

Universität Basel
Departement Geographie
Institut für Meteorologie, Klimatologie und Fernerkundung

Aspekte der turbulenten Strömung über einer städtischen Oberfläche

Diplomarbeit
vorgelegt von Eva van Gorsel, November 1998

Leitung: Prof. Dr. E. Parlow
Betreuung: Dr. R. Vogt

Danksagung

Herrn Prof. Parlow und Dr. Roland Vogt danke ich herzlich für den grossen Freiraum, den sie mir bei der Bearbeitung der Diplomarbeit gegeben haben.

Bei Dr. Roland Vogt, der die Diplomarbeit betreut hat, und Ch. Feigenwinter möchte ich mich ganz besonders bedanken für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen.

Ein Dankeschön geht an das Geographische Institut der ETHZ für die Ausleihe eines Ultraschallanemometers und der verwendeten Thermistoren.

Bei Günter Bing und Lukas Groebke möchte ich mich für die EDV-Unterstützung bedanken.

Matthias Bleyl danke ich für die Durchsicht der Arbeit.

Manuel Pfeiffer sei Dank dafür gesagt, dass er mich in dieser turbulenten Zeit immer unterstützt hat.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theorie	3
2.1 Die planetarische Grenzschicht	3
2.1.1 Die neutrale homogene planetarische Grenzschicht	3
2.1.2 Die städtische planetarische Grenzschicht	4
2.1.2.1 Die Bestandsschicht	5
2.1.2.2 Der Rauigkeitsschicht	5
2.1.2.3 Der Inertialschicht	6
2.2 Das Schliessungsproblem	7
2.2.1 Die K-Theorie	8
2.2.2 Die Ähnlichkeitstheorie	10
2.2.2.1 MO-Ähnlichkeitstheorie	10
2.2.2.2 Ifk-Ähnlichkeitstheorie	13
3. Messungen und Datenaufbereitung	15
3.1 Der Standort	15
3.2 Die Messanordnung	15
3.3 Die Datenaufbereitung	19
4. Resultate	21
4.1 Die Nullpunktverschiebung	21
4.2 Varianzen	29
4.2.1 Varianz der vertikalen Windgeschwindigkeit	29
4.2.2 Varianz der longitudinalen und der lateralen Windgeschwindigkeit	31
4.3 Reynolds stress	36
4.3.1 Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit von Windgeschwindigkeit, Höhe und Stabilität	36
4.3.2 Quadranten Analyse	39
4.4 Fluss-Gradientbeziehungen	48
5. Zusammenfassung und Diskussion	51

Literaturverzeichnis	53
Anhang	58
A Profilmessungen	58
A1 Temperaturprofil	58
A2 Windprofile	60

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1: Die Struktur der Troposphäre und der planetarischen Grenzschicht	3
Abb. 2.2: Die städtische Grenzschicht	4
Abb. 2.3: Höhenabhängigkeit von K_M für drei Stabilitätsklassen	9
Abb. 2.4: Definition der verschiedenen Skalierungsregimes	14
Abb. 3.1: Standort des Messmastes	16
Abb. 3.2: Blick Richtung Nordwest	16
Abb. 3.3: Blick Richtung Nordost	16
Abb. 3.4: Blick Richtung Süd	16
Abb. 3.5: Ansicht des Messmastes aus südöstlicher Richtung	17
Abb. 3.6: Mastaufsicht	18
Abb. 3.7: Windrose	19
Abb. 4.1: Aus dem Windprofil und der gemessenen Schergeschwindigkeit errechnete Nullpunktverschiebung für den Windsektor $90\pm 15^\circ$	22
Abb. 4.2: Aus dem Windprofil und der gemessenen Schergeschwindigkeit errechnete Nullpunktverschiebung für alle Windsektoren	22
Abb. 4.3: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_w / u_* -Werte	25
Abb. 4.4: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_θ / θ_* -Werte	26
Abb. 4.5: Wie Abb. 4.4, d ist mit der Temperaturvarianzmethode berechnet	26
Abb. 4.6: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_w / u_* -Werte; $d=22\text{m}$	27
Abb. 4.7: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_θ / θ_* -Werte; $d=22\text{m}$	28
Abb. 4.8: σ_w / u_* für neutrale und instabile Bedingungen	29
Abb. 4.9: σ_w / u_* für $z/h=2.1$	30
Abb. 4.10: Mittelwerte und Standardabweichung σ_w / u_f -Werte	31
Abb. 4.11: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_u / u_* -Werte	32
Abb. 4.12: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_v / u_* -Werte	33

Abb. 4.13: σ_w/σ_u in Abhängigkeit von $(z-d)/L$	33
Abb. 4.14: σ_v/σ_u in Abhängigkeit von $(z-d)/L$	34
Abb.4.15a: Turbulenzintensität der vertikalen Windgeschwindigkeitskomponente	35
Abb.4.15b: Turbulenzintensität der longitudinalen Windgeschwindigkeitskomponente	35
Abb.4.15c: Turbulenzintensität der lateralen Windgeschwindigkeitskomponente	35
Abb. 4.16: Mittlere neutrale Werte von u^* versus $\bar{u}(z)$	37
Abb. 4.17: Profile von $u^*/u^*(z/h=3.2)$	38
Abb. 4.18: Mittlere Werte des Korrelationskoeffizienten für Impulstransport gegen $-(z-d)/L$	38
Abb. 4.19: Darstellung der u',w' -Ebene mit der hyperbolischen Aussparung	40
Abb. 4.20: Mittlere vertikale Profile von $ S_{i,0} $; $i=1,2,3,4$	43
Abb. 4.21: $ S_{i,H} $ für alle Höhen und $H=0$ bis $H=30$	44
Abb. 4.22: $\Sigma T_{i,H}$ und $\Sigma S_{i,H}$ für alle Höhen und $H \leq 30$	45
Abb. 4.23: $\partial\theta/\partial z$ in Abhängigkeit der Strahlungsbilanz	47
Abb. 4.24: $\partial\theta/\partial z$ in Abhängigkeit des kinematischen Wärmeflusses	48
Abb. 4.25: Stabilitätsfunktion ϕ_M für Impuls	49
Abb. A1: Tagesgang der Profile der normalisierten potentiellen Temperatur.	59
Abb. A2: Mittlere Windprofile der gesamten Messperiode.	60
Abb. A3: Mittlere Windgeschwindigkeit des West- versus mittlere Windgeschwindigkeit des Ostprofils	61
Abb. A4: Reduzierte mittlere Windprofile der gesamten Messperiode.	61

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1: Empirische Konstanten der dimensionslosen Standardabweichungen	12
Tab. 3.1: Instrumentierung des Messmastes	17
Tab. 3.2: Anzahl der 30 Minuten-Mittelwerte nach Stabilitätsklassen	20
Tab. 3.3: Anzahl der 53 Minuten-Mittelwerte nach Stabilitätsklassen	20
Tab. 4.1: Die mit der Temperaturvarianzmethode für die ungestörten Sektoren ($105^\circ > \text{Windrichtung} > 225^\circ$) errechnete Nullpunktverschiebung	24

Tab. 4.2: Die mit σ_w / u_* für die ungestörten Sektoren errechnete Nullpunktverschiebung	25
Tab. 4.3: Konstanten der Funktionsgleichung für σ_w / u_*	30
Tab. 4.4: Konstanten der Funktionsgleichung für $\sigma_{u,v} / u_*$	32
Tab. 4.5: Übersicht über einige Studien, die sich mit <i>burst-gust</i> Verhältnissen beschäftigen	42
Tab. 4.6: Parameter der Quadrantenanalyse	45
Tab. A1: Mittlere Abweichungen der Funktionswerte von der potentiellen Temperatur	59
Tab. A2: Mittlere Abweichungen der Funktionswerte von den gemessenen Windgeschwindigkeiten.	62

Symbolliste

c_p	spezifische Wärmekapazität von Luft (bei konstantem Druck)	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
C_d	Drag-Koeffizient	[]
d	Nullpunktverschiebung	[m]
E	Exuberanz	[]
g	Erdbeschleunigung	[m s ⁻²]
G	Bodenwärmestrom	[W m ⁻²]
h	mittlere Höhe der Rauigkeitselemente	[m]
H	<i>hole size</i>	[]
$I_{u,v,w}$	Turbulenzintensität der entsprechenden Grösse	[]
k	von Kàrmàn Konstante	[]
L	Obukhov Länge	[m]
$K_{M,H}$	turbulenter Diffusionskoeffizient für Impuls und Wärme	[m ² s ⁻¹]
M	Skalare Windgeschwindigkeit	[m s ⁻¹]
p	Luftdruck	[hPa]
q	spezifische Feuchte	[g kg ⁻¹]
R_{air}	Gaskonstante für trockene Luft	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
R_n	Strahlungsbilanz	[W m ⁻²]
u,v,w	longitudinale, laterale und vertikale Windkomponente	[m s ⁻¹]
u_*	Schergeschwindigkeit	[m s ⁻¹]
u_f	Skaliergeschwindigkeit (lfk)	[m s ⁻¹]
u_g	geostrophischer Wind	[m s ⁻¹]
S_{index}	<i>stress</i> -Fraktion	[]
t	Zeit	[s]
T	absolute Temperatur	[K]
T_{index}	Zeitfraktion	[]
x,y,z	Raumkoordinaten	[m]
z	Höhe über Grund	[m]
z_i	PGS-Höhe	[m]
z_*	<i>blending height</i>	[m]
z'	<i>z-d</i>	[m]
z_0	Rauigkeitslänge	[m]

α	Windrichtung	[Grad]
β	Bowen Verhältnis	[]
θ	potentielle Temperatur	[K]
θ_*	Skaliergeschwindigkeit der Temperatur	[K]
θ_f	Skaliergeschwindigkeit der Temperatur (lfk)	[K]
θ_s	akustische Temperatur	[K]
ν	Viskosität	[m ² s ⁻¹]
ρ	Luftdichte	[kg m ⁻³]
σ_θ	Standardabweichung der Temperatur	[K]
$\sigma_{u,v,w}$	Standardabweichung der entsprechenden Windkomponente	[m s ⁻¹]
τ	Reynolds <i>stress</i> , Schubspannung	[kg m ⁻²]
ζ	Stabilitätsindex	[]

Verwendete Abkürzungen

BS	Bestandsschicht, <i>canopy layer</i> ,
IS	Inertialschicht, <i>inertial sublayer</i>
RS	Rauhigkeitsschicht, <i>roughness sublayer</i>
SGS	städtische Grenzschicht, <i>urban boundary layer</i>
IR	Innere Region, <i>surface layer</i>
PGS	planetarische Grenzschicht, <i>planetary boundary layer</i>
MOS	Monin-Obukhov Ähnlichkeit, <i>Monin-Obukhov similarity</i>
tvm	Temperaturvarianzmethode
lfk	lokale freie Konvektion

1. Einleitung

Heute lebt ungefähr die Hälfte der Weltbevölkerung in Städten. Die Zunahme der städtischen Einwohner beträgt jede Woche ungefähr eine Million Menschen (Department of Foreign Affairs and International Trade, Kanada, 1996). Da nahezu alle menschlichen Aktivitäten in der atmosphärischen Grenzschicht ablaufen, sind deren Zustandsgrößen von besonderem Interesse. Für das Verständnis und die Vorhersage des Zustandes der atmosphärischen Grenzschicht ist die Kenntnis turbulenter Transportprozesse von Impuls und Skalaren grundlegend.

Mit der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie (MOS) können aufgrund semi-empirischer Formulierungen turbulente Austauschprozesse abgeschätzt werden. Die MOS-Theorie ist jedoch für glatte, homogene Oberflächen konzipiert worden, und es ist ein bekanntes Problem, dass sie nur bedingt auf rauhe Oberflächen übertragen werden kann (Clarke et al., 1982). Urbanisierung führt jedoch zu stark veränderten Oberflächeneigenschaften. Versiegelung, Gebäude unterschiedlicher Größe und Ausrichtung, sowie die Verwendung diverser Baumaterialien, führen zu einer Modifizierung der Verdunstung, des Impuls- und des Wärmeaustausches. Zusätzlich wird die Luftqualität durch anthropogen verursachte Schadstoffe beeinträchtigt.

In Ermangelung eines geeigneteren Schliessungsansatzes ist es üblich, auch für städtische Gebiete auf die MOS-Theorie zurückzugreifen, und die Abweichungen von den Ähnlichkeitsvorhersagen zur Charakterisierung des turbulenten Austausches heranzuziehen (Roth, 1993). Eine modifizierte Ähnlichkeitstheorie für rauhe Oberflächen haben Högström et al. (1982) vorgeschlagen. Sie argumentieren, dass sich in den internen Grenzschichten ein quasi-Gleichgewicht ausbildet. Deshalb sei in vielen Fällen eine lokale Skalierung geeigneter als eine Skalierung mit den Bodenflüssen. Eine Studie von Rotach (1991) hat diesen Sachverhalt bestätigt.

Ein etwas anderer Ansatz ist seit den frühen 70er Jahren aus der experimentellen Strömungslehre hervorgegangen (Holmes et al., 1996). Die Entdeckung kohärenter Strukturen hat zu einer stärker prozessorientierten Sichtweise geführt. Die Existenz und die Art der kohärenten Strukturen kann unter anderem durch Quadrantenanalysen (e.g. Shaw et al., 1983), durch visuelles (oder durch Algorithmen automatisiertes) Auffinden von

plötzlichen Änderungen im Turbulenzsignal, oder durch *wavelet*-Analysen (e.g. Lu und Fitzjarrald, 1994) nachgewiesen werden.

Die vorliegende Diplomarbeit soll im wesentlichen einen Beitrag zur Beantwortung folgender Fragen liefern

- Welche speziellen Charakteristika weist das Strömungsfeld nahe einer rauhen Oberfläche auf?
- Lassen sich diese mit der MOS-Theorie (unter Anwendung lokaler Skalierung) beschreiben? Welche Abweichungen von der Theorie ergeben sich?
- In verschiedenen Studien ist mit Annäherung an die Oberfläche eine Abnahme der Schergeschwindigkeit beobachtet worden. Welche Prozesse führen zu einer solchen Reduktion?
- Welche Besonderheiten ergeben sich über inhomogenen Oberflächen in den Fluss-Gradient Beziehungen?

In Kapitel 2 wird näher auf die Theorie eingegangen. Darauf folgt eine kurze Beschreibung des Messstandortes und der Messanordnung. In Kapitel 4 wird untersucht, inwieweit verschiedene MOS-Annahmen gelten. Mittels Quadrantenanalyse wird gezeigt, welche Prozesse zum Transport von Impuls beitragen. Im Anhang ist schliesslich die Datenaufbereitung der Profilmessungen dargestellt.

2. Theorie

2.1 Die planetarische Grenzschicht

2.1.1 Die neutrale homogene planetarische Grenzschicht

Die Atmosphäre kann unterteilt werden in freie Atmosphäre, äussere Region (Ekman-Schicht), innere Region (Prandtl-Schicht, *surface layer*), und die laminare Schicht (e.g. Brutsaert, 1982; Garratt, 1992). Erstere ist unabhängig von Topographie und Rauigkeit. Da die Reibung keinen Einfluss auf das Windfeld hat, ist dieses geostrophisch. In der äusseren Region nimmt die Reibung mit Annäherung an den Untergrund zu, das Windfeld ist zunehmend subgeostrophisch und die vertikale Durchmischung ist höhenabhängig. Dies im Gegensatz zur inneren Region, in der die Schubspannung - und damit der vertikale Austausch von Impuls, Wärme und Feuchtigkeit - mit der Höhe nur wenig (bis 20%) variiert. In der laminaren Schicht sind die Transporte, wie der Name sagt, nicht turbulent, sondern beruhen auf molekularer Diffusion.

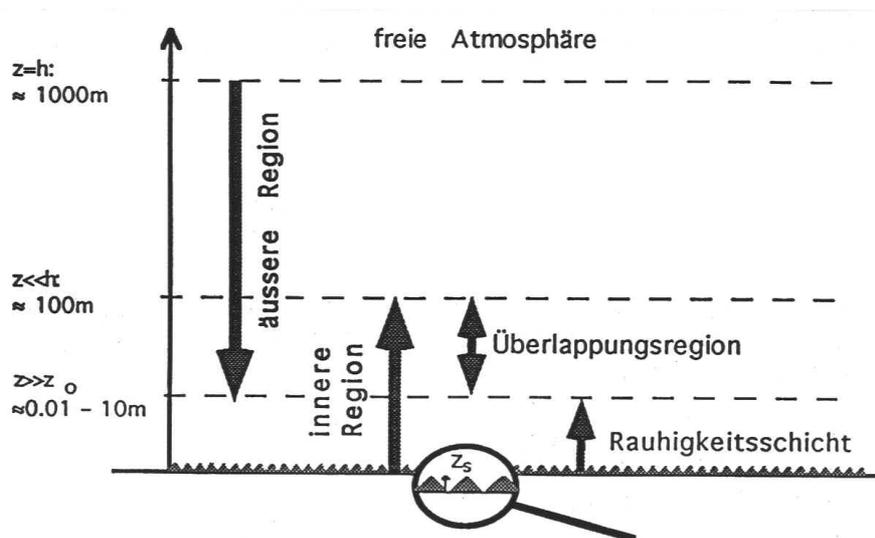


Abb. 2.1: Die Struktur der Troposphäre und der planetarischen Grenzschicht (nach Schmid und Rotach, 1997)

Der Bereich, in dem sowohl Charakteristika der äusseren, als auch der inneren Region auftreten, ist die Inertialschicht (IS). In ihr sind die vertikalen Flüsse näherungsweise konstant, und die Corioliskraft vernachlässigbar, dynamische Druckeffekte sind jedoch noch nicht massgebend. In der inneren Region kann weiter die Rauigkeitsschicht (RS) ausgemacht werden. In ihr sind die Flüsse durch dynamische Druckeffekte direkt von Rauigkeitselementen, wie Gebäuden oder Vegetation, beeinflusst.

Die planetarische Grenzschicht (PGS) kann als derjenige Teil der Troposphäre definiert werden, der direkt von der Erdoberfläche beeinflusst ist, und der innerhalb mindestens einer Stunde auf Kräfte, die von der Oberfläche ausgehen, reagiert (Stull, 1988). Die Höhe der PGS weist einen Tagesgang auf: während des Tages kann sie auf 1 bis 2 km ansteigen; die Höhe der nächtlichen PGS übersteigt jedoch selten 500 m. Die innere Region erreicht ungefähr 10% der Mächtigkeit der PGS.

2.1.2 Die städtische planetarische Grenzschicht

Die Ausbildung einer städtischen Grenzschicht (SGS, *urban boundary layer*) ist ein lokales bis mesoskaliges Phänomen. Der Übergang rural-urban ist immer auch mit einer Änderung der Rauigkeit verbunden. Wenn die Luftmassen auf die rauhere Oberfläche treffen, werden sie durch zunehmende Reibung abgebremst. Der Effekt dieser negativen Beschleunigung ist zunächst auf diejenigen Luftschichten beschränkt, die in direktem Kontakt mit der rauheren Oberfläche sind. Dann breitet er sich jedoch durch Turbulenz in der Vertikalen aus, so dass die Rauigkeitsänderung in einer stetig wachsenden internen Grenzschicht beobachtbar ist (Garratt, 1990). Im Lee der Stadt befindet sich über der sich entwickelnden ruralen Grenzschicht eine Schicht, die sich noch an die grössere Rauigkeit 'erinnert': die städtische Abwindfahne.

In Gebieten, die eine grosse Rauigkeit aufweisen, muss eine weitere Schicht ausgewiesen werden. Dieser unterste Teil der Atmosphäre wird Bestandsschicht (BS, *canopy layer*) genannt und schliesst direkt an den Untergrund an.

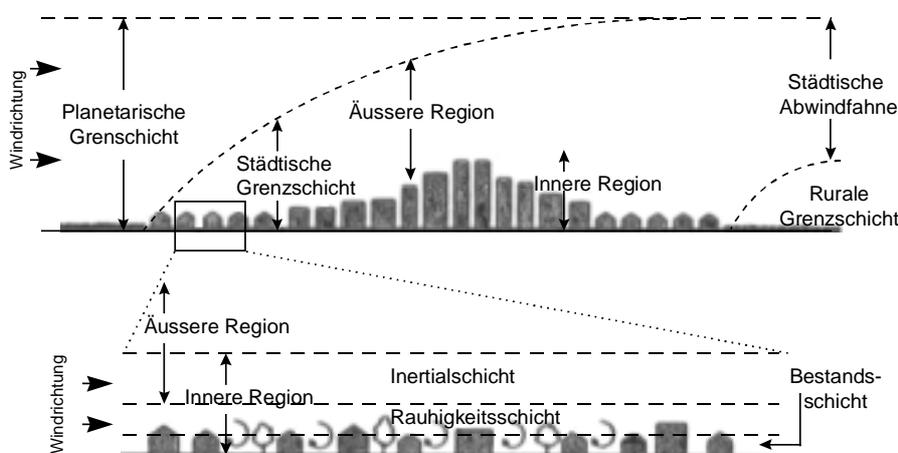


Abb. 2.2: Die städtische Grenzschicht, nach Oke (1987)

2.1.2.1 DIE BESTANDSSCHICHT

Die BS umfasst das Luftvolumen zwischen den Rauigkeitselementen. Die Obergrenze liegt ungefähr bei der mittleren Gebäudehöhe (Cleugh, 1995). In der BS sind die Flusscharakteristika stark von den einzelnen Gebäuden, Strassen, Plätzen etc. geprägt. Dies erschwert zwar allgemeingültige Aussagen über die BS, einige typische Merkmale sollen hier jedoch kurz angesprochen werden:

- Generell nimmt die Windgeschwindigkeit in der BS mit der Höhe zu. Wenn der mittlere Wind senkrecht auf Strassenschluchten trifft, so kann sich ein Vortex ausbilden. Lediglich wenn die Windrichtung parallel zur Richtung des Strassenzuges liegt, kann die Windgeschwindigkeit durch einen Düseneffekt über diejenige oberhalb der mittleren Gebäudehöhe ansteigen.
- Neben der Windgeschwindigkeit nehmen auch die Varianzen $\sigma_{u,v,w}$, die Schergeschwindigkeit und damit der Impulstransport mit Annäherung an den Untergrund ab (Raupach, 1996). Nach Rotach (1991) erfolgt der Impulstransport innerhalb der Strassenschluchten vorwiegend durch Abwärtstransport von Überschussimpuls.
- Das thermische Feld ist aufgrund der verschiedenen Materialien und entsprechend unterschiedlichen Wärmekapazitäten sehr komplex. Durch die Nähe der Dachoberfläche ergibt sich für den turbulenten Transport von sensibler Wärme eine komplizierte vertikale Struktur (Rotach, 1991).

2.1.2.2 DIE RAUHIGKEITSSCHICHT

In der RS sind -wie auch in der BS- die Flüsse im wesentlichen dreidimensional. Das bedeutet, dass Punktmessungen nicht zu einer allgemeinen Beschreibung der horizontal stark variierenden Eigenschaften und Austauschprozesse führen. Dafür müssen entweder horizontale Mittel beigezogen werden, oder, wenn nur Punktmessungen zur Verfügung stehen, Mittelungen über verschiedene Windrichtungen verwendet werden. Folgende Merkmale sind charakteristisch für die RS:

- Der Austausch ist mit Annäherung an die Rauigkeitselemente verstärkt. Die zusätzliche Durchmischung ist zumindest teilweise auf Druckunterschiede im Strömungsnachlauf (*wakes*) zurückzuführen (Raupach, 1980). Folge der Druckunterschiede ist die Ausbildung zusätzlicher Wirbel, welche den Austausch erhöhen.

