

Cornelia Eschelbach

**Refraktionskorrekturbestimmung
durch Modellierung des Impuls- und Wärmeflusses
in der Rauigkeitsschicht**

München 2009

**Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften
in Kommission beim Verlag C. H. Beck**

ISSN 0065-5325

ISBN 978-3-7696-5047-1

**Diese Arbeit ist gleichzeitig veröffentlicht in:
Schriftenreihe des Studiengangs Geodäsie und Geoinformatik / Universität Karlsruhe (TH),
Studiengang Geodäsie und Geoinformatik, ISSN 1612-9733, Nr. 2009/1, Universitätsverlag Karlsruhe,
Karlsruhe 2009, ISBN 978-3-86644-307-5**



**Refraktionskorrekturbestimmung
durch Modellierung des Impuls- und Wärmeflusses
in der Rauigkeitsschicht**

Zur Erlangung des akademischen Grades einer
Doktor-Ingenieurin (Dr.-Ing.)
von der Fakultät für
Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Cornelia Eschelbach

aus Würzburg

München 2009

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften
in Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Adresse der Deutschen Geodätischen Kommission:



Deutsche Geodätische Kommission

Alfons-Goppel-Straße 11 • D – 80 539 München

Telefon +49 – 89 – 23 031 1113 • Telefax +49 – 89 – 23 031 -1283 / - 1100

e-mail hornik@dgfi.badw.de • <http://www.dgk.badw.de>

Prüfungskommission

Hauptreferentin: Prof. Dr.-Ing. M. Hennes

Korreferent: Prof. Dr. Ch. Kottmeier

Tag der mündlichen Prüfung: 09.07.2008

© 2009 Deutsche Geodätische Kommission, München

Alle Rechte vorbehalten. Ohne Genehmigung der Herausgeber ist es auch nicht gestattet,
die Veröffentlichung oder Teile daraus auf photomechanischem Wege (Photokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen

ISSN 0065-5325

ISBN 978-3-7696-5047-1

Für meine Schwester

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Kurzfassung	7
Abstract	8
1 Einleitung	9
2 Geodätische Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht	11
2.1 Geodätische Refraktionskorrektur	11
2.2 Turbulenzbasierte Verfahren zur Refraktionskorrektur	14
3 Modellierung der bodennahen Grenzschicht	17
3.1 Prozesse in der bodennahen Grenzschicht	17
3.2 Das Budget der turbulenten kinetischen Energie (TKE)	19
3.3 Die Monin-Obukhov-Similaritätstheorie zur Beschreibung der Atmosphäre	21
4 Bestimmung des Temperaturgradienten durch die Turbulenztheorie	27
4.1 Optische Turbulenz	27
4.2 Berechnung des Temperaturgradienten nach MOST	29
4.3 Profilkfunktionen und MOST-Profilfunktionen	31
4.4 Adaption des TKE-Budgets	35
5 Instrumentarium und Messkampagnen	41
5.1 Szintillometer SLS 20	41
5.1.1 Bestimmung der Turbulenzparameter	41
5.1.2 Qualität der Parameter im Hinblick auf die Berechnung von Temperaturgradienten	43
5.1.3 Gerätevergleich zweier Szintillometer	44
5.2 Ultraschall-Anemometer	45
5.2.1 Verfahren zur Turbulenzmessung	45
5.2.2 Sensorgenauigkeit des Sonics	47
5.3 Temperaturmesssystem	47
5.3.1 Sensorkalibrierung unter Laborbedingungen	48
5.3.2 Relativkalibrierung unter Realbedingungen	49
5.3.3 Genauigkeitsbetrachtung zur Sensorkalibrierung	54
5.4 Messkampagnen	55
5.4.1 Aufbau und Anordnung der Sensoren	56
5.4.2 Klassifizierung der Messtage	57

6	Ergebnisse.....	63
6.1	Geländespezifische Untersuchungen.....	63
6.1.1	Windprofil, Anströmungsrichtung und Impulsfluss	63
6.1.2	Temperaturprofil, Temperaturgradientenprofil und Wärmefluss	67
6.2	Modellspezifische Untersuchungen.....	70
6.2.1	Adaption der Funktion des Skalierungsparameters C_R an die Umgebung.....	71
6.2.2	Abschätzungen der Einflüsse der Modellanpassungen.....	73
6.3	A-priori-Genauigkeitsbudget.....	76
6.3.1	Erreichbare Genauigkeit durch äußere Einflüsse.....	77
6.3.2	Zusammenstellung des Genauigkeitsbudgets	84
6.4	Temperaturgradienten und empirische Genauigkeit.....	86
6.4.1	Temperaturgradientenvergleiche	86
6.4.2	Beurteilung von Genauigkeit und Zuverlässigkeit	92
7	Resümee und Ausblick	97
	Abkürzungen und Variablen.....	101
	Abbildungsverzeichnis	105
	Tabellenverzeichnis.....	109
	Literaturverzeichnis.....	111
	Danksagung	115

