30	20	30	30	
100-1000	Std.-Tg.		5	10	20	10	15	15	20	20	
1000-100000	Tg.-Mon.				10	5	5				
latenter Wärmestrom											
1-100	Min.-Std.		15	25	30	25	35	25		35	
100-1000	Std.-Tg.		10	15	20	15	20	15		20	
1000-100000	Tg.-Mon.				10	10	10				

Anmerkung: Die synoptischen Maßstabsbereiche nach Orlanski (1975) micro-α und meso-γ ordnen sich etwa den Werten des Bereiches Min.-Std. und die von meso-β dem Bereich Std.-Tg. zu.

Genauigkeitsabschätzungen können jedoch nicht losgelöst vom Maßstab betrachtet werden. Während die Modelle in den synoptischen Maßstabsbetrachtungen nach Orlanski (1975), s. Abb. 6.1, jeweils Einzelmessungen erfordern, gehen in Modelle in klimatologischen Maßstäben Mittelwerte aus mehreren

Einzelmessungen ein. Durch diese Mittelung kommt es insbesondere bei Zeiträumen über einen Tag zu einer Verringerung der Fehler, da mögliche Fehlerursachen, wie z. B. die Stabilität der Schichtung, verschiedene Zustände einnehmen, die zu einer Kompensation der Fehler führen. Zur Fehlerabschätzung wurde daher auf eine Einteilung nach Hupfer (1989) zurückgegriffen, die für meso-Klimate aufgestellt wurde. Ein Versuch der Angabe möglicher Fehler wird in Abhängigkeit vom Maßstab unter Berücksichtigung der eingangs genannten vier Hauptfehlerursachen bei optimalem Meßgeräteeinsatz in Tab. 6.10 gegeben. Das Hauptergebnis dieser Zuordnung sind die relativen Betrachtungen zwischen unterschiedlichen Verfahren und Maßstäben, woraus sich eindeutig ablesen läßt, daß bei hohen Genauigkeitsforderungen an die Meßwerte für Zeitmaßstäbe unter einem Tag nur Flux- und Profilmessungen Fehler von 5-15 % garantieren. Bei allen anderen Verfahren muß man trotz gewisser Differenzierung mit 20-30 % Fehler rechnen.

6.5. Ausblick auf zukünftige Entwicklungen

6.5.1. Gerätetechnische Entwicklungen

Man muß davon ausgehen, daß es gegenwärtig zum Ultraschallanemometer nach dem Laufzeitverfahren für die Windfluktuationsmessungen keine Alternative gibt. Eine weitere Verkleinerung, d. h. Verkürzung der Meßstrecken, wäre auch nur dann sinnvoll, wenn gleichzeitig die die Meßstrecken umgebenden Störkörper bei gleicher mechanischer Stabilität verkleinert werden könnten. Damit ist jedoch festgelegt, daß man bei turbulenten Strömen die Fehlergrenze von 5-10 % nicht unterschreiten wird. Anzustreben wären abgerüstete und billige Varianten des Ultraschallanemometers, die einen Einsatz als Energieaustauschmesser ermöglichen würden und damit Propelleranemometer aber auch Gradientmessungen ablösen könnten. Derartige Entwicklungen könnten sich auch positiv auf die Windmessung insgesamt auswirken.

Die scheinbar einfache Temperaturmessung mit dünnen Drähten zeigt wider Erwarten recht große Differenzen zwischen unterschiedlichen Temperaturfühlern einschließlich der nachgeordneten Elektronik. Eine Klärung dieser Differenzen ist umgehend notwendig sowohl durch Untersuchungen des Wärmeleitungsverhaltens der Geber als auch durch eine Modernisierung der Elektronik.

Die Feuchtemessung ist weiterhin das "Stiefkind" der Turbulenzmessungen. Bedingt durch den hohen gerätetechnischen Aufwand sind nur wenige Betreiber in der Lage, einigermaßen zuverlässige Feuchteströme bestimmen zu können. Hoher Eich- und Betriebsaufwand sowie sehr große Geberabmessungen werden jedoch kaum zu einer weiteren Verbreitung dieser Geräte führen. Dabei ist das Lyman-Alpha-Hygrometer noch mit Abstand das beste. Hier ist es ebenfalls rasch geboten, durch völlig neue Meßtechniken, z. B. kleine durchstimmbare Laser mit kurzen Meßstrecken, eine neue Gerätegeneration zum Einsatz zu bringen. Bei derartigen Entwicklungen ist aber auch an die Messung anderer Spurengase zu denken, denn eine effektive Umweltüberwachung erfordert unbedingt, auch wenn nicht routinemäßig, ein Erfassen der Dynamik der Beimengungstransporte.

Aber auch bei den für Gradientmessungen eingesetzten Anemometern und Psychrometern ist weiterer Entwicklungsaufwand notwendig. Dies betrifft Anemometerabmessungen, die nur ein geringes Overspeeding hervorrufen, geringe Baugrößen und Luftdurchsatz (Psychrometer), verschleißfreie bewegliche Teile (keine Veränderung der Eichcharakteristiken) und bei Psychrometern eine zuverlässige Befeuchtung, die eine exakte Messung der psychrometrischen Differenz ermöglicht.

6.5.2. Meßmethodische Entwicklungen

Die Flux-Methode hat sich im Bereich der Forschung eindeutig durchgesetzt. Die Profilmethode wird wohl zunehmend weniger zur Grunddatengewinnung als zur Klärung bestimmter Probleme des turbulenten Austausches (Unterlageneinfluß, Austauschkoeffizient) herangezogen werden. Ursache dafür sind die hohen Anforderungen, die an die Umgebung gestellt werden müssen, um zuverlässige Meßdaten zu erhalten.

Schwerpunkt der meßmethodischen Entwicklungen sollte in der Durchsetzung eines routinemäßigen Einsatzes von Energieaustauschmessungen liegen. Das steht dringender denn je auf der tagesordnung wegen Forderungen der meso-Modellierung und Klimatologie sowie wegen technischer Fragestellungen. Für viele Zwecke sind Bulk- und Parametrisierungsverfahren, mit einigen Einschränkungen auch Bilanzverfahren, völlig ausreichend. Anforderungen und Aufwand für derartige Messungen sind jedoch relativ hoch. Man kann nur hoffen, daß die unter 6.5.1. genannten technischen Entwicklungen auch den Durchbruch bei den Fluxmessungen für den Routineeinsatz bringen werden. Bis dies erreicht ist, könnte Verfahren wie Energiedissipationsmethode, Bestimmungen aus Strukturfunktionen und integralen Turbulenzcharakteristiken im Zusammenhang mit dem Einsatz indirekter Sondierungstechnik durchaus eine gewisse Bedeutung zukommen, auch wenn meist nur lokale Größen und nicht die mittleren Bodenwerte ermittelt werden. Die Gewinnung von Energieaustauschdaten in größerem Umfang und die Organisation entsprechender Feldmessungen hat auch für eine andere Anwendung Bedeutung. Becker und Raffy (1988) berichten über erfolgversprechende Methoden und Modellbeziehungen zur Bestimmung turbulenter Ströme aus Satellitenmessungen, deren Entwicklung jedoch entsprechende Bodendaten erfordert.

6.5.3. Notwendige experimentelle Untersuchungen

Turbulenzmeßgerätevergleiche werden heute im allgemeinen gut beherrscht, so daß sie nur noch der Kontrolle vor Experimenten dienen. Das Anbringen weiterer Korrekturen, speziell der Spektralkorrekturen, erscheint jedoch unerläßlich. Hierzu ist es wichtig, experimentell gut gesicherte Spektralmodelle zu parametrisieren, da alle gegenwärtig genutzten Modelle weitgehend auf den Messungen des Kansas-Experimentes von 1968 beruhen, dessen Ergebnisse verschiedentlich angezweifelt wurden. Zuverlässige Turbulenzmessungen garantieren auch einwandfreie Messungen mit anderen Systemen durch entsprechenden Vergleich.

Während für labile und quasineutrale Verhältnisse die Meßverfahren recht gut verifiziert sind, kommt es vor allem auf die Erfassung und Parametrisierung stabiler Bedingungen an. In diesem Zusammenhang sind auch die speziell unter diesen Bedingungen auftretenden thermischen Grenzschichten und eine

Reihe weiterer Phänomene zu untersuchen.

Energieaustauschmessungen im gegliederten Gelände sind noch in der Anfangsphase. Im Hinblick auf meso- und Klimamodelle gewinnen die Parametrisierung von Einflüssen der Unterlagen-eigenschaften, internen Grenzschichten usw. auf den Energie-austausch eine zunehmende Bedeutung. Dies wird vor allem sorgfältige Messungen unter klar bestimmten Bedingungen und gut abgestimmte internationale Meßprogramme erfordern. Von gleicher Bedeutung sind Turbulenzuntersuchungen in größeren Höhen (bis ca. 300-500 m), und somit die Anwendbarkeit der Meßverfahren unter diesen Bedingungen, um insbesondere die Austauschprozesse in Abhängigkeit von der Schichtung und der Geländebedingungen weiter untersuchen und parametrisieren zu können.

Von besonderer Bedeutung sind weitere experimentell und theoretisch gestützte Maßstabsbetrachtungen zur atmosphärischen Grenzschicht, um Schichten mit einheitlichen physikalischen Eigenschaften und kritische Punkte besser erkennen und parametrisieren zu können. Den in dieser Arbeit benutzen Höhen-Stabilitäts-Betrachtungen müssen vor allem Rauhigkeit, zeitliche Mittelung und räumliche Ausdehnung als weitere Maßstabsgrößen hinzugefügt werden.

7. Literaturverzeichnis

Albrecht, F.
Thermometer zur Messung der wahren Temperatur.- Meteorol. Z.- 24 (1927).- 420-424

Albrecht, F.
Über die Einwirkung der Strahlung auf frei aufgestellte elektrische Thermometer.- Ber. Tätigkeit Preuß. Meteorol. Inst. im Jahre 1933.- Veröff. Preuß. Meteorol. Inst.- (1934) 402.- 76-82

André, J.-C.; Blodin, Chr.
On the effective roughness lenght for use in numerical three-dimensional models.- Boundary-Layer Meteorol.- 35 (1986).- 231-245

André, J.-C.; Goutorbe, J. P.; Perrier, A.
HAPEX-MOBILHY: a hydrologic atmospheric experiment for the study of water budget and evaporation flux at the climatic scale.- Bull. Am. Meteorol. Soc.- 67 (1986).- 134-144

Andreas, E. L.
The effects of volume averaging on spectra measured with a Lyman-alpha-hygrometer.- J. Appl. Meteorol.- 20 (1981).- 467-475

Andreas, E. L.
A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1987).- 159-184

Antonia, R. A.; Luxton, R. E.
The response of turbulent boundary layer to a step change in surface roughness: part 1.- J. Fluid Mech.- 48 (1971).- 721-761.- part 2.- 53 (1972).- 737-757

Ariel', N. Z.; Strokina, L. A.
Dinamičeskie charakteristiki vzaimodejstvija atmosfery c poverchnost'ju mirovogo okeana.- Leningrad: Gidrometeoizdat 1986.- 48 S.

Azizjan, G. V.; Volkov, Ju. A.; Solov'ev, A. V.
Eksperimental'noje issledovanie termičeskoj struktury tonkich pogranično sloev okeana i atmosfery.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 20 (1984).- 511-519

Baluev, S. A.; Golubev, V. S.; Egorov, V. N.; Malevskij-Malevič, S. P.
Vlijanie poverchnostnych plenok nefteproduktov na isparenie s vodnoj poverchnosti.- Trudy GGO.- 504 (1986).- 109-119

Batchelor, G. K.
An introduction to fluid mechanics.- Cambridge: Univ. Press, 1967.- 615 pp.

Baum, W.; Zelený, J.; Zubkovskij, S. I.
Windkanal und in-situ Eichung von Ultraschallanemometern.- Akad. Wiss. d. DDR, Inst. Mechanik.- Report.- (1989) 23.- 1-5

Becker, F.; Raffy, M.
Problems related to the determination of land surface parameters and fluxes over heterogeneous media from satellite data.- Adv. Space Res.- 7 (1987) 11.- 45-57

Beljaars, A. C. M.; Schotanus, P.; Nieuwstadt, F. T. M.
Surface layer similarity under nonuniform fetch conditions.- J. Climate & Appl. Meteorol.- 22 (1983).- 1800-1810

Beljaars, A. C. M.; Walmsley, J. C.; Taylor, P. A.
A mixed spectral finite-difference model for neutrally stratified boundary layer flow over roughness changes and topography.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1987).- 273-303

Benilov, A. Yu.; Kouznetsov, O. A.; Panin, G. N.
On the analysis of wind-inducted disturbances in the atmospheric turbulent surface layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 269-285

Berkowicz, R.; Prahm, L. P.
Evaluation of the profile method for estimation of surface fluxes of momentum and heat.- Atm. Environment.- 16 (1982).- 2809-2819

Bernhardt, K.
Zur Definition der turbulenzbedingten Austauschströme, insbesondere des Turbulenzwärmestroms.- Z. Meteorol.- 17 (1964).- 95-108

Bernhardt, K.
Neuere Untersuchungen am Geophysikalischem Institut der Karl-Marx-Universität zur Physik der atmosphärischen Grundschicht.- Wiss. Z. Karl-Marx-Univ., math.-nat. R.-16 (1967).- 563-587

Bernhardt, K.
Die Änderung der turbulenten Schubspannung in einer horizontal homogenen Bodenschicht mit der Höhe.- Z. Meteorol.- 25 (1975).- 170-179

Bernhardt, K.
Zur Frage der Gültigkeit der Reynolds'schen Postulate.- Z. Meteorol.- 30 (1980).- 361-368

Bernhardt, K.
Physik der Grundschicht.- Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR.- (1984) 133.- 43-62

Bernhardt, K.
Zur Scale-Analyse atmosphärischer Bewegungen in der planetarischen Grenzschicht.- Abh. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1988) 141.- 103-107

Bernhardt, K.; Piazena, H.
Zum Einfluß turbulenzbedinger Dichteschwankungen auf die Bestimmung turbulenter Austauschströme in der Bodenschicht.- Z. Meteorol.- 38 (1988).- 234-245

Bjutner, E. K.
Dinamika pripoverchnostnogo sloja vozducha.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1978.- 158 S.

Blackadar, A. K.; Tennekes, H.
Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers.- J. Atm. Sci.- 25 (1968).- 1015-1020

Blanc, T. V.
Is the bulk aerodynamic drag coefficient different over coastal waters than over the open ocean? Some interesting observations.- First Int. Conf. of Meteorol. & Air/Sea Interaction of the coastal Zone. May 10-15, 1982, The Hague.- Boston: Am. Meteorol. Soc. 1983a.- 31-35

Blanc, T. V.
An error analysis of profile flux, stability, and roughness length measurements made in the marine atmospheric surface layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 26 (1983b).- 243-267

Blanc, T. V.
Variation of bulk-derived surface flux, stability and roughness results due to the use of different transfer coefficient schemas.- J. Phys. Oceanogr.- 15 (1985).- 650-669

Bohmann, W.; Foken, Th.
Kleinpsychrometer für mikrometeorologische Anwendung.- Feingerätetechnik.- 34 (1985).- 570-571

Böhme, W.
Programme und Kooperationen in der Klimaforschung - Mittel zum Verständnis des Klimasystems als eine Voraussetzung für die Bewältigung des Klimaproblems.- Z. Meteorol.- 39 (1989).- 185-192

Bolin, B.; Aspling, G. Persson, C.
Residence time of atmospheric pollutants as dependent on source characteristics, atmospheric diffusion processes and sink mechanism.- Tellus.- 26 (1974).- 185-195

Bolotskich, V. P.; Mazurin, N. F.
Kompleks apperatury dlja issledovanija turbulentnosti v pogranicnom sloe atmosfery.- Trudy IEM.- 10 (131) (1987).- 32-41

Bortkovskij, R. S.
Teplo i vlagoobmen atmosfery i okeana pri storme.- Leningrad: Gidrometeoizdat 1983.- 159 S.

Bortkovskij, R. S.; Bjutner, E. K.
O metodach opredelenija turbulentnych potokov količestva dvizenija i tepla nad morem.- Trudy GGO.- (1968) 226.- 3-17

Boussinesq, J.
Essai sur la théorie des eaux courantes.- Mem Savants Etrange.- 23 (1877).- 46

Bovševerov, V. M.; Voronov, V. P.
Akustičeskij fljuger.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1960) 6.- 882-885

Bovševerov, V. M.; Koprov, B. M.; Morduchovič, M. I.
O trechkomponentnom akustičeskom anemometre.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 9 (1973).- 434-437

Bowen, A. J.; Teunissen, H. W.
Correcton factors for the directional response of Gill propeller anemometer.- Boundary- Layer Meteorol.- 37 (1986).- 407-413

Boxel, J. H. van; Vugts, H. F.; Cannemeijer, F.
Effect of the water vapor gradient on the Obukhov length and the profile derived fluxes.- Z. Meteorol.- 39 (1989).- 351-353

Bradley, E. F.
A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by change in surface roughness.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 94 (1968).- 361-379

Breitmoser, H.-R.
Ein Meßsystem für mikrometeorologische CO_2-Profilmessungen.- Z. Meteorol.- 37 (1987).- 165-168

Brocks, K.; Krügermeyer, L.
Die hydrodynamische Rauhigkeit der Meeresoberfläche.- Ber. d. Inst. für Radiometeorol. und Maritime Meteorol. an der Univ. Hamburg.- (1970) 14.- 55 S.

Brömme, G.; Dzingel, M.; Koitzsch, R.; Wendling, U.
Ein Aßmann-Psychrometer für mikrometeorologische Profilmessungen.- Z. Meteorol.- 32 (1982).- 295-299

Brömme, G.; Woitzik, B.
Feinanemometer mit optoelektronischem Abtastsystem.- messen-steuern-regeln.- 26 (1983).- 343-344

Brömme, G.; Woitzik, B.; Jörn, M.; Schindler, V.
Feinanemometer für mikrometeorologische Anwendungen.- Abh. des Meteorol. Dienstes der DDR.- (1990) 146.- im Druck

Brook, R. R.
The influence of water vapour fluctuations on turbulent fluxes.- Boundary-Layer Meteorol.- 15 (1978).- 481-487

Bruntseart, W.
A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level.- Water Resources Res.- 11 (1975).- 543-550

Bruntsaert, W.
Evaporation into the atmosphere.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Comp., 1982.- 291 pp.