- Über das Profil der Schergeschwindigkeit u_* herrscht noch Unklarheit. In verschiedenen Studien ist mit Annäherung an die Oberfläche eine Abnahme von u_* beobachtet worden. Ob diese lediglich auf Messfehlern basiert oder auf dynamischen Prozessen beruht, ist umstritten. Rotach (1991) begründet die Abnahme von u_* mit sich teilweise aufhebenden Beiträgen der verschiedenen Quadranten (→ Kap. 4).

2.1.2.3 DIE INERTIALSCHICHT

Mit genügender Distanz zu den Rauigkeitselementen weist die Strömung Eigenschaften der Inneren, wie auch der äusseren Region auf (Schmid und Rotach, 1997):

- Das Windprofil ist logarithmisch und die Flüsse mit der Höhe konstant.
- Die Strömung ist im wesentlichen eindimensional. Damit definiert sich nach Wieringa (1993) auch die Untergrenze der IS. In der Höhe z_* , der *blending height*, ist der horizontale Ort über der rauhen Fläche nicht mehr wichtig für die Struktur der Strömung.

Eine Inertialschicht muss jedoch nicht immer ausgebildet sein. Ist die Rauigkeitsschicht sehr mächtig, so kann diese direkt in die äussere Region übergehen (Rotach, 1991).

2.2 Das Schliessungsproblem

Lumley und Panofsky (1964) haben gezeigt, dass es im Turbulenzspektrum eine Energielücke gibt. Diese liegt zwischen der synoptischen und der turbulenten Skala, bei einer Zeitperiode von 30 min bis 1 h. Die Existenz dieser Lücke ermöglicht es, grossskalige von turbulenten Anteilen zu trennen, indem eine Variable A in den Mittelwert (\bar{a}) und die Abweichung vom Mittelwert (a') zerlegt wird. Diese sogenannte Reynolds-Zerlegung führt so für jede beliebige Variable A zu:

$$A = \bar{a} + a' \quad (2.1)$$

Da das Mittel der Abweichung Null sein muss ($\overline{a'} = 0$), lautet das Produktmittel zweier Variablen

$$\overline{AB} = \overline{a\bar{b}} + \overline{a'b'} \quad (2.2)$$

Die Atmosphäre kann mit folgenden 7 Variablen beschrieben werden: u, v, w (longitudinale, laterale und vertikale Windkomponente), q (spezifische Feuchte), θ (potentielle Temperatur) ρ (Dichte) und p (Luftdruck). Wie diese Variablen von Raum (x, y, z) und Zeit (t) abhängig sind, kann mit den Erhaltungssätzen der Mechanik und Thermodynamik formuliert werden. Eine analytische Lösung des kompletten Gleichungssystems ist allerdings nicht bekannt. Des weiteren sind auch die Ausgangsbedingungen nie hinreichend genau bekannt, um die mittleren Eigenschaften prognostizieren zu können. Deshalb wird auf diese Gleichungen die Reynolds Zerlegung angewendet und folgende, für die Grenzschicht gültigen, vereinfachenden Annahmen getroffen (e.g. Brutsaert, 1982; Garratt, 1992):

- Die Strömung ist homogen und stationär (für Perioden von 30 min bis 1 h).
- Die Luftmassen sind inkompressibel, d.h. Dichteänderungen treten nur im Zusammenhang mit Temperaturänderungen auf, nicht aber durch Druckänderungen.
- Die mittlere Strömung ist im hydrostatischen Gleichgewicht, dynamische Druckkomponenten sind also vernachlässigbar.
- Druck-, Temperatur- und Dichteschwankungen sind klein, verglichen mit den Mittelwerten.
- Die molekulare Diffusion ist sehr viel kleiner als die turbulente Diffusion.

Nach Schmid und Rotach (1997) lauten die Erhaltungsgleichungen dann (die Symbole sind in der Symbolliste erläutert):

$$\partial_t \bar{u}_i + \bar{u}_j \cdot \partial_{x_j} \bar{u}_i = -\varepsilon_{ij3} \cdot f_c \cdot (u_{gi} - \bar{u}_j) - \partial_{x_j} (\overline{u'_i u'_j}) \quad (2.3)$$

für die Bewegungsgleichung, wobei $\overline{u_1}, \overline{u_2}, \overline{u_3}$ der Komponentennotation $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}$, der vektoriellen Notation entsprechen.

$$\partial_i \overline{\theta} + \overline{u_j} \cdot \partial_{x_j} \overline{\theta} = \frac{1}{\rho c_p} \overline{QR} - \partial_{x_j} (\overline{u'_j \theta'}) \quad (2.4)$$

für die Wärmeerhaltung, wobei der erste Term auf der linken Seite bei der Bewegungsgleichung und der Wärmeerhaltungsgleichung jeweils für die lokale (zeitliche) Änderung und der zweite für advektive Prozesse durch die mittlere Strömung steht. Der erste Term der rechten Seite steht für externe, nicht direkt von der Strömung in der Grenzschicht abhängige Quellen und Senken (für die Wärmeerhaltung sind dies mit Q die Strahlungsdivergenz und in R zusammengefasst die Divergenz des sensiblen Wärmeflusses, Wärmezufuhr oder -verlust durch Verdampfung oder Kondensation, sowie Wärmeproduktion durch chemische Prozesse, anthropogene Zufuhr, etc.). Der zweite Term der rechten Seite steht schliesslich für den Einfluss des turbulenten Transportes auf die mittleren Grössen.

$$\overline{p} = R_{air} \cdot \overline{\rho} \cdot \overline{T} \quad (2.5)$$

für die Zustandsgleichung, und

$$\partial_{x_i} \overline{u_i} = 0 \text{ und } \partial_{x_i} \overline{u'_i} = 0 \quad (2.6)$$

die Kontinuitätsgleichung.

Dieses prognostische Gleichungssystem ist nicht geschlossen. Es gibt mehr Unbekannte als Gleichungen. Für die Korrelationen in den Turbulenztermen müssen entweder empirische Formulierungen oder weitere Gleichungen gefunden werden. Werden jedoch für die Kovarianzen weitere Gleichungen eingeführt, so enthalten diese weitere Unbekannte. Die Zahl der Unbekannten ist damit stets grösser als die Anzahl der Gleichungen. Dieses Schliessungsproblem wird mit verschiedenen Schliessungshypothesen angegangen. Die zwei wichtigsten sollen in den folgenden Abschnitten dargestellt werden, eine ausführlichere Darstellung findet sich e.g. in Stull (1988).

2.2.1 Die K-Theorie

Für die K-Theorie werden keine weiteren Gleichungen eingeführt. Entsprechend sind die Kovarianzen diejenigen Terme, die parametrisiert werden müssen. Unter laminaren Bedingungen ist die Schubspannung

$$\tau_{lam} = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.8)$$

In Anlehnung an laminare Verhältnisse wird auch der turbulente Transport als Funktion von Schubspannung und Viskosität parametrisiert:

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.9)$$

oder in einer anderen Notation

$$\overline{u'w'} = -K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.10)$$

Kinematische Flüsse können allgemein ausgedrückt werden als

$$\overline{w'a'} = -K_a \frac{\partial \bar{a}}{\partial z} \quad (2.11)$$

wobei a für einen beliebigen Skalar steht. Die K -Werte werden (wiederum in Anlehnung an die molekulare Viskosität) als Eddy Viskosität oder Eddy Diffusivität bezeichnet. Im Unterschied zu den molekularen sind die turbulenten Diffusivitäten jedoch keine Materialkonstanten. Sie sind abhängig von der Strömung, dem Ort innerhalb der Strömung und den mechanischen und thermischen Turbulenzbedingungen (Abb.2.3).

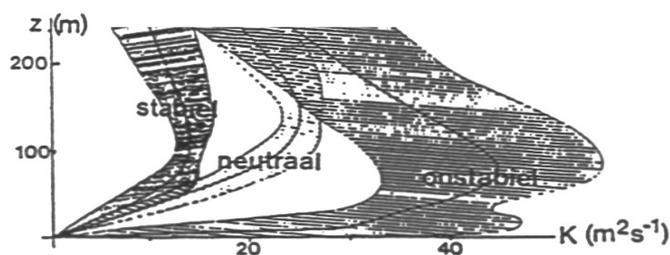


Abb. 2.3: Höhenabhängigkeit von K_M für drei Stabilitätsklassen (aus Wieringa, 1996)

Die Minuszeichen sind eingeführt worden, damit die Flüsse entlang den lokalen Gradienten laufen. Wenn jedoch turbulente Transporte über grosse Eddies verlaufen, so werden die lokalen Gradienten dadurch nicht verändert. Die K -Theorie kann also nur dann angewandt werden, wenn die den Fluss bestimmenden Eddies nicht grösser sind als der Bereich über den der Gradient gültig ist. Das bedeutet, dass sie unter konvektiven Bedingungen nicht verwendet werden sollte (Stull, 1988).

2.2.2 Die Ähnlichkeitstheorie

Nicht alle PGS-Charakteristika können mit physikalischen Gesetzmässigkeiten beschrieben werden. Teilweise fehlt das Wissen, oft ist auch eine Schliessung der Erhaltungsgleichungen ungeeignet. Mit der Ähnlichkeitstheorie werden sich wiederholende Merkmale untersucht und empirische Abhängigkeiten gesucht. Die Ähnlichkeitstheorie basiert auf der Dimensionsanalyse. Zwischen dimensionslosen Gruppen bestehen semi-empirische Beziehungen, welche folgendermassen gefunden werden können:

- die für die Situation relevanten Variablen werden gewählt.
- die Variablen werden in dimensionslose Gruppen überführt¹
- Experimente zur Quantifizierung der dimensionslosen Gruppen werden durchgeführt und die Beziehung zwischen den dimensionslosen Gruppen bestimmt.

Selbstverständlich sind die für verschiedenen atmosphärischen Schichten nicht dieselben Variablen relevant. Die MO-Ähnlichkeitstheorie und die Ähnlichkeitstheorie unter Bedingung der lokalen freien Konvektion (lfk-Ähnlichkeitstheorie) werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

2.2.2.1 MO-ÄHNLICHKEITSTHEORIE

Die MO-Ähnlichkeitstheorie besagt, dass die mittleren und turbulenten Eigenschaften der Strömung der inneren Region im wesentlichen von vier unabhängigen Variablen abhängen.

- der Höhe über Grund z
- dem kinematischen Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$
- dem longitudinalen Impulsfluss $\overline{u'w'}$
- und dem Auftriebsparameter $g / \bar{\theta}$

Werden aus diesen vier Variablen mit den drei physikalischen Einheiten [m],[K],[s] folgende drei Skaliergrössen gebildet:

$$u_* = \sqrt{|\overline{u'w'}|} \quad (2.12)$$

¹ Die Anzahl der dimensionslosen, unabhängigen Gruppen wird durch Buckingham's Theorem festgelegt. Dieses besagt, dass für n Variablen mit r physikalischen Einheiten ($n-r$) dimensionslose Gruppen möglich sind.

die Skaliergrösse der Geschwindigkeit

$$\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2.13)$$

die Skaliergrösse der Temperatur und

$$L = -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} \left(1 + \frac{0.07}{\beta}\right)} \quad (2.14)$$

die Längenskaliergrösse² (auch Monin-Obukhov-Länge genannt), so kann daraus nach Buckingham's Theorem nur eine dimensionslose Gruppe folgen:

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (2.15)$$

Die Dimensionsanalyse sagt nun voraus, dass die Strömungseigenschaften, nachdem sie mit den entsprechenden Skaliergrössen dimensionslos gemacht worden sind, ausschliesslich Funktionen von ζ sind. Die Monin-Obukhov-Länge L ist in der IS konstant, und kann als diejenige Höhe interpretiert werden, in der die Produktion von mechanischer und thermischer Turbulenz gleich gross ist. ζ und L sind somit Masse für die Stabilität der atmosphärischen Schichtung.

Werden also beispielsweise die Standardabweichungen einer der Eigenschaften der turbulenten Strömung mit der dazugehörigen Skaliergrösse normiert, so ist dieser Quotient eine universelle Funktion von ζ und lautet in der Notation von de Bruin et al. (1993)

$$\frac{\sigma_x}{x_*} = f_x(\zeta), \quad (2.16)$$

wobei x für u , v , w , θ oder q steht, und x_* die jeweilige Skaliergrösse repräsentiert. Unter instabilen Bedingungen lautet die Funktion

$$f_x(\zeta) = \pm c_{x1} (1 - c_{x2} \zeta)^{\pm 1/3} \quad (2.17)$$

Das Pluszeichen gilt für die Windkomponenten, das Minuszeichen für Skalare. c_{x1} und c_{x2} sind empirische Konstanten. Unter zunehmend instabilen Bedingungen geht Gl. (2.17) in die Vorhersage für freie Konvektion über.

$$f_x(\zeta) = \pm c_{fx} (\zeta)^{\pm 1/3} \quad (2.18)$$

² durch den Term $(1+0.07/\beta)$ in Gleichung 2.14 wird die Auftriebswirkung des Wasserdampfs berücksichtigt (Lumley und Panofsky, 64). β steht für das Bowen-Verhältnis, den Quotienten aus fühlbarem und latentem Wärmestrom.

Für stabile Bedingungen geht man davon aus, dass die dimensionslosen Standardabweichungen konstant sind. Die Konstante weist ähnliche Werte auf, wie der Grenzwert c_{x1} (Gl. 2.17).

$$\frac{\sigma_x}{x_*} = c_{sx} \quad (2.19)$$

Tabelle 2.1 gibt die in Kapitel 4 verwendeten Konstanten an.

Tab.2.1: Empirische Konstanten nach de Bruin et al. (1993), Panofsky und Dutton (1984), Rotach (1991) und Wyngaard et al. (1971)

Konstante	c_{w1}	c_{w2}	c_{fw}	c_{sw}	c_{u1}	c_{v1}	$c_{u2,v2}$	c_{su}	$c_{\theta1}$	$c_{\theta2}$	$c_{f\theta}$	$c_{s\theta}$
Wert	1.25	3.0	1.8	1.25	2.2	1.5	3.0	2.5	2.9	28.4	0.95	2.0

Werden die Gradienten mit ihrer jeweiligen Skaliergrösse normiert, so sind auch diese universelle Funktionen von ζ und lauten

$$\frac{kz}{x_*} \frac{\partial x}{\partial z} = \phi_y(\zeta) , \quad (2.20)$$

wobei y für M (Impuls), H (Wärme) respektive E (latente Wärme) steht. Unter neutralen Bedingungen ist

$$\phi_y(0) = 1 , \quad (2.21)$$

und Gl (2.20) kann für $x=\bar{u}$ zum logarithmischen Windprofil integriert werden. Für nicht neutrale Bedingungen haben sich die Gleichungen von Businger et al.(1971) und Dyer (1974) durchgesetzt. Nach Panofsky und Dutton (1984) lauten diese für stabile Bedingungen

$$\phi_y = (1 + 5\zeta^2) \quad \text{für } \zeta > 0 \quad (2.22)$$

und für instabile Bedingungen

$$\phi_y = (1 - 16\zeta^2)^a \quad \text{für } \zeta < 0 , \quad (2.23)$$

wobei a für $Y=M$ gleich $-1/4$ und für $Y=H,E$ gleich $-1/2$ ist.

Wird die MO-Ähnlichkeitstheorie mit der K-Theorie kombiniert, so zeigt sich aus den Gln. (2.11) und (2.20), dass die Austauschoeffizienten umgekehrt proportional zu den Stabilitätsfunktionen sind:

$$K_Y = \frac{ku_*z}{\phi_y} \quad (2.24)$$

2.2.2.2 LFK-ÄHNLICHKEITSTHEORIE

Mit zunehmend instabiler Schichtung der Atmosphäre verliert die mechanische Produktion von Turbulenz (und damit die Schergeschwindigkeit u_*) an Bedeutung, während Auftrieb und kinematischer Wärmefluss starke thermische Turbulenz hervorrufen. Trotzdem ist die Strömung noch soweit vom Untergrund beeinflusst, dass z und nicht z_i , die Mächtigkeit der PGS, die massgebende unabhängige Längensvariable ist. Aus den verbleibenden drei unabhängigen Variablen ($z, \overline{w'\theta'}, g/\bar{\theta}$) können folgende Skaliergrössen definiert werden:

$$u_f = \left(\frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'} z \right)^{1/3} \quad (2.25)$$

die Skaliergrösse der Geschwindigkeit und

$$\theta_f = \frac{\overline{w'\theta'}}{u_f} \quad (2.26)$$

die Skaliergrösse der Temperatur.

Da die drei unabhängigen Variablen wiederum die drei physikalischen Einheiten [m], [K], [s] aufweisen, ist es nach Buckingham's Theorem nicht möglich, eine dimensionslose Gruppe zu formen. Strömungseigenschaften sind also, nachdem sie mit den entsprechenden Skaliergrössen dimensionslos gemacht worden sind, konstant.

Damit lauten beispielsweise die dimensionslosen Standardabweichungen

$$\frac{\sigma_x}{x_f} = \textit{konstant} , \quad (2.27)$$

wobei x_f für die jeweilige Skaliergrösse steht.

Die Skalen der MO-Ähnlichkeitstheorie und der lfk-Ähnlichkeitstheorie sind, da sie ja beide auch Skalen der inneren Region sind, nicht unabhängig voneinander (Shaw, 1996). Es gilt

$$\frac{u_f}{u_*} = -\frac{\theta_*}{\theta_f} = -\left(\frac{1}{k} \cdot \frac{z}{L} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

Mit Gl.(2.28) sind auch die Gln. (2.18) und (2.27) ineinander überführbar.

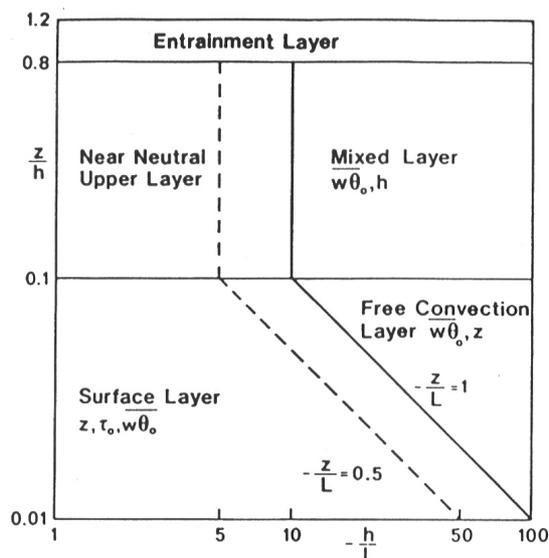


Abb. 2.4: Definition der verschiedenen Skalierungsregimes (aus Holtslag und Niewstadt, 1986)

Abbildung 2.4 zeigt die Skalierungsregimes in der instabilen PGS. Die Achsen der Darstellung weisen auf die fundamentale Bedeutung der Höhe über Grund einerseits, und der Stabilität andererseits hin. In Bodennähe befindet sich für beinahe den gesamten Stabilitätsbereich eine innere Region (*surface layer*). Ein Wert von $-z_i / L \cong 5$ kann jedoch bereits ausreichen, um die PGS in ein konvektives Regime zu führen. In diesem Fall liegt die Obergrenze der inneren Region bei $-z / L = 0.5$. In den höheren Bereichen der PGS ist nicht mehr die Höhe über Grund, sondern die PGS-Höhe z_i (in der Abbildung mit h bezeichnet) die massgebende unabhängige Variable. Über den *near neutral upper layer* ist bisher wenig so bekannt, dass keine Skaliergrössen vorgeschlagen worden sind.

3. Messungen und Datenaufbereitung

Am 1. Oktober 1992 startete das SNF-Projekt BASTA (BASler STAdtklima), welches unter anderem Turbulenzuntersuchungen in der städtischen Grenzschicht zum Ziel hat. Seit diesem Zeitpunkt wurden an einem 18m hohen innerstädtischen Messmast auf der Terrasse des Institutes für Meteorologie, Klimatologie und Fernerkundung Basel bis 32 m über Grund Profilmessungen von Wind, Temperatur und Feuchte aufgezeichnet. Des Weiteren wurden die Strahlungsbilanz und die turbulenten Impuls- und Wärmeflüsse gemessen.

Eine Sondermesskampagne, die von Ende Juli 1995 bis Ende Februar 1996 lief, hatte einerseits zum Ziel, vergleichende Daten zu sammeln, andererseits wurde die Absicht verfolgt, mit einem 76 m über Grund reichenden (Antennen-)Mast neben der Rauigkeitsschicht auch höhere Bereiche der städtischen Grenzschicht zu beproben. Da in dieser Diplomarbeit ausschliesslich Daten der Sondermesskampagne analysiert werden, wird im weiteren deren Standort und Messanordnung beschrieben.

3.1 Der Standort

Abbildung 3.1 zeigt den Standort des 52 m hohen Antennenmastes. Er liegt am südlichen Rand des Kleinbasler Mustermessekomplexes. Im Osten (Abb.3.3) schliesst ein Industriebezirk an; im Süden (Abb.3.2) und Westen (Abb.3.4) liegen Wohnsiedlungen. In einem Radius von 500 m um den Messstandort beträgt der Bedeckungsgrad ungefähr 50% und die mittlere Gebäudehöhe beträgt rund 24 m.

3.2 Die Messanordnung

Mit drei Ultraschall-Anemometer-Thermometern (= Sonic) wurden die Windkomponenten u', v', w' und die akustische Temperatur θ_s in 36, 50 und 76 m Höhe ab Grund mit 20.83 Hz erfasst (Abb.3.5). Die Rohdaten wurden via serielle Schnittstelle auf 3 PCs gespeichert. Letztere wurden mindestens alle 3 Tage synchronisiert. In den beiden tieferliegenden Niveaus waren die Sonics an 6 m-Auslegern befestigt, das oberste Sonic war direkt auf dem Mast montiert. Zusätzlich standen zwei Windprofile und ein Profil mit Temperatur- und Feuchtemessungen (→ Anhang) zur Verfügung. Auf drei Höhen wurde die Windrichtung



Abb. 3.1: Standort des Mastes (Kreuz) auf dem Mustermessekomplex. Aus Richtung des Pfeilbeginns sind alle Aufnahmen gemacht worden. Der Kartenmasstab beträgt 1:25000.