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird ein neues Modell zur Berechnung der Refraktionskorrektur vorgestellt, das auf visurnahen Turbulenzmessungen basiert. Aus den Turbulenzparametern Brechungsindexstrukturparameter und innere Skalenlänge lässt sich der integrale vertikale Temperaturgradient entlang einer Messstrecke berechnen, der wiederum zur Refraktionskorrektur geodätischer Vertikalwinkelmessungen benötigt wird. Die technischen Voraussetzungen zur Ableitung von Turbulenzparametern mit geodätischen Instrumenten sind inzwischen gegeben. Es besteht prinzipiell die Möglichkeit aus geodätischem Beobachtungsmaterial die Turbulenzparameter zu schätzen und Brechungsindex- bzw. Temperaturgradienten und Refraktionskorrektur zu berechnen. In dieser Arbeit wurden die benötigten Turbulenzparameter mit einem Szintillometer SLS 20 gemessen. Der Algorithmus zur Berechnung des Temperaturgradienten verwendet Profilkfunktionen der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie. Die Anwendung dieses bereits bestehenden Algorithmus setzt Bedingungen voraus, die bei geodätischen Anwendungen nur selten eingehalten werden können. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit das bestehende Modell erweitert, um auch innerhalb der Rauigkeitsschicht bei städtischer Überbauung und anderen Windhindernissen eingesetzt werden zu können. Zu diesem Zweck wurde das starre Verhältnis von kinetischem Impuls- und Wärmefluss durch ein höhenabhängiges flexibles Verhältnis im TKE-Budget ersetzt. Dieses Verhältnis wird von der Hindernisstruktur vorgegeben und ist in seinem höhenabhängigen vertikalen Verlauf angelehnt an empirisch verifizierte Profilverläufe.

Die Analyse der Daten zweier Messkampagnen zeigte, dass die mit dem neuen Modell berechneten Temperaturgradienten sehr gut mit direkt gemessenen Temperaturgradienten übereinstimmen. Zudem ist das Modell in der geodätischen Praxis einfach anwendbar, was ein entscheidender Vorteil bei der Etablierung des Verfahrens in der Geodäsie ist. Die relevanten Eingabeparameter würden bei einer späteren Implementierung in bestehende Tachymetersysteme geräteintern vorliegen (Turbulenzparameter) und grob abzuschätzende geometrische Größen wie Hindernisabstände oder Hindernishöhen sein.

Abstract

In this study a new model for the determination of refraction correction parameters is presented. The model is based on turbulence measurements in the boundary layer of the atmosphere. Turbulence parameters like the structure parameter of refraction index and the inner scale were measured by scintillometry. The integral refraction index gradient and the angle of refraction for the correction of vertical angle measurements can be calculated by these turbulence parameters. Geodetic instruments can provide turbulence parameters from original geodetic observations. The algorithm contains empirical structure functions according to the Monin-Obukhov similarity theory, which is only valid under special conditions. Geodetic measurements take place in the roughness sublayer and the locations can not be chosen by meteorological considerations but only by the necessities of measured objects. Therefore, the rate of kinetic momentum flux and kinetic heat flux was redesigned to compensate the effects of the roughness sublayer in the TKE-budget.

The analysis of two measuring campaigns showed good agreements between calculated temperature gradients and temperature gradients measured by resistive temperature sensors. Furthermore, the model can be easily integrated in geodetic applications. For later implementations in total stations the parameters for input will be served by the tachymeter itself and by common geometric parameters, for example distances to obstacles and obstacle heights, which can be simply estimated.

1 Einleitung

Die Reduktion terrestrischer geodätischer Messelemente um den Einfluss der Refraktion (Strahlbrechung) ist seit über hundert Jahren immer wieder Thema ausführlicher Untersuchungen gewesen. Doch bisher gibt es kein Verfahren, mit dem Refraktion zuverlässig und mit einfachen Hilfsmitteln ohne personellen und technischen Aufwand korrigiert werden kann. Durch technische Neuerungen in der Tachymeterbauweise stieg in den letzten Jahren Menge und Qualität des Beobachtungsmaterials, das inzwischen das Potential zur Ableitung von meteorologischen Parametern hat. Mit geeigneten Berechnungsalgorithmen integriert in die Tachymetersoftware sind dadurch in Zukunft refraktionsreduzierte Vertikalwinkelbeobachtungen möglich. Die Entwicklung dieser Algorithmen erfordert geodätisches Fachwissen und Kenntnisse aus der Meteorologie im Allgemeinen und der Turbulenztheorie im Besonderen, um eine fachgerechte Anwendung gewährleisten zu können. Bisher sind diese Algorithmen aus der Turbulenztheorie nur sehr begrenzt in der Geodäsie einsetzbar, es fehlt die essenzielle Erweiterung für die bodennahe Rauigkeitsschicht, dem charakteristischen geodätischen Anwendungsbereich, woraus sich die Motivation dieser Arbeit ableitet.