Buck, A. L.
Development of an improved Lyman-alpha-hygrometer.- Atm. Techn.- 2 (1973).- 43-46

Busch, N. E.
The surface boundary layer: Part I.- Boundary-Layer Meteorol.- 4 (1973).- 213-240

Busch, N. E.; Panofsky, H. A.
Recent spectra of atmospheric turbulence.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 94 (1968).- 132-148

Busch, N. E.; Kristensen, L.
Cup anemometer overspeeding.- J. Appl. Meteorol.- 15 (1976).- 1328-1332

Busch, N. E.; Christensen, O.; Kristensen, L.; Lading, L.; Larsen, S. E.
Cups, vanes, propellers and laser anemometers.- In: Dobson, F. et al. (eds.): Air-sea interaction, instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980.- 11-46

Businger, J. A.
Equations and concepts.- In: Nieuwstadt, F. T. M.; Van Dop, H. (eds.): Atmospheric turbulence and air pollution modelling: A course held in The Hague, 21-25 September 1981.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Co., 1982.- 1-36

Businger, J. A.
A note on the Businger-Dyer profiles.- Boundary-Layer Meteorol.- 42 (1988).- 145-151

Businger, J. A.; Miyake, M.; Inoue, E.; Mitsuta, Y.; Hanafusa, T.
Sonic anemometer comparison and measurements in the atmospheric surface layer.- J. Meteorol. Soc. of Japan.- 47 (1969).- 1-12

Businger, J. A.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Bradley, E. F.
Flux-profile relationsships in the atmospheric surface layer.- J. Atm. Sci.- 28 (1971).- 181-189

Čalikov, D. V.
O profilja vetra i temperatury v prizemnom sloe atmosfery pri ustojčivoj stratifikacii.- Trudy GGO.- (1968) 207.- 170-173

Caughey, S. L.
Observed characteristics of the atmospheric boundary layer.- In: Nieuwstadt, F. T. M.; Van Dop, H. (eds.): Atmospheric turbulence and air pollution modelling: A course held in The Hague, 21-25 September, 1981.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Co., 1982.- 107-158

Chaughey, S. L.; Readings, C. J.
Turbulent fluctuations in convective conditions.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 101 (1975).- 537-542

Charnock, H.
Wind stress an water surface.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 81 (1955).- 639-642

Chen, F.
Turbulent transfer of heat and momentum over a rough vegetated surface.- 1986.- 145 pp.- Flinders Univ., South Australia.- Diss.

Chundžua, G. G.; Andreev, E. G.
O mechanizme formirovanija inversii temperatury v privodnom sloe atmosfery nad morem.- Dokl. AN SSSR.- 255 (1980).- 829-832

Clauss, E.; van Raden, H.
Ergebnisse direkter Messungen von Schubspannung und vertikalem Wärmetransport in der Atmosphäre dicht über dem Meer.- Kieler Meeresforschungen.- 29 (1973).- 1-5

Claußen, M.
A model of turbulence spectra in the atmospheric surface layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 33 (1985).- 151-172

Claußen, M.
The flow in a turbulent boundary layer upstream of a change in surface roughness.- Boundary- Layer Meteorol.- 40 (1987).- 31-86

Coantic, H.; Seguin, B.
On the interaction of turbulent and radiative transfers in the surface layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 1 (1971).- 245-263

Coppin, P. A.; Taylor, K. J.
A three-component sonic anemometer-thermometer system for general micrometeorological research.- Boundary-Layer Meteorol.- 27 (1983).- 27-42

Coulter, R. L.; Wesely, M. L.
Estimates of surface heat flux from Sodar and Laser scintillation measurements in the unstable boundary layer. - J. Appl. Meteorol.- 19 (1980).- 1209-1222

Cvang, L. R. s.a. Tsvang, L. R.

Cvang, L. R.
Izmerenija častotnych spektrov temperaturnych pul'sacij v prizemnom sloe atmosfery.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1960).- 1252-1262

Cvang, L. R.
O nekotorych zadačach dal'nejšich issledovanij vzaimodejstvija atmosfery s podstilajuščej poverchnost'ju.- Meteorol. Issledovanija.- (1987) 28.- 8-12

Cvang, L. R.; Aligusejnov, A. K.; Perepelkin, V. G.; Sylev, M. A.; Meel'der, M. E.; Zelený, J.
Opyt zamykanije teplogo balansa v prizemnom sloe i na poverchnosti zemli.- Izv. AN SSSR, Fiz. Atm. i okeana.- 23 (1987).- 3-13

Deacon, E. L.
The streamwise Kolmogoroff constant.- Boundary-Layer Meteorol.- 42 (1988).- 9-17

Danard, M.
A note on estimating the height of the constant flux layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 20 (1981).- 397-398

DeBruin, H. A. R.; Moore, J. C.
Zero-plane displacement and roughness length for tall vegetation, derived from a simple mass conservation hypothesis.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1985).- 39-49

Debrule, P. M.; Sabersky, R. M.
Heat transfer and friction coefficients in smooth and rough tubes with dilute polymer solutions.- Int. J. Heat & Mass Transfer.- 17 (1974).- 529-540

Denmead, O. T.; Bradley, E. F.
Flux-gradient relationships in a forest canopy.- In: Hutchison, B. A.; Hicks, B. B. (eds.): The forest-atmosphere interaction.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Comp., 1985.- 421-442

Derbikov, I. P.
Trechkomponentnyj mikromodul'nyj akusticeskij anemometr.- Morski Institytut Rybacki, Gdynia: Raporty, ser. R.- (1975) 1.- 325-340

Detering, H. W.
Mischungsweg und turbulenter Diffusionskoeffizient in atmosphärischen Simulationsmodellen.- Ber. Inst. Meteorol. Klimat. Univ. Hannover.- 25 (1985).- 211 S.

Dobson, F.; Hasse, L.; Davis, R. (eds.)
Air-sea interaction, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980.- 775 pp.

Dorman, C. E.; Mollo-Christensen, E.
Observations of the structure on moving gust pattern over a water surface ("Cat's Paws").- J. Phys. Oceanogr.- 3 (1973).- 120-132

Drinkov, R.
A solution to the paired Gill-anemometer response function.- J. Appl. Meteorol.- 11 (1972).- 76-80

Druet, Cz.; Hupfer, P.; Kuznecov, O. A. (eds.)
The interaction of the sea and the atmosphere in the near-shore zone.- Morski Institytut Rybacki, Gdynia: Raporty. ser. R.- (1975) 1a.- 377 pp.

Dubov, A. S. (ed.); Bortkovskij, P. S.; Bjutner, E. K.; Malevskij-Malevič, S. P.; Preobraženskij, L. Ju.
Processy perenosa vblizi poverchnosti razdela okean-atmosfera.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1974.- 239 S.

Dubov, A. S.; Bykova, L. P.; Marunič, S. V.
Turbulentnost' v rastitel'nom pokrove.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1978.- 183 S.

Dunckel, M.; Hasse, L.; Krügermeyer, L.; Schriever, D.; Wucknitz, J.
Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX.- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 81-106

Dyer, A. J.
A review of flux-profile relationships.- Boundary-Layer Meteorol.- 7 (1974).- 363-372

Dyer, A. J.
Flow distortion by supporting structures.- Boundary-Layer Meteorol.- 20 (1981).- 243-251

Dyer, A. J.; Maher, F. J.
The "Evapotron": An instrument for the measurement of eddy-fluxes in the lower atmosphere.- CSIRO, Div. of Meteorol. & Phys.: Techn. Pap.- (1965) 15.- 31 pp.

Dyer, A. J.; Hicks, B. B.; King, K. M.
The fluxatron - a revised approach to the measurement of eddy fluxes in the lower atmosphere.- J. Appl. Meteorol.- 6 (1967).- 408-413

Dyer, A. J.; Hicks, B. B.
Flux-gradient relationships in the constant flux layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 96 (1970).- 715-721

Dyer, A. J.; Hicks, B. B.
The spatial variabillity of eddy fluxes in the constant flux layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 98 (1972).- 206-212

Dyer, A. J.; Garratt, J. R.; Francey, R. J.
The international turbulence comparison experiment (Australia, 1976) - Central core data.- CSIRO, Div. of Atm. Phys.: Techn. Paper.- (1981) 38.- 43 pp.

Dyer, A. J.; Bradley, E. F.
An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE.- Boundary-Layer Meteorol.- 22 (1982).- 3-19

Dyer, A. J.; Garratt, J. R.; Francey, R. J.; McIlroy, I. C.; Bacon, N. E.; Hyson, P.; Bradley, E. F.; Denmead, O. T.; Tsvang, L. R.; Volkov, Y. A.; Koprov, B. M.; Elagina, L. G.; Sahashi, K.; Monji, N.; Hanafusa, T.; Tsukamoto, O.; Frenzen, P.; Hicks, B. B.; Wesely, M.; Miyake, M.; Shaw, W.
An international turbulence comparison experiment (ITCE 1976).- Boundary-Layer Meteorol.- 24 (1982).- 181-209

Eastman, J. A.; Stedman, D. H.
A fast response sensor for ozone eddy correlation flux measurements.- J. Atm. Environment.- 11 (1977).- 1209-1211

Elagina, L. G.
Optičeskij pribor dlja izmerenija turbulentnych pul'sacii vlažnosti.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1962).- 1100-1107

Elagina, L. G.; Lazarev, A. I.
Izmerenija častotnych spektrov turbulentnych pul'sacij CO_2 v prizemnom sloe atmosfery.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 20 (1984).- 536-540

Elliott, W. P.
The growth of the atmospheric internal boundary layer.- Trans. Amer. Geophys. Union.- 39 (1959).- 1048-1054

ESDU 72026, 1972.- Characteristics of wind speed in the lowest layers of the atmosphere near the ground: strong winds.- Engl. Sci. Data Unit, Ltd., 251 Regent St., London

Fage, J. M.; Huguet, P.; Soulier, J. F.
Use of Doppler-SODAR and Fluxmeter to provide routine inputs to mesoscale modelling.- WMO: Instruments and Observing Methods.- Genf, (1984) 15.- 217-221

Fairall, C. W.; Larsen, S. E.
Inertial-dissipation methods and turbulent fluxes at the air-ocean interface.- Boundary-Layer Meteorol.- 34 (1986).- 287-301

Fichtl, G. H.; Kumar, P.
The response of a propeller anemometer to turbulent flow with the mean wind perpendicular to the axis of rotation.- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 363-379

Fiedler, F; Panofsky, H. A.
The geostrophic drag coefficient and the 'effective' roughness length.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 98 (1972).- 213-220

Finkelstein, P. L.; Kaimal, J. C.; Gaynor, J. E.; Greves, M. E.; Lockhart, T. J.
Comparison of wind monitoring systems: Part I: In situ sensors.- J. Atm. & Ocean. Technology. 3 (1986).- 583-593

Finnigan, J. J.
Turbulence in waving wheat: I, Mean statistics and honami.- Boundary-Layer Meteorol.- 16 (1979a).- 181-211

Finnigan, J. J.
Turbulence in waving wheat: II, Structure of momentum transfer.- Boundary-Layer Meteorol.- 16 (1979b).- 213-236

Foken, Th.
Die Messung der Mikrostruktur der vertikalen Lufttemperaturverteilung in unmittelbarer Nähe der Grenze zwischen Wasser und Atmosphäre.- Z. Meteorol.- 25 (1975).- 292-295

Foken, Th.
The molecular temperature boundary layer of the atmosphere over various surfaces.- Arch. Meteorol., Geophys., Biokl.- A27 (1978a).- 59-67

Foken, Th.
Feuchtigkeitsmessung mit Bariumfluorid-Meßfühlern: II. Aufbau, Eigenschaften und Einsatz eines Meßgerätes mit Miniatur-Bariumfluorid-Feuchtigkeitsfühler.- Z. Meteorol.- 28(1978b).- 361-367

Foken, Th.
Vorschlag eines verbesserten Energieaustauschmodells mit Berücksichtigung der molekularen Grenzschicht der Atmosphäre.- Z. Meteorol.- 29 (1979a).- 32-39

Foken, Th.
Ein Energieaustauschmodell für den fühlbaren Wärmestrom in der Atmosphäre unter Berücksichtigung der molekularen Temperaturgrenzschicht.- Tagung Transportprozesse in turbulenten Strömungen: Eisenach 20.-24. 11. 1978, Vorträge Heft I, AdW der DDR, ZIMM.- Berlin (1979b).- 85-93

Foken, Th.
Temperaturmessung mit dünnen Platindrähten. Z. Meteorol. 29 (1979c).- 299-307

Foken, Th.
Information über den internationalen Turbulenzmeßgerätevergleich "MESP-81" in Cimljansk/UdSSR vom 15. 6. - 31. 7. 1981.- Z. Meteorol.- 32 (1982).- 254

Foken, Th.
The parametrization of the energy exchange across the air-sea interface.- Dyn. of Atm. & Oceans.- 8 (1984a), 297-305

Foken, Th.
Meßgeräte und Meßverfahren zur routinemäßigen Bestimmung von Impuls- und Energieaustauschströmen an der Erdoberfläche.- Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR. (1984b) 133.- 63-65

Foken, Th.
Zur Parametrisierung der turbulenten Energieaustauschströme über dem Meer.- Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR. (1985) 134.- 85-87

Foken, Th.
An operational model of the energy exchange across the air-sea interface.- Z. Meteorol.- 36 (1986).- 354-359

Foken, Th.
Vosmožnosti ispol'zovanija nazemnych sistem kosvennogo distancionnogo zondirovanija atmosfernogo prograničnogo sloja v meteorologičeskich služb.- Meteorol. izled.- (1987) 28.- 93-99

Foken, Th.
Stabilitätsabhängigkeit der Wärmestrombestimmung aus SODAR-Messungen.- Z. Meteorol.- 38 (1988).- 348-352

Foken, Th.
Anmerkungen zur Problematik möglicher Fehler bei der Bestimmung turbulenter Austauschströme nach der Flux-Methode.- Z. Meteorol.- 39 (1989a).- 112-113

Foken, Th.
Information über die Turbulenzmessungen im Rahmen des internationalen Experimentes KUREX-88, Kursk/UdSSR, 13. 6. - 22. 7. 1988.- Z. Meteorol. 39 (1989b).- 237-238

Foken, Th.
Erfordernisse der Datengewinnung, -übertragung und -bearbeitung für mesometeorologische Zwecke.- Abh. Meteorol. Dienst DDR,- (1989c) 141.- 9-17

Foken, Th.
Die universelle Funktion nach Skeib - Grundlage für Maßstabsbetrachtungen in der atmosphärischen Grenzschicht.- Z. Meteorol.- 40 (1990).- im Druck

Foken, Th.; Kuznecov, O. A.
Die wichtigsten Ergebnisse der gemeinsamen Expedition "KASPEX-76" des Institutes für Ozeanologie Moskau und der Karl-Marx-Universität Leipzig.- Beitr. zur Meeresk.- (1978) 41.- 41-47

Foken, Th.; Kitajgorodskij, S. A.; Kuznecov, O. A.
On the dynamics of the molecular temperature boundary layer above the sea.- Boundary-Layer Meteorol.- 15 (1978a).- 289-300

Foken, Th.; Hippmann, N; Lehmann, U.; Sonntag, D.
Feuchtigkeitsmessung mit Bariumfluorid-Meßfühlern: I. Aufbau und Eigenschaften eines Miniatur-Bariumfluorid-Feuchtigkeitsmeßfühlers.- Z. Meteorol.- 28 (1978b).- 26-30

Foken, Th.; Skeib, G.
Genauigkeit und Auswertung von Profilmessungen zur Energieaustauschbestimmung.- Z. Meteorol. 30 (1980).- 346-360

Foken, Th.; Raabe, A.
Nachweis interner Grenzschichten im vertikalen Temperatur- und Feuchteprofil in der ufernahen Zone der Ostsee.- Z. Meteorol.- 31 (1981).- 361-366

Foken, Th.; Skeib, G.
Profile measurements in the atmospheric near-surface layer and the use of suitable universal functions for the determination of the turbulent energy exchange.- Boundary-Layer Meteorol.- 25 (1983).- 55-62

Foken, Th.; Kaiser, H.; Rettig, W.
Propelleranemometer: Überblick und spezielle Entwicklungen am Meteorologischen Hauptobservatorium Potsdam.- Veröff. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1983) 24.- 48 S.

Foken. Th.; Haake, R. (Hrsg.)
Internationaler Turbulenzmeßgerätevergleich "MESP-81", Cimljansk, UdSSR.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 100 S.

Foken, Th.; Gerstmann, W.
Eigenschaften des Ultraschallanemometers der Firma Kaijo-Denki auf Grund der Ergebnisse von "MESP-81".- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 30-35

Foken, Th.; Zelený, J.
Einsatz von Propelleranemometern für Turbulenzuntersuchungen.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 36-38

Foken, Th.; Zelený, J.
Verfahren und Anordnung zur Bestimmung der Verdunstung.- DDR-WP G01W/304 892 4.- 30. 09. 1987

Foken, Th.; Neisser, J.; v. Hoyningen-Huene, W.
Information über das komplexe Grenzschichtexperiment "KOPEX-86" in Kopisty bei Most, CSSR, vom 2. 6. bis 11. 7. 1986.- Z. Meteorol. 37 (1987).- 63-64

Foken, Th.; Zelený, J.
The influence of roughness on turbulence parameters.- In: Structure of the boundary layer over non-homogeneous terrain: Proceedings of the field experiment "KOPEX-86".- Prague (1988).- 81-90

Foken, Th.; Zelený, J., Zubkovskij, S. L.; Fedorov, M. M.
Comparison of turbulence measuring instruments.- In: Structure of the boundary layer over non-homogeneous terrain, Proceedings of the field experiment "KOPEX-86".- Prague (1988).- 25-35

Foken, Th.; Richter, S. H.
Experimentelle Untersuchungen zur atmosphärischen Turbulenz in einem gegliederten Gelände.- Akad. Wiss. d. DDR, Inst. Mechanik.- Report.- (1989) 23.- 28-33

Foken, Th.; Skeib, G.; Richter, S. H.
Stabilitätsabhängigkeit integraler Turbulenzcharakteristiken und ihre Nutzung bei Doppler-SODAR-Messungen.- Vortrag.- XX. KAPG Tagung.- Sopron.- 10.-14. 04. 1989

Foken, Th.; Kretschmer, D.
Stability dependence of the temperature structure parameter.- Boundary-Layer Meteorol.- (1990).- in print

Foken, Th.; Richter, S. H.
Konzept der Parametrisierung des Austausches von Energie und Beimengungen in der bodennahen Luftschicht.- Abh. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1990) 146.- im Druck

Foken, Th.; Rettig, W.; Mattern, W.; Baum, W.
Kleinpsychrometer für meteorologische Anwendungen.- Abh. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1990) 146.- im Druck

Frenzen, P.
The observed relation between the Kolmogorov and von Kármán constants in the surface boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 3 (1973).- 348-358

Friehe, C. A.
Effects of sound speed fluctuations on sonic anemometer measurements.- J. Appl. Meteorol.- 15 (1976).- 607-610

Garratt, J. R.
Note on a paper by Frenzen (1973): "The observed relation between the Kolmogorov an von Kármán constants in the surface boundary layer".- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 519-521

Garratt, J. R.
Review of drag coefficients over oceans and continents.- Monthly Weather Rev.- 105 (1977).- 915-929

Garratt, J. R.
Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 106 (1980).- 803-819

Garratt, J. R.
Surface influence upon vertical profiles in the nocturnal boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 26 (1983).- 69-80

Garratt, J. R.; Hyson, P.
Vertical fluxes of momentum, sensible heat and water vapour during the Air Transformation Experiment (AMTEX) 1974.- J. Meteorol. Soc. Japan.- 53 (1975).- 149-160