Abb. 3.2: Blick Richtung Nordwest



Abb. 3.3: Blick Richtung Nordost



Abb. 3.4: Blick Richtung Süd

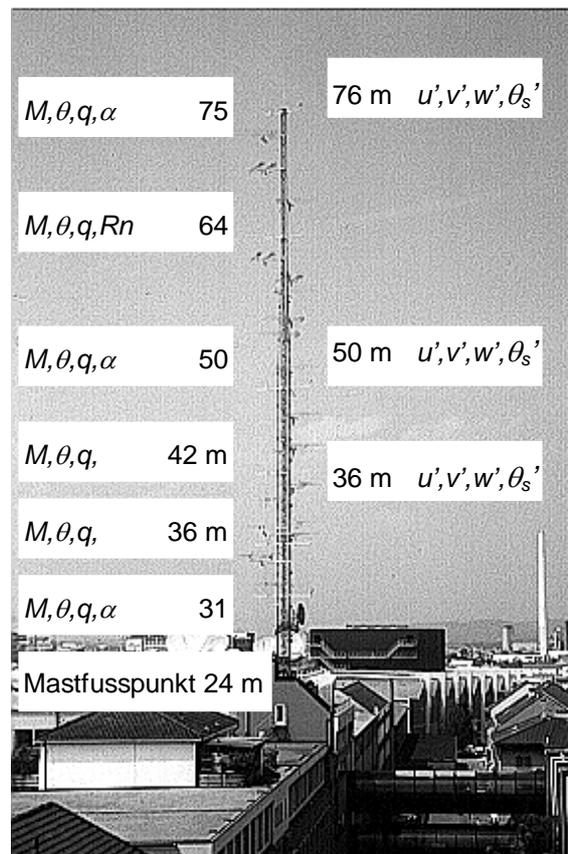


Abb. 3.5: Ansicht des Messmastes aus südöstlicher Richtung

Tab. 3.1: Instrumentierung des Messmastes

Variable	Instrument	Hersteller/Typ	Höhe [m] über Grund
M	Schalenkreuzanemometer	Vaisala WAA15	75,64,50,42,36,31
M, α	Propellerfahnen	Young	75, 50,36
θ, q	Thermistoren, kapazitive Sensoren	Vaisala HMP35A (ventilierter Strahlungsschutz)	75,64,50,42,36, 31
R_n	Pyrradiometer	Schenk Mod.8111	64
u', v', w', θ'_s	Ultraschall-Anemometer-Thermometer	Gill Solent, R2, asymmetrischer Kopf	76, 50,36

gemessen, die Strahlungsbilanz wurde auf 64 m Höhe erfasst. Die Profildaten wurden als 10min-Mittel auf einem Campbell 21X gespeichert; die Abtastrate lag bei 10 s. Die Seitenlänge des Messmastes beträgt an der Basis 1.25 m und verjüngt sich auf 0.5 m. Abbildung 3.6 zeigt die Aufsicht der Messanordnung. Der Massstab der Instrumente ist aus Gründen der Darstellbarkeit doppelt so gross gewählt. Genaueres zur Datenerfassung und Kalibrierung kann bei Feigenwinter et al.(1998) nachgelesen werden.

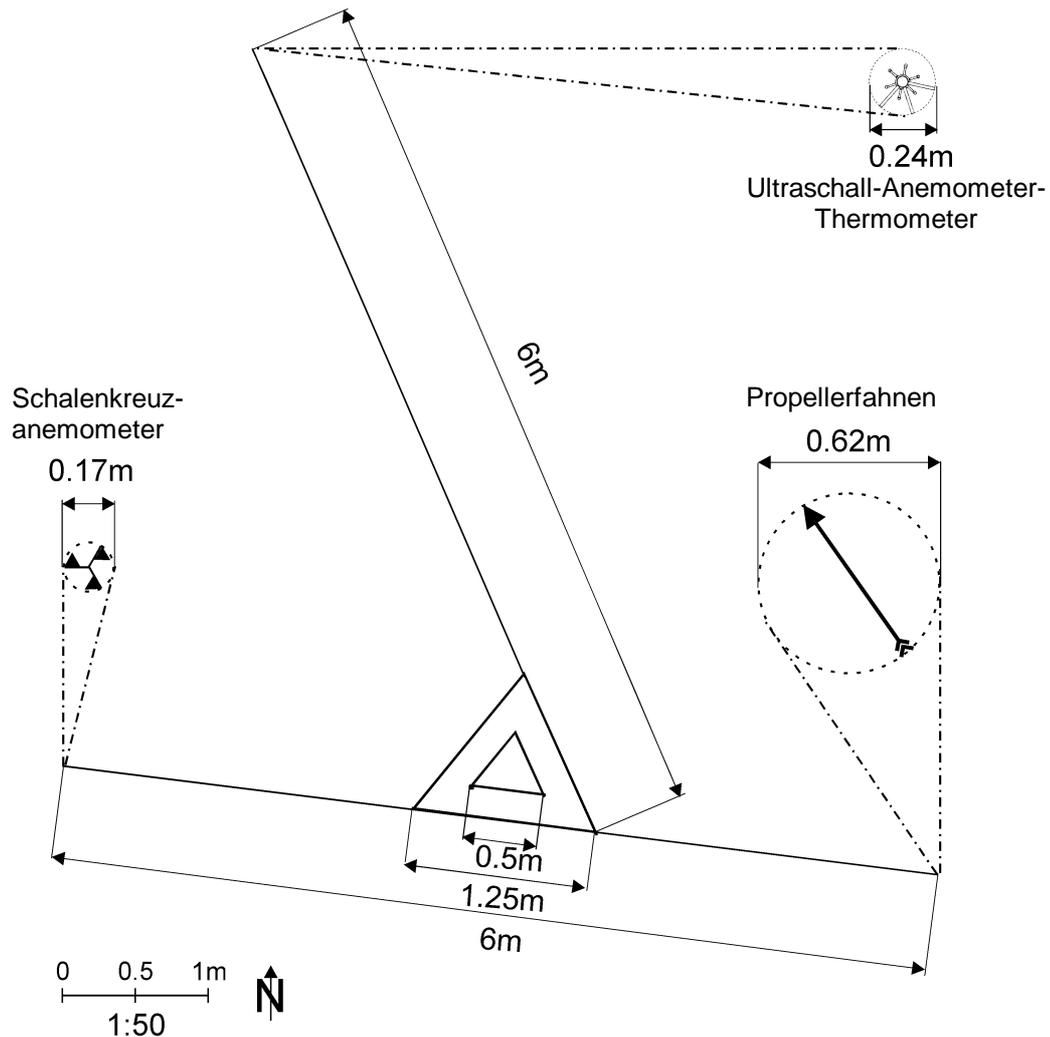


Abb. 3.6: Aufsicht des Messmastes im Massstab 1:50. Die Instrumente sind im Massstab 1:25 dargestellt.

3.3 Die Datenaufbereitung

Die Rohdaten der Sonics sind mit einer Matrix, welche aus einer Windkanalstudie von Vogt (1995) stammt, kalibriert worden. Nachdem der Trend aus den Daten entfernt worden ist, wurde in einer ersten Koordinatenrotation das Koordinatensystem um die Vertikalachse in Richtung des mittleren Horizontalwindes gedreht, so dass $\bar{v} = 0$ ist. Bei der Auswertung von Messungen in 'idealem' Gelände (homogen, kleine Rauigkeit) wird üblicherweise eine zweite Koordinatenrotation ausgeführt, so dass die mittlere vertikale Windkomponente $\bar{w} = 0$ ist. Im städtischen Umfeld ist jedoch die mittlere Strömung nahe dem Untergrund nicht zwingend parallel zu diesem, und es können 'echte' mittlere vertikale Windkomponenten gemessen werden. 'Echt' im Gegensatz zu Messungen in idealem Gelände, bei denen ein Auftreten von $\bar{w} \neq 0$ darauf hinweist, dass die Achse des Sonic nicht vertikal zum mittleren Stromlinienfeld ausgerichtet ist. Da nicht entschieden werden kann, ob die mit oder ohne Rotation berechneten Werte die richtigeren sind, werden hier - zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Studien - rotierte Werte verwendet. Die Daten sind für die integralen Statistiken zu 30 Minuten-Mittelwerten gemittelt worden. Lediglich für die Quadrantenanalyse sind hier 53 Minuten-Mittelwerte verwendet worden.

Aus der Analyse wurden Daten ausgeschlossen, bei denen die Anströmrichtung zwischen 103° und 224° lag, also Daten, die im Lee des Mastes aufgezeichnet worden sind. Weiter wurden Daten, bei denen die Windgeschwindigkeit im obersten Niveau ($z/h=3.2$) weniger als 2ms^{-1} betrug nicht in Berechnungen einbezogen. Abbildung 3.7 zeigt die Verteilung der in $z/h=3.2$ gemessenen Windrichtung und -geschwindigkeit. Die Anzahl Daten, die pro Stabilitätsklasse verwendet worden sind, können den Tabellen 3.2 und 3.3 entnommen werden.

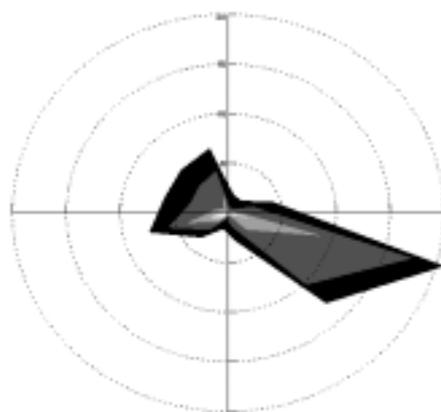


Abb. 3.7: Windrose: Der schwarze Bereich steht für $M \leq 2 \text{ ms}^{-1}$, dunkelgrau für $2 \text{ ms}^{-1} < M \leq 4 \text{ ms}^{-1}$, hellgrau für $4 \text{ ms}^{-1} < M \leq 6 \text{ ms}^{-1}$ und der weiße Bereich für $M > 6 \text{ ms}^{-1}$. Die Achsen stehen einerseits für die Windrichtung (N entspricht 0°), andererseits für die Häufigkeitsverteilung (in %).

Tab. 3.2: Anzahl der verwendeten 30 Minuten-Mittelwerte nach Stabilitätsklassen

<i>z/h</i>	stabil	neutral	leicht instabil	instabil
3.2	1588	488	1720	1252
2.1	731	1343	2909	674
1.5	533	1941	2338	248

Tab. 3.3: Anzahl der verwendeten 53 Minuten-Mittelwerte nach Stabilitätsklassen

<i>z/h</i>	stabil	neutral	leicht instabil	instabil
3.2	459	154	559	355
2.1	193	365	818	147
1.5	171	563	680	60

4. Resultate

4.1 Die Nullpunktverschiebung

Die Höhe über Grund stellt eine der fundamentalen Skaliergrößen der Inertialschicht dar, da sie ungefähr mit dem maximalen Radius der *eddies* übereinstimmt. In Abhängigkeit von vertikaler Erstreckung und Dichte führen Rauigkeitselemente dazu, dass die Strömung Eigenschaften aufweist, als wäre die Oberfläche nach oben hin versetzt. Aus dieser Beobachtung heraus ist das Konzept der Nullpunktverschiebung entstanden und für vegetationsbestandene Flächen auch erfolgreich angewendet worden. Im Gegensatz dazu wirft die Bestimmung der Nullpunktverschiebung d im städtischen Umfeld mehr Probleme auf. Wenn die Rauigkeitselemente sowohl in der Höhe, wie auch in ihrem Bedeckungsgrad stark variieren, wird die Anwendbarkeit des Konzeptes aus mehreren - nachfolgend erläuterten - Gründen fragwürdig.

Physikalisch kann d_M als die Höhe verstanden werden, in der sich im Mittel die Impulssenke befindet (Thom, 1971). Analog werden manchmal auch Nullpunktverschiebungen für Temperatur (d_H) und Feuchte (d_E) definiert. Diese entsprechen dann dem Niveau der mittleren Quellen und Senken der entsprechenden Skalare (de Bruin, 1996). Über letztere herrschen allerdings widersprüchliche Ansichten vor. Einerseits kann argumentiert werden, dass die Höhe $z-d$ mit der maximalen Größe der *eddies* skaliert. Letztere transportieren Eigenschaften unabhängig davon, ob es sich um Impuls, Wärme oder Feuchte handelt. Die Nullpunktverschiebung ist also ausschliesslich eine Eigenschaft der Oberfläche. Sie wird aus dem Windprofil bestimmt; kann aber auch für die Beschreibung der Turbulenzprofile von Wärme und Feuchte herangezogen werden (e.g. Rotach, 1991). Andererseits wenden beispielsweise Beljaars und Holtslag (1991) ein, dass durch Druckdifferenzen zwischen den einzelnen Rauigkeitselementen (*form drag*) zwar der Impulstransport erhöht wird, aber kein analoger Prozess existiert, der den Wärme- und Feuchtetransport verstärkt. Meist wird aufgrund mangelnder Kenntnis $d_M=d_H=d_E$ gesetzt.

Algebraisch ist d diejenige Distanz, um die das Profil verschoben werden muss, damit das neutrale Windgeschwindigkeitsprofil in einer logarithmischen Darstellung als Gerade erscheint. Die klassische Methode, die angewendet wird, um d zu bestimmen, ist ein Regressionsverfahren, bei dem für neutrale Bedingungen die Abweichungen zwischen dem

gemessenen Windprofil und der Windprofilgleichung minimiert werden (Robinson, 1962). Die Anfangswerte für die Schergeschwindigkeit u_* , die Rauigkeitslänge z_0 und d werden geschätzt. Mit diesem Ansatz werden zwei Längenskalen (d und z_0) zugleich ermittelt, was vor allem bei nicht idealen Profilen zu Schwierigkeiten führt. Wird hingegen der dimensionslose Gradient nach d aufgelöst, so ergibt sich aus Gl.(2.20) unter neutralen Bedingungen für d die Gleichung

$$d = z - \frac{u_*}{k(\partial u / \partial z)} \quad (4.1)$$

Mittels Profil- und Flussmessungen kann d direkt berechnet werden. Um diesen Ansatz anwenden zu können, muss ein ausreichend grosser Datensatz vorhanden sein, da

- nur neutrale Fälle betrachtet werden können, bei denen der Impulsfluss durch den Auftriebsterm weder verstärkt, noch abgeschwächt wird.
- nur Profile betrachtet werden sollen, die vom gleichen Quellgebiet beeinflusst sind.

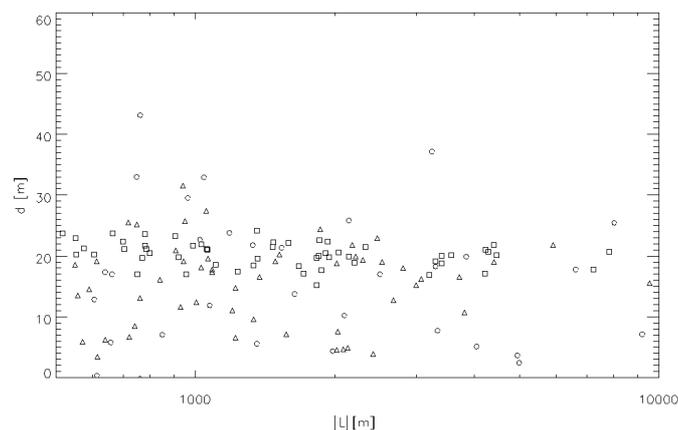


Abb. 4.1: Aus dem Windprofil und der gemessenen Schergeschwindigkeit errechnete Nullpunktverschiebung für den Windsektor $90 \pm 15^\circ$. $\square = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\circ = 76$ m

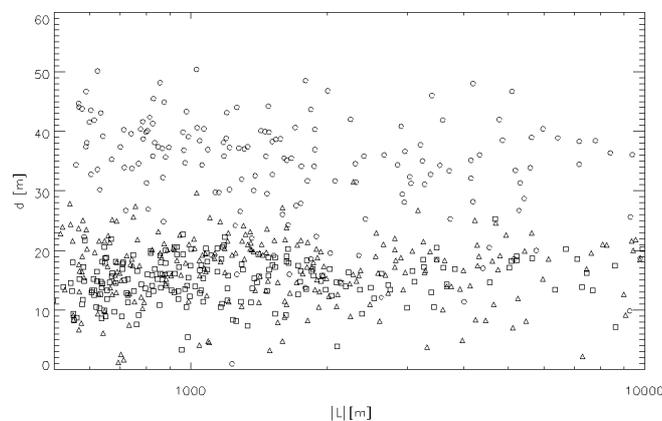


Abb. 4.2: Wie Abbildung 4.1 jedoch für alle Sektoren.

Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen d -Werte, die auf diese Weise berechnet worden sind. Als 'gleiches Quellgebiet' wurden annäherungsweise Windrichtungssektoren von 30°

gewählt. Als neutral gelten diejenigen Messdaten, für die die Monin-Obukhov-Länge L in allen drei Eddy-Kovarianz Messniveaus mehr als $\pm 550\text{m}$ beträgt. Für u_* werden die von den Sonics gemessenen lokalen Schergeschwindigkeiten verwendet, und $\partial u / \partial z$ ist aus dem Windprofil bestimmt (\rightarrow Anhang).

Abbildung 4.1 zeigt beispielhaft die für den Sektor $90\pm 15^\circ$ ermittelten Nullpunktverschiebungen. Auffallend ist die extreme Streuung in den beiden höheren Niveaus. In 36m Höhe variiert d zwischen 'nur' 15 und 25 m. In den anderen Sektoren sind die Streuungen im mittleren Niveau nicht ganz so ausgeprägt, der für d ermittelte Wert der obersten Messhöhe ist aber meist sehr viel grösser.

Abbildung 4.2 zeigt die für alle Sektoren ermittelte Nullpunktverschiebung. Was neben der Streuung auffällt, sind - wie erwähnt - die grossen Werte für $d_{(76\text{m})}$. Während $d_{(36\text{m})}$ um 15 m und $d_{(50\text{m})}$ um 20 m liegt, weist $d_{(76\text{m})}$ Werte zwischen rund 30 und 50m auf. Generell werden für die Nullpunktverschiebung Werte erwartet, die zwar deutlich grösser Null sind, jedoch nicht die mittlere Höhe der Rauigkeitselemente im Anströmungsbereich überschreiten.

Die Streuung deutet darauf hin, dass die Fluss-Gradientbeziehung nicht im lokalen Gleichgewicht ist, dass also die Gradienten primär von den lokalen Gegebenheiten geprägt sind, während die kinematischen Flüsse grösserskalig bestimmt werden. Dadurch ist es problematisch, mittels Profilen einen eindeutigen, sinnvollen Wert für die Nullpunktverschiebung zu finden.

Die dimensionslosen Standardabweichungen sind universelle Funktionen von $-(z-d)/L$ (\rightarrow Kapitel 2.2.2.1). Da in der Literatur über deren Form geringere Uneinigkeit herrscht als über die Stabilitätsfunktionen, können sie zur Bestimmung von d herangezogen werden:

Rotach (1991) hat mit der Temperaturvarianzmethode die Nullpunktverschiebung in einem städtischen Umfeld berechnet. Er zeigt, dass thermische Homogenität neben dynamischer Rauigkeit herrschen kann, und benutzt ein Fehlerminimierungsverfahren, um d aus der Differenz zwischen dem gemessenen (Index m) und dem empirischen Wert (Index e , Gl.(2.17)) zu ermitteln:

$$err = \left(\frac{1}{N} \sum_i \left(\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \right)_m - \left(\frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \right)_e \right)^2 \right)^{0.5} \quad (4.2)$$

wobei N für die Anzahl Messwerte steht. d wird von 0 bis zu einer Obergrenze³ variiert; der Fehler erreicht beim 'optimalen' Wert für d ein Minimum.

³ Üblicherweise die mittlere Höhe der Rauigkeitselemente

Die Resultate der Temperaturvarianzmethode (*tvm*) sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Für die Fehlerberechnung sind lokal skalierte Werte verwendet worden, d.h. es sind die Skaliergrößen der jeweiligen Messhöhe in die dimensionslose Standardabweichung eingegangen. Werte, für die der kinematische Wärmefluss kleiner 0.03 Kms^{-1} war, wurden aus zwei Gründen aus der Analyse ausgeschlossen. Einerseits weisen die Messungen nahe des neutralen Limits grössere Messunsicherheiten auf, und andererseits weichen die empirischen Konstanten für σ_θ / θ_* -Werte im neutralen Bereich recht stark voneinander ab (Clarke et al. 1982), während sie der Funktion im instabilen Bereich gut folgen.

Für das untere und das mittlere Niveau ergeben sich etwas höhere Werte für die Nullpunktverschiebung d_{tvm} , als diejenigen, die aus dem Profil hergeleitet wurden. Das oberste Niveau weist windrichtungsabhängig eine recht starke Streuung auf, liegt aber gesamthaft auch deutlich über der mittleren Gebäudehöhe.

Tab. 4.1: Die mit der Temperaturvarianzmethode für die ungestörten Sektoren ($103^\circ > \text{Windrichtung} > 224^\circ$) errechnete Nullpunktverschiebung d_{tvm} .

<i>tvm</i>	240° ± 15	270° ± 15	300° ± 15	330° ± 15	0° ± 15	30° ± 15	60° ± 15	90° ± 15
z/h = 3.2	47.0	42.0	39.0	39.0	37.0	35.0	34.0	48.0
z/h = 2.1	29.5	23.5	26.5	22.5	19.5	-	19.5	23.5
z/h = 1.5	25.0	22.0	22.0	20.0	19.0	18.5	24.5	16.5

Einen Anhaltspunkt darüber, wie gut die d_{tvm} -Werte der Tabelle 4.1 zu den Daten passen (und wie gut die Daten der MOS-Theorie folgen), kann die Überprüfung mit der dimensionslosen Standardabweichung der vertikalen Windkomponente geben. Abbildung 4.3 zeigt die σ_w / u_* -Werte in Abhängigkeit von $-(z-d_{tvm})/L$. Die Werte sind in logarithmisch äquidistanten Klassen aufgetragen. Abgebildet sind Mittelwerte und Standardabweichungen, in die pro Klasse mindestens vier Werte eingegangen sind. Werte, für die der kinematische Wärmefluss kleiner 0.03 Kms^{-1} war, wurden wiederum aus der Analyse ausgeschlossen.

Mit Ausnahme des untersten Messniveaus liegen die σ_w / u_* -Werte im nahe neutralen Bereich unterhalb der empirischen Funktion (Gl.2.17). Von einer - gegenüber idealen Unterlagen - reduzierten dimensionslosen Standardabweichung der vertikalen Windgeschwindigkeit berichten mehrere Autoren (e.g. Clarke et al.(1982); Rotach (1991); Roth und Oke(1995)). Die empirischen Konstanten weichen jedoch auch für σ_w / u_* -Werte im neutralen Bereich recht stark voneinander ab. Eine Übersicht dazu gibt Roth (1993).

Funktionsgleichung (2.17) lässt einen allmählichen Übergang von mechanisch zu thermisch induzierter Turbulenz erwarten. Die Werte nähern sich jedoch ab $-(z-d_{tvm})/L = 0.5$ abrupt der Funktionsgleichung für freie Konvektion an (Gl.2.18). Eine vertikale Zunahme der σ_w / u_* -Werte mit zunehmender Instabilität deckt sich mit Beobachtungen von Rotach (1991).

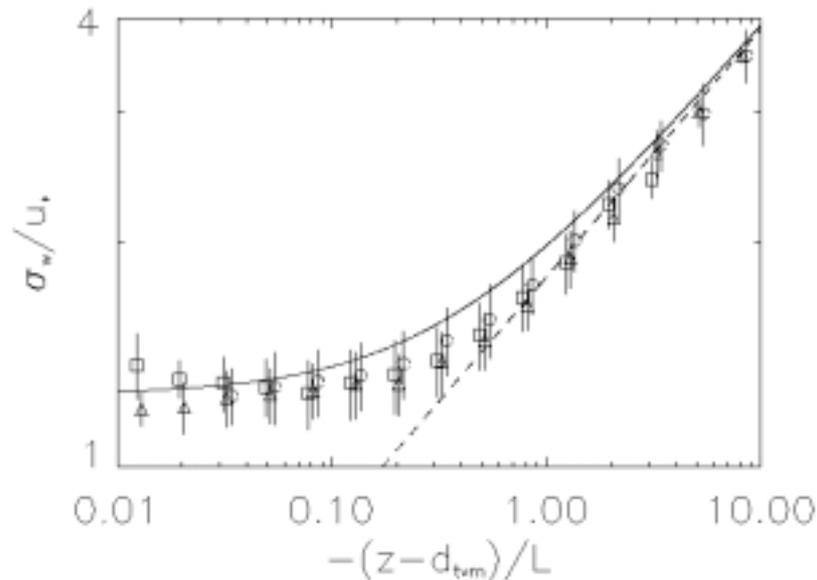


Abb. 4.3: Mittelwerte und Standardabweichung der σ_w / u_* -Werte. Die Klassen sind logarithmisch äquidistant. Die ausgezogene Linie steht für Gleichung (2.17), die strichlierte Linie steht für die Funktionsbeziehung der freien Konvektion (Gl.2.18). $\Delta = 36$ m, $\square = 76$ m

Da σ_w / u_* der Annäherung an die lokale freie Konvektion folgt (\rightarrow Kap.4.2.1), ist es gerechtfertigt, analog zur Temperaturvarianzmethode mit σ_w / u_* (für $0 > L > -30$) eine Nullpunktverschiebung (d_{wvm}) zu bestimmen. Bei zunehmend instabilen Bedingungen tragen die Scherungsturbulenzen nicht mehr wesentlich zum Austausch bei, weshalb auch der Einfluss der dynamisch inhomogenen Unterlage klein wird.