Diese Refraktionskorrektur wäre z. B. bei der Baumaschinensteuerung oder allgemein bei Aufgaben aus dem Bereich des Straßenbaus enorm hilfreich. Mit stark variierenden Untergründen treten je nach Zielrichtung des Tachymeters unterschiedlich starke Refraktionseffekte auf, die beispielsweise bei einem Heißenbau von Asphalt noch extrem verstärkt werden. Eine Refraktionskorrekturbestimmung für jedes Ziel individuell und simultan zur geodätischen Messung wäre für diese Anwendung besonders wertvoll. Die gleichen Vorteile kommen auch bei Monitoring-Aufgaben zum Tragen. Überwachungsmessungen wären ohne technischen Mehraufwand auch bei wechselnden Wetterbedingungen und zu verschiedenen Tageszeiten zuverlässig refraktionskorrigiert und sofort vergleichbar. Für jede beliebige andere Anwendung aus dem gesamten Bereich der Geodäsie kann die hier vorgestellte Refraktionskorrekturbestimmung dann von Nutzen sein, wenn Refraktion einen nicht vernachlässigbaren Anteil am Genauigkeitsbudget hat und ohne technischen Mehraufwand simultan zur geodätischen Messung erfolgen muss.

Verschiedene meteorologische Arbeiten befassten sich mit der Turbulenztheorie von Monin und Obukhov (1954), mit deren Hilfe es möglich ist, meteorologische Prozesse in der Atmosphäre zu beschreiben. Mit dem von Thiermann (1990) entwickelten Szintillometer steht ein Messgerät zur Verfügung, das unter Ausnutzung der optischen Turbulenz Parameter zur Berechnung der kinetischen Flüsse liefert. In einem weiteren Schritt ist dann auch die Berechnung des integralen Brechungsindexgradienten zur Refraktionskorrekturbestimmung möglich. Da mehrere geodätische Arbeiten (Hennes, 1995a, Casott, 1999, Deußen, 2000, Flach, 2000) die prinzipielle Möglichkeit nachgewiesen haben, diese Turbulenzparameter auch aus dem Beobachtungsmaterial moderner geodätischer Instrumente abzuleiten, ist der Bedarf an Erweiterungen und Optimierungen der verfügbaren Berechnungsmodelle geweckt. Die Ursachen von systematischen Unterschätzungen des Temperaturgradienten, wie sie bei Hennes (1995b) während erster Testmessungen auftraten, sind ebenfalls noch ungeklärt.

Implementiert in ein geodätisches Instrument würde die Turbulenztheorie nach Monin und Obukhov (1954) es erlauben, den integralen Brechungsindexgradienten entlang des geodätischen Zielstrahls zu berechnen. Wird dann die Ableitung von Turbulenzparametern direkt im Instrument durchgeführt, kann basierend darauf der integrale Brechungsindexgradient und der Refraktionswinkel zur Korrektur von Vertikalwinkelmessungen ermittelt werden. Der Berechnungsalgorithmus verwendet unter anderem empirische Profilkfunktionen, deren Gültigkeit an folgende Bedingung geknüpft ist: die Anströmungsrichtung des Windes muss frei von Hindernissen sein, damit die kinetischen Flüsse als annähernd höheninvariant angenommen werden dürfen. Diese Bedingung kann bei geodätischen Anwendungen sehr selten erfüllt werden, da sich in der Geodäsie der Messort nach dem Messobjekt richtet und nicht nach meteorologischen Gesichtspunkten gewählt werden kann.

Aus diesem Grund soll in dieser Arbeit das bestehende Modell modifiziert werden, damit sich der Gültigkeitsbereich auch auf geodätische Anwendungsbereiche erstreckt. Durch eine Modellierung von kinetischem Impuls- und Wärmefluss soll das Verhältnis zwischen den turbulente kinetische Energie

produzierenden Termen verschoben werden. Gestützt wird die Modifikation durch Untersuchungen von Rotach (1991), der in der städtischen Rauigkeitsschicht die Höhenvariation der kinetischen Flüsse experimentell feststellte (vgl. auch Rotach, 1993b). Der Eingriff in den Algorithmus selbst geschieht über das Budget der turbulenten kinetischen Energie. Die Parameter, die zur Ableitung des neuen Verhältnisses nötig sind, müssen dabei für Ingenieure ohne meteorologische Vorbildung möglichst einfach zu bestimmen sein.

Die experimentelle Verifizierung des neuen Modells zur Refraktionskorrekturbestimmung erfolgt an einem weitgehend windgeschützten Messort. Die dem Messort je nach Windrichtung vorgelagerte Hindernisstruktur gibt über einen im Vorfeld entworfenen festgelegten funktionalen Zusammenhang die notwendige Verschiebung im TKE-Budget vor. Der Vergleich zwischen berechneten Temperaturgradienten und mittels resistiver Temperatursensoren direkt gemessenen Temperaturgradienten ermöglicht den Nachweis der erreichbaren Genauigkeit des Modells. Die angestrebte Genauigkeit liegt bei 0,1 K/m (entspricht auf 100 m etwa 1,3 mgon bzw. 0,5 mm).

Im folgenden Kapitel 2 wird die begrenzte Einsetzbarkeit bisheriger geodätischer Refraktionskorrekturbestimmungen diskutiert. Kapitel 3 und Kapitel 0 sind dem Algorithmus der Brechungsindexgradientenberechnung basierend auf den Gesetzen der Thermodynamik gewidmet, wobei Kapitel 4.4 die neuen Modifikationen des Modells enthält. Kapitel 1 beschäftigt sich mit dem verwendeten Instrumentarium und enthält Informationen zu den beiden Messkampagnen. Eine a-priori-Genauigkeitsanalyse und die ausführliche Darstellung der experimentellen Ergebnisse folgen in Kapitel 1. Kapitel 7 schließt die Arbeit mit Resümee und Ausblick ab.