Gavrilov, A. S.; Lajchtman, L. L.
O vlijanii radiacii na rezim prizemnogo sloja atmosfery. Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 9 (1973).- 27-33

Gavrilov, A. S.; Petrov, Ju. S.
Ocenka točnosti opredelenija turbulentnych potokov po standartnym gidrometeorologičeskim izmerenijam nad morem.- Meteorol. i Gidrol.- (1981) 4.- 52-59

Gerstmann, W.
Die Bestimmung der Ströme fühlbarer und latenter Wärme sowie der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Profilmessungen in geringer Höhe.- Z. Meteorol. 30 (1980).- 33-38

Gerstmann, W.
Eine Untersuchung zum Richtungsverhalten eines dreikomponentigen akustischen Anemometers.- Z. Meteorol.- 32 (1982a).- 55-56

Gerstmann, W.
Über die Approximation bodennaher Profile nach der Methode der kleinsten Quadrate und Algorithmen zu ihrer numerischen Nutzung.- 1982b.- 76 S.- Berlin, Humboldt-Universität, Diss A

Gerstmann, W.
Die digitale Darstellung eines analog vorgegebenen Hochpasses für die Vorfilterung turbulenter Feinstrukturmessungen.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984a) 26.- 25-29

Gerstmann, W.
Die gleichzeitige Approximation von Wind- und Temperaturprofilen in der bodennahen Luftschicht nach der Methode der kleinsten Quadrate.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984b) 26.- 75-79

Gerstmann, W.
Pul'sacionnye charakteristiki skorosti vetra i temperatury v prizemnom sloe atmosfery po dannym MESP-81.- Meteorol. Isled.- (1987) 28.- 20-25

Gerstmann, W.
Determination of C_T^2 in the lower boundary layer of the atmosphere using different spectral methods.- Z. Meteorol.- 39 (1989).- 248-253

Gerstmann, V.; Kajzer, Ch.; Mjuket, G
Issledovanie uglovych charakteristik trechkomponentnogo akustičeskogo anemometra.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 12 (1976). 880-886

Gerstmann, V.; Foken, T.
Ob ispol'zovanii ul'trazvukovych anemometrov-termometrov firmy Kaijo-Denki v prizemnom sloe atmosfery.- Meteorol. Issledovanija.- (1987) 28.- 100-107

Gill, G. C.
Development and use of the Gill-UVW-Anemometer.- Boundary-Layer Meteorol.- 8 (1975).- 475-495

Goddard, W. B.
A floating drag-plate lysimeter for atmospheric boundary layer research.- J. Appl. Meteorol.- 9 (1970).- 373-378

Gross, G.
A numerical estimation of the deforestation effects on local climate in the area of the Frankfurt International Airport.- Beitr. Phys. Atm.- 61 (1988).- 219-231

Gur'janov, A. E.; Zubkovskij, S. L.; Fedorov, M. M.
Mnogokanal'naja avtomatizirovannaja sistema obrabotki signalov na baze EVM.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 17-20

Gurtalova, T. s.a. Hurtalová, T.

Gurtalova, T.; Zelený J.; Psondka, Z.; Foken, T.; Cvang, L.R.
Kompleksnye issledovanija prizemnogo sloja atmosfery.- Meteorol. Issledovaniaja.- (1987) 28.- 13-19

Gurtalova, T.; Vidovič, J.; Matejka, F.; Mudry, P.
Dinamičeskaja serochovatost' i biometričeskie charakteristiki kukuruzy v ontogeneze.- Contr. Geophys. Inst. of SAV, Ser. Meteorol.- 8 (1988).- 46-53

Gurvič, A. S.
Častotnye spektry i funkcii raspredelenie verojatnosti vertikal'noj komponenty skorosti vetra.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1960) 7.- 1042-1055

Gurvič, A. S.
Spektry pul'sacii vertikal'noj komponenty skorosti vetra i ich svjazi s mikrometeorologičeskimi uslovijach.- In: Atmosfernaja turbulentnost'.- Trudy instituta fiziki atmosfery AN SSSR.- (1962) 4.- 101-136

Gutorov, A. D.
Issledovanie aerodinamičeskich charakteristik fazovogo akustičeskogo anemometra.- Trudy IEM.- 27(100) (1981). 92-99

Hadjitofi, A.; Wilson, M. J. G.
Fast response measurements of air pollution.- J. Atm. Environment.- 13 (1979).- 755-760

Hanafusa, T.; Kobori, Y.; Mitsuta, Y.
Single-heat sonic anemometer-thermometer.- BAO-report.- (1980) 2.- 7-13

Hanafusa, T.; Fujitani, T.; Kobori, Y.; Mitsuta, Y.
A new type sonic anemometer-thermometer for field operations.- Papers in Meteorol. & Geophys.- 33 (1982).- 1-19

Hanna, S. R.
An empirical formula for the height of the coastal internal boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 40 (1987).- 205-207

Hart, H.; Lotze, W.; Woschni, E.-G.
Meßgenauigkeit.- Berlin: VEB Verlag Technik, 1989.- 316 S.

Hasse, L.
Zur Bestimmung der vertikalen Transporte von Impuls und fühlbarer Wärme in der wassernahen Luftschicht über See.- Hamburger Geophys. Einzelschr.- (1968) 11.- 70 S.

Hasse, L.; Dunckel, M.
Hot wire and hot film anemometers.- In: Dobson, F. et al. (eds.): Air-sea interaction, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press (1980).- 47-63

Haugen, D. A.
Effects of sampling rates and averaging periods on meteorological measurements.- Forth Symp. on Meteorol. Observ. & Instr.- Boston: Am. Meteorol. Soc. 1978.- 15-18

Hay, D. R.
Fast response humidity sensors.- In: Dobson, F. et al. (eds.): Air-sea interaction, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980.- 413-432

Hayashi, Y.
Observational aspects on the dominant spectral frequency in an airflow over a weeping-lovegrass stand.- Boundary-Layer Meteorol.- 36 (1986).- 239-243

Hayashi, Y.
Dynamic response of a cup anemometer.- J. Atm. & Ocean. Technology.- 4 (1987).- 281-287

Hessler, G.
Variability of turbulent momentum fluxes over a tideland - A case study.- Meteorol. Rdsch.- 40 (1987).- 108-118

Hicks, B. B.
Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different size. Boundary-Layer Meteorol.- 3 (1972a).- 201-213

Hicks, B. B.
Propeller anemometers as sensors of atmospheric turbulence.- Boundary-Layer Meteorol.- 3 (1972b).- 214-228

Hicks, B. B.
Reply to comments by J. H. Shreffler.- Boundary-Layer Meteorol.- 10 (1976).- 237-240

Hicks, B. B.
An examination of turbulence statistics in the surface boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 21 (1981).- 389-402

Hicks, B. B.
Book review: 'International Turbulence Comparison Experiment ITCE 1981'.- Boundary-Layer Meteorol.- 34 (1986).- 417-419

Hicks, B. B.; Wesely, M. L.; Coulter, R. L.; Hart, R. L.; Durham, J. L.; Speer, R.; Stedman, D. H.
An experimental study of sulfur and NO_x fluxes over grassland.- Boundary-Layer Meteorol.- 34 (1986).- 103-121

Hinze, J. O.
Turbulence.- New York: McGraw-Hill Book Company, 1975.- 790 pp.

Hinzpeter, H.; Lobemeyer, P.
Versuche zum Nachweis laminarer Grenzschichten über dem Meer.- Ann. Meteorol., NF.- 4 (1969).- 19-20

Hoeber, H.
Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile in der wassernahen Luftschicht über dem äquatoriellen Atlantik.- "Meteor"-Forschungsergebn., R. B.- (1969) 3.- 1-15

Hoehne, W. E.
Standardizing functional tests.- NOAA Techn. Memorandum.- 12 (1971).- 161-165

Hoffmeister, M.
Methoden der Thermoanemotrie.- Akad. Wiss. d. DDR, Inst. Mechanik.- Report.- (1989) 21.- 478 S.

Högström, U.
A field study of the turbulent fluxes of heat, water vapour and momentum at a "typical" agricultural site.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 100 (1974).- 624-639

Högström, U.
A critical evaluation of the aerodynamical error of a turbulence instrument.- J. Appl. Meteorol.- 21 (1982).- 1838-1844

Högström, U.
Von Kármán's constant in atmospheric boundary layer flow: Reevaluated.- J. Atm. Sci.- 42 (1985).- 263-270

Högström, U.
Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation.- Boundary- Layer Meteorol.- 42 (1988).- 55-78

Højstrup, J.; Rasmussen, K.; Larsen, S. E.
Dynamic calibration of temperature wires in still air.- DISA-Information.- (1976) 20.- 22-30

Holmes, R. W.; Gill, G. C.; Carson, H. W.: A propeller type vertical anemometer.- J. Appl. Meteorol.- 3 (1964).- 802-804

Holtslag, A. A. M.; Nieuwstadt, F. T. M.
Scaling the atmospheric boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 36 (1986).- 201-209

Horst, T. W.
Correction for response errors in a three-component propeller anemometer.- J. Appl. Meteorol.- 12 (1973a).- 716-725

Horst, T. W.
Spectral transfer functions for a three component sonic-anemometer.- J. Appl. Meteorol.- 12 (1973b).- 1072-1075

Hsu, S. A.
Experimental results of the drag-coefficient estimation for air-coast interfaces.- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 505-507

Hsu, S. A.
On the growth of a thermally modified boundary layer by advection of warm air over a cooler sea.- J. Geophys. Res.- C1 88 (1983).- 771-774

Hsu, S. A.
A note on estimating the height of the convective internal boundary layer near shore.- Boundary-Layer Meteorl.- 35 (1986).- 311-316

Hupfer, P.
Über einige Probleme der maritimen Meteorologie in der westlichen Ostsee.- Veröff. Geophys. Inst. Univ. Leipzig.- 19 (1970).- 339-445

Hupfer, P.
Zur Abschätzung der Schubspannung des Windes an der Meeresoberfläche bei kurzen Windwirklängen.- Gerlands Beitr. Geophys.- 87 (1978).- 263-266

Hupfer, P.
Klima im mesoräumigen Bereich.- Abh. Meteorol. Dienst DDR.- (1989) 141.- 181-192

Hupfer, P.; Foken, Th.; Bachstein, U.
Fine structure of the internal boundary layer in the near shore zone of the sea.- Boundary-Layer Meteorol.- 10 (1976).- 503-505

Hurtalová, T. s. a. Gurtalova, T.

Hurtalová, T.; Matejka, F.; Vidovič, J.
Untersuchung der Oberflächenrauhigkeit und ihrer Variation auf Grund von Strukturveränderungen des Maisbestandes während der Ontogenese.- Z. Meteorol.- 33 (1983).- 368-372

Hyson, P.
Cup anemometer response to fluctuating wind speeds.- J. Appl. Meteorol.- 11 (1972).- 843-848

Hyson, P.; Hicks, B. B.
A single-beam infrared hygrometer for evaporation measurement.- J. Appl. Meteorol.- 14 (1975).- 301-307

Hyson, P.; Garratt, J. R., Francey, R. J.
Algebraic and electronic correction of measured uw covariance in the lower atmosphere.- J. Appl. Meteorol.- 16 (1977).- 43-47

Itier, B.
Une méthode simplifièe pour la mesure du flux de chaleur sensible.- J. Rech. Atm.- 14 (1980).- 17-34

Ivanov, V. V.; Kolomeev, M. P.; Čekryžov, V. M.
Vlijanie tonkich neftjanych plenok na radiacionnuju temperatury vodnoj poverchnosti i skorosti gasoobmena.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 25 (1989).- 202-206

Jaglom, A. M. s.a. Yaglom, A. M.

Jaglom, A. M.
Ob učete inercii meteorologičeskich priborov pri izmerenijach turbulentnoj atmosfere.- Trudy geofiz. inst.- 24 (151) (1954).- 112-116

Jaglom, A. M.
Zakonomernosti melkomasštabnoj turbulentnosti v atmosfere i okeane.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 17 (1981).- 1235-1257

Jaglom, A. M.; Tatarskij, V. I.; Cvang, L. R.; Volkov, Ju. A.
Atmosfernaja turbulentnost' v zadačach teorii klimata i rasprostranenija voln v atmosfery.- In: Nekotorye problemy sovremennoj fiziki atmosfery.- Moskva: Izd. Nauka, 1981.- 51-93

Johnk, R. E.; Hanratty, T. I.
Temperature profiles for turbulent flow of air in a pipe: I. The fully developed heat-transfer region.- Chem. Eng. Sci.- 17 (1962).- 867

Jones, E. P.; Smith, S. D.
The air density correction of eddy flux measurements.- Boundary-Layer Meteorol.- 15 (1978).- 357-360

Kader, B. A.
Trechslojnaja struktura neustojčivo stratificirovannogo prizemnogo sloja atmosfery.- Izv. AN SSSR.- Fiz. atm. i okeana.- 24 (1988).- 1235-1250

Kader, B. A.; Yaglom, A. M.
Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows.- Int. J. Heat & Mass Transfer.- 15 (1972).- 2329-2350

Kader, B. A.; Perepelkin, V. G.
Profili skorosti vetra i temperatury v prizemnom sloe atmosfery v uslovijach nejtral'noj i neustojčivoj stratifikacii.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 20 (1984).- 151-161

Kaganov, E. I.; Yaglom, A. M.
Errors in wind-speed measurements by rotation anemometers.- Boundary-Layer Meteorol.- 10 (1976).- 15-34

Kaimal, J. C.
Measurement of momentum and heat flux variations in the surface boundary layer.- Radio Sciences. 4 (1969).- 1147-1153

Kaimal, J. C.
Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 4 (1973).- 289-309

Kaimal, J. C.
Sensors and techniques for direct measurements of turbulent fluxes and profiles in the atmospheric surface layer.- Atmos. Technology.- 7 (1975).- 7-14

Kaimal, J. C.
Sonic Anemometers. In: Dobson, F. et al. (eds.): Air-sea interaction, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press (1980a).- 81-96

Kaimal, J. C.
BAO sensors for wind, temperature and humidity profiling.- BAO-Report.- (1980b) 2.- 1-6

Kaimal, J. C.; Businger, J. A.
A continous wave sonic anemometer-thermometer.- J. Appl. Meteorol.- 2 (1963).- 156-164

Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C.; Haugen, D. A.
Deriving power spectra from a three component sonic anemometer.- J. Appl. Meteorol.- 7 (1968).- 827-834

Kaimal, J. C.; Haugen, D. A.
Some errors in measurement of Reynolds stress.- J. Appl. Meteorol.- 8 (1969).- 460-462

Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Coté, O. R.
Spectral characteristics of surface-layer turbulence.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 98 (1972).- 563-589

Kaimal, J. C.; Newman, J. T.; Beiberg, A.; Cote, K.
An improved three-component sonic anemometer for investigation of atmospheric turbulence.- In: Dowdell, R. B. (ed.): Flow: Its measurement and control in science and industry, Vol. 1, Proc. of a Symp., 10-14 May 1971, Pittsburgh Pa., Instrument Soc. of America, Pittsburgh.- (1974).- 349-359

Kaimal, J. C.; Wyngaard, J. C.; Haugen, D. A.; Cote, O. R.; Izumi, Y.; Cauchey, S. J.; Reedings, C. J.
Turbulence structure in the convective boundary layer.- J. Atm. Sci.- 33 (1976).- 2152-2169

Kaimal, J. C.; Eversole, R. A.; Lenshow, D. H.; Stankov, B. D.; Kahn, P. L.; Businger, J. A.
Spectral characteristics of the convective boundary layer over uneven terrain.- J. Atm. Sci.- 39 (1982).- 1098-1114

Kaimal, J. C.; Gaynor, J. E.
The Boulder Atmospheric Observatory.- J. Climate & Appl. Meteorol.- 22 (1983).- 863-880

Kaimal, J. C.; Gaynor, J. E.; Finkelstein, P. L.; Graves, M. E.; Lockhart, T. J.
A evaluation of measurements by four doppler-Sodar.- BAO-Report.- (1984a) 5.- 110 pp.

Kaimal, J. C.; Gaynor, J. E.; Finkelstein, P. L.; Graves, M. E.; Lockhart, T. J.
A field comparison of insitu meteorological sensors.- BAO-Report.- (1984b) 6.- 96 pp.

Kallistratova, M. A.; Kon, A. I.
Radioakustičeskoe zondirovanie atmosfery.- Moskva: Izd. Nauka, 1985.- 197 S.

Karpovič, Ju. A.; Kuznecov, O. A., Panin, G. N.; Foken, Th.
The results of measurements of fluxes of heat, humidity and momentum in the atmosphere surface layer in the coastal zone of the see in Zingst.- Morski Instytut Rybacki, Gdynia: Raporty, Ser. R.- (1975) 1a.- 161-173

Kazanskij, A. B.; Monin, A. S.
O turbulentnom režime vyše prizemnogo sloja vosducha.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1960), 165-168

Kazanskij, A. B.; Monin, A. S.
O dinamičeskom vzaimodejstvii meždu atmosferoj i poverchnost'ju zemli.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1961).- 786-788

Keder, J.; Foken, Th.; Gerstmann, W.; Schindler, V.
Measurement of wind parameters and heat flux with the SENSITRON-Doppler-SODAR.- Boundary-Layer Meteorol.- 46 (1989).- 195-204

Kitajgorodskij, S. A.
Fizika vzaimodejstvija atmosfery i okeana.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1970.- 284 S.

Kitajgorodskij, S. A.
Zur Anwendung der Ähnlichkeitstheorie für die Bearbeitung der Turbulenz in der bodennahen Schicht der Atmosphäre.- Z. Meteorol.- 26 (1976).- 185-204

Kitajgorodskij, S. A.; Volkov, Ju. A.
O parametre serochovatosti morskoj poverchnosti i rasčete turbulentnych potokov količestva dviženija v privodnom sloe atmosfery.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 1 (1965a).- 973-988

Kitajgorodskij, S. A.; Volkov, Ju. A.
O rasčete turbulentnych potokov tepla i vlagi v privodnom sloe atmosfery.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm i okeana.- 1 (1965b).- 1319-1336

Kitajgorodskij, S. A.; Kuznecov, O. A.; Panin, G. N.
O koefficientach soprotivlenija teploobmena i isparenija nad morskoj poverchnost'ju v atmosfere.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 9 (1973).- 1135-1141

Koitzsch, R.; Hoffmann, F.; Dzingel, M.; Gramss, R.; Hotzler, I.
Eine mikrometeorologische Station mit Instrumentenrechner.- Z. Meteorol.- 30 (1980).- 144-150

Koitzsch, R.; Dzingel, M.; Foken, Th.; Mücket, G.
Probleme der experimentellen Erfassung des Energieaustausches über Winterweizen.- Z. Meteorol.- 38 (1988).- 150-155

Kolmogorov, A. N.
Lokal'naja struktura turbulentnosti v nesžimaemoj židkosti pri očen' bol'sich číslach Rejnol'dsa.- Dokl. AN SSSR.- 30 (1941a).- 299-303

Kolmogorov, A. N.
Rassejanie energii pri lokal'no-isotropnoj turbulentnosti.- Dokl. AN SSSR. 32 (1941b).- 22-24

Kondo, J.
Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer.- J. Meteorol. Soc. Jap.- 49 (1971).- 75-94

Kondo, J.
Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. Boundary-Layer Meteorol.- 9 (1975).- 91-112

Kondo, J.
Comparison of the Kondo's bulk transfer coefficient with recently-made direct observations of fluxes on the sea surface.- J. Meteorol. Soc. Japan.- 55 (1977).- 319-323

Kondo, J.; Fujinawa, Y.; Naito, G.
High-frequency components of ocean waves and their relation to airodynamic roughness.- J. Phys. Ocean.- 3 (1973).- 197-202

Kondo, J.; Sato, T.
The determination of the von Kármán constant.- J. Meteorol. Soc. of Japan.- 60 (1982).- 461-471

Kondo, J.; Yamazawa, H.
Aerodynamic roughness over an inhomogeneous ground surface.- Boundary-Layer Meteorol.- 35 (1986).- 331-348

Korrell, A.; Panofsky, H. A.; Rossi, R. J.
Wind profiles at the Boulder Tower.- Boundary-Layer Meteorol.- 22 (1982).- 295-312

Kraus, È. B.
Atmosphere-ocean interaction.- Oxford: Clarendon Press, 1972.- 272 pp.