Tabelle 4.2 zeigt die auf diese Weise erhaltenen Werte für d_{wvm} . Für $z/h = 3.2$ werden fast durchgehend kleinere (aber erwartungsgemäss immer noch zu hohe) Werte ermittelt, als mit der Temperaturvarianzmethode. Für $z/h = 2.1$ liegen sie tendenziell höher, während sie für das unterste Niveau etwa gleich eingeschätzt werden. Die Unterschiede in den einzelnen Sektoren weisen darauf hin, dass Quellen und Senken für Impuls und Wärme nicht gleich verteilt sind.

Tab. 4.2: Die mit σ_w / u_* für die ungestörten Sektoren für $0 > L > -30$ errechnete Nullpunktverschiebung d_{wvm} .

wvm	240° ± 15	270° ± 15	300° ± 15	330° ± 15	0° ± 15	30° ± 15	60° ± 15	90° ± 15
z/h = 3.2	-	31.5	38.0	36.5	42.0	29.0	-	39.5
z/h = 2.1	-	28.0	27.0	26.0	25.0	20	21.0	24.0
z/h = 1.5	20.0	24.0	24.0	21.0	20.0	15.5	15.5	17.5

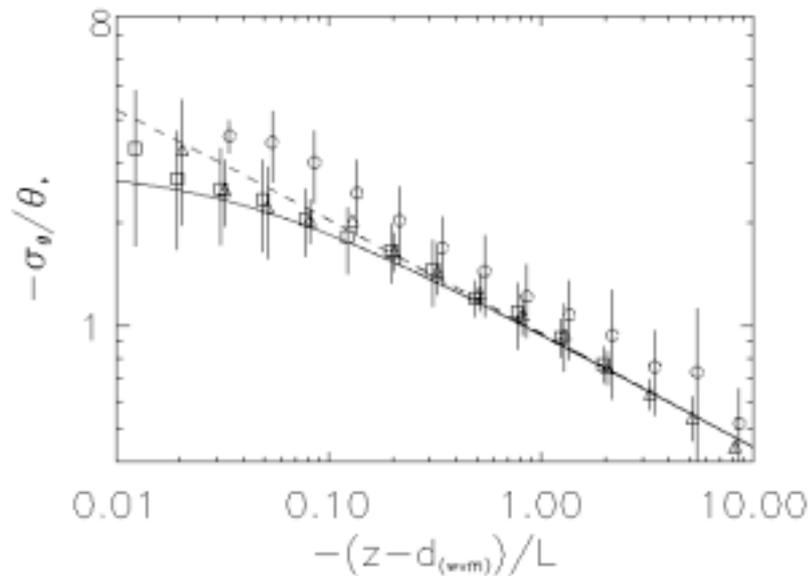


Abb. 4.4: Wie Abb. 4.3 jedoch für d_{wvm} und $\sigma_\theta / \theta_* = 36 \text{ m}$, $\Delta = 50 \text{ m}$, $O = 76 \text{ m}$

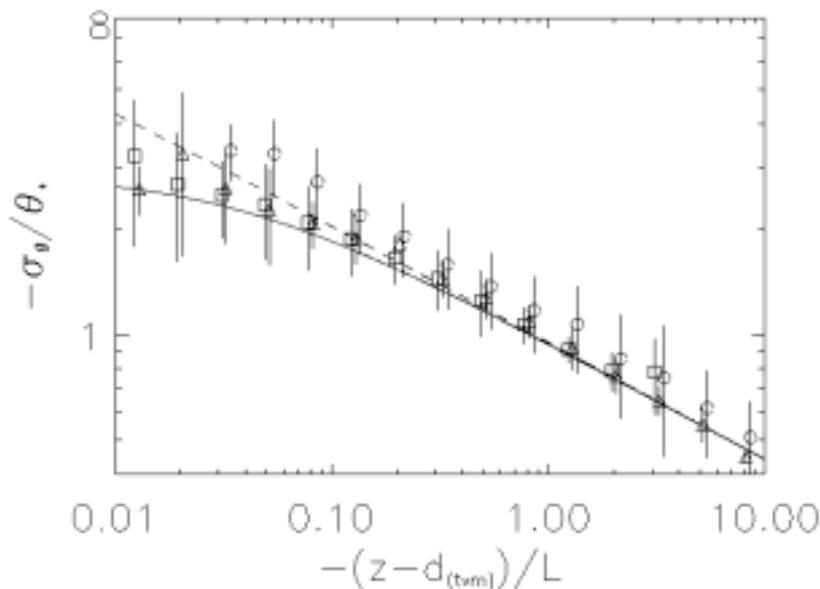


Abb. 4.5: Wie Abb. 4.4, d ist jedoch mit der Temperaturvarianzmethode berechnet.

Abbildung 4.4 zeigt die σ_θ / θ_* -Werte in Abhängigkeit von $-(z - d_{wvm})/L$. In die Grafik sind nur Werte eingegangen, bei denen der kinematische Wärmefluss mehr als 0.03 Kms^{-1} betrug. Für $z/h=2.1$ und $z/h = 1.5$ folgen die dimensionslosen Standardabweichungen ab

$(z-d_{wvm})/L \approx -0.2$ dem empirischen Kurvenverlauf für freie Konvektion. Eine etwas grössere Abweichung weist das dritte Niveau auf. Das optimale d liegt ja für dieses Niveau und σ_θ / θ_* höher. Wesentlich näher am Funktionswert liegen σ_θ / θ_* -Werte jedoch auch mit d_{wvm} nicht, wie Abbildung 4.5 zeigt. Dies lässt darauf schliessen, dass sich die Strömungsverhältnisse in dieser Höhe zumindest zeitweise (bei nahe neutraler Schichtung) nicht gut mit der MO-Ähnlichkeitstheorie beschreiben lassen.

Die Abbildungen suggerieren, dass die Streuung der σ_θ / θ_* -Werte mit zunehmender Labilität zunimmt. Dies liegt jedoch lediglich an der logarithmischen Darstellungsart; tatsächlich verhält es sich genau umgekehrt. Dies bestätigt, dass die Funktionszusammenhänge bei ausreichender Labilität und entsprechend guter Durchmischung deutlicher ausgebildet sind. Die Streuung wird kleiner, wenn lokale freie Konvektion eintritt und die Schergeschwindigkeit nur noch eine untergeordnete Rolle spielt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass mit keiner der angewendeten Methoden ein eindeutiges Ergebnis für die Bestimmung der Nullpunktverschiebung erreicht werden konnte, da

- die Profile keine ideal logarithmische Form aufweisen.
- die Forderung an thermische Homogenität nicht erfüllt wird.
- Quellen und Senken für Impuls und Skalare nicht gleich verteilt sind.

Obwohl eine doch sehr willkürliche Wahl der Nullpunktverschiebung nicht befriedigend ist, wird hier - mangels eines anderen Ansatzes - für d ein physikalisch 'plausibler' Wert von 22m verwendet.

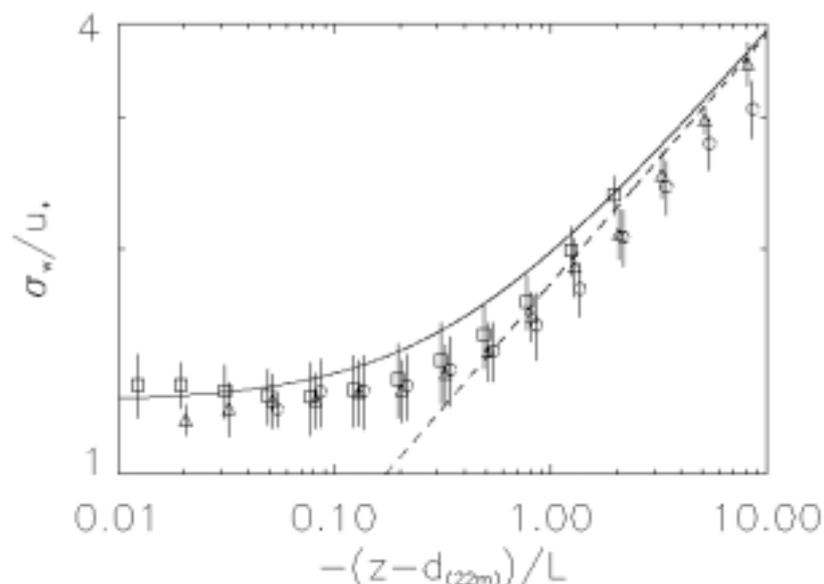


Abb. 4.6: Wie Abb. 4.3 aber für $d=22\text{m}$. $\square=36\text{ m}$, $\Delta=50\text{ m}$, $\circ=76\text{ m}$

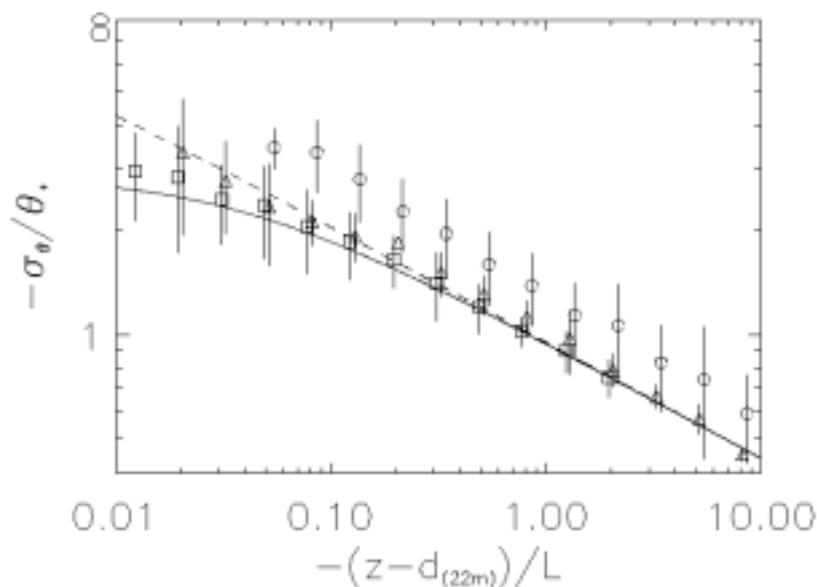


Abb. 4.7: Wie Abb. 4.4 aber für $d=22$ m. $\square = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\circ = 76$ m

Wie die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen, werden mit dieser Wahl einige Charakteristika der Stabilitätsabhängigkeit der σ_w / u_* und der σ_θ / θ_* -Werte beeinflusst. Der Kurvenverlauf der einzelnen Messniveaus weist zwar nur relativ geringe Änderungen auf, die Vertikalprofile der σ_w / u_* -Werte für einzelne Stabilitätsklassen zeigen jedoch eine starke Sensitivität gegenüber Änderungen der Nullpunktverschiebung. Die Unsicherheit, die mit der Wahl von d eingeführt wird, (und zu einer Unsicherheit in der Bestimmung von $(z-d)/L$ führt), muss deshalb in der weiteren Analyse berücksichtigt werden.

4.2 Varianzen

4.2.1 Varianz der vertikalen Windgeschwindigkeit

Abbildung 4.8 zeigt die dimensionslose Standardabweichung der vertikalen Windgeschwindigkeit für neutrale und instabile Bedingungen. Im Gegensatz zu Abbildung

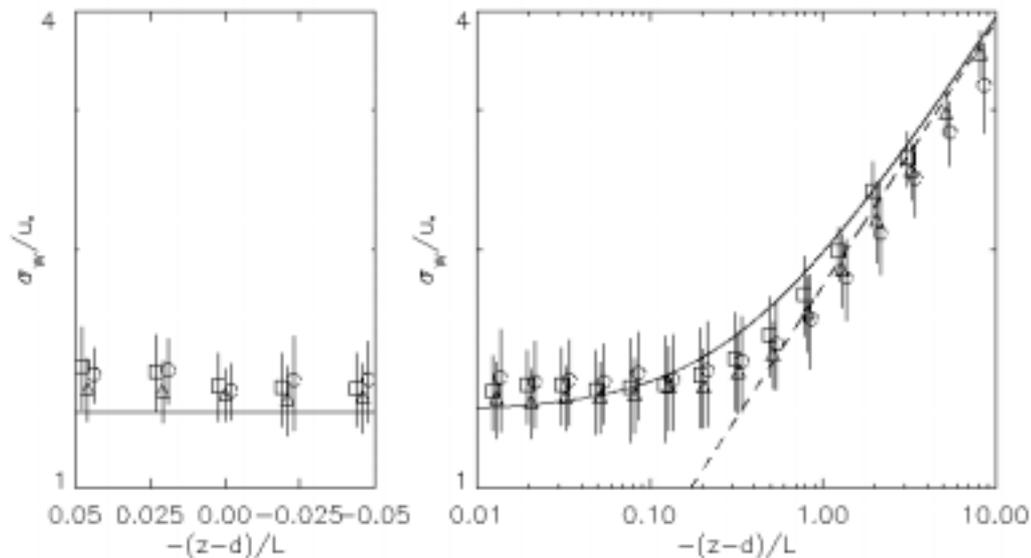


Abb. 4.8: σ_w/u_* in Abhängigkeit der Stabilität. ≈ 36 m, $\Delta = 50$ m, $O = 76$ m

4.6 sind hier auch Werte, bei denen nur kleine Flüsse gemessen worden sind, in die Mittelwertbildung eingegangen. Dadurch liegen die σ_w/u_* -Werte aller Niveaus im nahe neutralen Bereich gleich hoch oder höher als die empirische Funktion (Gl. 2.17). Hier liegt möglicherweise eine Erklärung für das in der Literatur recht weit auseinanderliegende neutrale Limit der σ_w/u_* -Werte. Roth (1993) weist darauf hin, dass es ein zweifelhaftes Verfahren sei, nahe neutrale Werte zu einem neutralen Wert zu extrapolieren. Durch die oft viel kleineren Datensätze, in denen nur wenige neutrale Fälle vorkommen, ist dieses Vorgehen jedoch ziemlich weitverbreitet und führt wahrscheinlich zu einer Unterschätzung des neutralen Wertes. So erhalten beispielsweise Rotach (1991) und Roth (1993) aus nahe neutralen Werten neutrale Limits von 1.0 respektive 1.2, während Högström et al. (1982) für $-0.2 < z/L < 0.2$ einen Wert von 1.5 ermitteln. Die relativ konstant verlaufenden Werte im nahe neutralen Bereich werden von einer Funktionsanpassung nicht erfasst. Tabelle 4.3 fasst die für den vorliegenden Datensatz erhaltenen empirischen Konstanten vergleichend mit denjenigen von Panofsky et al. (1984) zusammen.

Tab.4.3: Konstanten der Funktionsgleichung 2.17

	c_{w1} ($-0.05 \leq (z-d)/L \leq 0.05$)	c_{w1} (neutrales Limit)	c_{w2}
Panofsky et al. (1984)	1.25	1.3	3
$z/h=3.2$	1.37	1.22	2.33
$z/h=2.1$	1.31	1.18	2.89
$z/h=1.5$	1.35	1.26	2.97

Dass die σ_w / u_* -Werte im neutralen Bereich eher höher liegen als die empirischen Werte der Funktionsgleichung, unter instabilen Bedingungen aber kleiner werden, kann teilweise mit Abb. 4.9 erklärt werden.

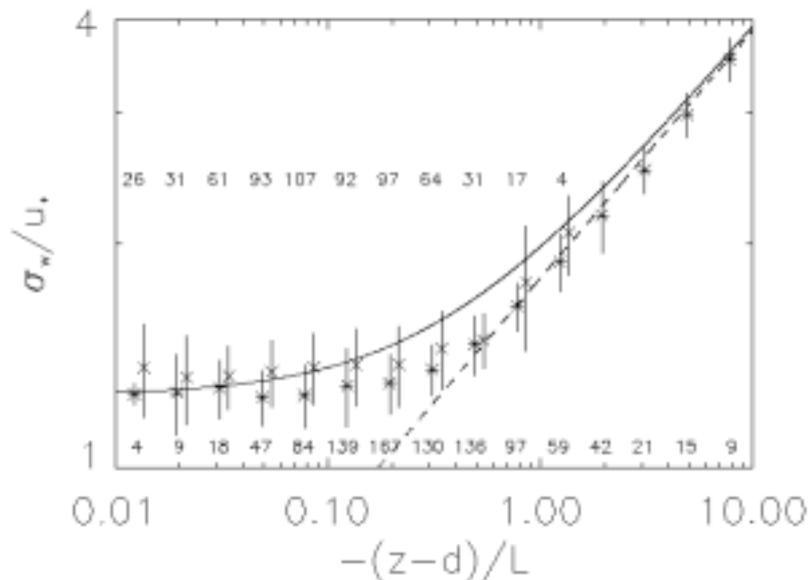


Abb.4.9: σ_w / u_* in Abhängigkeit von $-(z-d)/L$ für $z/h=2.1$. Die Sterne stehen für Werte, bei denen die Strahlungsbilanz positiv ($>20 \text{ Wm}^{-2}$) war, die Kreuze für Werte mit negativer Strahlungsbilanz ($<-20 \text{ Wm}^{-2}$). Die Ziffern bezeichnen die Anzahl Werte die in die Klassen eingegangen sind.

Der städtische Baukörper hat ein grosses Speichervermögen, was dazu führt, dass der fühlbare Wärmestrom auch dann noch aufrecht erhalten werden kann, wenn die Strahlungsbilanz bereits negativ ist. Dies wiederum hat zur Folge, dass in dieselben Stabilitätsklassen Werte eingehen, die aus grundsätzlich verschiedenen atmosphärischen Bedingungen hervorgehen. So liegen die nachts aufgezeichneten σ_w / u_* -Werte durchwegs höher und weisen eine grössere Streuung auf. Sie verlaufen bei einem Wert von ca. 1.35 relativ konstant, während die tagsüber gemessenen Werte bis $(z-d)/L=-0.5$ einen mittleren Wert von ca. 1.25 aufweisen.

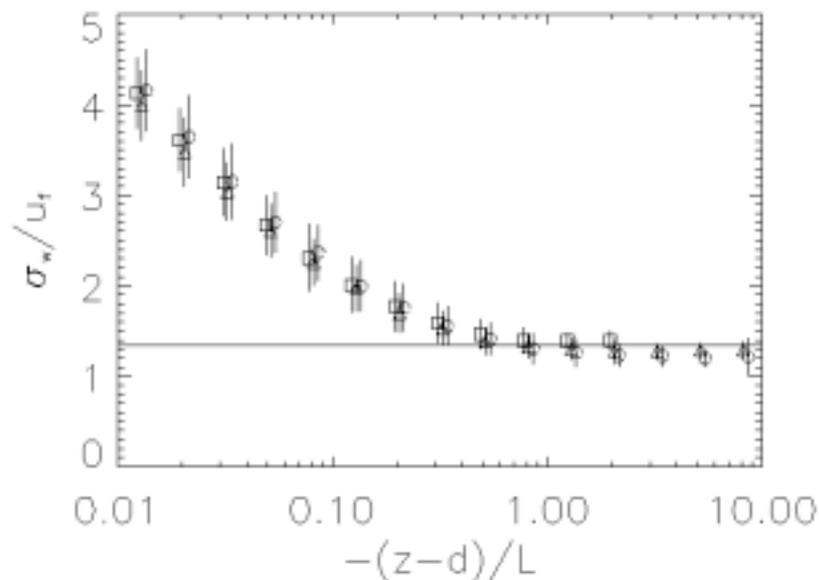


Abb.4.10: σ_w/u_f versus $(z-d)/L$. Die durchgezogene Linie steht für die Funktionsbeziehung von Kaimal und Finnigan(1994). $\Delta = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\Delta = 76$ m

Ab $-(z-d)/L = 0.5$ folgen die σ_w / u_f -Werte wie erwähnt eher der Funktionsgleichung für freie Konvektion (Gl. 2.18 und Abb. 4.8). Die Konstante c_{w2} (Tab. 4.3) nimmt mit zunehmender Höhe ab; die Skaliergröße $(z-d)/L$ wird also weniger stark gewertet. Clarke et al. (1982) haben jedoch darauf hingewiesen, dass bei stark negativen Werten von $(z-d)/L$ eine Pseudokorrelation in der MO-Ähnlichkeitsbeziehung auftreten kann, da die Schergeschwindigkeit sowohl als Skaliergröße verwendet wird, als auch in der dritten Potenz in $(z-d)/L$ auftritt. Eine bessere Überprüfung, ob lokale freie Konvektion eintritt, bringt eine Skalierung von σ_w mit der konvektiven Geschwindigkeit u_f (Gl. 2.25). Der Quotient wird - wie Abbildung 4.10 zeigt - mit zunehmender Dominanz der thermischen Turbulenz konstant und liegt nach Kaimal und Finnigan (1994) bei 1.34. Panofsky (1978) definiert die Höhe, ab welcher freie Konvektion stattfindet mit $-L \leq z-d \leq 0.1z_i$. Abbildung 4.10 zeigt, dass sich σ_w/u_f asymptotisch dem Wert 1.34 nähert und diesen bereits um $-(z-d)/L=0.5$ erreicht.

4.2.2 Varianz der longitudinalen und der lateralen Windgeschwindigkeit

Die MOS-Theorie sagt unter neutralen Bedingungen auch für die longitudinale (σ_u) und die laterale (σ_v) Standardabweichung der Windgeschwindigkeit Proportionalität zur Schergeschwindigkeit voraus. Mehrere Studien haben diese Proportionalität bestätigt. Die Konstanten - für ideales Gelände - liegen für u zwischen 2.2 und 2.5 und für v zwischen 1.5

und 2.2. Eine Übersicht gibt Rotach (1991). Die hier ermittelten neutralen Werte für $\sigma_{u,v}$ ($-0.05 \leq (z-d)/L \leq 0.05$) sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Tab.4.4: Konstanten der Funktionsgleichung (2.17) für σ_u und σ_v

	C_{u1}	C_{v1}
$z/h=3.2$	2.24	1.81
$z/h=2.1$	2.23	1.75
$z/h=1.5$	2.26	1.92

Für $\sigma_{u,v}$ ergibt sich oft keine eindeutige Beziehung zu $(z-d)/L$. Dies wird im allgemeinen mit grösserskaligen Einflüssen begründet (e.g. de Bruin, 1993; Lumley und Panofsky, 1964). $\sigma_{u,v}$ werden hauptsächlich von grossen eddies gesteuert, welche vom Untergrund nur langsam modifiziert werden.