2 Geodätische Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht

Die meisten terrestrischen geodätischen Messsysteme leiten die geometrischen Größen basierend auf den Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen ab. Aus diesem Grund sind die Messelemente von Fehlannahmen über das Ausbreitungsmedium betroffen. Brunner (1984) liefert in seiner Zusammenstellung von Aufsätzen zum Thema Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen wertvolle Erläuterungen über den wissenschaftlichen Hintergrund. Darüber hinaus findet sich im Fachartikel von Brunner selbst ein Vorschlag zur Modellierung von Refraktionseinflüssen bei 3-dimensionalen geodätischen Netzmessungen. Ein ebenfalls in Brunner (1984) enthaltener Fachartikel von P.V. Angus-Leppan behandelt die Refraktionskorrektur beim Nivellement.

Inzwischen haben elektronische Tachymeter mit verbesserter elektrooptischer Distanzmessung (EDM) und automatisierter Zieleinrichtung die analoge Messtechnik fast vollständig ersetzt. Durch technische Innovationen konnten Messinstrumente höchster innerer Genauigkeit entwickelt werden, diesen Vorteil können die Geräte aber durch die refraktive Realität des Messmediums nicht unbegrenzt ausspielen. Die meisten terrestrischen geodätischen Messungen finden in der untersten Schicht der Atmosphäre statt, deren meteorologische Parameter durch die Sonneneinstrahlung extremen Schwankungen unterliegen. Vor allem Temperatur und Druck ändern sich mit Tageszeit und Höhe und führen zu Dichteinhomogenitäten im Messmedium. Dies hat natürlich Konsequenzen für die Ausbreitungseigenschaften des elektromagnetischen Messstrahls. Inhomogenitäten der Dichte entlang des Messstrahls treten bei Streckenmessungen als Störeffekt in Erscheinung. Dichteveriationen rechtwinklig zum Messstrahl verursachen Strahlbrechung, sodass der Strahlverlauf nicht mehr, wie angenommen, den geometrisch kürzesten Weg darstellt. Dieser Effekt und seine Korrekturbestimmung ist Hauptthema dieser Arbeit.

2.1 Geodätische Refraktionskorrektur

Die Brechung des Messstrahls an Dichteübergängen wurde bereits mehrfach beschrieben z. B. bei Brocks (1948) oder Moritz (1961). Grundsätzlich wird das Brechungsgesetz von Snellius angewendet. Als Maß zur Beurteilung der optischen Dichte hat sich in der Geodäsie der Brechungsindex

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (2.1)$$

etabliert, mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 und der Lichtgeschwindigkeit c im entsprechenden Medium. Dieser Brechungsindex

$$n = f(\lambda, T_t, p, e_f) \quad (2.2)$$

hängt von der Wellenlänge λ des Messstrahls und den meteorologischen Parametern (Trocken-) Temperatur T_t , Druck p und Partialdruck des Wasserdampfes e_f ab. Mithilfe der Barrell/Sears-Formel (Barrell und Sears, 1939) in der vereinfachten Form

$$n(\lambda) = \frac{n_g(\lambda) - 1}{1 + \alpha T_t [^\circ\text{C}]} \cdot \frac{p_{[\text{hPa}]}}{1013,25} - \frac{4,1 \cdot 10^{-8}}{1 + \alpha T_t [^\circ\text{C}]} \cdot e_f + 1 \quad (2.3)$$

mit α : Ausdehnungskoeffizient der Luft ($\alpha = 0,003661$)

n_g : Gruppenbrechungsindex der modulierten Trägerwelle (bei nicht-monochromatischer Wellengruppe)

T_i : Trockentemperatur

lässt sich der Brechungsindex ermitteln (vgl. Jöckel und Stober, 1999). Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge soll hier nicht näher betrachtet werden, es sei stattdessen auf Rieger (1999) verwiesen. Trifft der Zielstrahl einer Richtungs- oder Vertikalwinkelbeobachtung auf Brechungsindexübergänge, wird der Strahl von seinem geradlinigen Verlauf abgelenkt und zum Lot des dichteren Mediums hin gebrochen. Dadurch entstehen systematische Abweichungen in den Beobachtungselementen. Ein gemessener Vertikalwinkel ν lässt sich mit

$$\nu = \nu_{\text{gem}} + \delta \quad (2.4)$$

um den Refraktionswinkel

$$\delta = -\frac{1}{nS} \cdot \int_0^{S_s} ((s - S_s) \cdot \text{grad}\varphi_n \cdot \vec{e}_\nu ds) \quad (2.5)$$

korrigieren (Eschelbach, 2007, vgl. auch Moritz, 1961). Die räumliche Integration entlang des Strahlverlaufs der Länge S_s über den Brechungsindexgradienten $\text{grad}\varphi_n \cdot \vec{e}_\nu$ fordert, dass das Brechungsindexfeld φ_n im Messraum für alle drei Raumkomponenten vorliegt. Der Term $\text{grad}\varphi_n$ steht dabei für den maximalen lokalen Brechungsindexgradienten, die Multiplikation mit dem Einheitsvektor