Kraus, H.
Zur Definition der bodennahen Schicht.- Beitr. Phys. Atm.- 45 (1972).- 185-195

Krečmer, S. I.
Metodika izmerenija mikropul'sacii skorosti vetra i temperatury v atmosfere.- Trudy geofiz. inst. AN SSSR.- 24 (151) (1954).- 43-111

Krečmer, S. I.; Karpovič, Ju. V.
Maloinercionnyj ul'trafioletovyj vlagomer.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 9 (1973).- 642-645

Kristensen, L.; Jensen, N. O.
Lateral coherence in isotropic turbulence and in natural wind.- Boundary-Layer Meteorol.- 17 (1979).- 353-373

Krügermeyer, L.
Vertical transports of momentum, sensible and latent heat from profiles at the tropical Atlantic during ATEX.- "Meteor"-Forschungsergebn., R. B.- (1976) 11.- 51-77

Kuznecov, O. A.
Rezul'taty eksperimental'nogo issledovanija vozdušnogo potoka nad poverchnost'ja morja.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 6 (1970), 798-803

Kuznecov, O. A.
Rol' vysokočastotnych gravitacionnych voln v aerodinamičeskom soprotivlenii morskoj poverchnosti.- Okeanologija.- 18 (1978).- 203-207

Kuznecov, O. A.; Panin, G. N.
O vlijanie neftjanoj plenki na poverchnosti morja na turbulentnost' na privodnom sloe atmosfery.- Meteorol. Gidrol.- (1974) 5.- 97-99

Kuznecov, O. A.; Raabe, A.
Vysokočastotnye gravitačionnye volny i šerochovatost' morskoj poverchnosti.- In: Rezul'taty meždunarodnogo eksperimenta Kamčija-77.- Sofija: Izd. Bolgar. AN, 1980.- 50-62

Kuznecov, O. A.; Raabe, A.
Experimentelle Untersuchungen zur horizontalen Heteorogenität des Windfeldes in der Küstenzone und Probleme ihrer theoretischen Beschreibung.- Acta Hydrophysica.- 29 (1985).- 153-163

Laichtman, D. L.
Fizika prograničnogo sloja atmosfery.- Leningrad: Gidrometeoizdat 1970.- 341 S.

Laichtman, D. L.
Dinamičeskaja meteorologija.- Leningrad: Gidrometeoizdat 1976.- 607 S.

Landau, L. D.; Lifschitz, E. M.
Lehrbuch der theoretischen Physik: Bd. VI, Hydrodynamik.- Berlin: Akademie-Verlag, 1974.- XII, 618 S.

Lang, A. R. G.; McNaughton, K. G.; Chen, F.; Bradley, E. F.; Ohtaki, E.
Inequality of eddy transfer coefficients for vertical transport of sensible and latent heats during advective inversions.- Boundary-Layer Meteorol.- 25 (1983).- 25-41

Large, W. G.; Pond, S.
Open ocean momentum flux measurements in moderate and strong winds.- J. Phys. Oceanogr.- 11 (1981).- 324-336

Large, W. G.; Pond, S.
Sensible and latent heat flux measurements over the ocean.- J. Phys. Oceanogr.- 12 (1982).- 464-482

Larsen, S. E.; Busch, N. E.
Hot-wire measurements in the atmosphere: Part II, A field experiment in the surface boundary layer.- DISA-Information.- (1976) 20.- 5-21

Larsen, S. E.; Weller, F. W.; Businger, J. A.
A phase-locked loop continuous wave sonic anemometer-thermometer.- J. Appl. Meteorol.- 18 (1979).- 562-568

Larsen, S. E.; Højstrup, J.; Gibson, C. H.
Fast response temperature sensors.- In: Dobson, F et al. (eds.): Air-sea interachtion, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980.- 269-292

Lass, H.-U.; Fennel, W.
Zur Filterung stochastischer Prozesse und Anwendbarkeit der Reynolds-Regeln.- Tagung Transportprozesse in turbulenten Strömungen, Eisenach 20.-24. 11. 1978, Vorträge Heft II, AdW der DDR, ZIMM, Berlin.- (1979).- 137-152

Launiainen, J.
Parameterization of the water vapour flux over a water surface by the bulk aerodynamic method.- Ann. Geophysicae.- 1 (1983).- 481-492

Lege, D.
Eine Betrachtung der Bestimmung des Stroms fühlbarer Wärme und der Schubspannungsgeschwindigkeit aus Temperatur- und Windgeschwindigkeitsdifferenzen.- Meteorol. Rdsch.- 34 (1981).- 1-4

Lettau, H. H.
Windprofil, innere Reibung und Energieumsatz in den untersten 500 m über dem Meer.- Beitr. Phys. Atm.- 30 (1957).- 78-96

Lettau, H. H.; Hoeber, H.
Über die Bestimmung der Höhenverteilung von Schubspannung und Austauschkoeffizient in der atmosphärischen Reibungsschicht.- Beitr. Phys. Atm.- 37 (1964).- 105-118

Leuning, R.; Denmead, O. T.; Lang, A. R. G.; Ohtaki, E.
Effects of heat and water vapor transport on eddy covariance measurements of CO_2 fluxes.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 209-222

Leuning, R.; Legg, B. J.
Comments on 'The influence of water vapor fluctuations on turbulent fluxes' by Brook.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 255-258

Lindley, D., Bowen, A. J.
The response of cup and propeller anemometers to fluctuating wind speeds.- Proc. of the fifth Australasian conference on hydraulics and fluid mechanics, 1979 Dec. 9 to Dec. 13, Univ. of Canterbury, Christchurch, New Zealand.- (1975). 269-277

Little, C. E.
Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere.- Proc. IEEE.- 57 (1969).- 571-578

Lobemeyer, P.
Experimentelle Untersuchungen zur Existenz der laminaren Grenzschicht über See.- 1967.- Kiel, Inst. für Meeresforschungen der Univ. Kiel, Dipl.-Arb.- 147 S.

Logan, E.; Fichtl, G. H.
Rough to smooth transition of an equilibrium neutral constant stress layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 8 (1975).- 525-528

Maitani, T.
Statistics of wind direction fluctuations in the surface layer over plant canopies.- Boundary-Layer Meteorol.- 26 (1983).- 15-24

Martini, L.; Stark, B.; Hunsalz, G.
Elektronisches Lyman-Alpha-Feuchtigkeitsmeßgerät.- Z. Meteorol.- 23 (1973).- 313-322

Martini, L.; Stark, B.; Hunsalz, G.
Lyman-Alpha-Hygrometer.- messen-steuern-regeln.- 18 (1975).- 207-209

Matejka, F.; Janičkovičová, L; Hurtalová, T.
Possibilities of profile measurements optimalization in the boundary layer of the atmosphere.- Contr. Geophys. Inst. of SAV, Ser. Meteorol.- 8 (1988).- 34-45

McBean, G. A.
The variation of the statistics of wind, temperature and humidity fluctuations with stability.- Boundary-Layer Meteorol.- 1 (1971).- 438-457

McBean, G. A.
Instrument requirements for eddy correlation measurements.- J. Appl. Meteorol.- 11 (1972).- 1078-1084

McBean, G. A.; Bernhardt, K.; Bodin, S.; Litynska, Z.; Van Ulden, A. B.; Wyngaard, J. C.
The planetary boundary layer.- WMO No. 530, TN No. 165, Genf.- (1979).- XV, 201 pp.

McBean, G. A.; André, J. A.; Bernhardt, K.; Garratt, J. R.; Tennekes, H.; Wyngaard, J. C.
Priorities in boundary-layer research - thoughts from a working group of the World Meteorological Organization.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 125-128

McMillen, R. T.
An eddy correlation technique with extended applicability to non-simple terrain.- Boundary-Layer Meteorol.- 43 (1988).- 231-245

Melville, W. K.
Wind stress and roughness lenght over braking waves.- J. Phys. Ocean.- 7 (1977).- 702-710

Millionščikov, M. D.
Vstupitel'naja reč na otkrytii vsesojuznogo seminara po problemam turbulentnych tečenii.- Moskva: Izd. Nauka, 1974 (zitiert bei Smol'yakov und Tkachenko, 1983)

Mitsuta, Y.
Sonic anemometer-thermometer for general use.- J. Meteorol. Soc. of Japan, Ser. II.- 44 (1966).- 12-24

Mitsuta, Y.
Sonic anemometer-thermometer for atmospheric turbulence measurements.- In: Dowdell, R. B. (ed.): Flow: Its measurement and control in science and industry, Vol. 1, Proc. of a Symp., 10-14 Mai 1971 Pittdburgh Pa., Instr. Soc. of America, Pittsburgh.- (1974).- 341-348

Mix, W.; Dittrich, M; Bieling, U.; Rentsch, H.
Zur Bestimmung des Turbulenzkoeffizienten aus dem vertikalen Windprofil.- Z. Meteorol.- 34 (1984).- 319-338

Miyake, M.; Stewart, R. W.; Burling, R. W; Tsvang, L. R.; Koprov, B. M.; Kuznecov, O. A.
Comparison of acoustic instruments in an atmospheric flow over water.- Boundary-Layer Meteorol.- 2 (1971).- 228-245

Mizuno, T.
On the similarity of characteristics of turbulence in an unstable boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 69-83

Monin, A. S.; Obuchov, A. M.
Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremešivanija v prizemnom sloe atmosfery.- Trudy geofiz. inst. AN SSSR.- 24(151) (1954).- 163-187.- Übersetzung in: Goering, H. (Hrsg.): Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz.- Berlin: Akademie-Verlag, 1958.- 199-226.- Nachdruck in: Obuchov, A. M.: Turbulentnost' i dinamika atmosfery.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1988.- 135-159

Monin, A. S.; Jaglom, A. M.
Statisticeskaja gidrodinamika, č. 1.- Moskva: Izd. Nauka 1965.- 639 S.

Monin, A. S.; Jaglom, A. M.
Statisticeskaja gidrodinamika, č. 2.- Moskva: Izd. Nauka 1967.- 720 S.

Moore, C. J.
Frequency response corrections for eddy correlation systems.- Boundary-Layer Meteorol.- 37 (1986).- 17-35

Mücket, G.
Aufbau einer analogen Verarbeitungseinheit zur Erfassung des turbulenten Eergieaustausches.- Veröff. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1984) 25.- 31 S.

Mücket, G.
Turbulenzmeßtechnik: Infrarot-Absorptionshygrometer zur Bestimmung turbulenter Feuchtefluktuationen.- Veröff. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1989a) 27.- 5-29

Mücket, G.
Turbulenzmeßtechnik: Aufbau digitaler Verarbeitungstechnik zur Erfassung des turbulenten Energieaustauschs. Veröff. Meteorol. Dienstes der DDR.- (1989b) 27.- 31-51

Mücket, G.; Foken, Th.
Feuchtefluktuationsmessungen mit Lyman-Alpha-Hygrometern in der atmosphärischen Bodenschicht.- Wiss. Z. TH Ilmenau.- 26 (1980).- 99-104

Mücket, G.; Foken, Th.
Analogrechner zur Energieaustauschestimmung.- Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 21-24

Müller-Glewe, J.
Ein neues Meßgerät für den turbulenten Wärmefluß.- Ann. Meteorol., NF.- (1973) 6.- 187-189

Müller-Glewe, J.; Hinzpeter, H.
Measurements of turbulent heat flux over the sea. Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 47-52

Nappo, C. J.; Caneill, J. Y.; Furman, R. W.; Gifford, F. A.; Kaimal, J. C.; Kramer, M. L.; Lockhart, T. J.; Pendergast, M. M.; Pielke, R. A.; Randerson, D.; Shreffler, J. H.; Wyngaard, J. C.
The workshop on the representativness of meteorological observations, June 1981, Boulder Colo.- Bull. Am. Meteorol. Soc.- 63 (1982).- 761-764

Nemoto, S.
Some consideration on the atmospheric internal boundary layer over the ground surface.- Papers in Meteorol. & Geophys.- 23 (1972).- 121-134

Nicholls, S.; Smith, F. B.
On the definition of the flux of sensible heat.- Boundary-Layer Meteorol.- 24 (1982).- 121-127

Nieuwstadt, F. T. M.
The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer.- J. Atm. Sci.- 41 (1984).- 2202-2216

Nieuwstadt, F. T. M.; Van Dop. H. (eds.)
Atmospheric turbulence and air pollution modelling: A course held in The Hague, 21-25 September, 1981.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Co., 1982.- 358 pp.

Nikuradse, J.
Strömungsgesetze in rauhen Rohren.- VDI Forschungshefte.- 361 (1933)

O'Brien, E. E.
Sampling errors in flux measurements of slowly depositing pollutants.- J. Clim. & Appl. Meteorol.- 24 (1985).- 711-715

Obuchov, A. M.
O raspredelenie energii v spektre turbulentnogo potoka.- Izv. AN SSSR, ser. geogr. i geofiz.- 5 (1941).- 453-466.- Nachdruck in: Obuchov, A. M.: Turbulentnost' i dinamika atmosfery.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1988.- 83-95

Obuchov, A. M.
Turbulentnost' v temperaturnoj - neodnorodnoj atmosfere.- Trudy Inst. Teoret. Geofiz. AN SSSR.- 1 (1946).- Übersetzung in: Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature.- Boundary-Layer Meteorol. 2 (1971).- 7-29.- Nachdruck in: Obuchov, A. M.: Turbulentnost' i dinamika atmosfery.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1988.- 96-117

Obuchov, A. M.
O strukture temperaturnogo polja i polja skorostej v uslovijach konvekcii.- Izv. AN SSSR, ser. geofiz.- (1960).- 1392-1396

Obuchov, A. M.
Turbulentnost' i dinamika atmosfery.- Leningrad: Gidrometeoizdat, 1988.- 413 S.

Ogawa, Y.; Ohara, T.
The turbulent structure of the internal boundary layer near the shore, Part I: Case Study.- Boundary-Layer Meteorol.- 31 (1985).- 369-384

Ohtaki, E.
The Kolmogorov constant for carbon dioxide in the atmospheric surface layer over a paddy field.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 153-159

Ohtaki, E.
On the similarity in atmospheric fluctuations of carbon dioxide, water vapor and temperature over vegetated fields.- Boundary-Layer Meteorol.- 32 (1985).- 25-37

Ohtaki, E.; Matsui, T.
Infrared device for simultaneous measurement of fluctuations of atmospheric carbon dioxide and water vapor.- Boundary-Layer Meteorol.- 24 (1982).- 109-119

Okamoto, M.; Funk, J. P.
The divergence of eddy heat flux and temperature fluctuations in stable conditions.- Geophys. Mag.- 35 (1971).- 137-151

Olesen, H. R.; Larsen, S. E., Højstrup, J.
Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 29 (1984).- 285-311

Orlanski, I.
A rational subdivision of scales for atmospheric processes.- Bull. Am. Meteorol. Soc.- 56 (1975).- 527-530

Paeschke, W.
Experimentelle Untersuchungen zum Rauhigkeitsproblem in der bodennahen Luftschicht. Z. Geophys.- 13 (1937).- 14-21

Panin, G. N.
Metodika rasčeta lokal'nogo teplo- i vlagoobmena v sisteme vodoem - atmosfera.- Vodnye resursy.- 4 (1983) 4.- 3-12

Panin, G. N.
Teplo i massoobmen meždu vodoemom i atmosferoj v estestvennych uslovijach.- Moskva: Izd. Nauka, 1985, 206 S.

Panin, G. N.; Čerevitinov, F. O.; Piacena, Ch.
O vlijanii stratifikacii vozducha na processy vzaimodejstvija vodoema s atmosferoj.- Acta Hydrophys.- 27 (1982).- 229-244

Panin, G. N.; Karpovič, Ju. B.; Kuznecov, O. A.; Šenfel'dt, G.-Ju.; Raabe, A.; Piacena, Ch.
Resul'taty sravnenija priborov izmerijajuščich fluktuacii skorosti, temperatury i vlažnosti vozducha.- Z. Meteorol.- 35 (1985).- 84-89

Panofsky, H. A.
Determination of stress from wind and temperature measurements.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 89 (1963).- 85-94

Panofsky, H. A.
Vertical variation of roughness length at the Boulder Atmospheric Observatory.- Boundary-Layer Meteorol.- 28 (1984).- 305-308

Panofsky, H. A.; Townsend, A. A.
Change of terrain roughness and the wind profile.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 90 (1964).- 147-155

Panofsky, H. A.; Petersen, E. L.
Wind profiles and change of terrain roughness at Risø.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 98 (1972). 845-854

Paulson, C. A.
The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer.- J. Appl. Meteorol.- 9 (1970).- 857-861

Persin, S. M.; Polikachina, N. G.; Romanov, E. V.; Ščepanovskaja, L. A.
Kompleks apparatury dla izmerenija turbulentnych perenosov.- Trudy GGO.- (1983) 473.- 28-33

Petenko, I. V.; Shurygin, E. A.; Neisser, J.; Foken, Th.
Comparison of Sodar and turbulent measurement.- In: Structure of the boundary layer over non-homogeneous terrain: Proceedings of the field experiment KOPEX-86.- Prague (1988).- 37-54

Peterson, E. W.
Modification of mean flow and turbulent energy by a change in surface roughness under conditions of neutral stability.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 95 (1969).- 561-575

Piazena, H.
Zum Einfluß geordneter Vertikalbewegungen auf den vertikalen Transport von Wasserdampf und Impuls in der oberflächennahen Luftschicht über dem Meer. Z. Meteorol.- 40 (1990).- im Druck

Pielke, R. A.
A three-dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida.- Month. Weather Rev.- 102 (1974).- 115-139

Pond, S.; Phelps, G. T.; Paquin, J. E.; McBean, G., Stewart, R. W.
Measurements of turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean.- J. Atm. Sci.- 28 (1971).- 901-917

Prandtl, L.
Meteorologische Anwendungen der Strömungslehre. Beitr. Phys. Atm.- 19 (1932).- 188-204

Prandtl, L.; Oswatitsch, K.; Wieshardt, K.
Führer durch die Strömungslehre.- Braunschweig, Wiesbaden: Friedr. Vieweg & Sohn, 1984.- 622 S.