Einige Autoren haben trotzdem eine Abhängigkeit zwischen $\sigma_{u,v}$ und $z-d/L$ gefunden (e.g. Clarke et al., 1982; Roth, 1993), allerdings haben die Daten grosse Streuungen aufgewiesen. Dies gilt auch für den vorliegenden Datensatz (Abb. 4.11 und Abb.4.12). σ_u / u_* weist im nahe neutralen Bereich bis $-(z-d)/L=0.2$ nahezu konstante Werte von ca. 2.2 auf und ist kaum höhenabhängig. Danach nimmt - trotz lokaler Skalierung - der Quotient σ_u / u_* rasch mit der Höhe ab.

σ_v / u_* verläuft ebenfalls im nahe neutralen Bereich ziemlich konstant (Abb. 4.12), und folgt ab $-(z-d)/L=0.2$ einer $\wedge^{1/3}$ -Beziehung. Während jedoch Clarke et al. (1982) feststellen, dass σ_v / u_* 'remarkably insensitive to changes in height' sei, nimmt hier auch σ_v / u_* mit der Höhe ab.

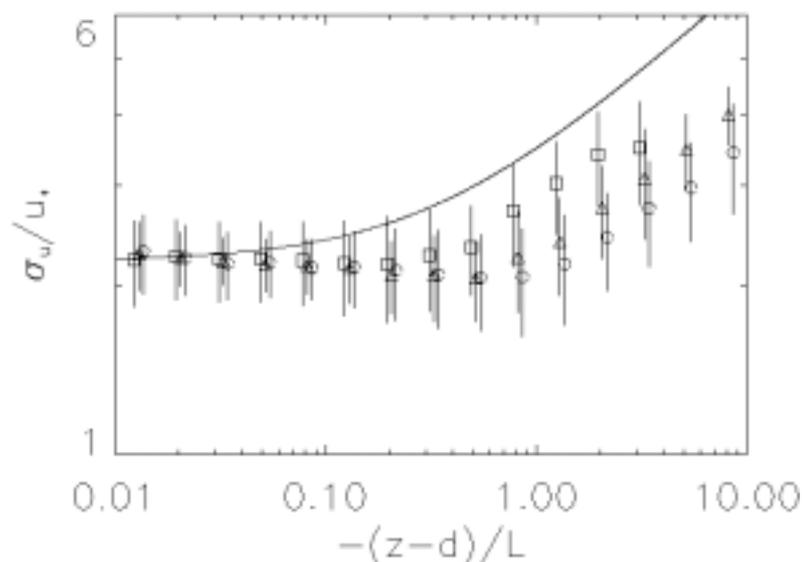


Abb. 4.11: Dimensionslose Standardabweichungen der longitudinalen Windgeschwindigkeitskomponente. Dargestellt sind Klassenmittel und Standardabweichung. Des weiteren ist die Funktionsgleichung (2.17) eingetragen. $\square = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\circ = 76$ m

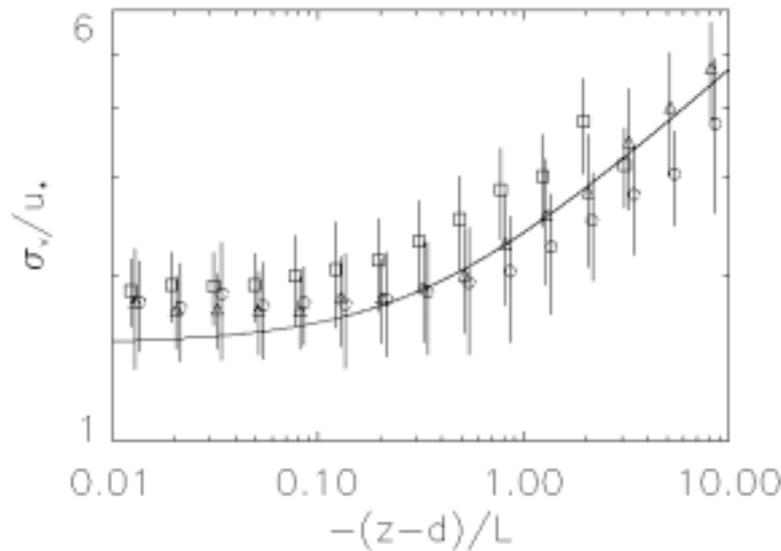


Abb. 4.12: Dimensionslose Standardabweichungen der lateralen Windgeschwindigkeitskomponente. Dargestellt sind Klassenmittel und Standardabweichung. Des weiteren ist die Funktionsgleichung (2.17) eingetragen. $\square = 36 \text{ m}$, $\triangle = 50 \text{ m}$, $\circ = 76 \text{ m}$

Clarke et al. (1982) haben ähnlich wie für σ_w eine starke Abhängigkeit zwischen $\sigma_{u,v}$ und der konvektiven Geschwindigkeit u_f festgestellt. Eine solche konnte für den vorliegenden Datensatz nicht nachgewiesen werden.

In einem vollständig isotropen Strömungsfeld gilt:

$$\sigma_u = \sigma_v = \sigma_w \quad (4.3)$$

Die statistischen Eigenschaften der Strömung weisen also keine bevorzugte Ausrichtung auf. Die Quotienten σ_w/σ_u und σ_v/σ_u können als Mass für die Anisotropie interpretiert werden. Wie zu erwarten nimmt die (lokale) Isotropie mit zunehmend instabiler Schichtung zu, da die kleineren Eddies - ohne verformt zu werden - in der Bewegung der grösseren Wirbel mittransportiert werden.

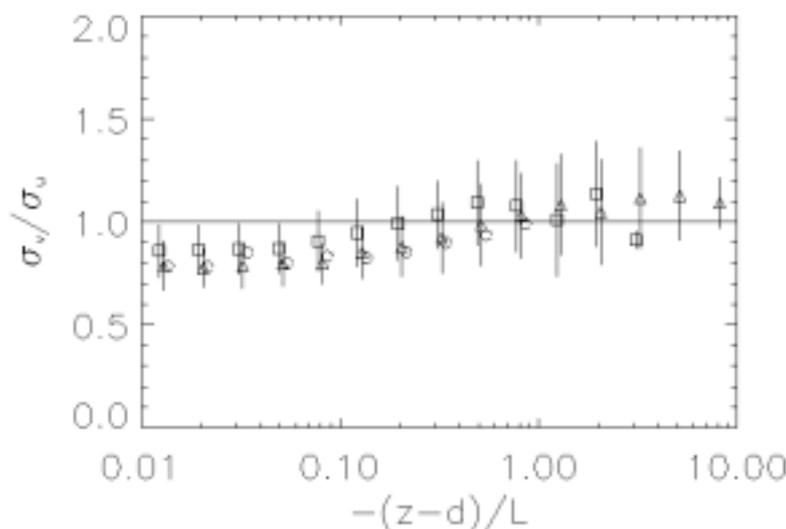


Abb. 4.13: σ_v/σ_u in Abhängigkeit von $-(z-d)/L$. $\square = 36 \text{ m}$, $\triangle = 50 \text{ m}$, $\circ = 76 \text{ m}$

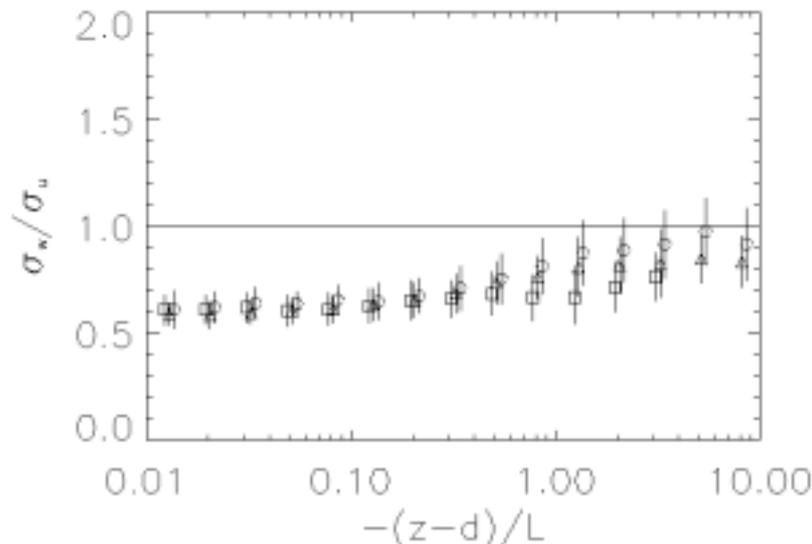


Abb. 4.14: σ_w/σ_u in Abhängigkeit von $-(z-d)/L$. $\Delta = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $O = 76$ m

Entsprechend wird im neutralen Bereich das Maximum an Anisotropie in $z/h=2.1$ gefunden, demjenigen Niveau in dem die Scherkräfte - und damit die Scherverformung - am stärksten sind (\rightarrow Kap. 4.3). In thermisch dominierter Turbulenz stellt sich dann eine 'einfachere' Höhenabhängigkeit ein: je grösser z , desto isotroper ist die Strömung.

Die Turbulenzintensität ist definiert als Quotient der Standardabweichung der jeweiligen Windkomponente zur mittleren Windgeschwindigkeit:

$$I_{u,v,w} = \sigma_{u,v,w} / M \quad (4.4)$$

Abbildungen 4.15a-c zeigen Mittelwert und Standardabweichung der Turbulenzintensität. Aus den Abbildungen geht hervor, dass I für alle Komponenten eine Höhenabhängigkeit aufweist. Diese ist bei den $\sigma_{u,v} / M$ -Werten unter konvektiven Bedingungen besonders stark. Alle Komponenten weisen eine Abhängigkeit von $(z-d)/L$ auf, wobei diese wiederum für die vertikale Komponente am deutlichsten ausgeprägt ist. Während Rotach (1993) in der RS für $z/h=1.55$ und $z/h=1.27$ die Beziehung $I_w=0.145 \cdot z'/L+0.207$ gefunden hat, wurde hier für $z/h=2.1$ $I_w=0.183 \cdot z'/L+0.182$ ermittelt. Die Differenz der Koeffizienten kann einerseits mit der grösseren Höhe, hauptsächlich aber mit dem grösseren Stabilitätsbereich im vorliegenden Datensatz erklärt werden.

Bei der grossen Streuung der lateralen und der longitudinalen Komponente ist eine lineare Anpassung wenig sinnvoll. σ_u / \bar{u} ist in $z/h = 1.5$ etwa 3 bis 3.5 mal so gross, wie in ruralen Gebieten (0.1 bis 0.15 im neutralen Bereich). Roth (1993) schreibt die erhöhten Turbulenzintensitäten über städtischen Gebieten dem *form-drag* zu. Die horizontalen

Druckänderungen nahe den Rauigkeitselementen führen zu verstärkter Scherung und Herabsetzung der mittleren Windgeschwindigkeit.

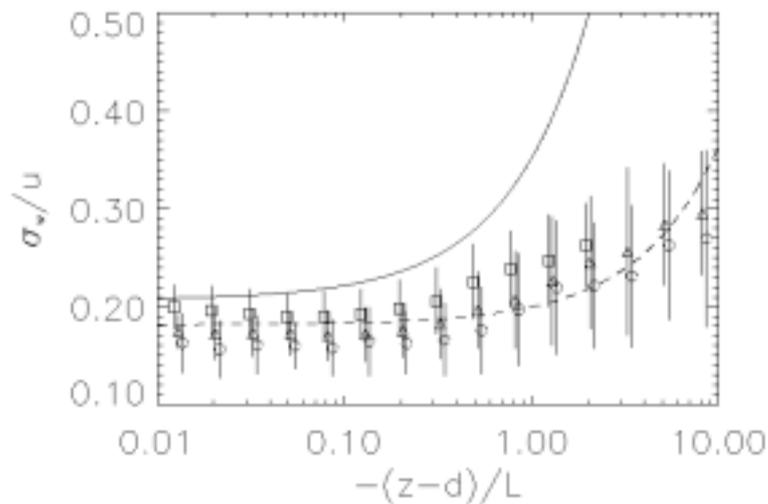


Abb. 4.15a: Turbulenzintensität der vertikalen Windgeschwindigkeitskomponente. Die ausgezogene Linie steht für die Funktion $\sigma_w/u = 0.145 \cdot (z-d)/L + 0.207$ nach Rotach (1991). Die strichlierte Linie steht für $\sigma_w/u = 0.183 \cdot (z-d)/L + 0.182$. $\Delta = 36$ m, $\square = 50$ m, $\circ = 76$ m

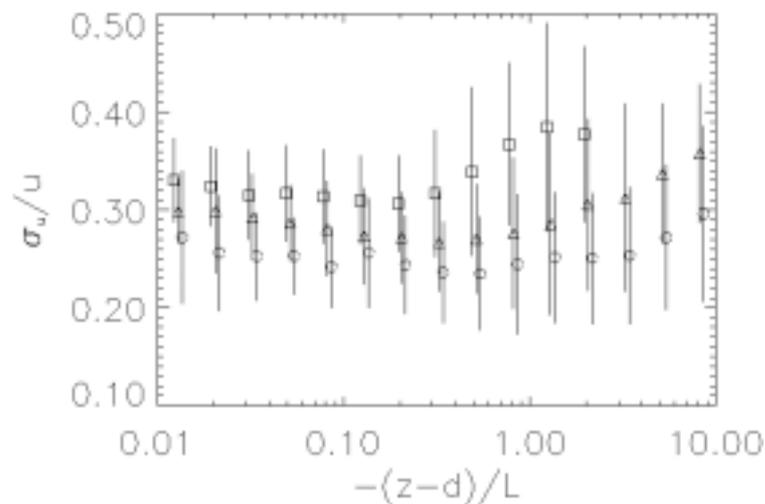


Abb. 4.15b: Turbulenzintensität der longitudinalen Windgeschwindigkeitskomponente.

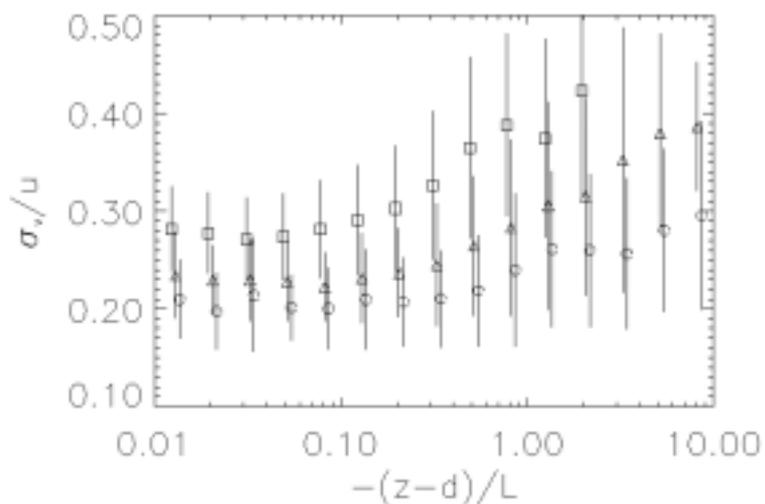


Abb. 4.15c: Turbulenzintensität der lateralen Windgeschwindigkeitskomponente.

4.3 Reynolds stress

Der turbulente Transport horizontalen Impulses in vertikaler Richtung ist

$$\tau = \bar{\rho} \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/2} \quad (4.5)$$

und wird als Reynolds stress bezeichnet. Die Schergeschwindigkeit u_* ist eine Mass für den Reynold stress und eine wichtige mikrometeorologische Grösse. Sie ist Skalierungsgrösse für die Windgeschwindigkeit und den Impulsfluss und definiert als:

$$u_* = \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

Wenn die x-Achse des Koordinatensystems so gedreht ist, dass sie in die mittlere Windrichtung zeigt, sollte der laterale Impulsfluss $\overline{v'w'}$ Null sein und u_* übergehen in:

$$u_* = \left(\overline{u'w'^2} \right)^{1/4} \quad (4.7)$$

Da die Richtung der Scherkräfte jedoch nicht exakt mit derjenigen der mittleren Windgeschwindigkeit übereinstimmt, wird der laterale Impulsfluss nach einer Achsendrehung in den mittleren Wind zwar klein, verschwindet aber nicht vollständig. Deshalb wird er hier in die Berechnung der Schergeschwindigkeit miteinbezogen:

$$u_* = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/4} \quad (4.8)$$

4.3.1. Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit von Windgeschwindigkeit, Höhe und Stabilität

Abbildung 4.16 zeigt die Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit und der Höhe. In die Grafik eingegangen sind Werte, für die in allen Höhen $|(z-d)/L| \leq 0.05$ war.

Mit zunehmender Windgeschwindigkeit nimmt auch die Schergeschwindigkeit zu. Die Steigung zwischen u_* und u entspricht der Wurzel des drag Koeffizienten C_D , welcher ein Mass für die Rauigkeit ist. Sie nimmt mit zunehmender Höhe von 0.13:1 in $z/h=1.5$ auf 0.1:1 in $z/h=3.2$ ab. Die Resultate der (durch den Nullpunkt erzwungenen) linearen Regression decken sich im untersten Niveau mit Werten, die Clarke et al. (1982) und Roth (1993) in urbanem Gebiet erhalten haben und sinken mit zunehmender Höhe auf einen Wert, der über homogenem Gebiet zu erwarten ist.

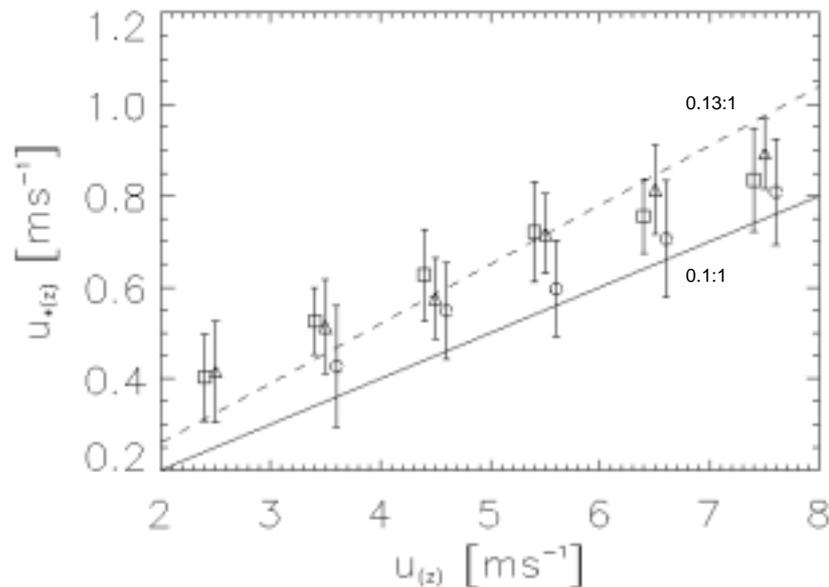


Abb. 4.16: Mittlere Werte von u_* versus $u(z)$ für $|(z-d)/L| \leq 0.05$. Die strichlierte Linie steht für einen linearen Fit von Clarke et al. (1982) in suburbanem Raum, die durchgezogene für eine 'ideale' Oberfläche. $\square = 36 \text{ m}$, $\Delta = 50 \text{ m}$, $\circ = 76 \text{ m}$

Die Schergeschwindigkeit ist in $z/h=3.2$ für alle Windgeschwindigkeitsklassen deutlich kleiner als in den zwei tieferen Niveaus. Bei geringen Windgeschwindigkeiten, nimmt die mittlere Schergeschwindigkeit mit der Höhe kontinuierlich ab. Bei Windgeschwindigkeiten, die 6 ms^{-1} übersteigen, wird das Maximum in $z/h=2.1$ erreicht.

Wurde die Höhenabhängigkeit in früheren Studien auf Messschwierigkeiten zurückgeführt (e.g. Högström et al. 1989; Mulhearn und Finnigan, 1987), so wird sie heute eher als eine Folge von Druckschwankungen interpretiert und/oder auf eine Konvergenz der Stromlinien zurückgeführt (Rotach, 1991).

Die Stabilitätsbedingungen haben eine starke Auswirkung auf die Effizienz des Impulsaustausches. Abbildung 4.17 zeigt die skalierten Profile der Schergeschwindigkeit in Stabilitätsklassen aufgeteilt.

Das stabile und das neutrale Profil zeigen ein Maximum der (skalierten) Schergeschwindigkeit in $z/h=2.1$. Maximale Werte von u_* werden von mehreren Autoren (e.g. Oikawa und Meng 1995; Rotach, 1991) mit der Höhe der Rauigkeitsschicht gleichgesetzt. Um das Profil 'feiner aufzulösen', wurden für die neutralen Fälle die Schergeschwindigkeiten des Profils berechnet. Da die Flüsse nicht den lokalen Gradienten folgen (\rightarrow Kap.4.4), die dimensionslosen Varianzen im neutralen Bereich aber gut mit der MOS-Theorie übereinstimmen, wurden diese nach $u_* = \sigma_{u(\text{cup})} / \text{const.}$ berechnet. Für die Konstante wurde ein Wert von 2.2 verwendet. Dieser Wert liegt nur wenig unter dem Literaturwert, den Panofsky und Dutton (1984) mit 2.4 angeben und ist identisch mit dem

Wert, den Rotach für eine städtische Umgebung ermittelt hat. Die so berechneten Werte für die Schergeschwindigkeit stimmen gut mit den von den Sonics gemessenen überein. Ab $z/h=2.1$ sind sie praktisch identisch. Die Obergrenze der Rauigkeitsschicht kann damit für neutrale Verhältnisse zwischen $z/h=2.1$ und $z/h=2.8$ festgelegt werden.

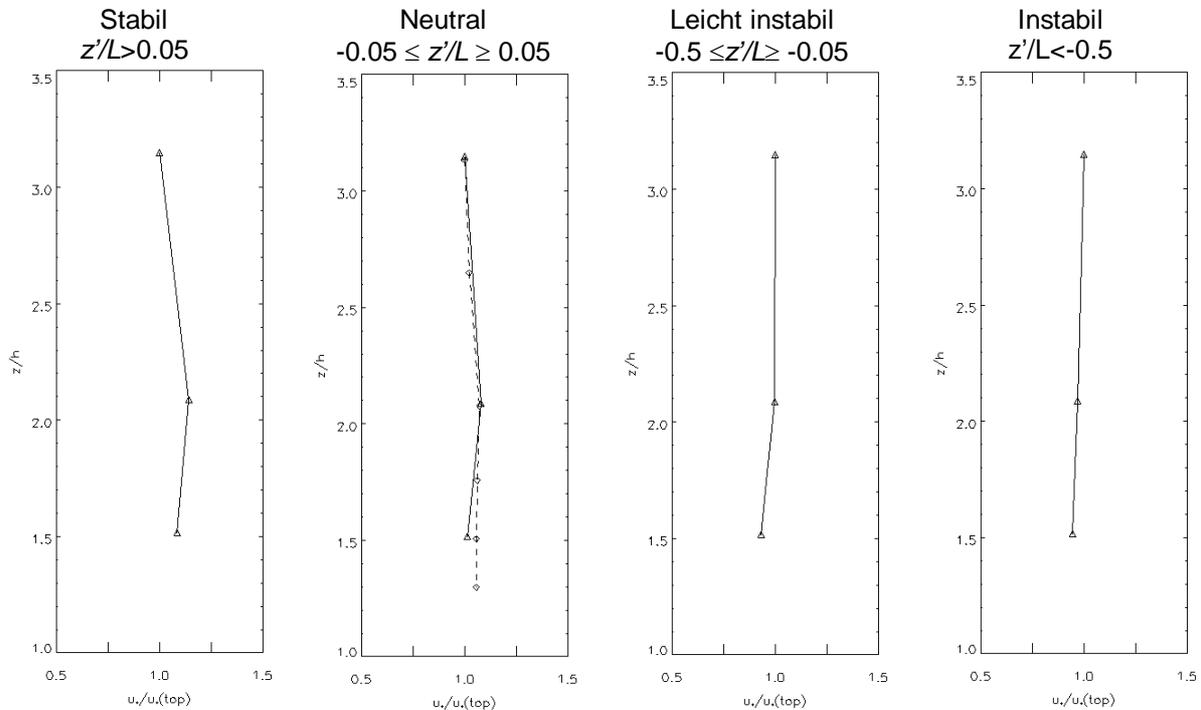


Abb. 4.17: Profile von $u_* / u_*(z/h=3.2)$. Im neutralen Profil sind auch die aus Schalenkreuzanemometerdaten berechneten u_* -Werte abgebildet (\diamond). Die berücksichtigte Windrichtung ist hier $225 < \alpha < 60$.