$$\vec{e}_\nu = \frac{1}{|\vec{s}|} \cdot \left(\frac{s_x}{|\vec{s}_{\text{hor}}|} \cdot s_z, \frac{s_y}{|\vec{s}_{\text{hor}}|} \cdot s_z, -|\vec{s}_{\text{hor}}| \right)^T \quad (2.6)$$

mit $|\vec{s}_{\text{hor}}|$: Länge der horizontalen Komponente von \vec{s}

extrahiert dann für die Beobachtungsrichtung \vec{s} aus dem Feld φ_n die für diese Messrichtung relevante Komponente $\text{grad}\varphi_n \cdot \vec{e}_\nu$, des lokalen maximalen Brechungsindexgradienten. Je nach Anwendung kann diese Berechnung der relevanten Komponente des lokalen Brechungsindexgradienten aus einem dreidimensionalen Brechungsindexfeld und in Abhängigkeit der Beobachtungsrichtung aber schwierig werden (Eschelbach, 2007). Die gängigste Vereinfachung der Gleichung (2.5) bzw. (2.6) ist die Annahme einer annähernd horizontal geschichteten Atmosphäre und einer annähernd horizontal verlaufenden Visur, was zu folgender Vereinfachung führt:

$$\text{grad}\varphi_n \cdot \vec{e}_\nu = \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.7)$$

Die Abhängigkeiten des Brechungsindex von den meteorologischen Parametern werden nach Bildung des totalen Differenzials von Gleichung (2.3) mit

$$dn = -1,0 dT_{[\text{°C}]} + 0,29 dp_{[\text{hPa}]} + 0,04 de_{f[\text{hPa}]} \quad (2.8)$$

deutlich. Die Überschlagswerte für die Parameter einer durchschnittlichen Atmosphäre sind dabei zu $T = 17 \text{ °C}$ und $p = 1000 \text{ hPa}$ bei einer relativen Luftfeuchte von 60 % gewählt. Die stärkste Abhängigkeit geht von der Temperatur aus, während Feuchtevariationen auf den Brechungsindexgradienten kaum Einfluss

haben. Vertikale Druckänderungen lassen sich nach der hydrostatischen Grundgleichung leicht berechnen, horizontale Druckgradienten gleichen sich gewöhnlich sehr schnell wieder aus und lassen sich im Zweifelsfall durch Standpunkt-Zielpunktmessungen und lineare Interpolation einfach modellieren. Aus diesem Grund wird das Problem der Refraktionskorrekturbestimmung oft auf das Problem der Ermittlung des Temperaturgradienten $\frac{dT}{dz}$ reduziert (mit konstantem $\frac{dp}{dz} \approx 0,125 \text{ hPa/m}$). Der Refraktionswinkel δ berechnet sich dann aus

$$\delta = \left(\frac{dT_{[^\circ\text{C}]}}{dz} + 0,04 \text{ m}^{-1} \right) \cdot \frac{10^{-6}}{nS} \cdot \int_0^S ((s-S) \cdot ds). \quad (2.9)$$

Bei einem Temperaturgradienten von $-0,4 \text{ K/m}$ ergibt sich bei einer Entfernung von 100 m ein Refraktionswinkel von $-1,3 \text{ mgon}$, was eine Fehlbestimmung der Höhenkomponente von 2 mm verursacht. Dies würde bei ingenieurgeodätischer Aufgabenstellung das Fehlerbudget bereits deutlich überschreiten. Die Kenntnis des Temperaturgradienten auf $0,1 \text{ K/m}$ würde also den Refraktionseinfluss zu bis zu 75% abfangen und die Abweichung in der Höhe auf $0,5 \text{ mm}$ reduzieren. Diese Genauigkeit soll bei einer Temperaturgradientenbestimmung angestrebt werden, da davon ein Großteil geodätischer Anwendungen profitieren wird.

Wie bereits eingangs erwähnt, schwankt die Temperatur nicht nur räumlich sondern auch zeitlich, da die Sonneneinstrahlung über den Tag maßgeblich den Wärmehaushalt der Atmosphäre bestimmt. In der Strahlungsbilanz

$$-S = H + E - G_B \quad (2.10)$$

der Erde treten der turbulente Wärmefluss H (auch turbulenter Fluss fühlbarer Wärme), der latente Wärmefluss E und der Bodenwärmefluss G_B auf. Je nach Tageszeit sind diese Flüsse als vektorielle Größen zum Erdboden hin oder vom Erdboden weg gerichtet, wobei in Gleichung (2.10) die Bilanzgleichung für eine feste Landfläche am Tag gilt (vgl. Stull, 1988). Der Bodenwärmefluss steht für die Energie, die ins Erdreich weitergeleitet wird. Als latente Wärme wird diejenige Verdunstungsenergie des Wassers bezeichnet, die nötig war, um den in der Luft enthaltenen Feuchtegehalt zu erreichen. Der turbulente Wärmefluss H steht für die Wärme, die von unteren Luftschichten an die darüber liegenden Luftschichten bis in die freie Atmosphäre weitergegeben wird. Je nach Intensität der Sonnenstrahlung und Bodenbeschaffenheit erwärmen sich der Boden und mit ihm die darüber liegenden Luftschichten, wodurch die Dichte der Atmosphäre lokal mit variiert.