Pretel, J.
Grundcharakteristiken der atmosphärischen Bodenschicht über gegliedertem Gelände (tschechisch).- Meteorol. zprávy.- 35 (1982).- 50-54

Pretel, J.
Zur Bearbeitung der Terraininhomogenität in der Bodenschicht der Atmosphäre.- Z. Meteorol.- 34 (1984), 253-255

Pretel, J. (ed.)
Structure of the boundary layer over non-homogeneous terrain: Proceedings of the field experiment KOPEX-86.- Prague (1988).-197 pp.

Pretel, J.; Zelený, J.
Effect of non-homogeneous terrain and roughness on turbulence in surface boundary layer.- Idöjárás.- 89 (1985). 249-256

Pretel, J.; Zelený, J.; Smolen, F.
The Kopisty radiation-turbulent experiment.- Idöjárás.- 90 (1986).- 193-205

Pretel, J.; Zelený, J.; Smolen, F.; Keder, J.; Foken, Th.; Richter, S. H.; Neisser, J.; Bull, G.; von Hoyningen-Huene, W.; Zubkovskij, S. L.; Federov, M. M.
Some results of the field experiment KOPEX-86.- Boundary-Layer Meteorol.- (1989).- in print

Priestley, C. H. B.
Turbulent transfer in the lower atmosphere.- Chicago: Univ. Press 1959.- 130 pp.

Pruitt, W. O.; Morgan, D. L.; Lourence, F. J.
Momentum and mass transfer in the surface boundary layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 99 (1973).- 370-386

Raabe, A.
Zur Wechselwirkung von Meer und Atmosphäre in Küstennähe unter Berücksichtigung der internen Grenzschicht im Windfeld der atmosphärischen Bodenschicht.- 1981.- 106 S.- Leipzig, Karl-Marx-Universität, Diss. A

Raabe, A.
On the relation between the drag coefficient and fetch above the sea in the case of off-shore wind in the near-shore zone.- Z. Meteorol.- 33 (1983).- 363-367

Raabe, A.
Zur Höhe der internen Grenzschicht der Atmosphäre bei ablandigem Wind über See.- Z. Meteorol.- 36 (1986).- 308-311

Raabe, A., Hupfer, P.
Povedenie koefficienta soprotivlenija morskoj poverchnosti v pribrežnoj zone.- In: Rezul'taty mezdunarodnogo eksperimenta Kamčija 77.- Sofija: Izd. Bolgar. AN 1980.- 39-44

Raabe, A.; Panin, G. A.; Schönfeldt, H.-J.
Die Variabilität des Windreibungskoeffizienten über See in der Nähe einer Küste mit steil ansteigendem Ufer.- Z. Meteorol.- 37 (1987).- 137-147

Radikevič, V. M.
Transformacija dinamičeskich characteristik vozdušnogo potoka pod vlijaniem izmerenija šerochovatosti podstilajuščej poverchnosti.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 7 (1971), 1241-1250

Rao, K. S.; Wyngaard, J. C.; Coté, O. R.
The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness.- J. Atm. Sci.- 31 (1974).- 738-746

Raupach, M. R.
Infrared fluctuation hygrometer in the atmospheric surface layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 104 (1978).- 309-322

Raupach, M. R.; Thom, A. S.; Edwards, I.
A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces.- Boundary- Layer Meteorol.- 18 (1980).- 373-397

Rayment, R.; Readings, J. C.
The importance of instrument tilt on measurements of atmospheric turbulence.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 96 (1971).- 132-137

Raynor, G. S.; Michael, P.; Brown, R. M.; SethuRaman, S.
Studies of atmospheric diffusion from a nearshore oceanic site.- J. Appl. Meteorol.- 14 (1975).- 1080-1094

Redford, T. G. Jr.; Verma, S. B.; Rosenberg, N. J.
Humidity fluctuations over a vegetated surface measured with a Lyman-Alpha-Hygrometer and a fine-wire thermocouple psychrometer.- J. Appl. Meteorol.- 19 (1980).- 860-867

Reinking, R. F.
The respective effects of water vapor and temperature on the turbulent fluxes of sensible and latent heat.- Boundary-Layer Meteorol.- 19 (1980).- 373-385

Reuter, J.
Bestimmung des spezifischen Widerstandes von Platin in Abhängigkeit von der Drahtstärke, als Beitrag zur Kenntnis der freien Weglänge der Leitungselektronen.- Ann. Physik, Folge 5.- 30 (1937).- 494-504

Reynolds, O.
On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion.- Phil. Trans. Roy. Soc.- 186 (1895).- 123-164

Richardson, L. F.
The supply of energy from and to atmospheric eddies.- Proc. Roy. Soc.- A97 (1920).- 354-373

Richter, S. H.
persönliche Mitteilung.- (1988)

Richter, S. H.
Experimentelle Untersuchungen zu einem Verfahren zur Parametrisierung von Austauschprozessen in der bodennahen Luftschicht.- Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR. (1990) 146.- im Druck

Richter, S. H.; Skeib, G.
Anwendung eines Verfahrens zur Parametrisierung des turbulenten Energieaustausches in der atmosphärischen Bodenschicht. Geod. Geophys. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 80-85

Richter, S. H.; Haupt, R.
Zu einigen meteorologischen Aspekten der Winderosion im Lösagrarland der DDR.- Z. Meteorol. 39 (1989).- 114-117

Richter, S. H.; Skeib, G.
Ein Verfahren zur Parametrisierung von Austauschprozessen in der bodennahen Luftschicht.- Abh. Meteorol. Dienstes d. DDR.- (1990) 146.- im Druck

Roll, H. U.
Wassernahes Windprofil und Wellen auf dem Wattenmeer.- Ann. Meteorol.- 1 (1948).- 139-151

Roll, H. U.
Physics of the marine atmosphere.- New York, London: Academic Press, 1965.- 426 pp.

Roth, R.
Modell für das Windprofil über einer rauhen und einer glatten Oberfläche.- Beitr. Phys. Atm.- 45 (1972).- 277-304

Roth, R.
Der vertikale Transport von Luftbeimengungen in der Prandtl-Schicht und die Deposition-Velocity.- Meteorol. Rdsch.- 28 (1975).- 65-71

Rotta, J. C.
Turbulente Strömungen.- Stuttgart: Teubner-Verlag 1972.- 267 S.

Rülke, R.
Zur Bestimmung der Bodenschichtobergrenze aus experimentellen Daten.- 1987.- 52 S.- 7 Anl.- Berlin, Humboldt-Univ., Dipl.-Arb.

Schlichting, H.
Grenzschichttheorie.- Karlsruhe: G. Braun Verlag, 1965.- 736 S.

Schmidt, W.
Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen.- Hamburg: Henri Grand Verlag 1925.- 118 S.

Schmitz-Peiffer, A.; Heinemann, D.; Hasse, L.
The ageostrophic method - an update.- Boundary-Layer Meteorol.- 39 (1987).- 269-281

Schneider-Carius, K.
Die Grundschicht der Troposphäre.- Leipzig: Akad. Verlagsges. 1953.- 168 S.

Schönfeldt, H.J.; Raabe, A.; Piazena, H.
Erfahrungen beim Einsatz einer hochempfindlichen Feuchtesonde mit Miniaturfeuchtefühler auf Bariumfluoridbasis - Vergleich mit Lyman-Alpha-Hygrometer.- Z. Meteorol.- 33 (1983).- 116-118

Schotanus, P.; Nieuwstadt, F. T. M.; De Bruin, H. A. R.
Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes.- Boundary-Layer Meteorol.- 26 (1983).- 81-93

Schotland, R. M.
The measurement of wind velocity by sonic waves.- J. Meteorol.- 12 (1955).- 386-390

Sellers, P. J.; Hall, F. G.; Asrar, G.; Strebel, D. E.; Murphy, R. E.
The First ISLSCP Field Experiment (FIFE).- Bull. Am. Meteorol. Soc.- 69 (1988).- 22-27

Shir, C. C.
A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness.- J. Atm. Sci.- 29 (1972).- 304-310

Shuttleworth, W. J.; McNeil, D. D.; Moore, C. J.
A switched continuous-wave sonic anemometer for measuring surface heat fluxes.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982).- 425-448

Silverman, B. A.
The effects of the special averaging on spectrum estimation.- J. Appl. Meteorol.- 7 (1968).- 168-172

Skeib, G.
Zur Definition universeller Funktionen für die Gradienten von Windgeschwindigkeit und Temperatur in der bodennahen Luftschicht.- Z. Meteorol.- 30 (1980).- 23-32

Skeib, G., Richter, S. H.
Praktische Anwendung voll normierter universeller Funktionen für das turbulente Stromfeld in der bodennahen Luftschicht.- Z. Meteorol. 34 (1984).- 247-252

Smedman, A.-S.
Observations of a multi-level turbulence structure in a very stable atmospheric boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 44 (1988).- 231-253

Smedman, A.-S.; Ludin, K.
Influence of sensor configuration on measurements of dry and wet bulb temperature fluctuations. J. Atm. & Oceanic Technology.- 4 (1987).- 668-673

Smedman-Högström, A.-S.; Högström, U.
A parctical method for determining wind frequency distributions for the lowest 200 m from routine meteorological data.- J. Appl. Meteorol.- 17 (1978).- 942-954

Smith, S. D.
Eddy flux measurements over lake Ontario.- Boundary-Layer Meteorol.- 6 (1974).- 235-255

Smith, S. D.
Dynamic anemometers.- In: Dobson, F. et. al. (eds.): Air-sea interaction, Instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980a.- 65-80

Smith, S. D.
Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds.- J. Phys. Oceanography.- 10 (1980b).- 709-726

Smith, S. D.; Banke, E. G.
Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 101 (1975).- 665-673

Smith, S. D.; Jones, E. P.
Dry-air boundary conditions for correction of eddy flux measurements.- Boundary-Layer Meteorol.- 17 (1979).- 375-379

Smol'yakov, A. V.; Tkachenko, V. M.
The measurement of turbulent fluctuations.- Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1983.- 295 pp.

Sonntag, D.
Theorie und Praxis der Psychrometerformeln.- Beitr. Meereskunde.- (1982) 46.- 49-52

Sorbjan, Z.
Characteristics in the stable-continuous boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 35 (1986).- 257-275

Sorbjan, Z.
An examination of local similarity theory in the stably stratified boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1987a).- 63-71

Sorbjan, Z.
Comments on 'Scaling the atmospheric boundary layer'.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1987b).- 411-413

Street, R. L.; Miller, A. W.
Determination of aqueous sublayer thickness at an air-water interface.- J. Phys. Oceanography.- 7 (1977).- 110-117

Stunder, M.; SethuRaman, S.
A comperative evaluation of the coastal internal boundary-layer height equations.- Boundary-Layer Meteorol.- 32 (1985).- 177-204

Sverdrup, H. U.
Das maritime Verdunstungsproblem.- Ann Hydrogr. u. Marit. Meteorol.- 64 (1936) 2.- 41-47

Swinbank, W. C.
The exponential wind profile. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 90 (1964).- 119-135

Swinbank, W. C.
A comparison between prediction of the dimensional analysis for the constant-flux layer and observations in unstable conditions.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 94 (1968).- 460-467

Szablewski, W.
Turbulente Scherströmungen.- Schriftenreihe des ZIMM, Akad. Wiss. der DDR.- 21 (1976).- 196 S.

Taubenheim, J.
Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten.- Leipzig: Akad. Verlagsges. 1969.- 386 S.

Taylor, G. I.
Eddy motion in the atmosphere.- Phil. Trans. Roy. Soc.- A215 (1915).- 1-16

Taylor, R. J.
A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the low atmosphere.- J. Fluid Mech.- 10 (1961).- 449-458

Taylor, P. A.
On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 95 (1969).- 77-91

Tennekes, H.
Similarity relations: Scaling laws and special dynamics.- In: Nieuwstadt, F. T. M.; Van Dop, H. (eds.): Atmospheric turbulence and air pollution modelling: A course held in The Hague, 21-25 September 1981.- Dordrecht, Boston, London: D. Reidel Publ. Co. 1982.- 37-68

Tiesel, R.; Foken, Th.
Zur Entstehung des Seerauchs an der Ostseeküste vor Warnemünde.- Z. Meteorol.- 37 (1987).- 173-176

Trevitt, A. C. F.
An infrared hygrometer with on-line temperature compensation.- Boundary-Layer Meteorol. 34 (1986).- 157-169

Tsvang, L. R. s. a. Cvang, L. R.

Tsvang, L. R.; Koprov, B. M.; Zubkovskij, S. L.; Dyer, A. J.; Hicks, B. B.; Miyake, M.; Steward, R. W.; McDonald, J. W.
Comparison of turbulence measurements by different instruments; Tsimlyansk field experiment 1970.- Boundary-Layer Meteorol.- 3 (1973).- 499-521

Tsvang, L. R.; Zubkovskij, S. L.; Kader, B. A.; Kallistratova, M. A.; Foken, Th.; Gerstmann, W.; Przadka, Z.; Pretel, J.; Zelený, J.; Keder, J.
International turbulence comparison experiment (ITCE-81).- Boundary-Layer Meteorol.- 31 (1985).- 325-348

Van der Hoven, I.
Powerspectrum of horizontal windspeed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour.- J. Meteorol.- 14 (1957).- 160-164

Venkatram, A.
A model of internal boundary layer development.- Boundary-Layer Meteorol.- 11 (1977), 419-437

Venkatram, A.
An examination of methods to estimate the height of the coastal internal boundary layer.- Boundary-Layer Meteorol.- 36 (1986).- 149-156

Volkov, Ju. A.; Elagina, L. G.; Koprov, B. M.
Spektral'nye charakteristiki turbulentnogo obmena meždu okeanom i atmosferoj v tropičeskoj zone Atlantiki.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 10 (1974).- 619-627

Volkov, Ju. A.; Solov'ev, A. V.
O vertikal'noj strukture polja temperatury privodnogo sloja atmosfery nad okeanom.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 22 (1986).- 899-903

Volkov, Ju. A.; Elagina, L. G.; Otaki, E.; Cukamoto, O.
Eksperiment po sravneniju apparatury dlja izmerenij turbulentnogo perenosa CO_2.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 25 (1989).- 279-285

Wache, U.
Versuche zur Parametrisierung der Bodenschichthöhe.- 1988.- 98 S.- 32 Anl.- Berlin, Humboldt-Univ.- Dipl.-Arb.

Wache, U.; Foken, Th.
Versuche zur Parametrisierung der Bodenschichthöhe mittels experimenteller Daten.- Z. Meteorol.- 40 (1990).- im Druck

WCP No. 76.- Report of the meeting of experts on the design of a pilot atmosphere-hydrological experiment for the WCRP.- Genf, WMO/ICSU.- (1984).- 45 pp., 5 App.

WCP No. 96.- Report of the first session of the JSC Scientific steering group on land surfac processes and climate. Genf, WMO/ICSU, WMO/TD No. 43.- (1985).- 22 pp., 7 App.

Webb, E. K.
Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 96 (1970).- 67-90

Webb, E. K.
Profile relationships in the super adiabatic surface layer.- Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 108 (1982a).- 661-668

Webb, E. K.
On the correction of flux measurements for effects of heat and water vapour transfer.- Boundary-Layer Meteorol.- 23 (1982b).- 251-254

Webb, E. K.
Temperature and humidity structure in the lower atmosphere.- In: Brunner, F. K. (ed.): Geodetic refraction.- Berlin (West), Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1984.- 85-141

Webb, E. K.; Pearman, G. I.
Correction of CO_2 transfer measurements for the effect of water vapour transfer. Second Australasian Conference on Heat & Mass Transfer, Univ. of Sydney, Astralia.- (1977).- 469-476

Webb, E. K.; Pearman, G. I.; Leuning, R.
Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. Quart. J. Roy Meteorol. Soc.- 106 (1980).- 85-100

Weiler, H. S., Burling, R. W.
Direct measurements of stress and spectra of turbulence in the boundary layer over the sea.- J. Atm. Sci.- 24 (1967).- 653-664

Weill, A.; Klapisz, C.; Strauss, B.; Baudin, F.; Jaupart, C.; Van Grunderbeek, P.; Goutorbe, J. P.
Measuring heat flux and structure function of temperature fluctuation with an acoustic doppler-sodar.- J. Appl. Meteorol.- 19 (1980).- 199-205

Wendisch, M.; Foken, Th.
Sensitivitätstest für ein Mehrschichten-Energieaustauschmodell.- Z. Meteorol.- 39 (1989).- 36-39

Wesely, M. L.; Eastman, J. A.; Cook, D. R.; Hicks, B. B.
Daytime variations of ozone eddy fluxes to maize.- Boundary-Layer Meteorol.- 15 (1978).- 361-373

Wieringa, J.
Tilt errors and precpitation effects in trivane measurements of turbulent fluxes over open water.- Boundary-Layer Meteorol.- 2 (1972).- 406-426

Wieringa, J.
Comparison of three methods for determining strong wind stress over Lake Flevo.- Boundary-Layer Meteorol.- 7 (1974).- 3-19

Wieringa, J.
A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. Boundary-Layer Meteorol.- 18 (1980).- 411-430

Wieringa, J.
Reply (to Wyngaard et al., 1982).- Boundary-Layer Meteorol.- 22 (1982).- 251-255

Wippermann, F.
A note on the parameterization of the large-scale wind stress at the sea surface.- Beitr. Phys. Atm.- 45 (1972).- 260-268

WMO-TN-175.- Meteorological aspects of the utilization of wind as an energy source. WMO No. 575, TN No. 175.- (1981).- 180 pp.

WMO-TD-54.- Report of the sixth session of the Joint scientific committee.- Genf, WMO/ICSU.- (1985).- 44 pp., 2 App.

Wu, J.
Wind stress and surface roughness at air-sea interface.- J. Geophys. Res.- 74 (1969).- 444-445

Wucknitz, J.
Determination of turbulent fluxes of momentum and sensible heat from fluctuation measurements and the structure of wind field over waves above the tropical Atlantic during ATEX.- "Meteor"-Forschungsergebn., R. B.- (1976) 11.- 25-50

Wucknitz, J.
Flow distortion by supporting structures.- In: Dobson, F. et al. (eds.): Air-sea interaction, instruments and methods.- New York, London: Plenum Press, 1980.- 605-626

Wyngaard, J. C.
On surface layer turbulence.- In: Haugen, D. A. (ed.): Workshop on micrometeorology.- Am. Meteorol. Soc.- (1973).- 101-149

Wyngaard, J. C.; Coté, O. R.
The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer.- J. Atm. Sci.- 28 (1971).- 190-201

Wyngaard, J. C.; Izumi, Y.; Collins, S. A.
Behavior of the refractive index structure parameter near the ground.- J. Opt. Soc. Amer.- 61 (1971a).- 1646-1650

Wyngaard, J. C.; Coté, O. R.; Izumi, Y.
Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux.- J. Atm. Sci.- 28 (1971b).- 1171-1182

Wyngaard, J. C.; Clifford, S. F.
Estimation momentum, heat and moisture fluxes from structure parameters.- J. Atm. Sci.- 35 (1978).- 1204-1211

Wyngaard, J. C.; Businger, J. A.; Kaimal, J. C.; Larsen, S.E.
Comments on 'A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding'.- Boundary-Layer Meteorol.- 22 (1982).- 245-250

Yaglom, A. M. s. a. Jaglom, A. M.