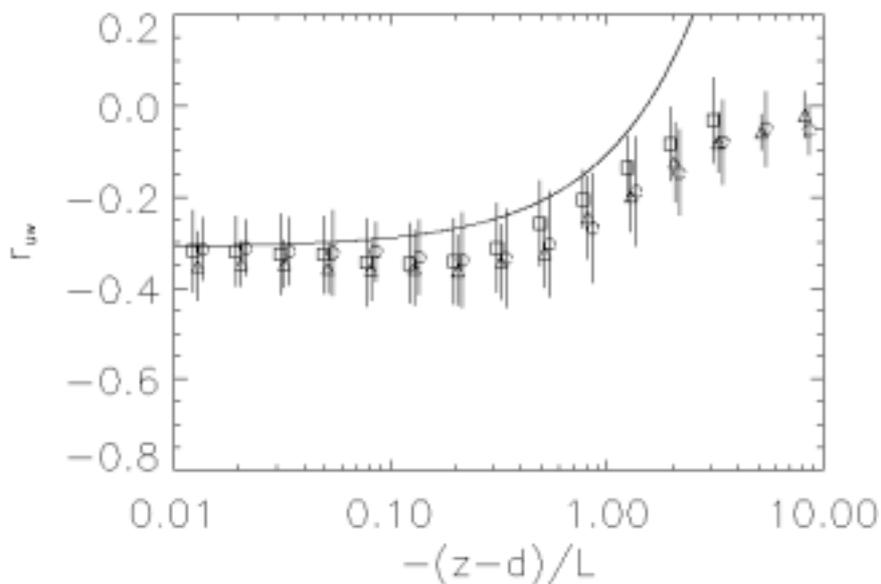


Abb. 4.18: Mittlere Werte des Korrelationskoeffizienten für Impulstransport gegen $-(z-d)/L$. Die ausgezogene Linie steht für die empirische Funktionsgleichung (4.10) für rurale Daten. $\Delta = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $O = 76$ m

Information darüber, wie effektiv Impuls ausgetauscht wird, kann aus dem Korrelationskoeffizienten der longitudinalen und der vertikalen Windkomponente gewonnen werden (Roth und Oke, 1995). Abbildung 4.18 zeigt den mittleren Korrelationskoeffizienten, welcher definiert ist als

$$r_{uw} = \overline{u'w'} / (\sigma_u \sigma_w) \quad (4.9)$$

und gleich der normalisierten Kovarianz ist.

Im neutralen bis leicht instabilen Bereich (bis $-(z-d)/L=0.5$) verlaufen die Korrelationskoeffizienten nahezu konstant. Mit zunehmender Labilität, wenn die thermische Turbulenz dominiert, erfolgt wiederum ein ziemlich abrupter Übergang und die Korrelationskoeffizienten streben gegen Null.

Im gesamten Gültigkeitsbereich ($-0.7 < (z-d)/L < 0$) der empirischen Funktion

$$r_{uw} = -0.31(1 - 0.66|(z-d)/L|) \quad (4.10)$$

(nach McBean in Roth (1993)) liegt $|r_{uw}|$ höher als für die ruralen Daten, was bestätigt, dass der Impulsaustausch in der Stadt effizienter ist. Unter nahe neutralen Bedingungen, wenn die Schergeschwindigkeit ihr Maximum in $z/h=2.1$ aufweist, liegt auch das Maximum der Korrelation in diesem Niveau. Unter zunehmend instabiler Schichtung zeigt sich jedoch, dass die Strömung nahe der rauhen Oberfläche am wenigsten 'organisiert' ist; $|r_{uw}|$ weist in $z/h=1.5$ ein deutliches Minimum auf.

4.3.2 Quadranten-Analyse

Der kinematische Reynolds stress $-\overline{u'w'}$ steht für den im (zeitlichen) Mittel nach unten gerichteten longitudinalen Impulsfluss. Weitere Information über die Art des Impulstransportes kann gewonnen werden, wenn die momentanen Werte der Fluktuationen der Windkomponenten nach ihren Vorzeichen in vier Kategorien aufgeteilt werden (e.g. Raupach, 1981; Shaw et. al 1983). Diese werden wie folgt eingeteilt:

- | | |
|---------------------------|---------------------------------------|
| 1. Quadrant: $u'>0, w'>0$ | nach aussen gerichtete Wechselwirkung |
| 2. Quadrant: $u'<0, w'>0$ | <i>burst</i> |
| 3. Quadrant: $u'<0, w'<0$ | nach innen gerichtete Wechselwirkung |
| 4. Quadrant: $u'>0, w'<0$ | <i>gust</i> |

Damit tragen die Quadranten 2 und 4 zu einem nach der Oberfläche gerichteten Impulstransport bei. Die Quadranten 1 und 3 repräsentieren den Impulstransport entgegen dem gesamthaft nach unten gerichteten Gradienten.

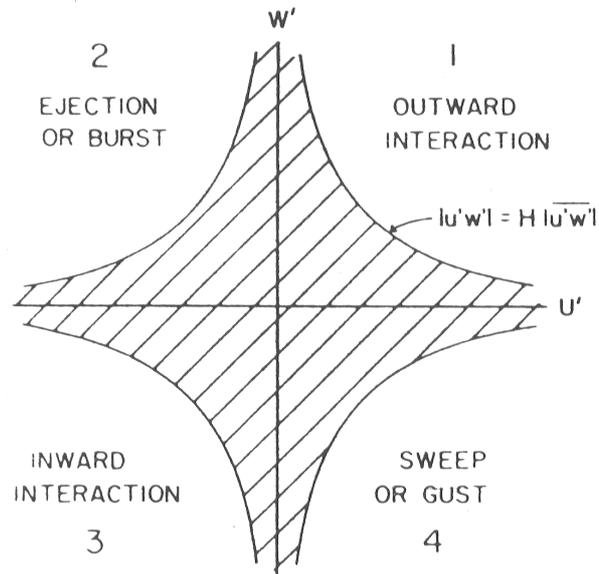


Abb. 4.19: Darstellung der u',w' -Ebene mit der hyperbolischen Aussparung. Nach Shaw et al.(1983)

Mehrere Studien (e.g.: Raupach und Thom 1981; Chen, 1990_{1,2}) haben gezeigt, dass der Impulstransport nahe der Oberfläche von *burst*-Zyklen dominiert wird. In einem solchen Zyklus wird warme, feuchte, sich langsam bewegende Luft nach oben transportiert. Unvermittelt darauf erfolgt ein *gust*, der kühle, sich schnell bewegende Luft nach unten bringt.

Die relative Grösse der Beiträge der einzelnen Quadranten nimmt sowohl mit zunehmender Rauigkeit, als auch mit Annäherung an den Untergrund zu. Dieser Sachverhalt ist über Pflanzenbeständen (e.g.: Bergström und Högström, 1989; Maitani und Shaw, 1990; Katul et al, 1997), suburbanem (Oikawa und Meng, 1995), beziehungsweise urbanem Raum (e.g.: Rotach, 1993) bestätigt worden.

Des weiteren kann aus der Quadranten Analyse Information über die Bedeutung von kurzlebigen, aber betragsmässig grossen Abweichungen von den mittleren Transporteigenschaften gewonnen werden, indem ein hyperbolisches 'Loch' (H) in die konditionale Analyse eingeführt wird.

H ist definiert als

$$H = |u'w'| / \overline{|u'w'|} \quad (4.11)$$

und steht für diejenige Region, die aus der Analyse ausgeschlossen wird (Abb.4.19). Indem H zunehmend grösser gewählt wird, können diejenigen Ereignisse mit grossen Werten von $|u'w'|$ gefunden werden.

Raupach und Thom (1981) definieren die Beiträge zum Reynolds stress aus einem Quadranten i für eine Grösse H als *stress fraction*

$$S_{i,H} = \langle u' w' \rangle_{i,H} / \overline{u' w'} \quad (4.12)$$

wobei $\langle u' w' \rangle$ ein konditionales Mittel ist und durch

$$\langle u' w' \rangle_{i,H} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u' w'(t) I_{i,H}(t) dt \quad (4.13)$$

berechnet wird. Die konditionierende Funktion $I_{i,H}$ lautet

$$I_{i,H} = \begin{cases} 1, & \text{wenn der Punkt } (u', w') \text{ im Quadranten } i \text{ liegt und } |u' w'| \geq H \overline{|u' w'|} \\ 0, & \text{wenn der Punkt } (u', w') \text{ nicht im Quadranten } i \text{ liegt und / oder } |u' w'| < H \overline{|u' w'|} \end{cases} \quad (4.14)$$

und bewirkt die Zuweisung zu den Quadranten.

Zusätzlich kann eine *time fraction* definiert werden ($T_{i,H}$), welche Aufschluss über die Zeitdauer gibt, die aufgewendet wird, um einen Beitrag an $S_{i,H}$ zu leisten:

$$T_{i,H} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T I_{i,H}(t) dt \quad (4.15)$$

Die Beiträge aus dem 1. und 3. Quadranten führen zu einem nach oben hin gerichteten Impulstransport, und verlaufen entgegen dem im allgemeinen nach unten gerichteten Impulsfluss. Der Quotient aus den Beiträgen der negativen und der positiven Quadranten kann deshalb als Mass für die Exuberanz (E) der Strömung verstanden werden (Shaw et al.1983):

$$E = \frac{S_{1,0} + S_{3,0}}{S_{2,0} + S_{4,0}} \quad (4.16)$$

In einer Windkanalstudie (Raupach, 1981) sind folgende - für die neutrale RS typischen - Charakteristika gefunden worden:

- *Gusts* dominieren mit Annäherung an die raue Oberfläche zunehmend über *bursts*.
- *Gusts* weisen grösserskalige Beiträge auf als *bursts*. Während *gusts* bis $H \leq 20$ zum Reynolds stress beitragen, treten *bursts* lediglich bis $H \leq 3$ auf. Wie kleinskalig die Anteile des 2. Quadranten sind, hängt allerdings von der Dichte der Rauigkeitselemente ab.

In der IS weisen die Beiträge der einzelnen Quadranten zum Gesamtfluss folgende Merkmale auf:

- *Gusts* und *bursts* tragen gleichviel zum Impulsfluss bei. Ihr Anteil liegt für $H=0$ bei je ungefähr 0.6. Beiträge finden bis $H \leq 10$ statt.
- Die Wechselwirkungsterme sind für $S_1=S_3 \cong -0.1$ und tragen bis $H \leq 5$ zum Fluss bei.

In Tabelle 4.5 sind die Resultate von *burst/gust*-Verhältnissen verschiedener Studien über unterschiedlich rauhen Oberflächen zusammengestellt. Aus der Tabelle geht hervor, dass unter leicht instabilen und instabilen Bedingungen ab einer bestimmten Höhe *bursts* über *gusts* dominieren. Haugen et al. (1971) haben festgehalten, dass *bursts* eher in Leichtwindsituationen auftreten und als Resultierende der Thermik zu verstehen sind. Demgegenüber werden *gusts* mit mechanisch induzierter Turbulenz in Verbindung gebracht.

Tab. 4.5: Übersicht über einige Studien, die sich mit *burst-gust* Verhältnissen beschäftigen

	Standort	Stabilität	$S_{2,0}/S_{4,0}$
Shaw et al. (1983)	Getreide	-	$S_{2,0} < S_{4,0}$ bis $z/h=1.64$ (oberstes Niveau)
Chen (1990)	Buschland	neutral	$S_{2,0} \cong S_{4,0}$ in $z/h=3.65$
Chen (1990)	Buschland	instabil	$S_{2,0} \cong S_{4,0}$ in $z/h=3.65$ $S_2 < S_4$ in $z/h=3.65$ für grosse H
Maitani und Shaw (1990)	Laubwald	leicht instabil	$S_2 < S_4$ bis $z/h=2$ $S_2 > S_4$ über $z/h=2$
Bergström und Högström (1989)	Föhrenwald	leicht instabil	$S_2 < S_4$ bis $z/h=1.9$ $S_2 > S_4$ ab $z/h=1.9$
Oikawa und Meng (1995)	suburban	leicht instabile und instabile Werte gemittelt	$S_2 < S_4$ bis $z/h=0.8$ $S_2 > S_4$ ab $z/h=1.5$
Rotach (1993)	urban	-	$S_2 < S_4$ bis $z/h=1.27$ $S_{2,0} \cong S_{4,0}$ in $z/h=1.55$

Abb. 4.20 zeigt die vertikale Verteilung der mittleren *stress fraction* $S_{i,0}$ für neutrale, leicht instabile, respektive instabile Bedingungen.

In der neutral geschichteten Atmosphäre sind die Beiträge des 2. und des 4. Quadranten nahezu gleich gross. Bis $z/h=2.1$ dominieren die *gusts* leicht über die *bursts*. In $z/h=3.2$ wird Impuls etwas häufiger durch Aufwärtsbewegung warmer, langsamer Luftmassen transportiert. Signifikante Beiträge zum Impulstransport finden bis $H \leq 20$ (Abb. 4.21) statt. Demgegenüber hört der Beitrag der Quadranten 1 und 3 ab $H > 10$ auf. Die Intraaktionsterme beruhen somit auf kleinskaligeren Prozessen.

Unter neutralen Bedingungen tendiert die Turbulenz in allen Höhen zu einem für die IS typischen Verhalten. Einige Charakteristika, die der Beeinflussung durch die rauhe Unterlage zuzuschreiben sind, können allerdings beobachtet werden. Die Daten zeichnen sich durch

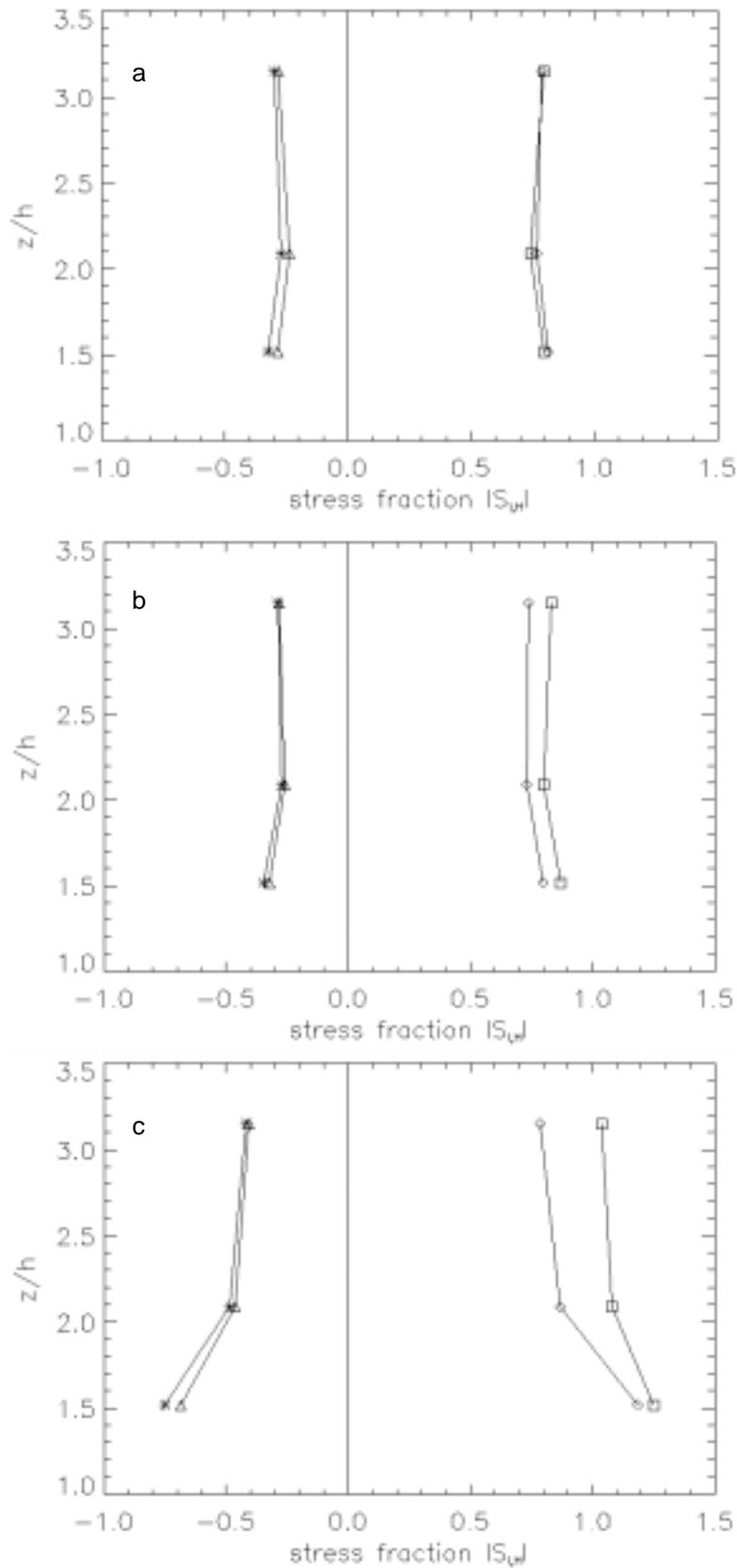


Abb. 4.20: Mittlere vertikale Profile von $|S_{i,d}|$; $i=1,2,3,4$ a) für $|(z-d)/L| \leq 0.05$ b) für $-0.5 \leq (z-d)/L < -0.05$ c) für $(z-d)/L < -0.5$. Die Symbole stehen für *=nach aussen gerichtete Wechselwirkung, Δ =nach innen gerichtete Wechselwirkung, \square = burst, \diamond = gust

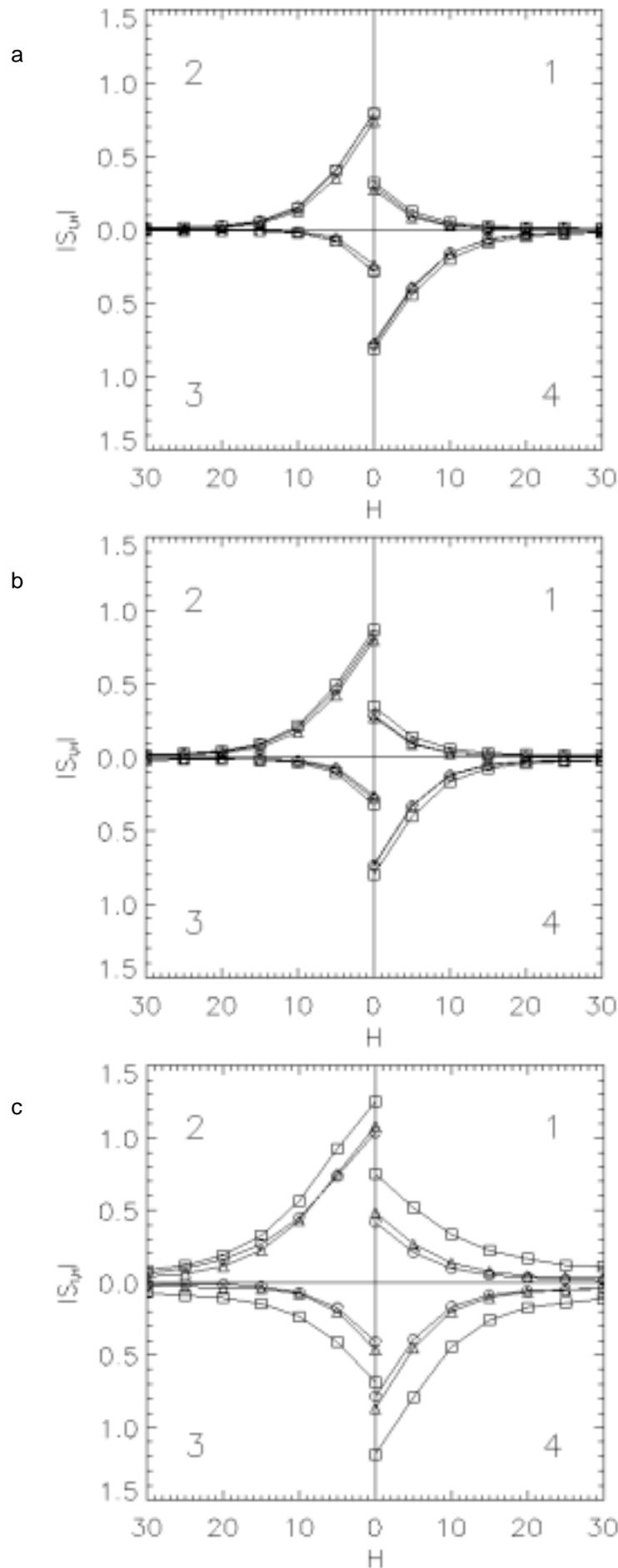


Abb. 4.21: $|S_{i,H}|$; für $i=1,2,3,4$, für $H=0$ bis $H=30$ und a) für $(z-d)/L \leq 0.05$ b) für $-0.5 \leq (z-d)/L < -0.05$ c) für $(z-d)/L < -0.5$. Die Symbole stehen für $\square = 36$ m, $\triangle = 50$ m, $\circ = 76$ m

eine gegenüber den Windkanaldaten erheblich grössere Exuberanz (Tab.4.6) und durch grösserskalige Prozesse aus. Baldocchi und Meyers (1988) führen starke, negative Exuberanzen auf *wake*-Turbulenz zurück, also auf verstärkte Durchmischung, welche durch zusätzlich produzierte Wirbel im Strömungsnachlauf verursacht wird. Weiter dominieren bis in $z/h=2.1$ die *gusts* leicht über die *bursts*. Die Unterschiede können zwar nicht eben als signifikant bezeichnet werden, bestätigen jedoch (quantitativ) das Bild, das man sich in verschiedenen Studien (e.g. Raupach 1981; Rotach, 1991) über das Verhalten der turbulenten Austauschprozesse gemacht hat. Der Wechsel von $S_{2,0}/S_{4,0} < 1$ zu $S_{2,0}/S_{4,0} > 1$ in einer Höhe zwischen $z/h=2.1$ und $z/h=3.2$ stimmt mit der Höhe des Maximums der Schergeschwindigkeit überein, welche ja mit der Obergrenze der RS gleichgesetzt werden kann.