Alle Flüsse sind als gerichtete Größen vom Erdboden weg positiv definiert, genauso verhält es sich auch mit allen Angaben zu höhenabhängigen Parametern und Gradientenangaben. Beispielsweise ist an sonnigen Tagen die unterste Luftschicht die wärmste, der Temperaturgradient ist demnach negativ.

Seit fast einem Jahrhundert wird in der Geodäsie nach praktikablen Lösungen zur Bestimmung des Temperaturgradienten gesucht. Hier soll nur ein kurzer Überblick über die gegenwärtige Praxis der Refraktionskorrektur gegeben werden, Kapitel 2.2 befasst sich dann mit der neusten, sehr vielversprechenden Methode der Refraktionskorrekturbestimmung basierend auf der Turbulenztheorie.

Durch den integralen Charakter der Berechnung des Refraktionswinkels wird schnell klar, dass Einzelpunktmessungen der Temperatur/des Temperaturgradienten entlang des Messstrahls nicht praktikabel sind. Zwar sinkt der Einfluss des Gradienten mit der Entfernung zum Zielpunkt, was Möglichkeiten zur Ausdünnung des Messfeldes bietet. Eine wenn auch reduzierte Einzelpunktmessung ist jedoch nur in leicht zugänglichem (begehbarem) Gebiet überhaupt realisierbar. Deshalb wird in der Praxis der Gradient oft nur in der Nähe des Standpunktes gemessen und als räumlich konstant angenommen, oder an Stand- und Zielpunkt der Gradient erfasst und linear interpoliert. Ganz ähnlich wird noch heute bei der Korrektur von

Streckenmessungen verfahren. Untersuchungen zur lokalen messtechnischen Bestimmung des Brechungsindex finden sich bei Bahnert (1981), Heer (1983), Angus-Leppan (1984) und Mozzuchin (1996).

Eine nachträgliche Refraktionskorrektur von Messelementen wird durch die Berechnung des Refraktionskoeffizienten

$$\kappa = -\frac{R}{n} \frac{dn}{dz} \approx \frac{R}{n} \left(1,0 \frac{dT}{dz} - 0,3 \frac{dp}{dz} \right), \quad (2.11)$$

erreicht, der das Verhältnis des Krümmungsradius des Messstrahls relativ zum Erdradius R angibt. Zusammen mit den gesuchten Koordinaten als Unbekannte einer Netzausgleichung kann dieser Koeffizient noch im Postprocessing berechnet werden. Mehrere Koeffizienten für verschiedene Beobachtungsgruppen (Richtungsbereiche, Standpunktgruppen oder nach Geländeprofil) führen zwar oft zu Verbesserungen im Netz, die geschätzten Koeffizienten sind jedoch nicht immer zuverlässig und bergen darüber hinaus die Gefahr, Netzspannungen mit nicht-refraktiver Ursache ebenfalls zu kompensieren. Außerdem ist zu erwähnen, dass in der Praxis der Refraktionskoeffizient konstant zu $\kappa = 0,13$ gewählt wird, was aber streng genommen nur gerechtfertigt ist, wenn der Messstrahl weitgehend nicht durch bodennahe Schichten verläuft. An sonnigen Tagen mit negativen Temperaturgradienten wäre sowohl Größenordnung als auch Vorzeichen des Refraktionskoeffizienten falsch.

In der Praxis versucht man sich auch mit geschickt gewählten Messanordnungen des Einflusses der Refraktion zu entledigen. Beim geometrischen Nivellement wird auf gleiche Zielweiten von Hin- und Rückblick geachtet. Das Verfahren der gleichzeitigen gegenseitigen Zenitdistanzmessung (GGZ; auch: gleichzeitig gegenseitige Zenitwinkelmessung) ermöglicht die refraktionsfreie Messung von Zenitdistanzen zwischen zwei Instrumenten. Beide Verfahren setzen allerdings gleiche Brechungsindexgradienten für Hin- und Rückblick bzw. an den beiden Standpunkten voraus, was bei bewegtem Gelände nur selten der Fall ist. Zudem ist GGZ nur zwischen Punkten möglich, die auch als Instrumentenstandpunkte verwendet werden können, und sehr zeit- und kostenintensiv, da zwei komplette Ausrüstungen samt Beobachter benötigt werden. An der TU Wien wurde in neuster Zeit dieses Verfahren mit Videotachymetern von Kabashi (2003) automatisiert und bei Nacht und an bedeckten Tagen erfolgreich getestet.