Yaglom, A. M.
Comments on wind and temperature flux-profile relationships.- Boundary-Layer Meteorol.- 11 (1977).- 89-102

Yamamoto, G.
Generalization of the KEYPS formula in diabatic conditions and related discussion on the critical Richardson number.- J. Meteorol. Soc. of Japan.- 53 (1975).- 189-195

Yasuda, N.; Toya, T.
Caracteristics of the Lyman-Alpha Humidiometer and measurements of turbulent humidity fluctuations over the ocean.- Boundary-Layer Meteorol.- 38 (1987).- 51-62

Zelený, J.
Sledování difúze ve zvlněném terénu (Untersuchung zur Diffusion über gegliedertem Gelände).- Meteorol. zprávy.- 22 (1969).- 72-75

Zelený, J.
Merení turbulence pomocí vrtulkových anemometrú (Turbulenz-

messung mit Propelleranemometern).- Meteorol. zprávy.- 41 (1988).- 46-47

Zelený, J.; Foken, Th.
Vergleich der Turbulenzcharakteristiken über verschiedenen Unterlagen.- Z. Meteorol.- 36 (1986).- 304-307

Zelený, J.; Pretel, J.
Zur Problematik der Bestimmung der aerodynamischen Rauhigkeit der Erdoberfläche.- Z. Meteorol.- 36(1986).- 325

Zilitinkevich, S. S.
On the computation of the basic parameters of the interaction between the atmosphere and the ocean.- Tellus.- 21 (1969).- 17-24

Zilitinkevič, S. S.
Dinamika pogranično sloja atmosphery.- Leningrad: Gidrometeoizdat 1970.- 291 S.

Zilitinkevič, S. S.; Čalikov, D. V.
Opredelenie universal'nych profilej skorosti vetra i temperatury v prizemnom sloe atmosfery.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 4 (1968).- 294-302

Zubkovskij, S. L.; Kravčenko, T. K.
Prjamye izmerenija nekotorych charakteristik atmosfernoj turbulentnosti v privodnom sloe.- Izv. AN SSSR, Fiz. Atm. i okeana.- 3 (1967).- 127-135

Zubkovskij, S.L.; Kucharec, V. P.; Cvang, L. R.
Vertikal'nye profili charakteristik turbulentnosti v prizemnom i pogranično slojach atmosfery pri neustojcivoj stratifikacii.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 15 (1979).- 44-52

Zubkovskij, S. L.; Fedorov, M. M.
Dvuchtočnye izmerenija pul'sacij prodol'noj komponenty skorosti vetra v prizemnom sloe atmosfery.- Geod. Geophy. Veröff., R. II.- (1984) 26.- 89-91

Zubkovskij, S. L.; Fedorov, M. M.
Eksperimental'noe opredelenie prostranstvennych korrelacionnych funkcij pole skorosti vetra v prizemnom sloe vozducha.- Izv. AN SSSR, Fiz. atm. i okeana.- 22 (1986).- 909-916

Zubkovskij, S. L.; Suško, A. A.
Eksperimental'noe issledovanie prostranstvennoj struktury temperaturnogo polja v prizemnom sloe atmosfery.- Meteorol. Issledovanija.- (1987) 28.- 36-41

Žukauskas, A.; Slančjauskas, A.
Teploodaca v turbulentnom potoke židkosti.- Vil'njus: Izd. Mintis 1973.- 327 S.

Anlagen

Anl. 2.1: Übersicht zu verschiedenen universellen Funktionen unter labilen Bedingungen, erweiterte Zusammenstellung nach Dyer (1974) und Yaglom (1977) bei Berücksichtigung der Bearbeitung von Högström (1988), mit * gekennzeichnet

Autor	Experiment	æ	γ_m	γ_h	γ_e
Pristley (1959)	–	–	–	$1,\ 0 \geq Ri \geq -0,03$ $0,32(-z/L)^{1/3},$ $Ri < -0,03$	–
Swinbank (1964)	Kerang 1962	–	$(z/L) \cdot (1-\exp(z/L))^{-1}$	–	–
Swinbank (1968)	Kerang 1962 Hay 1964	0,40	$0,613 \cdot (-z/L)^{-0,2}$ $-0,1 \geq z/L \geq -2$	$0,227 \cdot (-z/L)^{-0,44}$ $-0,1 \geq z/L \geq -2$	–
Zilitinkevič und Čalikov (1968)	Cimljansk 1963-65	0,434	$1+1,45(z/L)$ $0 > z/L > -0,15$ $0,41 \cdot (-z/L)^{-1/3}$ $-0,15 > z/L > -1,2$	$1+1,45(z/L)$ $0 > z/L > -0,15$ $0,41 \cdot (-z/L)^{-1/3}$ $-0,15 > z/L > -1,2$	–
		0,40*	$1+1,38(z/L)$ $0 > z/L > -0,15$ $0,42 \cdot (-z/L)^{-1/3}$ $-0,15 > z/L > -1,2$	$0,95+1,31(z/L)$ $0 > z/L > -0,15$ $0,40 \cdot (-z/L)^{-1/3}$ $-0,15 > z/L > -1,2$	–
Dyer und Hicks (1970),	Wangara 1967,	0,41	$[1-16(z/L)]^{-1/4}$ $0 > z/L > -1$	$[1-16(z/L)]^{-1/2}$ $0 > z/L > -1$	$[1-16(z/L)]^{-1/2}$ $0 > z/L > -1$
Dyer (1974)	Hay 1967, Gurley 1970	0,40*	$[1-15,2(z/L)]^{-1/4}$	$0,95 \cdot [1-15,2(z/l)]^{-1/2}$	–
Webb (1970)	O'Neill 1953 u.a.	–	$1+4,5(z/L,$ $z/L > -0,03$	$1+4,5(z/L)$ $z/L > -0,03$	$1+4,5(z/L)$ $z/L > -0,03$

Anl. 2.1: Fortsetzung

Autor	Experiment	$\varkappa$	φ_m	φ_h	φ_e
Businger et al. (1971)	Kansas 1968	0,35	$[1-15(z/L)]^{-1/4}$ $0>z/L>-2$	$0,74.$ $[1-9(z/L)]^{-1/2}$ $0>z/L>-2$	-
		0,40*	$[1-19,3(z/L)]^{-1/4}$	$0,95.$ $[1-11,6(z/L)]^{-1/2}$	-
Pruitt et al. (1973)	Davis CA 1966/67	0,42	$(1-16.Ri)$ $0>Ri>-3,5$	-	$0,885.$ $(1-22.Ri)^{-0,40}$ $0>Ri>-3,5$
Kondo (nach Yamamoto, 1975)	-	-	$[1-16(z/L)]^{-1/4}$	$[1-16(z/L)]^{-1/4}$	$[1-16(z/L)]^{-1/4}$
Skeib (1980) (Foken und Skeib, 1983) kritische Werte entspr. Foken (1990)	Hay 1964 Kerang 1962 MESP-81	0,40	1 $0>z/L>-0,0625$ $[(z/L)/-0,0625]^{-1/4}$ $-0,0625>z/L>-2$	1 $0>z/L>-0,0625$ $[(z/L)/-0,0625]^{-1/2}$ $-0,0625>z/L>-2$	1 $0>z/L>-0,0625$ $[(z/L)/0,0625]^{-1/2}$ $-0,0625>z/L>-2$
		0,40*	identisch	$0,95$ $0>z/L>-0,0625$ $0,95.$ $[(z/L)/-0,0625]^{-1/2}$ $-0,0625>z/L>-2$	
Gavrilov und Petrov (1981)	-	0,40	$[(1-8,0(z/L)]^{-1/3}$	$0,65.$ $[1-35(z/L)]^{-1/2}$ $+0,25/[1+8(z/L)^2]$	$0,65.$ $[1-35(z/L)]^{-1/2}$ $+0,25/[1+8(z/L)^2]$
Dyer und Bradley (1982)	ITCE-1976	0,40	$[1-28(z/L)]^{-1/4}$	$[1-14(z/L)]^{-1/2}$	$[1-14(z/L]^{-1/2}$
		0,40*	identisch	identisch	identisch

Anl. 2.2: Übersicht zu verschiedenen universellen Funktionen unter stabilen Bedingungen, erweiterte Zusammenstellung nach Dyer (1974) und Yaglom (1977) bei Berücksichtigung der Bearbeitung von Högström (1988), mit * gekennzeichnet

Autor	Experiment	æ	φ_m	φ_h	φ_e
Čalikov (1968)	Mirny, Antarktis	0,40	$1+7,74(z/L)$ $z/L>0,04$	$1+5,17(z/L)$ $z/L>0,04$	–
Zilitinkevič und Čalikov (1968)	Cimljansk 1963-65	0,434	$1+9,9(z/L)$	$1+9,9(z/L)$	–
		0,40*	$1+9,4(z/L)$	$0,95+8,9(z/L)$	
Webb (1970)	O'Neill 1953 u.a.	0,41	$1+5,2(z/L)$ $1\geq z/L\geq 0$	$1+5,2(z/L)$ $1\geq z/L\geq 0$	$1+5,2(z/L)$ $1\geq z/L\geq z/L$
Businger et al. (1971)	Kansas 1968	0,35	$1+4,7(z/L)$ $1>z/L>0$	$0,74+4,7(z/L)$ $1>z/L>0$	–
		0,40*	$1+6,0(z/L)$	$0,95+7,8(z/L)$	
Pruitt et al. (1973)	Davis CA 1966/67	0,42	$(1+16.Ri)^{1/3}$ $0,3>z/L>0$	–	$0,885.(1+34.Ri)^{0,40}$ $0,3>z/L>0$
Dyer (1974)	–	0,41	$1+5(z/L)$ $0>z/L$	$1+5(z/L)$ $0>z/L$	$1+5(z/L)$ $0>z/L$
		0,40*	$1+4,8(z/L)$	$0,95+4,5(z/L)$	

Anl. 2.2: Fortsetzung

Autor	Experiment	æ	φ_m	φ_h	φ_e
Kondo (nach Yamamoto, (1975)	-	-	$1+6(z/L)$ $0,3>z/L$ $[1+22,8(z/L)]^{1/2}$ $z/L>0,3$	$1+6(z/L)$ $0,3>z/L$ $[1+22,8(z/L)]^{1/2}$ $z/L>0,3$	$1+6(z/L)$ $0,3>z/L$ $[1+22,8(z/L)]^{1/2}$ $z/L>0,3$
Skeib (1980) (Foken und Skeib, 1983) kritische Werte entspr. Foken (1990)	Hay 1964 Kerang 1962 MESP-81	0,40	1 $0,125>z/L>0$ $(z/L)/0,125$ $2>z/L>0,125$	1 $0,125>z/L>0$ $[(z/L)/0,125]^2$ $2>z/L>0,125$	1 $0,125>z/L>0$ $[(z/L)/0,125]^2$ $2>z/L>0,125$
Gavrilov und Petrov (1981)	-	0,40	$1+5(z/L)$	$0,9+6(z/L)$	$0,9+6(z/L)$

Anl. 2.3: Experimentelle Überprüfung verschiedener universeller Funktionen mit dem Datensatz von MESP-81 nach Tsvang et al. (1985)
Modellgröße = a * Meßgröße + b

Autor	Ri-Bereich	n	u_*^2 in $m^2.s^{-2}$			$\overline{w'T'}$ in $K.m.s^{-1}$		
			r	a	b	r	a	b
Priestley (1959)	Ri<0	57				0,86	0,94±0,15	0,01±0,01
	Ri<-0,04	47				0,85	0,93±0,17	0,01±0,01
Zilitinkevič und Čalikov (1968)	Ri<0	57	0,83	1,07±0,19	0,02±0,01	0,83	0,75±0,13	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	0,89±0,29	0,03±0,01	0,82	0,77±0,15	0,02±0,01
Dyer und Hicks (1970)	Ri<0	57	0,81	1,01±0,19	0,03±0,01	0,85	1,10±0,18	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	0,97±0,13	0,03±0,01	0,84	1,09±0,20	0,02±0,01
Businger et al. (1971)	Ri<0	57	0,81	0,76±0,15	0,02±0,01	0,85	0,99±0,16	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	0,74±0,24	0,02±0,01	0,84	0,98±0,18	0,02±0,01
Pruitt et al. (1973)	Ri<0	57	0,79	1,07±0,22	0,05±0,01	0,85	1,42±0,23	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	1,14±0,37	0,04±0,01	0,84	1,40±0,26	0,03±0,01
Skeib (1980) Originalform	Ri<0	57	0,83	0,87±0,15	0,01±0,01	0,82	0,91±0,17	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	0,68±0,22	0,03±0,01	0,81	0,91±0,20	0,02±0,01
Gavrilov und Petrov (1981)	Ri<0	57	0,82	0,95±0,18	0,02±0,01	0,85	1,00±0,17	0,02±0,01
	Ri<-0,04	47	0,67	0,88±0,28	0,03±0,01	0,84	0,99±0,19	0,02±0,01

Anl. 2.4: Spektralmodelle mit Stabilitätseinfluß [Zusammenstellung nach Moore (1986) auf Grund der Arbeiten von Kaimal (1973) und Kaimal et al. (1972, 1976), h: Grenzschichthöhe]

Größe		labil	stabil
Grundbeziehungen für $\alpha\alpha$ = ww, uu, (TT)		$f.S_{\alpha\alpha}(f) = D_\alpha / C_\alpha$ $\zeta = (z/h)^{5/3}$, $\xi = (-z/L)^{2/3}$	$f.S_{\alpha\alpha}(f) = \frac{n}{A_\alpha + B_\alpha . n^{5/3}}$ $B_\alpha = 3{,}124 . A_\alpha^{-2/3}$
Parameter für	ww	$D_w = [\frac{n}{1+5{,}3.n^{2/3}} + \frac{16.n.\zeta}{(1+17n)^{2/3}}]$ $C_w = 0{,}7285 + 1{,}4115\zeta$	$A_w = 0{,}838 + 1{,}172\ (z/L)$
	uu	$D_u = [\frac{210.n}{(1+33n)^{5/3}} + \frac{n.\zeta}{\zeta+2{,}2.n^{5/3}}]$ $C_u = 9{,}546 + 1{,}235.\zeta.\zeta^{-2/5}$	$A_u = 0{,}2 . A_w$
	TT	--	$A_T = 0{,}0961 + 0{,}644\ (z/L)^{0{,}6}$

Anl. 2.4: Fortsetzung

Größe	labil		stabil
Grundbeziehungen für $\alpha\beta$ = (TT), wT, wu	$f.S_{\alpha\beta}(f) = \frac{a.n}{(1+bn)^c}$		$f.S_{w\beta}(f) = \frac{n}{A_{w\beta} + B_{w\beta} \cdot n^{2,1}}$ $B_{w\beta} = 2,34 \cdot A_{w\beta}$
Parameter für TT	n<0,15: a=14,94 b=24 c=5/3	n≥0,15: a=6,827 b=12,5 c=5/3	--
wT	n<0,54: a=12,92 b=26,7 c=1,375	n≥0,54: a=4,378 b=3,8 c=2,4	$A_{wT} = 0,284\ (1 + 6,4.z/L)^{0,75}$
wu	n<0,24: a=20,78 b=31 c=1,575	n≥0,24: a=12,66 b=9,6 c=2,4	$A_{wu} = 0,124\ (1 + 7,9.z/L)^{0,75}$

Anmerkung: $S_{qq} = S_{TT}$, $S_{wq} = S_{wT}$

Anl. 2.5: Vereinfachungen und Anwendungsbereiche für verschiedene Energieaustauschbestimmungsmethoden

Vereinfachung/ Anwendungsbereich	Flux	Profil	ageostroph.	molekulare Schicht	Dissipation
Abschnitt	3.1.	3.2. 3.3.	3.7.	3.5.	3.4.
viskoses Medium	x	x	x	x	x
Newton'sches Medium	x	x	x	x	x
Inkompressibilität	x	x	x	x	x
rotationsfrei	x	x		x	x
Stationarität	x	x	x	x	x
horiz. Homogenität	x	x	x	x	x
turbulenzfrei				x	
Vernachlässigung d. Zähigkeit	x	x	x		
Höhenkonstanz der Austauschströme	(x)	x		x	(x)
gesamte Grenzschicht	(x)		x		(x)
Bodenschicht	x	x			x
molekulare Grenzsch.				x	

(x): Bei Anwendung außerhalb der Bodenschicht wird nur der Enegieaustauschstrom am Meßpunkt erfaßt. Eine Übertragung auf den Austausch zwischen Atmosphäre und Unterlage ist nicht möglich.