Tab. 4.6: Parameter der Quadrantenanalyse

z/h	neutral	leicht instabil	instabil	neutral	leicht instabil	instabil
	$S_{2,0}/S_{4,0}$	$S_{2,0}/S_{4,0}$	$S_{2,0}/S_{4,0}$	E	E	E
3.2	1.01	1.13	1.32	-0.37	-0.36	-0.45
2.1	0.96	1.09	1.25	-0.34	-0.35	-0.49
1.5	0.98	1.09	1.05	-0.38	-0.40	-0.59

Unter leicht instabilen und instabilen Bedingungen herrschen in allen Messniveaus nicht *gusts*, sondern *bursts* vor. Das Verhältnis $S_{2,0}/S_{4,0}$ zeigt, dass - wie zu erwarten - die thermisch bedingte Aufwärtsbewegung warmer, langsamer Luftmassen zunehmend für den Transport von Impuls verantwortlich ist. Die Beiträge aller Quadranten nehmen sowohl mit zunehmender Instabilität, als auch mit Annäherung an die Oberfläche an Bedeutung zu (Abb.4.21). Ein Vergleich der Exuberanzen (Tab.4.6) zeigt, dass auch die Interaktionsterme wichtiger werden. Während der 2. und der 4. Quadrant mit koheränten Strukturen in Verbindung gebracht werden, werden die Interaktionsterme als Störung der organisierten Strömung interpretiert (Rotach, 1993). Obwohl starke turbulente Austauschprozesse stattfinden, wird der Nettofluss nahe der Oberfläche durch die Wechselwirkungsterme herabgesetzt.

Alle Quadranten weisen des weiteren unter zunehmend instabilen Bedingungen grösserskalige Beiträge auf. Diese nehmen mit Annäherung an die Oberfläche zu.

Als Mass für die Intermittenz der Strömung kann der Vergleich der Zeit- und der *stress fraction* (Gln. 4.15, 4.12) verwendet werden. Abbildung 4.22 zeigt die Fraktionen in Abhängigkeit von H für neutrale und instabile Bedingungen. Wie aus den Abbildungen hervorgeht, sind die Zeit- und die *stress fraction* sehr unterschiedliche Funktionen von H . Generell fallen grosse Anteile des Impulsflusses auf einen geringen Zeitanteil. So findet beispielsweise unter neutralen Bedingungen ca. 50% des Impulsflusses bei $H \geq 6$ statt, und braucht lediglich 10% der Zeit. Ist die Atmosphäre instabil geschichtet, findet der Impulstransport wie erwähnt bei grösseren H statt: ungefähr 50% des gesamten Reynolds stress setzt sich aus Anteilen zusammen, die mindestens neun mal grösser sind als der mittlere Impulsfluss ($H \geq 9$). Diese brauchen aber auch lediglich zwischen ungefähr 8% der Gesamtzeit in $z/h=3.2$ und 13% der Gesamtzeit in $z/h=1.5$.

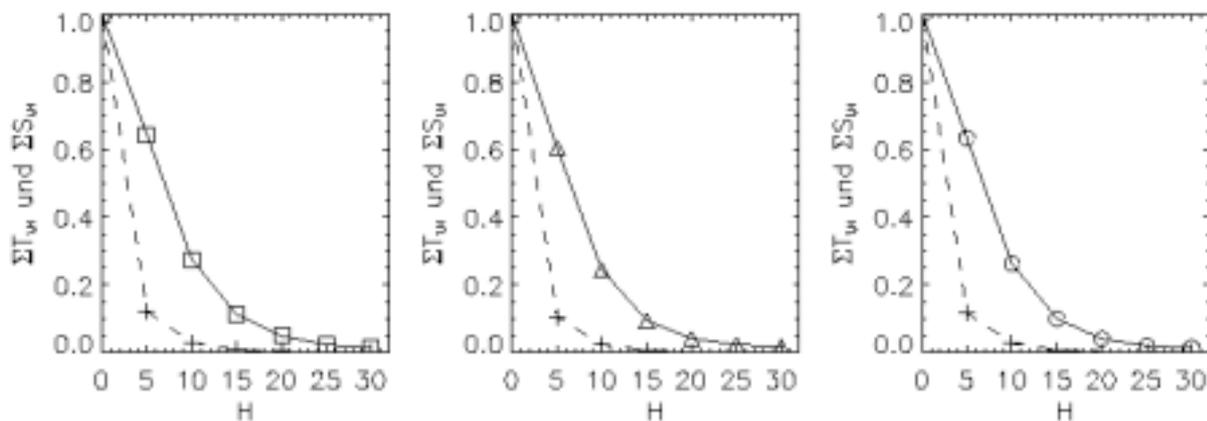


Abb. 4.22a: $\sum T_{i,H}$ und $\sum S_{i,H}$ für $|(z-d)/L| \leq 0.05$. Die Symbole der *stress fraction* stehen für $\square = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\circ = 76$ m; + steht für die Zeitfraktion.

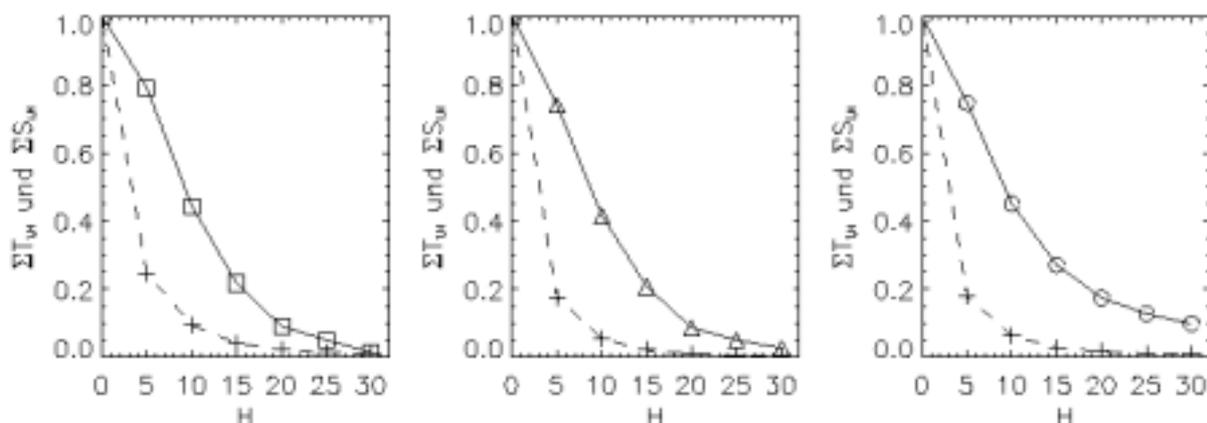


Abb. 4.22b: $\sum T_{i,H}$ und $\sum S_{i,H}$ für $(z-d)/L < -0.5$. Die Symbole der *stress fraction* stehen für $\square = 36$ m, $\Delta = 50$ m, $\circ = 76$ m; + steht für die Zeitfraktion.

Betrachtet man hier (Abb. 4.22) den aus den Quadranten resultierenden Gesamtfluss, so stellt man fest, dass unter neutralen Bedingungen die Transportprozesse mit der Höhe

nahezu skaleninvariant sind. Unter instabilen Bedingungen sind jedoch mit Annäherung an die Oberfläche zunehmend kleinskalige Prozesse von Bedeutung. Die stark vom mittleren Fluss abweichenden Komponenten heben sich nahe der rauhen Oberfläche gegenseitig auf.

Die mehr quantitativen Skalenbetrachtungen der Quadrantenanalyse stimmen sehr gut mit der Spektralanalyse der Daten überein (Feigenwinter, 1998). Diese hat gezeigt, dass, während das u -Spektrum nur wenig stabilitätsabhängig ist, das w -Spektrum unter instabilen Bedingungen eine Verlagerung des Maximums der spektralen Dichte zu tieferen Frequenzen aufweist. Die Maxima der u und der w -Komponente der Windgeschwindigkeit liegen mit abnehmendem z/h in tieferen Frequenzbereichen. In $z/h=3.2$ sind im Cospektrum von $u'w'$ grösserskalige Prozesse dominant, als in den beiden tieferliegenden Niveaus.

Chen (1990₂) hat die Auswirkungen kohärenter Strukturen auf das momentane Windprofil untersucht und gezeigt, dass vor allem *bursts* nahe der rauhen Oberfläche zu einer signifikanten Änderung von Gradienten und Krümmung führen. Für zunehmend grosse H konnte selbst eine Vorzeichenänderung der Krümmung nachgewiesen werden. Solche Störungen begünstigen das Auftreten von Interaktionen. Obwohl dies für den vorliegenden Datensatz (mangels zeitlicher Auflösung der Profildaten) nicht gezeigt werden kann, könnte dies erklären, weshalb die tieffrequenten Anteile des Impulsflusses unter instabilen Bedingungen mit Annäherung an die Oberfläche geringer werden.

4.4 Fluss-Gradientbeziehungen

Mehrere Studien (e.g. Garratt, 1978; Raupach, 1979; Denmead und Bradley, 1985) haben gezeigt, dass über rauhen Oberflächen bestimmte Anomalien in den Fluss-Gradient-Beziehungen auftreten. Die empirischen Funktionen (Gl.2.22, 2.23), welche die dimensionslosen Gradienten als universelle Funktionen der Stabilität darstellen, können nur über Höhen angewendet werden, die deutlich grösser sind, als die grössten charakteristischen Längenskalen der Oberfläche. Darunter wird der Austausch von dynamischen und thermischen Effekten der Oberfläche beeinflusst (Raupach, 1979):

- Mit zunehmender Rauigkeit findet durch zusätzlich produzierte Wirbel ein verstärkter Austausch statt (*wake diffusion*) (Raupach und Thom, 1981).
- Freie Konvektion, welche durch diskrete Wärmequellen unterhalten wird, kann den turbulenten Austausch lokal erhöhen (Raupach, 1997).
- Kohärente turbulente Strukturen verursachen Störungen der Fluss-Gradient-Beziehungen (Chen, 1990_{1,2}; Chen und Schwerdtfeger, 1989). So können beispielsweise *gusts* kühle, schnelle Luftmassen am mittleren Profil vorbei in die wärmeren Strassenschluchten transportieren.

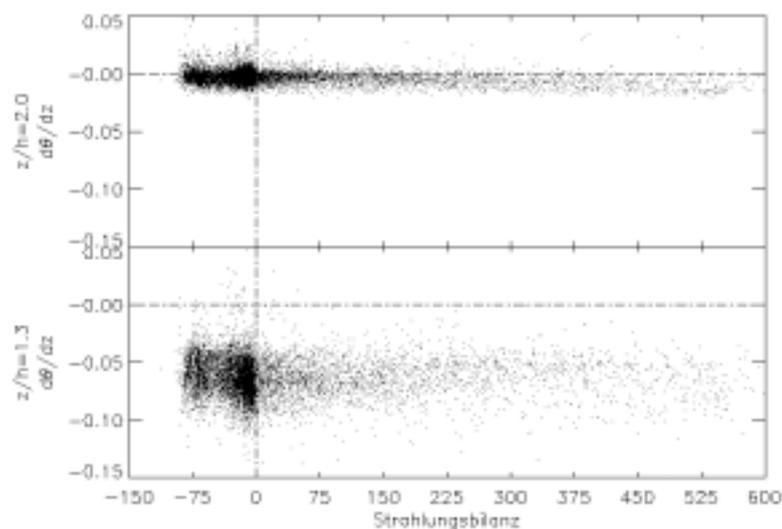


Abb. 4.23: $\partial\theta/\partial z$ in Abhängigkeit der Strahlungsbilanz

Im Gegensatz zum Windfeld zeichnet sich das thermische Feld nahe des Dachniveaus durch sehr starke Gradienten aus. Abbildung 4.23 zeigt exemplarisch für das unterste Messniveau in $z/h=1.3$ und für $z/h=2.0$ die Abhängigkeit der Temperaturgradienten von der Strahlungsbilanz R_n . Die Gradienten zeigen in $z/h=1.3$ eine sehr geringe Beziehung zu R_n .

Die Temperaturgradienten sind nahezu durchgehend negativ und streuen stark. Die instabile Schichtung wird auch für stark negative R_n aufrecht erhalten, was bedeutet, dass die dafür notwendige Energie aus dem Bodenwärmestrom (G) eingebracht werden muss. Bereits in $z/h=2.0$ zeichnet sich jedoch ein etwas deutlicherer Bezug zu R_n ab, mit negativen Gradienten über Tag. Nachts streut $\partial\theta/\partial z$ jedoch immer noch um Null, und wird nicht durchgehend positiv, wie beispielsweise in Lindroth (1984) gezeigt. In Vogt (1995) findet sich eine der Abb. 2.23 entsprechende Grafik. Dort sind die Gradienten jedoch gegen die verfügbare Energie ($R_n - G$) abgetragen. Die Werte zeigen eine deutlich kleinere Streuung, als im vorliegenden Fall, und $\partial\theta/\partial z$ ändert über Wald mit der verfügbaren Energie das Vorzeichen.

Der Vergleich mit den oben erwähnten Studien, die über Wald gemacht worden sind, zeigt deutlich, wie stark das thermische Feld durch den städtischen Baukörper, der als enormer Wärmespeicher dient, modifiziert wird.

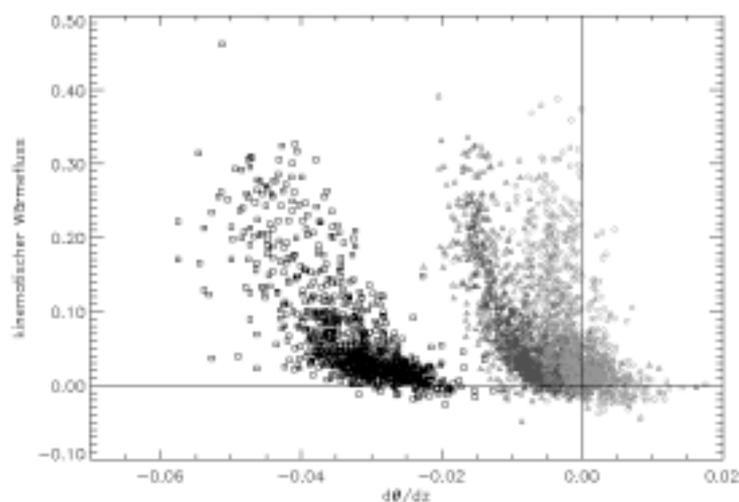


Abb. 4.24: $\partial\theta/\partial z$ in Abhängigkeit des kinematischen Wärmeflusses. (schwarz)=36 m, Δ (dunkelgrau)= 50 m, \circ (hellgrau) = 76m

Wie sich die Temperaturgradienten zum kinematischen Wärmefluss verhalten, zeigt Abbildung 4.24. Hier wird deutlich, dass sich die thermischen Eigenschaften der Oberfläche zwar - wie erwähnt - stark auf die Gradienten nahe dem Dachniveau auswirken, der kinematische Wärmefluss jedoch nicht in gleichem Masse zunimmt. Letzterer ist sogar oft auch positiv bei negativen Temperaturgradienten. *Counter-gradient* Flüsse werden durch Prozesse unterschiedlicher Skalen erklärt (Kaimal und Finnigan, 1994). Während die Profile stark lokal beeinflusst werden, sind die Flüsse von grösserskaligen Prozessen geprägt.

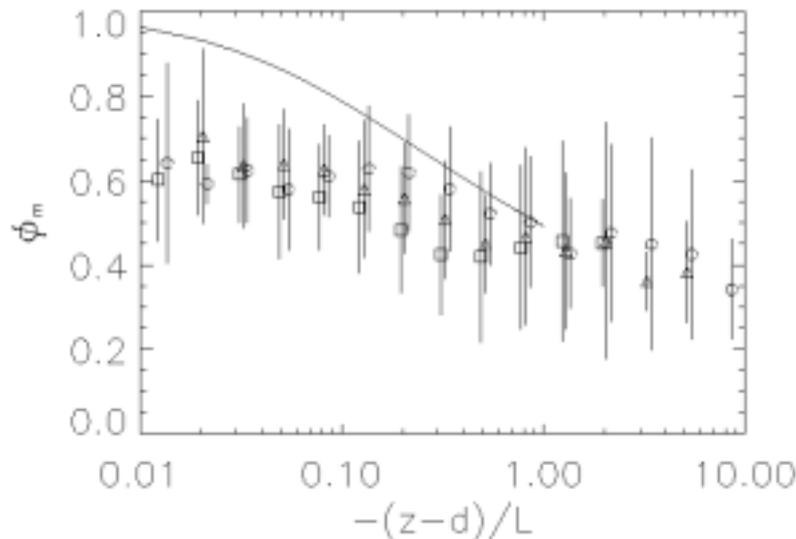


Abb. 4.25: Stabilitätsfunktion ϕ_M für Impuls. Eingetragen ist des weiteren die von Dyer (1974) gefundene empirische Funktion (Gl.2.23) innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches bis $-(z-d)/L=1$. $\square = 36$ m, $\triangle = 50$ m, $\circ = 76$ m

Abbildung 4.25 zeigt die Stabilitätsfunktion für den Impuls. Für nahe neutrale Verhältnisse ($z-d/L < -0.05$) liegen die dimensionslosen Gradienten in allen Höhen deutlich unter der von Dyer (1974) gefundenen empirischen Funktion (Gl.2.23) und zeigen keine klare Abhängigkeit von der Stabilität. Unter instabileren Verhältnissen nähern sich die Werte des obersten Messniveaus der Funktion an und nehmen unter instabilen Bedingungen schliesslich relativ grosse Werte an. Dies bedeutet, dass der Austauschkoefizient K_M - welcher umgekehrt proportional zur Stabilitätsfunktion ist (Gl.2.24) - unter nahe neutralen Bedingungen mit Annäherung an die Oberfläche deutlich erhöht ist, und unter zunehmend instabilen Bedingungen kleiner wird. Ähnliche Verläufe sind bei Studien über Wald (e.g. Raupach, 1979; Vogt, 1995) zu finden, allerdings ist die Streuung für den vorliegenden Datensatz deutlich grösser, was auf die stärkere Inhomogenität zurückzuführen ist.

Der erhöhte Austausch unter nahe neutralen Bedingungen wird von Raupach und Thom (1981) auf einen in der RS reduzierten mittleren Windgradienten zurückgeführt. Des weiteren ist unter nahe neutralen Bedingungen die Korrelation zwischen der longitudinalen und der vertikalen Windkomponente maximal, was bedeutet, dass der turbulente Austausch sehr effektiv ist. Unter instabilen Bedingungen sinkt hingegen die Korrelation gegen Null. Die zwar starken turbulenten Prozesse führen dann, durch die dem mittleren Fluss gegenläufigen Beiträge der Interaktionsterme, zu einer geringeren Scherspannung.

5. Zusammenfassung und Diskussion

Ziel der vorliegenden Diplomarbeit war die Untersuchung, inwieweit die Monin-Obukhov-Theorie auf städtische Oberflächen angewandt werden kann, und welche Abweichungen sich von dieser Theorie ergeben. Folgende Charakteristika konnten gefunden werden:

Bei der Bestimmung von d in nichthomogenem Gebiet muss beachtet werden, dass die Strömung an einem fixen Messpunkt von unterschiedlichen Oberflächenmerkmalen beeinflusst wird. Somit ist zu erwarten, dass d von der Windrichtung, der Windgeschwindigkeit und der Höhe der Beobachtung abhängig ist. Die hohen Werte, die für die Nullpunktverschiebung ermittelt worden sind, lassen sich jedoch nicht mit Oberflächencharakteristika in den sektoriellen Anströmbereichen erklären. Die aus dem Windprofil und mittels Varianzmethode bestimmten Werte übersteigen in $z/h=3.2$ durchwegs die mittlere Gebäudehöhe, was physikalisch keinen Sinn macht. Aus dem vorliegenden Datensatz ist es nicht möglich, einen sinnvollen Wert (oder sinnvolle Werte) für die Nullpunktverschiebung zu ermitteln. Aus dem Windprofil kann d nicht bestimmt werden, da die Profile keine ideal logarithmische Form aufweisen. Die Varianzmethoden können nicht angewendet werden, da das thermische Feld inhomogen ist, und da Quellen und Senken für Impuls und Skalare nicht gleichverteilt sind.

Da Unsicherheiten in der Bestimmung der Nullpunktverschiebung d zu Unsicherheiten in der Bestimmung der Stabilitätsklassen führen, welche ihrerseits die zentrale Grösse der Monin-Obukhov-Ähnlichkeitstheorie darstellen, ist es nicht erstaunlich, dass die Abweichungen von der Theorie teilweise erheblich sind. Des weiteren wird die Höhenabhängigkeit der universellen Funktionen von ζ durch die Wahl der Nullpunktverschiebung beeinflusst.

Die skalierte Standardabweichung der vertikalen Windgeschwindigkeit ist im neutralen Bereich grösser als die über homogenem Gelände gefundenen empirischen Werte. Sie ist bis $-(z-d)/L \cong 0.2$ annähernd konstant und zeigt dann im Bereich der lokalen freien Konvektion die von der Ähnlichkeitstheorie vorhergesagte Abhängigkeit. $\sigma_{u,v}$ weisen im neutralen Bereich die von der Theorie geforderte Konstanz auf, zeigen aber im instabilen Bereich keine eindeutige Beziehung zur Stabilität. Es ist jedoch bekannt, dass $\sigma_{u,v}$ von grösserskaligen Einflüssen überprägt werden, und nicht nur vom Zustand der Inneren Region bestimmt sind. In $z/h=1.5$ und $z/h=2.1$ folgt σ_θ / θ_* wie σ_w / u_* ab $\zeta \cong -0.2$ dem

empirischen Kurvenverlauf für freie Konvektion. Das oberste Messniveau weist jedoch deutlich grössere Werte (und Streuungen) auf.

Die Temperaturgradienten sind stark von der Oberfläche geprägt und nahe dem Dachniveau sehr gross, während der kinematische Wärmefluss von grösserer skaligen Prozessen geprägt ist. Da Flüsse und Gradienten nicht im Gleichgewicht sind, können sie nicht mit der MO-Theorie beschrieben werden. So weist auch die Stabilitätsfunktion für den Impuls erhebliche Abweichungen von der empirischen Funktion auf. Für nahe neutrale Verhältnisse liegen die dimensionslosen Gradienten unterhalb des erwarteten Wertes, unter instabileren Verhältnissen ist der Impulsaustausch jedoch -verglichen mit der MO-Beziehung- eher reduziert.

Mit der Quadrantenanalyse können weitere Informationen über den Impulstransport gewonnen werden. Unter neutralen Bedingungen sind die Austauschprozesse am geringsten, aufgrund der relativ hohen Korrelation zwischen der longitudinalen und der vertikalen Windkomponente ist der resultierende Impulsfluss jedoch am grössten. In der neutral geschichteten RS erfolgt der Transport mit einer leichten Dominanz von Abwärtstransport von Überschussenergie (*gusts*). Unter zunehmend instabilen Bedingungen wird der Impuls bevorzugt durch sich langsam bewegende, warme Luft nach oben transportiert (*bursts*). Die sowohl mit zunehmender Instabilität, als auch mit Annäherung an die Oberfläche stärker werdenden Beiträge der Wechselwirkungsterme vermindern den Gesamtimpulstransport. Dies erklärt sowohl die Höhenabhängigkeit der Korrelationskoeffizienten, als auch diejenige der Schergeschwindigkeit.

Vor allem Studien über rauhen Vegetationsbeständen haben gezeigt, dass die RS und die BS mehrere spezifische Charakteristika aufweisen. Einige dieser Eigenschaften haben in der vorliegenden Diplomarbeit bestätigt werden können, es hat sich jedoch gezeigt, dass auch klare Unterschiede auszumachen sind. Diese sind beispielsweise auf die fehlende Elastizität und ein grundlegend anderes thermisches Verhalten der Baukörper zurückzuführen. Vergleichende Studien in städtischen Gebieten liegen jedoch nur wenige vor. Es besteht hier sicher noch Forschungsbedarf.