Die Refraktionskorrektur nach der Dispersionsmethode ist das einzige integrale Verfahren zur Refraktionskorrekturbestimmung, das bisher technisch umgesetzt wurde. Die Ausnutzung der Dispersion sieht vor, den Divergenzwinkel zwischen zwei verschiedenfarbigen Lasern (rot und blau) zu messen. Diese Idee wurde für das Projekt RPLS (Rapid Precision Leveling System) untersucht und von Böckem (2001) zu einem Funktionsmuster umgesetzt. Fasching (1990) stellte ebenfalls ein Funktionsmuster vor, das aber eine geringere Auflösung erreichte. Die technische Umsetzung der Dispersionsmethode ist jedoch nicht zu kommerziellen Produkten weiterentwickelt worden, da der Aufwand zu groß war.

In den letzten zwei Jahrzehnten ist eine zweite integrale Methode zur Refraktionskorrekturbestimmung in den Blickpunkt gerückt, die sich die atmosphärische Turbulenz zu Nutzen macht.

2.2 Turbulenzbasierte Verfahren zur Refraktionskorrektur

Atmosphärische Turbulenz manifestiert sich in geodätischen Messungen beispielsweise durch Fluktuationen im Streckenmesssignal oder bei der Vertikalwinkelmessung durch das Bildpunkttauchen auf einem CCD-Sensor. Dieser unerwünschte Effekt turbulenter Elemente in der Atmosphäre kann durch längere Beobachtungszeit und anschließende Mittelbildung leicht eliminiert werden. Brunner (1979) schlägt vor, die Turbulenztheorie zu nutzen, um den Refraktionswinkel zu berechnen. Er war damit der erste, der den Zusammenhang zwischen stochastischen Anteilen im geodätischen Beobachtungsmaterial und der Turbulenztheorie sah und das Potential zur Refraktionskorrektur erkannte. In der Turbulenztheorie werden

meteorologische Größen in einen zeitlich variierenden stochastischen Anteil und einen quasistatischen mittleren Anteil gespalten. So lässt sich beispielsweise der Brechungsindex aufteilen als

$$n = \bar{n} + n' \quad (2.12)$$

mit dem zeitlich variierenden Anteil n' und den quasi-statischen Anteil \bar{n} . Diese Aufteilung wird unter dem Begriff Reynolds-Zerlegung in Kapitel 3.1 noch eingehend erläutert. In der Meteorologie ist dieses Verfahren schon viel länger bekannt, den geodätischen Nutzen erkannte aber erster Brunner (1979), der das „Turbulent Transfer Modell“ (TTM) in die Geodäsie importierte. Mithilfe dieser Turbulenztheorie ist der Zusammenhang zwischen den ehemals störenden Fluktuationen der Messelemente und dem Brechungsindexgradienten selbst möglich. Fluktuationen zur Bestimmung meteorologischer Parameter wurden auch in meteorologischen Messgeräten genutzt. Thiermann (1990) baute das erste kommerziell verfügbare Szintillometer mit kleiner Apertur zur bodennahen Bestimmung turbulenter Flüsse, dessen Berechnungsalgorithmus die Monin-Obukhov-Similaritätstheorie (MOST) verwendet. Weiss (2002) nutzte das Szintillometer und die MOST zur Bestimmung des integralen Temperaturgradienten zwischen zwei Messpunkten.

Auch in der Geodäsie blieben die Anwendung der Similaritätstheorie und die Theorie des TTM nicht lange unbeachtet. Im Bereich des geometrischen Nivellements wendete vor allem Mozzuchin die Ähnlichkeitstheorie auf Messungen von Digitalnivellieren an (Mozzuchin, 1996, Mozzuchin, 2001, Mozzuchin und Gordeyevctev, 2007, und Mozzuchin, 2008). Gleiches geschah für das trigonometrische Nivellement von Binnenbruck et al. (2005). Hennes (1995a) modifizierte ein hochpräzises Streckenmessgerät, das ME5000, um aus den Intensitätsschwankungen und den Fluktuationen in der Phasenmessung die gleichen Turbulenzparameter zu gewinnen, wie es mit dem kommerziellen Szintillometer möglich ist. Die Interpretation des Bildpunkttanzens zur Ableitung der Turbulenzparameter gelang zum Teil getrennt voneinander Casott (1999), Deußen (2000) und Flach (2000).

Deußen (2000) untersuchte das Bildpunkttanzen einer geodätischen Zielmarke in CCD-Zeitreihensequenzen. Zielsetzung war die Ableitung des Brechungsindexstrukturparameters C_n^2 , eines der beiden Turbulenzparameter, die auch das Szintillometer von Thiermann (1990) ermittelt und zur Flussbestimmung verwendet. Die Maßgaben der verwendeten CCD-Kamera entsprachen den Parametern zeitgemäßer geodätischer Instrumente, so lagen z. B. die Bildsequenzen in einer Datenrate von 10 Hz vor. Deußen (2000) gelang die Ableitung des einen Turbulenzparameters aus der Bildinterpretation, jedoch nur unter Einbeziehung eines extern (nicht mit geodätischen Instrumenten) gemessenen Windprofils als informellem Ersatz für den zweiten Turbulenzparameter, die innere Skalenlänge l_0 . Seine Vergleiche mit real gemessenen Temperaturgradienten ergaben eine Abweichung des Temperaturgradienten von 30 %.