Anl. 3.1: Zusammenstellung der Angaben verschiedener Autoren zum Spannungskoeffizienten, zur Stanton-Zahl und zur Dalton-Zahl [nach Garratt (1977) und Blanc (1985) stark ergänzt, u in 10m Höhe in m/s gemessen; * detaillierte Angaben s. Originalquelle]

Autor	Experiment	$C_D \cdot 10^3$	$C_H \cdot 10^3$	$C_E \cdot 10^3$
Zubkovskij und Kravčenko (1967)	Mittelmeer 1967	0,72 + 0,12 u		
Weiler und Burling (1967)	verschiedene Exp. ab 1962	1,4 ± 0,4		
Hasse (1968)	Ostsee 1965/67	1,21 ± 0,24		
	Nordsee/Ostsee 1965/67	1,29 ± 0,21 1,10 + 0,026 u	0,96	
Hoeber (1969)	Atlantik 1965	1,23 ± 0,25		
Wu (1969)	versch. Meer- und Labor-Experimente	$0,5.u^{0,5}$ 1<u<15 m/s 2,6 u>15 m/s		
Kuznecov (1970)		1,72 − 0,098 u ± 0,12 u<11 m/s $1,0+1,26(u-11)^{0,5}$ ±0,47 u>11 m/s		
Pond et al. (1971) *	San Diego 1969 BOMEX 1969	1,52 ± 0,26		1,23 ± 0,17
Hicks (1972a)	Lake Michigan 1970, u.a.	3,8 L=30 m 0,95 neutral 0,4 L=−30 m	1,45	1,45

Anl. 3.1: Fortsetzung

Autor	Experiment	$C_D \cdot 10^3$	$C_H \cdot 10^3$	$C_E \cdot 10^3$
Clauss und van Raden (1973)	Ostsee 1971	1,07 ± 0,43	0,69 u < 7 m/s 1,42 u > 7 m/s	
Kitaigorodskij et al. (1973) *	Kaspisches Meer	1,07 ± 0,43 Abhängigkeit v. Re		1,00 ± 0,27
Smith (1974)	Lake Ontario 1971	1,08 ± 0,18		
	Lake Ontario 1972	1,03 ± 0,30		
Müller-Glewe und Hinzpeter (1974)	Ostsee 1971		1,00	
Wieringa (1974)	Lake Flevo	0,7 u		
Hsu (1974)	verschiedene Exp. 1971/72	2,1 ± 0,83		
Karpovič et al. (1975)	Ostsee EKAM-73	1,36		
Smith und Banke (1975)	Sable Island 1973 Neuschottland 1974	1,52 ± 0,56 0,63 + 0,066 u 3<u<21 m/s		
Garratt und Hyson (1975)	Ostchin. Meer AMTEX, 1974/75		1,2 ± 0,3 u=4-16 m/s	1,6 ± 0,3 u=4-16 m/s

Anl. 3.1: Fortsetzung

Autor	Experiment	$C_D \cdot 10^3$	$C_H \cdot 10^3$	$C_E \cdot 10^3$
Kondo (1975,1977)	verschiedene Experimente	1,2 + 0,025 u 8<u<25 m/s	1,24 ± 0,02 8<u<25 m/s	1,28 ± 0,02 8<u<25 m/s
Krügermeyer (1976)	Atlantik 1969 ATEX	1,34(1-0,331.Ri)	1,42(1-0,455.Ri)	1,20(1-0,394.Ri)
Wucknitz (1976)	Atlantik 1969 ATEX	1,44 ± 0,27	2,02 ± 0,87 1,45 ± 0,25 für |u. T|>4,5 mK/s	
Raabe und Hupfer (1980)	Schwarzes Meer Kamčija-77	0,0476 u 0,0111 u für Rf<0,005		
Smith (1980)	Halifax Harbour 1976-1978	0,61 + 0,063 u 6<u<22 m/s	0,86 stabil 0,97 labil	
Large und Pond (1981,1982) *	verschiedene Experimente	1,14 3<u<10 m/s 0,49 + 0,065 u 10<u<25 m/s	0,66 ± 0,14 z/L>0 1,13 ± 0,34 z/L<0	1,17
Hessler (1987)	Nordsee, Wesermündung 1981 Watt 1981	1,20 1,50		

Anl. 3.2: Übersicht zu integralen Turbulenzcharakteristiken

Autor	σ_u/u_*	σ_v/u_*	σ_w/u_*	σ_T/T_*	Stabilität
Wyngaard et al. (1971b)			$1,9(z/L)^{1/3}$		labil
McBean (1971)	2,2	1,9	1,4	1,6	labil
Caughey und Readings (1975)				$(z/L)^{-1/3}$	
Hicks (1981)			$1,25(1-2z/L)^{1/3}$	$0,95(z/L)^{-1/3}$	labil
Beljaars et al. (1983)	2,0	1,75		$0,95(z/L)^{-1/3}$	labil
Nieuwstadt (1984)			$1,4(1-z/h)^{3/4}$	$3(1-z/h)^{1/4}$	stabil, für gesamte Grenzs.
Sorbjan (1986)	2,3	1,8	1,6	2,4	stabil
Sorbjan (1987a)	2,6		1,5	3,5	stabil, Cabauw-Daten und nach Nieuwstadt (1984)

Anl. 4.1: Aussagen verschiedener Modelle zu $u_2(z)$ für $z_{o2} << z \leq \delta$ bei quasineutraler Schichtung und $u_2(\delta) = u_1(\delta)$, E: nach Modell von Elliott (1958)

Autor	Gradientform	Integralform	Höhe der internen Grenzschicht
Elliott (1958)	$\frac{\partial u_2}{\partial z} = \frac{u_{*2}}{æ . z}$	$u_{2E}(z) = \frac{u_{*2}}{æ} \ln \frac{z}{z_{o2}}$	$\delta_E = z_{o2} \left(\frac{z_{o1}}{z_{o2}}\right)^{1/1-R}$ $R = u_{*2} / u_{*1}$
Panofsky und Townsend (1964)	$\frac{\partial u_2}{\partial z} = \frac{u_{*2} + (u_{*1} - u_{*2}) \cdot \eta}{æ . z}$ $\eta = z / \delta$	$u_2(z) = u_{2E} + \frac{u_{*1} - u_{*2}}{æ} .$	$\delta = e . \delta_E$
Taylor (1969)	$\frac{\partial u_2}{\partial z} = \frac{u_{*2}+(u_{*1}-u_{*2})(10\eta^3-15\eta^4+6\eta^5)}{æ . z}$	$u_2(z) = u_{2E} + \frac{u_{*1}-u_{*2}}{æ} \left(\frac{10}{3}\eta^3 - \frac{15}{4}\eta^4 + \frac{6}{5}\eta^5\right)$	$\delta = e^{47/60} . \delta_E$
Raabe (1981)	$\frac{\partial u_2}{\partial z} = \frac{u_{*2}+ (u_{*1} - u_{*2})\eta^{1/\beta}}{æ . z}$ β : Wert muß experimentell bestimmt werden	$u_2(z) = u_{2E}(z) + \frac{u_{*1}-u_{*2}}{æ} . \beta . \eta^{1/\beta}$	$\delta = e . \delta_E$

Anl. 4.2: Abhängigkeit der Höhe der internen Grenzschicht von der Windwirklänge

Beziehung	Bemerkungen	Autor
$\delta(x)=0{,}31.x^{0{,}52}$ mit $\delta_{x=100}(u_{10})=6{,}4.u_{10}^{-0{,}43}$ $\delta(x,u_{10})=0{,}58.x^{0{,}52}.u_{10}^{-0{,}43}$	5m ≤ x ≤ 300 m rauh/glatt	Experimente von Raabe (1981)
$\delta(x)=0{,}62.x^{0{,}54}$ mit $\delta_{x=100}(u_{10})=5{,}5.u_{10}^{-0{,}76}$ $\delta(x,u_{10})=0{,}46.x^{0{,}54}.u_{10}^{-0{,}76}$	5m ≤ x ≤ 50m glatt/rauh	
$\delta(x)=0{,}35.x^{0{,}49}$	5m ≤ x≤ 700m rauh/glatt	
$\delta(x)=0{,}11.x^{0{,}83}$ (x)	x ≤ 1000m unabhängig von m	Daten nach verschiedenen Autoren, zusammengestellt von Raabe (1981)
$\delta(x)=0{,}11.x^{0{,}8}$ *) (xx) $\delta(x)=0{,}21.x^{0{,}61}$	x ≤ 1000m m=125 und 0,08	Bradley (1968), Shir (1972) (x) ohne Werte von (xx)
$\delta(x)=0{,}28.x^{0{,}79}$ $\delta(x)=0.04.x^{0{,}43}$	x≤10m, glatt/rauh x≤10m, rauh/glatt	Windkanal nach Antonia und Luxton (1971,1972)
$\delta(x)=0{,}53.x^{0{,}34}$	x ≤ 300m, rauh/glatt, u_{10} ~ 5 m/s	Hupfer (1978) Werte auch in (x) benutzt

*) Bei Bradley (1968) und Shir (1972) wurde eine Abhängigkeit $\delta \sim x^{4/5}$ bereits postuliert, so daß die Daten zwangsläufig die Beziehung erfüllen müssen.

Anl. 4.2: Fortsetzung

Beziehung	Bemerkungen	Autor
$\delta(x)=0,28.x^{0,54}$ $\sim 0,3.x^{0,5}$	mittlere Beziehung	Raabe (1981), gute Übereinstimmung mit Theorie von Venkatram (1977)
$\delta(x)=0,4.x^{0,4}$	mittlere Beziehung für Temperatur- und Feuchtegrenzschicht	Foken und Raabe (1981)
$\delta(x)=(0,30\pm0,05).x^{(0,50\pm0,05)}$	mittlere Beziehung für Rauhigkeitswechsel rauh/glatt und glatt/rauh 5 m $\leq x \leq$ 1000 m	Raabe (1983)
$\delta(x)=0,198.x^{0,59}$	x > 1000 m	Hsu (1983)
$\delta(x)=0,44.x^{0,5}$	10 m $\leq x \leq 2.10^5$ m Einbeziehung der Daten von Raabe (1983) und Hsu (1983)	Raabe (1986)
$\delta_{th}(x)=A.x^{0,5}$	thermische Grenzschicht mit Daten von	Hsu (1986)
A=2,83	Stunder und SethuRaman (1985)	
A=1,08	Smedman und Högström (1983)	
A=2,00	Ogawa und Ohara (1985)	
$\delta_{th}(x)=0,1.x$	x < 2000 m	Hanna (1987)
$\delta_{th}(x)=200+0,03(x-2000)$	x > 2000 m	

Anl. 5.1: Übersicht zu Ultraschallanemometerentwicklungen

Quelle	Institut	Meßprinzip	Bemerkungen
Bovševerov, Voronov (1960)	Inst. für Physik der Atmosphäre Moskau, UdSSR	Phasendifferenzmessung	
Kaimal, Businger (1963)	University of Washington, Seattle, USA	Phasendifferenzmessung	
Mitsuta (1966, 1974) *)	Kyoto Universität, Japan	Laufzeitmessung (temperatur- und feuchteabhängig)	kommerzielle Produktion durch Kaijo-Denki, Tokyo Japan, Typenserie "PAT"
Bovševerov et al. (1973) *)	Institut für Physik der Atmosphäre Moskau, UdSSR	Phasendifferenzmessung	
Müller-Gleve (1973)	Inst. für Meteorol. und Klimatologie der TU Hannover, BRD	Laufzeitmessung (temperatur- und feuchteabhängig)	nur Vertikalwind
Kaimal et al. (1974)	NOAA, Wave Propagation Laboratory, Boulder, USA	Laufzeitmessung (temperatur- und feuchteabhängig)	zeitweise kommerzielle Produktion durch Atm. Inst. Res. Inc., Boulder, USA; Design wird auch für "DAT"-Serie von Kaijo-Denki geliefert

Anl. 5.1 Fortsetzung

Quelle	Institut	Meßprinzip	Bemerkungen
Derbikov (1975) *)	Inst. für Ozeanologie Moskau, UdSSR	Phasendifferenzmessung	
Larsen et al. (1979)	University of Washington, Seattle, USA	Phasendifferenzmessung (Phase-locked loop)	nur Vertikalkanal
Hanafusa et al. (1980, 1982) *)	Meteorol. Res. Inst. Tsukuba, Kyoto Univ., Japan	Laufzeitmessung (temperatur-und feuchteunabhängig)	kommerzielle Produktion Produktion durch Kaijo-Denki, Tokyo, Japan Typenserie "DAT"
Shuttleworth et al. (1982)	Inst. of Hydrology Wellingford, U.K.	Phasendifferenzmessung	nur Vertikalkanal
Coppin, Taylor (1983)	CSIRO, Camberra, Australien	Laufzeitmessung (temperatur- und feuchteunabhängig)	nur Vertikalkanal
Persin et al. (1983)	Geophys. Hauptobservatorium, Leningrad, UdSSR	Phasendifferenzmessung	2 Kanäle
Bolotskich und Mazurin (1987)	Inst. für Experimentelle Meteorol., Obninsk,UdSSR	Phasendifferenzmessung	2 Kanäle

*) Geräte sind in Untersuchungen dieser Arbeit einbezogen.

Anl. 5.2: Auftretende Fehler bei Ultraschallanemometern mit Laufzeitmessung (Geräte der Firma Kaijo Denki, Tokyo, Japan) bezogen auf die Geschwindigkeitsmessung in Prozent

Eigenschaft / Fehler	Typenserie "PAT"	"DAT"	Quelle
Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit	< 1	-	Manual
Feuchteabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit (20°C, Sättigungsdampfdruck)	1	-	Manual
Windabhängigkeit (20°C, 30 m/s)	0,76	wie "PAT" 1)	Manual
Änderung des Empfangssignals durch Turbulenz	- 1,18 - + 0,59	wie "PAT" 1)	Manual
elektrische Verzögerung	± 0,74	wie "PAT" 1)	Manual
Genauigkeit der Meßstrecke	0	0	Manual
Fluktuationen der Schallgeschwindigkeit durch Temperatureinfluß	- 3,6 2) + 8,2 3)	- -	Friehe (1976)
Messung im Windrichtungssektor ± 45°	0	0	s. Text
Messung bei Achsenanströmung (± 60°)	- 15	- 15	s. Text
Neigung gegenüber horizontaler Aufstellung	s. Tab. 5.2	s. Tab. 5.2	s. Text

1) Annahme, Angaben liegen nicht vor
2) Angabe bezüglich Schubspannungsgeschwindigkeit,
3) Angabe bezüglich Temperaturfluktuationsstrom

Anl. 5.3: Eigenschaften dünner Platindrähte in Abhängigkeit von der Drahtstärke nach Foken (1979c), ergänzt

Draht-durchmesser	spez. Widerstand	Widerst. pro 1 m Draht 1)	reziproke Zeitkonstante Theorie 2)	3)	4)	Geschw.abhängigkeit 4)	max.Strom ohne Eigenerwärmung exp.	theor. 6)	Strahlungsfehler für 800 W/m und 1 m/s
/um	Ω .m	Ω /m	Hz	Hz	Hz	K/(m/s)	mA	mA	K
1	15,8	201200	120000	2000	50000	0,002	0,4 5)	0,15	-
2	12,8	40680	95000	500	10000	-	2	0,34	0,02
5	11,0	5600	7600	100	2000	-	5	1,00	0,04
10	10,4	1320	2300	-	1000	0,001	-	2,23	0,06
15	10,2	577	1250	-	500	-	-	3,56	-
20	10,1	321	800	-	200	-	-	4,98	0,10
25	10,0	204	575	-	150	-	25	6,46	-
30	10,0	141	435	-	100	-	-	8,00	0,14

1) spezifischer Widerstand eines unendlich dicken Leiters $9{,}8.10^{-8}$ Ω.m, Umrechnung nach Reuter (1937)
2) nach King'scher Formel, s. Krečmer (1954) bzw. Foken (1979c)
3) nach Højstrup et al. (1976), 3 dB - Punkt
4) nach Larsen et al. (1980)
5) nach Lobemeyer (1967)
6) nach theoretischem Modell von Hoffmeister (1989) für 0,1 K maximale Überhitzung und 1m/s

Anl. 5.4: Eigenschaften verschiedener Temperaturmeßgeräte für Fluxmessungen nach Foken (1979c), ergänzt

Autor	Draht-durch-messer /um	Zeit-konst. s	Wider-stand Ω	Fühler-aufbau	Verstär-ker
Kreˇcmer (1954)	20 Pt	0,009	20-40	1 mm Abst. 20 mm lange Dr.	phasenemp-findlich
Cvang (1960)	20 Pt	0,01		3 Drähte 20 mm lang	phasenemp-findlich
Dyer und Maher (1965) Evapotron	12,7 Ni	0,005			400 Hz-Brücke
Dyer et al. (1967) Fluxatron	12,7 Ni	0,005			400 Hz-Brücke
Okamoto und Funk (1971)	12,7 Ni	0,01	2300	5 cm vertikal 15 cm horizontal	400 Hz-Brücke
MHO vor 1985	20 Pt	0,01	100	2 mm Abst. 25 mm lange Dr.	phasenemp-findlich
MHO ab 1985	15 Pt	0,005	100	2 mm Abst. 25 mm lange Dr.	aktive Brücke
IFA	10 W	0,005	100	ca. 25 mm lange Dr.	phasenemp findlich
UFA	20 Pt	0,01	100	2 mm Abst. ca. 20 mm lange Dr.	Brücke

Anl. 5.5: Zusammenstellung zu Feuchtemeßgeräten für Fluxmessungen (Auswahl)

Gerätetyp	Institution	Quelle/Autor
Lyman-Alpha-Hygrometer	Institut für Ozeanologie, Moskau, UdSSR	Krečmer und Karpovič (1973)
	Institut für Kosmosforschung, Berlin, DDR	Martini et al. (1973, 1975)
	National Center for Atmospheric Research, USA	Buck (1973)
	"AIR-LA-1" Atmospheric Technology Inc., Boulder, USA	Firmenschrift
IR-Hygrometer	Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR	Elagina (1962)
	Flinders University, Australien	Raupach (1978)
	Div. of Plant Industry, CSIRO, Camberra, Austr.	Trevitt et al. (1986)
	Meteorol. Hauptobservatorium, Potsdam, DDR	Mücket (1989a)
Adsorptions- und kapazitive Hygrometer	Karl-Marx-Universität, Arbeitsgr. Ozeanologie, Leipzig, DDR	Foken et al. (1978b)
	"Humicap" Vaisala, Finnland	Firmenschrift

Anl. 5.6: Eigenschaften von Hygrometern für schnell veränderliche Gasfeuchten

Eigenschaft	Lyman-Alpha-Hygrometer nach Martini et al. (1973, 1975)	IR-Hygrometer nach Mücket (1989a)	Bariumfluoridhygrometer nach Foken et al. (1978b)
Meßstrecke bzw. Fühlergröße	5-20 mm	500 mm	3,0 mm x 4,5 mm
Meßbereich	Taupunkt: -80 ... + 50 °C	Dampfdruck (mind.): 8 ... 23 hPa	relative Feuchte: 40 ... 100 %
Genauigkeit	rel. Feuchte: 2 % *) Taupunkt: 0,5 K *)	rel. Feuchte: 2 %	rel. Feuchte: 5 %
Zeitkonstante	0,002 s *)	<0,1 s	0,1 s bei 30 °C 1 s bei 10 °C
Empfindlichkeit	2 ... 25.10^{-3} $kg/m^3.V$	>6,5 hPa/V	Δ lgR/1 % rel. F.: -0,03
Temperaturabhängigkeit	keine	keine	Δ lgR/1 K: -0,03
Hysterese	vernachlässigbar	vernachlässigbar	gering

*) Daten übernommen von ähnlichem Gerät AIR-LA-1 von Atmosph. Instr. Res. Inc., Boulder, USA

Anl. 5.7: Zusammenstellung von Meßgeräten für Gase (außer Wasserdampf), die für Fluxmessungen geeignet sind

Gas	Verfahren	Institut	Autor
Kohlendioxid	IR-Absorption	Okayama Univ., Japan	Ohtaki und Matsui (1982) *)
	IR-Absorption	Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR	Elagina und Lazarev (1984)*)
Schwefeldioxid Phosphate	Flammenphotometrie	Chemical Eng. Department, London, U. K.	Hadjitofi und Wilson (1979)
Ozon	Chemoluminiszenz	Dept. of Atm. Oceanic Sci., Ann Arbor, USA	Eastman und Stedman (1977)

*) Vergleich beider Geräte durch Volkov et al. (1989)

Anl. 5.8: Übersicht zu on-line Rechnern zur digitalen Auswertung von Turbulenzdaten (Auswahl)

Einrichtung	Quelle	Rechnertyp	Abtastrate	Kanalzahl	Integrationszeit
Boulder Atmospheric Laboratory, USA	Kaimal und Gaynor (1983)	PDP 11/70	1/10s		
Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk, UdSSR	Bolotskich und Mazurin (1987)	SM-4	1/15s		
Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR	Gur'janov et al. (1984) Foken et al. (1988)	DZ-28	1/5s	32	8 µs
Institut für Physik der Atmosphäre, Prag, ČSSR	Foken et al. (1988)	Eigenbau	1/0,36s	32	40 ms
Meteorologisches Hauptobservatorium, Potsdam, DDR	Mücket (1989b) Foken et al. (1988)	EMG-666	1/15s	16	74 µs
	-	KC 87	1/30s	32	74 µs
	-	KC87/AC7150	1/20s	64	74 µs