Literatur

BALDOCCHI, D.D. UND MEYERS, T.P. (1988): Turbulence structure in a deciduous forest. *Boundary-Layer Meteorol.*, **43**, 345-364.

BELJAARS, A:C:M UND HOLTSLAG, A:A:M (1991): Flux parametrization over land surfaces for atmospheric models. - *J.Clim.Appl.Meteorol.*, **30**, 327-341.

BERGSTRÖM, H. UND HÖGSTRÖM, U. (1989): Turbulent exchange above a pine forest. II Organized structures. *Boundary-Layer Meteorol.*, **49**, 231-263.

DE BRUIN, H.A.R., KOHSIEK, W. UND VAN DEN HURK B.J.J.M. (1993): A verification of some methods to determine the fluxes of momentum, sensible heat, and water vapour using standard deviation and structure parameter of scalar meteorological quantities. *Boundary-Layer Meteorol.*, **63**, 231-257.

DE BRUIN, H.A.R. (1996): Micrometeorologie. - 156p., *Vakgroep Meteorologie Landbouwniversiteit Wageningen*, K500-201.

BRUTSAERT, W. (1982): Evaporation into the atmosphere. - 299p., *D. Reidel Publishing Co., Dordrecht*.

BUSINGER, J.A., WYNGAARD, J.C., IZUMI, Y UND BRADLEY, E.F. (1971): Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. - *J. Atm. Sci.*, **28**, 181-189.

CHEN, F. (1990₁): Turbulent characteristics over a rough natural surface. Part 1: Turbulent structures. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **52**, 151-175

CHEN, F. (1990₂): Turbulent characteristics over a rough natural surface. Part 2: Responses of profiles to turbulence. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **52**, 301-311.

CHEN, F. UND SCHWERDTFEGER P. (1989): Flux-gradient relationships for momentum and heat over a rough natural surface. - *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, **115**, 335-352.

CLARKE, J.F., CHING, J.K.S. UND GODOWICH, J.M. (1982): A study of turbulence in an urban environment. - *EPA 600-53-062*, EPA.

CLEUGH, H. (1995): Urban climates. - In: *Future climates of the world: a modelling perspective* (ed.: Henderson-Sellers A.), Elsevier, Amsterdam.

DENMEAD, O.T. UND BRADLEY E.F. (1985): Flux-gradient relationships in a forest canopy. - In: *The forest-atmosphere interaction*. (eds.: Hutchison B.A. und Hicks, B.B.), D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, 421-442.

DYER, A.J. (1974): A review of flux-profile relationships. *Boundary-Layer Meteorol.*, **7**, 363-372.

FEIGENWINTER, CH., VOGT, R. UND PARLOW, E. (1998): Vertical structure of turbulence characteristics above an urban canopy. - *Theor.Appl.Climatol.* (in press).

GARRATT, J.R (1978): Flux profile relations above tall vegetation. - *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, **104**, 199-211.

GARRATT, J.R (1990): The internal boundary layer - a review. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **50**, 171-203.

GARRATT, J.R (1992): The atmospheric boundary layer. - 316p. *Cambridge University Press, Cambridge*.

HAUGEN, D.A., KAIMAL, J.C. UND BRADLEY, E.F. (1971): An experimental study of reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. - *Quart.J.R.Met.Soc.*, **97**, 168-180.

HÖGSTRÖM, U., BERGSTRÖM, H., UND ALEXANDERSSON, H. (1982): Turbulence characteristics in a near-neutrally stratified urban atmosphere. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 449-472.

HÖGSTRÖM, U., BERGSTRÖM, H., SMEDMAN, A.S., HALLDIN, S. UND LINDROTH, A. (1989): Turbulent exchange above a pine forest, I: Fluxes and gradients. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **49**, 197-217.

HOLMES, P., LUMLEY, J.L. UND BERKOOZ, G. (1996): Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. 420p. *Cambridge University Press*.

HOLTSLAG, A.A.M. UND NIEUWSTADT, F.T.M (1986): Scaling the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **36**, 201-209

JACKSON, P.S. (1981): On the displacement height in the logarithmic velocity profile. - *J.Fluid Mechanics*,**111**,15-25.

KAIMAL, J.C., WYNGAARD, J.C., HAUGEN, D.A., COTÉ, O.R. UND IZUMI, Y. (1976): Turbulent structure in the convective boundary layer. - *J. Atm. Sci.*, **33**, 2152-2169.

KAIMAL, J.C., UND FINNIGAN, J.J.(1994): Atmospheric boundary layer flows. Their structure and measurement. - Oxford (Oxford Univ. Press), 289p.

KATUL, G. KUHN, G. SCHIEDGE, J. UND HSIEH, C.I. (1997): The ejection-sweep character of scalar fluxes in the unstable surface layer. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **83**, 1-26.

LINDROTH, A. (1984): Gradient distributions and flux profile relations above a rough forest. - *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, **110**, 553-563.

LUMLEY, J.L. UND PANOFSKY, H.A. (1964): The structure of atmospheric turbulence. - New York (Wiley Interscience), 239p.

LU, C.H. UND FITZJARRALD, D.R. (1994): Seasonal and diurnal variations of coherent structures over a deciduous forest. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **69**, 43-69.

MAITANI, T. UND SHAW, R.H. (1990): Joint probability analysis of momentum and heat fluxes at a deciduous forest. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **52**, 283-300.

MULHEARN, P.J. UND FINNIGAN, J.J. (1987): Turbulence above a very rough random surface. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **15**, 109-132.

NAKAMURA, Y. UND OKE, T.R. (1988): Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon. - *Atmos. Environ.*, **22**, 2691-2700.

-
- OIKAWA, S. UND MENG, Y.** (1995): Turbulence characteristics and organized motion in a suburban roughness sublayer. - *Boundary-Layer Meteorol.*, **74**, 289-312.
- OKE, T.R.** (1987): Boundary layer climates. - 435p., 2nd edition, Routledge, London and New York.
- PANOFSKY, H.A.** (1978): Matching in the convective planetary boundary layer. - *J. Atm. Sci.*, **35**, 272-276.
- PANOFSKY, H.A. UND DUTTON, J.A.** (1984): Atmospheric turbulence - models and methods for engineering applications. - 397p., New York (J. Wiley).
- RAUPACH, M.R.** (1979): Anomalies in flux-gradient relationships over forest. - *Bound.Layer Meteor.*, **16**, 467-486.
- RAUPACH, M.R., THOM, A.S., UND EDWARDS, I.** (1980): A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. - *Bound.Layer Meteor.*, **18**, 373-397.
- RAUPACH, M.R. UND THOM A.S.** (1981): Turbulence in and above plant canopies. - *Ann.Rev.Fluid Mech.*, **13**, 97-129
- RAUPACH, M.R.** (1981): Conditional statistics of reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. - *J.Fluid Mech.*, **108**, 363-382.
- RAUPACH, M.R., FINNIGAN, J.J. UND BRUNET, Y.** (1996): Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy. - *Bound.Layer Meteor.*, **78**, 351-382.
- ROBINSON, S.M.** (1962): Computing wind profile parameters. - *J.Atmos.Sci.*, **19**, 189-190.
- ROTACH, M.W.** (1991): Turbulence within and above an urban canopy. - 240p., *Zürcher Geographische Schriften*, Heft 45.
- ROTACH, M.W.** (1993): Turbulence close to a rough surface. Part I: Reynolds stress. - *Bound.Layer Meteor.*, **65**, 1-28.

ROTH, M. (1993): Turbulent transfer relationships over an urban surface II: Integral statistics. - *Q.J.R.Meteorol.Soc.*, **119**, 1105-1120.

ROTH, M. UND OKE, T.R. (1995): Relative efficiencies of turbulent transfer of heat, mass and momentum over a patchy surface. - *J.Atmos.Sci.*, **52**, 1863-1874.

SCHMID, H.P. UND ROTACH, M.W. (1997): Grenzschichtmeteorologie. -114p., *Skript zur gleichnamigen Vorlesung an der ETHZ.*

SHAW, R.H., TAVANGAR, J. UND WARD, D.P. (1983): Structure of reynolds stress in a canopy. - *J.Clim.Appl.Meteorol.*, **22**, 183-191

STULL, R.B. (1988): An introduction to boundary layer meteorology. - *Dordrecht (Kluwer).*

THOM, A.S. (1971): Momentum absorption by vegetation. - *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **97**, 414-428.

VOGT, R. (1995): Theorie, Technik und Analyse der experimentellen Flussbestimmung am Beispiel des Hartheimer Kiefernwaldes. Ein Beitrag zu den Energiebilanzuntersuchungen im REKLIP. - *stratus3, Diss.Phil.-Nat.-Fak.Univ.Basel, Basel*, 101p.

WIERINGA, J. (1993): Representative roughness parameters for homogeneous terrain. - *Bound.Layer Meteor.*, **63**, 326-363

WIERINGA, J. (1996): Grenslaagmeteorologie. - 112p., *Vakgroep Meteorologie Landbouwwuniversiteit Wageningen*, K500-206.

WYNGAARD, J.C., COTÉ, O.R., UND IZUMI, Y. (1971): Local free convection similarity and the budgets of shear stress and heat flux.- *J.Atmos.Sci.*, **28**, 1171-1182.

A Profilmessungen

A1 Temperaturprofile

Die Temperaturmessungen wurden an einem nach Norden ausgerichteten Profil auf sechs Messniveaus mittels Thermistoren des Typs Vaisala HMP35A vorgenommen (Abb. 3.5). Diese sind freundlicherweise vom Geographischen Institut der ETHZ zur Verfügung gestellt worden. Die absolute Messgenauigkeit der Thermistoren wird vom Hersteller mit ± 0.3 K angegeben. Vom 6. August bis zum 29. Oktober funktionierte die Ventilation des auf 42m montierten Gerätes nicht, wodurch es in dieser Zeitperiode zu einem Datenausfall kam. Am 30. Oktober wurde die Ventilation ausgewechselt. Das Gerät wurde auf das oberste Niveau montiert und das Gerät aus 75m Höhe auf 42m gesetzt. Im Nachhinein hat sich herausgestellt, dass die Funktionsanpassungen ab 29. Oktober systematisch grössere Abweichungen aufweisen, wenn das oberste Niveau miteinbezogen wird; die Daten wurden deshalb aus der Analyse ausgeschlossen.

Die Temperatur wurde mit der Funktion

$$\theta(z) = a_0 + a_1 z + a_2 \ln(z) \quad (\text{A1})$$

angenähert. Die Ableitung der Gleichung A1 führt zu den Gradienten

$$\partial\theta / \partial z = a_1 + a_2 / z \quad (\text{A2})$$

Abbildung A1 zeigt die mittleren Profile der potentiellen Temperatur. In die Stundenmittelwerte eingegangen sind ausschliesslich Profile, die mindestens fünf plausible Messwerte aufweisen. Durch den relativ ruhigen Verlauf der Temperaturkurven ist eine linear-logarithmische Anpassung gerechtfertigt, so dass die Funktionswerte generell gut zu den gemessenen Werten passen (Tab. A1, Abb. A1) und im Bereich der Messgenauigkeit liegen. Die Gradienten zwischen 31m und 36m, sowie diejenigen zwischen 64m und 70m Höhe werden aufgrund der Krümmung jedoch tendenziell unterschätzt.

Die Profile weisen nahe dem Dachniveau über den gesamten Zeitraum, also auch in den Wintermonaten, bis in 50m Höhe eine instabile Schichtung auf. Die Zufuhr der dafür notwendigen Energie stammt einerseits aus dem Baukörper, andererseits können auch die Strassenschluchten als Wärmespeicher dienen, da in diesen die Wärme länger eingeschlossen bleibt (Nakamura und Oke, 1988). Darüber stellt sich nachts eine neutrale,

und bis in die frühen Morgenstunden eine leicht stabile Schichtung ein. Über Tag wird dann schliesslich die gesamte Luftschicht instabil.

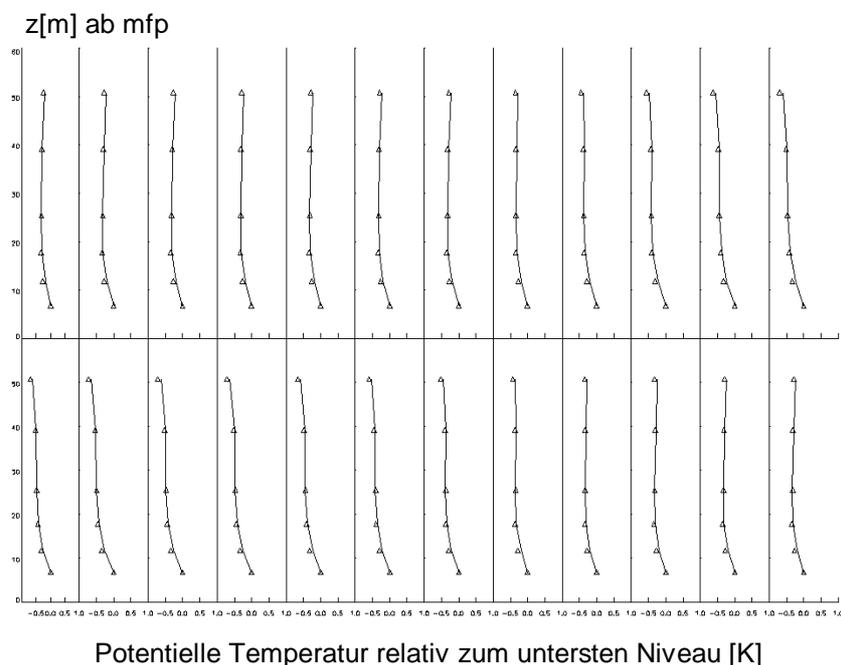


Abb. A1: Tagesgang der Profile der potentiellen Temperatur. Abgebildet sind stündliche Mittelwerte der gesamten Messperiode. Die ausgezogene Linie steht für die Funktionswerte, Δ für die Messwerte.

Die Mittelwerte der einzelnen Monate unterscheiden sich nicht grundlegend von denjenigen der gesamten Messperiode. In den spätsommerlichen mittleren Profilen stellen sich auch Nachts praktisch keine stabilen Lagen ein, die Profile sind ab 40 m im neutralen Bereich. Die Problematik der unterschätzten Gradienten ist in diesen Monaten nahe dem Dachniveau am stärksten, während sie in den Wintermonaten aufgrund der Krümmung nur geringfügig ist.

Tab. A1: Mittlere Abweichungen der Funktionswerte von der potentiellen Temperatur

Niveau	31m	36m	42m	50m	64m	75m
abs. Fehler von θ	< 0.03K	< 0.04K	< 0.05K	< 0.03K	< 0.01K	< 0.03K

A2 Windprofile

Um Masteffekte zu minimieren wurde die Windgeschwindigkeit mit zwei Profilen erfasst. Am nach Westen ausgerichteten Profil waren auf sechs Höhen Schalenkreuzanemometer des Typs Vaisala (WAA15), am nach Osten ausgerichteten alternierend Propellerfahnen (Young) und Schalenkreuzanemometer montiert.

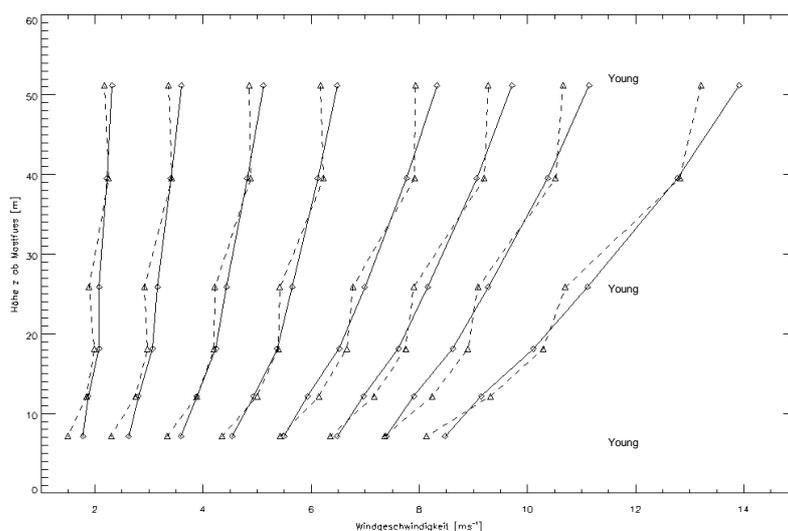


Abb. A2: Mittlere Windprofile der gesamten Messperiode. Die ausgezogene Linie mit Rhomben steht für das Ostprofil (Vaisala), die strichlierte Linie mit den Dreiecken für das Westprofil (Vaisala und Young).

Es hat sich gezeigt, dass die Propellerfahnen auf geringe Windgeschwindigkeiten zwar besser angesprochen haben als die Schalenkreuzanemometer, bei höheren Windgeschwindigkeiten wurden aber systematisch kleinere Werte gemessen (Abb.A2 und Abb.A3). Bei Windgeschwindigkeiten $>1 \text{ ms}^{-1}$ tritt eine lineare Abhängigkeit in der Abweichung zwischen den beiden Instrumententypen auf, so dass die von den Propellerfahnen aufgezeichneten Daten einfach mit Funktionen des Typs $u_{(Ycorr)}=a+b \cdot u_{(Young)}$ reduziert werden konnten, wobei die Koeffizienten a und b aus einer linearen Regression zwischen dem West- und Ostprofil stammen.

Die Anpassung der Profile an eine Funktion erfolgte analog zu derjenigen an die Temperaturprofile, also

$$u(z) = a_0 + a_1 z + a_2 \ln(z)$$

A.3

so dass die Gradienten wiederum aus der Ableitung ermittelt werden können:

$$\hat{u} / \hat{\sigma}_z = a_1 + a_2 / z$$

A.4

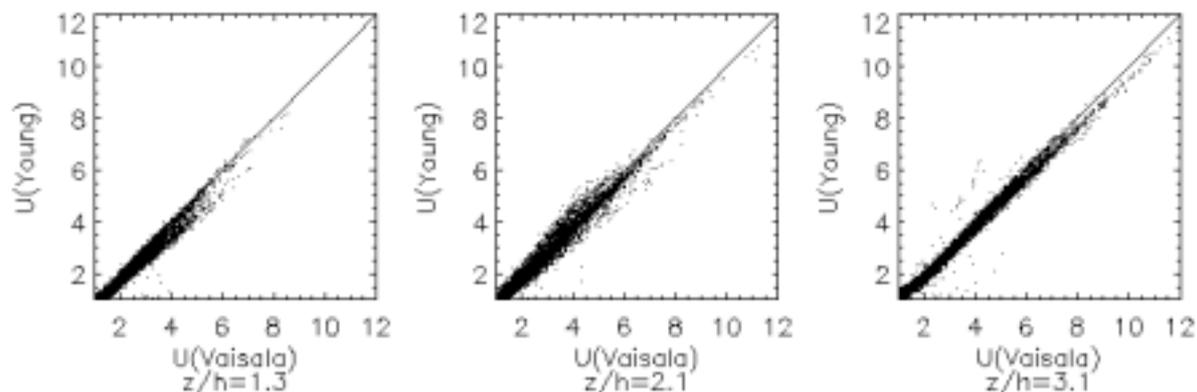


Abb. A3: Mittlere Windgeschwindigkeiten des West-(Vaisala) versus mittlere Windgeschwindigkeiten des Ostprofils(Young) in 9 m, 28 m und 53 m ab Mastfußpunkt.

Hier muss man sich bei Funktionsanpassung allerdings einiger Probleme bewusst sein:

- es kann nicht erwartet werden, dass sich das Windprofil über rauhem Gelände streng logarithmisch verhält, da die Schergeschwindigkeit u_* nicht höhenkonstant ist (Panofsky und Dutton, 1984).
- in nicht-homogenem Gelände können sich beim Übergang von glatten zu rauhen Oberflächen (und vice versa) interne Grenzschichten ausbilden. Diese führen im Windprofil zur Ausbildung von Knicken, sogenannten *kinks*. Durch eine Anpassung an das logarithmische Profil werden diese teilweise wegkorrigiert.

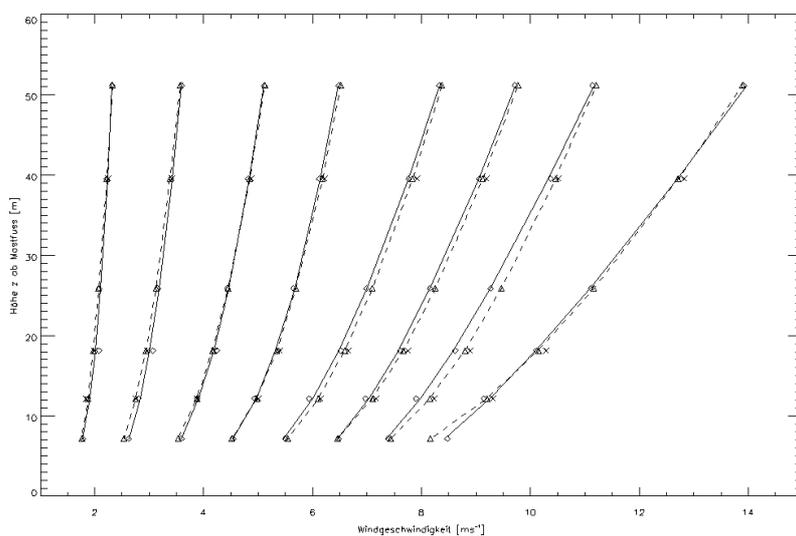


Abb. A4: Mittlere Windprofile der gesamten Messperiode. Die Rhomben stehen für das gemessene, die ausgezogene Linie für das parametrisierte Ostprofil. Dreiecke und die strichlierte Linie stehen für das parametrisierte Westprofil, Kreuze geben die von den Schalenkreuzen gemessenen Werte wieder.

Bei den Auswertungen zeigte sich allerdings, dass für die mittleren Eigenschaften eine linear-logarithmische Parametrisierung des Westprofils lediglich zu geringen Abweichungen führt. Diese liegen im Bereich der Messgenauigkeit der Schalenkreuzanemometer, die vom Hersteller mit 0.1 ms^{-1} angegeben wird (Tab.A2). Das Ostprofil weist etwas grössere Abweichungen auf. Die Abweichungen sind aber systematischer Natur, d.h. sie verhalten sich für alle Windgeschwindigkeiten, Anströmrichtungen und Stabilitätsarten gleich. Dies deutet darauf hin, dass die Abweichungen gerätebedingt sind und eine Parametrisierung der Profile gerechtfertigt ist.

Bei tiefen Windgeschwindigkeiten werden am Westprofil geringere Windgeschwindigkeiten gemessen, ab Windgeschwindigkeiten $>5 \text{ ms}^{-1}$ trifft das Umgekehrte zu. Ein Vergleich mit den Schalenkreuzanemometerdaten zeigt jedoch, dass dies nicht ein Problem der Funktionsanpassung ist, sondern den gemessenen Strömungsverhältnissen am Mast entspricht (Abb. A4).

Tab. A.2: Mittlere Abweichungen der Funktionswerte von den gemessenen Windgeschwindigkeiten.

Niveau	31m	36m	42m	50m	64m	75m
abs. Fehler West	$<\pm 0.05 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.1 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.12 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.1 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.08 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.05 \text{ ms}^{-1}$
abs. Fehler Ost		$<\pm 0.13 \text{ ms}^{-1}$		$<\pm 0.1 \text{ ms}^{-1}$	$<\pm 0.13 \text{ ms}^{-1}$	