Anl. 5.9: Übersicht zu einigen ausgewählten Gerätevergleichsexperimenten (spezielle Berücksichtigung der Vergleiche des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam, die im Textteil Verwendung finden)

Ort/Zeitraum	Experiment	Unterlage	verglichene Geräte	Quelle
Hanford, USA 1./2.7.1965	Hanford-Exp.	Salbei	Ultraschallanemometer nach Kaimal, Businger (1963) und Mitsuta (1966), Typenserie "PAT"	Businger et al. (1969)
Kansas, USA 21.-24.8.1965	-	Stoppeln, Brache	Ultraschallanemometer nach Kaimal, Businger (1963) und Mitsuta (1966), Typenserie "PAT"	Businger et al. (1969)
Vancouver, Canada Frühjahr 1968	ITCE-68	Meer	Ultraschallanemometer nach Mitsuta (1966), Typenserie "PAT" und Bovševerov et al. (1973)	Miyake et al. (1971)
Cimljansk, UdSSR 19.6.-20.7.1970	ITCE-70	Steppe	Ultraschallanemometer nach Mitsuta (1966), Typenserie "PAT" und Bovševerov et al. (1973), Propelleranemometer	Tsvang et al. (1973)
Zingst, DDR Juni/Juli 1973	EKAM-73 *)	Meer	Ultraschallanemometer nach Mitsuta (1966), Typenserie "PAT", Bovševerov et al. (1973) und Derbikov (1975)	Druet et al. (1975) weitgehend unbearbeitet
Conargo, Australien Okt. 1976	ITCE-76	Gras	Ultraschallanemometer nach Hanafusa et al. (1980), Typenserie "DAT", Bovševerov et al. (1973) und Larsen et al. (1979), Propelleranemometer, IR-Hygrometer, Lyman-Alpha-Hygrometer	Dyer et al. (1981, 1982)

Anl. 5.9: Fortsetzung

Ort/Zeitraum	Experiment	Unterlage	verglichene Geräte	Quelle
Cimljansk, UdSSR 15.6-31.7.1981	MESP-81 *) (ITCE-81)	Steppe	Ultraschallanemometer nach Mitsuta (1966), Typenserie "PAT", und Bovševerov et al. (1973), Propelleranemometer	Foken u. Haake (1984) Tsvang et al.(1985)
Zingst, DDR Frühjahr 1981	-	Meer	Ultraschallanemometer nach Derbikov (1975), 2 Geräte, Lyman-Alpha-Hygrometer, Adsorptionshygrometer	Panin et al. (1985)
Boulder, USA Sept. 1982	-	Gras	Ultraschallanemometer nach Kaimal et al. (1974), Propelleranemometer	Kaimal et al. (1984b) Finkelstein et al. (1986)
Schönefeld, DDR Juni 1985	- *)	Gras	Ultraschallanemometer nach Mitsuta (1966), Typenserie "PAT", Hanafusa et al. (1980), Typenserie "DAT", IR-Hygrometer, Lyman-Alpha-Hygrometer	unveröffentlicht
Kopisty, ČSSR 2.6.-11.7.1986	KOPEX-86 *)	geglied. Gelände 20 m Höhe	Ultraschallanemometer nach Hanafusa et al. (1980), Typenserie "DAT" (2 Geräte), Bovševerov et. al. (1973)	Foken et al. (1988)
Kursk, UdSSR 13.6.-22.7.1988	KUREX-88 *)	Buchweizen	Ultraschallanemometer nach Hanafusa et al. (1980), Typenserie "DAT" (3 Geräte), Bovševerov et al. (1973) (2 Geräte), Derbikov (1975)	Baum et al. (1988), noch weitgehend unveröffentlicht

*) Experimente mit Beteiligung des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam

Anl. 5.10: Vergleich der Dispersionen des Vertikalwindes

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in m^2/s^2

Gerät	Experiment	a	b	r	N
1: PAT					
2: UW	Hanford		0,85		2
IFA	ITCE-70		1,18±0,14		
	ITCE-81	0,01	1,02	0,89	85
1: DAT					
2: IFA	ITCE-76	0,01±0,06	0,79±0,08	0,83	5*)
	KOPEX-86	0,03	1,27	0,87	26
	KUREX-88	-0,01	0,94	0,78	17
		-0,01	0,93	0,97	21
DAT	KOPEX-86	-0,03	1,10	0,99	26
	KUREX-88	-0,00	1,01	0,99	23

*) Vergleich mit 5 Geräten, u.a. DAT

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

DAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Hanafusa et al. (1980, 1982)
PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)
IFA: Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR, nach Bovševerov et al. (1973)
UW: University of Washington, USA, nach Kaimal und Businger (1963)

Anl. 5.11: Vergleich der Dispersionen des Horizontalwindes

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in m^2/s^2

Gerät	Experiment		a	b	r	N
1: PAT						
2: IFA	ITCE-70			1,35±0,19		
	ITCE-81		0,07	0,91	0,95	84
1: DAT						
2: IFA	ITCE-76		0,10±0,05	0,83±0,08	0,93	5*)
	KUREX-88		0,02	1,06	0,78	19
			0,12	1,13	0,77	25
		1)	-0,10	1,07	0,88	19
		1)	-0,08	1,04	0,82	25
DAT	KUREX-88		0,08	0,92	0,89	25
			0,08	0,80	0,83	22
		1)	-0,06	1,12	0,94	25
		1)	-0,08	1,08	0,87	22
		2)	0,03	0,97	0,94	25

*) Vergleich mit 5 Geräten, u.a. DAT
1) Komponente senkrecht zum Horizontalwind
2) mit Koordinatenrechner der DAT bestimmter mittlerer Horizontalwind

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

DAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Hanafusa et al. (1980, 1982)
PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)
IFA: Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR, nach Bovševerov et al (1973)

Anl. 5.12: Vergleich der Quadrate der Schubspannungsgeschwindigkeit

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in m^2/s^2

Gerät	Experiment	a	b	r	N
1: PAT					
2: IFA	ITCE-70		1,04±0,30		
DAT	Schönefeld 85 *)	0,01	1,04	0,97	22
1: DAT					
2: IFA	KOPEX-86 *)	0,11	0,76	0,89	21
	KUREX-88	-0,012	1,26	0,88	16
		-0,016	1,22	0,91	21
DAT	KOPEX-86 *)	0,06	0,88	0,95	22
	KUREX-88	-0,008	1,07	0,93	28
		-0,015	1,15	0,93	25
IO	KUREX-88	0,08	0,98	0,81	14

*) Vergleich der Schubspannungsgeschwindigkeiten, a in m/s

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

DAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Hanafusa et al. (1980, 1982)
PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)
IFA: Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR, nach Bovševerov et al (1973)
IO: Institut für Ozeanologie, Moskau, UdSSR, nach Derbikov (1975)

Anl. 5.13: Vergleich der Dispersionen der Temperatur

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in K^2

Gerät	Experiment	a	b	r	N
1: PAT					
2: 2)	ITCE-70		1,33±0,20		
1: *)					
2: 2)	ITCE-76	0,02±0,02	0,88±0,13	0,97	5*)
1: 1)					
2: 2)	ITCE-81	0,03	0,88	0,93	83
	KOPEX-86	0,02	1,34	0,95	28
	KUREX-88	-0,02	1,42	0,68	16
		0,00	1,36	0,70	23
3)	KOPEX-86	0,02	1,84	0,94	26
	KUREX-88	0,01	1,83	0,86	23

*) Vergleich mit 5 Geräten, u. a. DAT
1) Temperaturfühler des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam, DDR
2) Temperaturfühler des Instituts für Physik der Atmosphäre Moskau, UdSSR
3) Temperaturfühler des Instituts für Physik der Atmosphäre Prag, ČSSR (mit Tiefpaßfilterung)

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)

Anl. 5.14: Vergleich der Temperaturströme

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in m.K/s

Gerät	Experiment	a	b	r	N
1: PAT					
2: IFA 2)	ITCE-70		1,38±0,24		
	ITCE-81	0,01	0,83	0,85	85
DAT	Schönefeld 1985	-0,05	1,32	0,79	22
DAT 1)		-0,01	0,89	0,85	30
1: DAT					
2: IFA 2)	ITCE-76	0,01±0,01	0,88±0,20	0,94	6*)
1: DAT 1)					
2: IFA 2)	KOPEX-86	0,01	1,16	0,95	28
	KUREX-88	0,004	0,80	0,93	16
		0,004	1,02	0,90	19
DAT 3)	KOPEX-86	0,01	1,32	0,96	26
	KUREX-88	-0,002	1,20	0,96	19
		0,005	1,34	0,91	22

*) Vergleich mit 6 Geräten, u. a. DAT
1) Temperaturfühler des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam, DDR
2) Temperaturfühler des Instituts für Physik der Atmosphäre Moskau, UdSSR
3) Temperaturfühler des Instituts für Physik der Atmosphäre Prag, ČSSR (mit Tiefpaßfilterung)
ohne Angabe: akustische Temperaturmessung

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

DAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Hanafusa et al. (1980, 1982)
PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)
IFA: Institut für Physik der Atmosphäre, Moskau, UdSSR, nach Bovševerov et al. (1973)

Anl. 5.15: Vergleich der Wasserdampfströme

Etalon(1) = a + b * Vergleichsgerät(2), a in m.hPa/s

Quelle	Experiment	Gerät 1	Gerät 2	a	b	r	N
unveröff.	Müncheberg 1984 1)	DAT Ly-Al-Ma.	DAT IR-Mü	-0,005	1,26	0,97	98
unveröff.	Halle 1985 2)	DAT Ly-Al-Ma.	PAT IR-Mü	0,001	1,04	0,96	12
Schönfeldt et al. (1983)	Kamčija-79	IO Ly-Al-KK	Profil Ad-Fo		1,25 3)		
unveröff.	KUREX-88	DAT Ly-Al-Ma	IO 5) Ly-Al-KK	0,005	0,72	0,65	11
		DAT Ly-Al-Ma	DAT Ly-Al-Ma	- 4)	- 4)	0,91	14

1) beide Geräte an gleicher DAT, IR-Hygrometer ca. 30 cm neben DAT
2) beide Gerätekomplexe ca. 10 m entfernt
3) wegen unterschiedlicher Verfahren Ergebnis nur bedingt verwertbar
4) Zweitgerät wurde durch diesen Vergleich geeicht, so daß a und b keinen Gerätevergleich darstellen
5) Gerätekomplex arbeitete während des Vergleichs nicht immer stabil

Meßgerätevergleiche s. Anl. 5.9

DAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Hanafusa et al. (1980, 1982)
PAT: Kaijo-Denki, Japan, nach Mitsuta (1966, 1974)
IO: Institut für Ozeanologie Moskau, UdSSR, nach Derbikov (1975)
Ly-Al-Ma: Lyman-Alpha-Hygrometer nach Martini et al. (1973, 1975)
Ly-Al-KK: Lyman-Alpha-Hygrometer nach Krečmer und Karpovič (1973)
IR-Mü: IR-Hygrometer nach Mücket (1989a)
Ad-Fo: Adsorptionshygrometer nach Foken et al. (1978b)

Anl. 5.16: Überblick zu in der DDR verfügbarer Meßtechnik für Profilmessungen (nur geeignete Geräte für mikrometeorologische Anwendungen)

Meßgröße	Institut/Hersteller	Quelle
Windgeschwindigkeit	VEB Anemometerbau Dresden	Firmenschrift
	Meteorologisches Hauptobservatorium Potsdam	Brömme und Woitzik (1983), Brömme et al. (1990)
	Karl-Marx-Univ. Leipzig, Wissenschaftsbereich Geophysik	unveröffentlicht
Lufttemperatur	Meteorologisches Hauptobservatorium Potsdam	(Vertikalgerät, nicht mehr genutzt)
Luftfeuchte (und Lufttemp.)	Karl-Marx-Univ. Leipzig, Wissenschaftsbereich Geophysik (Bohmann-Psychrometer)	Bohmann und Foken (1985)
	Meteorologisches Hauptobservatorium Potsdam	Bohmann und Foken (1985), Foken et al. (1990)
	Forschungsinstitut für Agrarmeteorol. Halle	Brömme et al. (1982)
Kohlendioxid	Forschungszentrum für Bodenfruchtbarkeit Müncheberg	Breitmoser (1987)

Anl. 5.17: Gleichungen zur Fehlerkorrektur von Turbulenzmeßgebern bei Neigung zum Strömungsfeld nach Dyer (1981)

wahre Größe	gemessene Größe		Fehler pro Grad
	Geräteneigung	Strömungsfeldneigung	
$\sigma_u^2 =$	$\sigma_{um}^2 + \sin^2\gamma\,(\sigma_{wm}^2 - \sigma_{um}^2) - \sin 2\gamma\,\overline{u_m' w_m'}$	$\sigma_{um}^2 / \left(1 + \cos\varphi / (\gamma \cdot r/a)\right)^2$	0,4 %
$\sigma_w^2 =$	$\sigma_{wm}^2 + \sin^2\gamma\,(\sigma_{um}^2 - \sigma_{wm}^2) + \sin 2\gamma\,\overline{u_m' w_m'}$	$\sigma_{wm}^2 + \sigma_{um}^2 \tan\gamma + 2\,\overline{u_m' w_m'} \cdot \tan\gamma$	1,6 %
$\overline{u'w'} =$	$\overline{u_m' w_m'} \cdot \cos 2\gamma + \frac{1}{2} \sin 2\gamma\,(\sigma_{um}^2 - \sigma_{wm}^2)$	$\overline{u_m' w_m'} \,/\, \left(1 + \frac{\cos\varphi}{\gamma \cdot r/a} + \sigma_{um}^2 \cdot \tan\gamma\right)$	14 %
$\overline{w'T'} =$	$\overline{w_m' T'} \cdot \cos\gamma + \overline{u_m' T'} \cdot \sin\gamma$	$\overline{w_m' T'} + \overline{u_m' T'} \cdot \tan\gamma$	3 %
$\overline{w'e'} =$	$\overline{w_m' e'} \cdot \cos\gamma + \overline{u_m' e'} \cdot \sin\gamma$	$\overline{w_m' e'} + \overline{u_m' e'} \cdot \tan\gamma$	3 %

Anl. 6: Bonitierungsschema zur Realisierung von Energieaustauschmessungen

Nr.	Test bzw. Maßnahme	zu Nummer bei Flux	/ aerod. Messungen
1	Einteilung der Windrichtungssektoren, weitere Maßnahmen für Sektoren jeweils getrennt	2	2
2	Test auf Notwendigkeit der Berücksichtigung der Verschiebungshöhe		
	$z_B < 0{,}05$ m, dann $z' = z$	4	4
	$z_B > 0{,}05$ m	3	3
3	Berücksichtigung der Verschiebungshöhe $D = 0{,}66 \cdot z_B$, Ermittlung der aerodynamisch wirksamen (effektiven) Höhe, $z' = z - D$	4	4
4	Klassifikation des Geländes im Bereich $x \geq (2.z_M')^2$		
	flaches Gelände $h/l < 0{,}03$	6	6
	flaches Gelände $h/l < 0{,}03$ mit Hindernissen	5	5
	gegliedertes Gelände $h/l > 0{,}03$	5	11
5	Test auf starke Geländeunebenheiten, Hindernisse, Gebäude u. ä., die höher als ca. 2 m sind ($h > 2$ m)		
	$x > 20...50\ h$ und $z_M' < 0{,}5 \cdot x^{0,5}$	6	6
	$x < 20...50\ h$ oder $z_M' > 0{,}5 \cdot x^{0,5}$	7	12
6	Berücksichtigung von Rauhigkeitssprüngen, Geländestufen u. a., die eine interne Grenzschicht bilden		
	$z_M' < 0{,}5 \cdot x^{0,5}$	8	9
	$z_M' > 0{,}5 \cdot x^{0,5}$	7	12
7	$0{,}5 \cdot x^{0,5} < z_M' < x^{0,5}$	13	
	$z_M' > x^{0,5}$	17	

Anl. 6: Fortsetzung

Nr.	Test bzw. Maßnahme	zu Nummer bei Flux / aerod. Messungen		
8	$z_M' < 2...4$ m	14		
	$z_M' > 2...4$ m	15		
	$z_M' > 4...10$ m	16		
9	$z_B < 1$ m		10	
	$z_B > 1$ m		12	(11)
10	aerodynamische Messungen möglich			
11	aerodynamische Messungen nur mit Einschränkungen möglich, evtl. Entscheidung nach weiteren Bearbeitungsschritten		5	
12	keine aerodynamischen Messungen möglich			
13	Fluxmessungen stark gestört, nicht repräsentativ			
14	Fluxmessungen aus gerätetechnischen Gründen nicht möglich			
15	Fluxmessungen mit Ultraschallanemometer			
16	Fluxmessungen mit Propelleranemometer			
17	Fluxmessungen charakterisieren Bedingungen oberhalb interner Grenzschichten	8		

z	geometrischer Höhenmaßstab
z'	aerodynamischer Höhenmaßstab
z_B	Bestandeshöhe
z_M'	aerodynamische Meßhöhe
x	fetch
h	Hindernishöhe

Zusammenfassung

Auf der Grundlage von mehr als 10jährigen Messungen des turbulenten Energieaustausches (Impulsstrom, fühlbarer und latenter Wärmestrom) wird eine Zusammenstellung der Methoden und ihrer Probleme gegeben:
- Anwendung von verschiedenen Methoden.
- Meteorologische Einflüsse auf die Methoden.
- Meßgeräte und ihre Fehler.

Der Fehler von Energieaustauschmessungen ist ca. 10-20 % in Abhängigkeit vom Parameter, dem Maßstab, der Unterlage, der Methode und den benutzten Geräten.

Abstract

On the basis of turbulent energy exchange measurements (momentum flux, sensible and latent heat flux) during a period of more than ten years a summary of the methods and its problems is given:
- Application of different methods.
- Meteorological influences on the methods.
- Measuring devices and their errors.

The error of energy exchange measurements is about 10-20 % in dependence on the parameter, the scale, the terrain, the method and the used devices.

Danksagung

Die Arbeit entstand auf der Grundlage von etwa 10 Jahren umfangreicher experimenteller Arbeiten. Es ist mir daher ein außerordentliches Bedürfnis, allen Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Experimentelle Turbulenzforschungen des Meteorologischen Hauptobservatoriums Potsdam für die hohe Einsatzbereitschaft und Unterstützung bei den nicht immer einfachen Arbeiten herzlich zu danken. Der Dank gilt gleichermaßen den ausländischen Partnern, speziell Dr. L. R. Cvang und Mitarbeitern vom Institut für Physik der Atmosphäre Moskau und Dr. J. Pretel und Mitarbeitern vom gleichnamigen Institut in Prag. Eine Vielzahl gemeinsamer Veröffentlichungen sind Ausdruck dieser außerordentlich fruchtbaren Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt aber auch Dr. G. Skeib, Prof. Dr. K. Bernhardt und Prof. Dr. P. Hupfer, die durch anregende Fachdiskussionen einen maßgeblichen Einfluß insbesondere auf eine Reihe theoretischer Arbeiten hatten.