Casott (1999) verwendete unter gleicher Zielsetzung wie Deußen (2000) eine Kamera mit wesentlich höherer Bildrate von bis zu 200 Hz. Hier wurde eindeutig die Korrelation zwischen Bildpunkttanzen und beiden Turbulenzparametern festgestellt. Referenz war sowohl bei Casott (1999) als auch bei Deußen (2000) das Szintillometer von Thiermann (1990). Einen allgemein gültigen funktionalen Zusammenhang zwischen den Parametern der Systeme konnte Casott (1999) jedoch nicht angeben, da einzelne Parametersätze voneinander abwichen und die Datenmenge zur Identifizierung der Ursache zu gering war. In einer kleinen Messreihe bei konvektiven Bedingungen erwies sich die Kamera jedoch als tauglich, Casott (1999) gibt allerdings einige Verbesserungsvorschläge für sein System an. Er weist auf die prinzipielle Verwendung des Verfahrens in bestehenden Tachymetersystemen mit CCD-Kameramesssystem hin, ohne dass große bauliche Veränderungen nötig wären.

Flach (2000) gelang sowohl mit einer CCD-Zeilenkamera als auch einem Videotheodolit, dem Leica TM3000V, die Ableitung beider Turbulenzparameter, jedoch mit unterschiedlich gutem Erfolg. Während die Genauigkeiten des Strukturparameters des Brechungsindex C_n^2 bei den beiden Messsystemen in etwa gleich gut und für die Temperaturgradientenbestimmung mehr als ausreichend waren, gelang vorerst nur mit der Zeilenkamera eine ausreichend genaue Bestimmung der inneren Skalenlänge l_0 .

Durch die Ergebnisse der Arbeiten von Hennes (1995a), Casott (1999), Deußen (2000) und Flach (2000) wird eine technische Modifikation der geodätischen Instrumente zur Gewinnung der Turbulenzparameter aus geodätischem Beobachtungsmaterial sinnvoll. Die Berechnung des Temperaturgradienten aus diesen Turbulenzparametern basiert allerdings auf der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie (MOST), die eine freie Anströmungsrichtung des Windes voraussetzt. Es dürfen sich also keine Windhindernisse in der Umgebung des Messortes befinden. Zwar sieht das MOST-Modell eine Anpassung an Windhindernisse durch Anhebung der Bezugshöhe vor (Rauhigkeitslänge z_0). Dieser Eingriff reguliert jedoch nur den Einfluss der Hindernisse für Messhöhen deutlich größer als die Rauhigkeitslänge, in unmittelbarer Nähe der Rauhigkeitslänge treten Abweichungen zwischen Modell und Realität auf. Dies kann zu erheblichen Unsicherheiten im berechneten Temperaturgradienten führen. In Gebieten wechselnder, hoher Vegetation oder bei städtischer Überbauung kann diese neue Bezugshöhe mehrere Meter annehmen, was bedeutet, dass die Temperaturgradientenbestimmung unterhalb der Rauhigkeitslänge durch das MOST-Modell nicht möglich ist. Selbst wenn demnach ein marktreifes geodätisches Instrument zur Turbulenzparameterbestimmung vorläge, würde sich die Anwendbarkeit der turbulenzbasierten Refraktionskorrektur auf geschätzte 5 % terrestrischer Messungen beschränken.

Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Modifikationen des Berechnungsalgorithmus zur Temperaturgradientenberechnung wird die auf Turbulenz basierende Refraktionskorrektur für ein breites Spektrum geodätischer Anforderungen erweitert und die Genauigkeit verbessert. Besonderes Augenmerk bei der Beurteilung wird auf eine aus geodätischer Sicht einfache Bestimmbarkeit der relevanten Parameter gelegt. Die theoretische Basis für die Modellierung soll im folgenden Kapitel gelegt werden. Dabei wird auf die Beschreibung der meteorologischen Sichtweise Wert gelegt, um auch Ingenieuren aus Theorie und Praxis ohne meteorologische Vorbildung ein besseres Verständnis der Thematik zu vermitteln.

3 Modellierung der bodennahen Grenzschicht

Die atmosphärische Grenzschicht beginnt an der Erdoberfläche und erstreckt sich bis in eine Höhe von 1-2 km (vgl. Stull, 1988). Sie lässt sich weiter unterteilen in die viskose Unterschicht (einige cm), die Prandtl-Schicht (auch bodennahe Grenzschicht) mit einer Höhe von 50-100 m und die darüber liegende Ekman-Schicht. Über der Ekman-Schicht befindet sich die freie Atmosphäre, beide Schichten trennt die einige Hundert Meter dicke Entrainment-Zone (vgl. Abbildung 3.1). Die Dimension jeder der Schichten variiert mit der Tageszeit und den meteorologischen Bedingungen. Dabei definieren sich die unterschiedlichen Schichten über die verschiedenen meteorologischen Parameter, Temperatur T , Druck p , spezifische Feuchte q , Dichte ρ und Windvektor \vec{v} . Über fünf Zustandsgleichungen bilden diese Parameter Beziehungen zueinander, sodass sich die Atmosphäre mithilfe dieses Gleichungssystems über die fünf Parameter eindeutig zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort beschreiben lässt. Eine detaillierte Beschreibung der atmosphärischen Grenzschicht findet man unter anderem in Stull (1988) und Etling (1996).

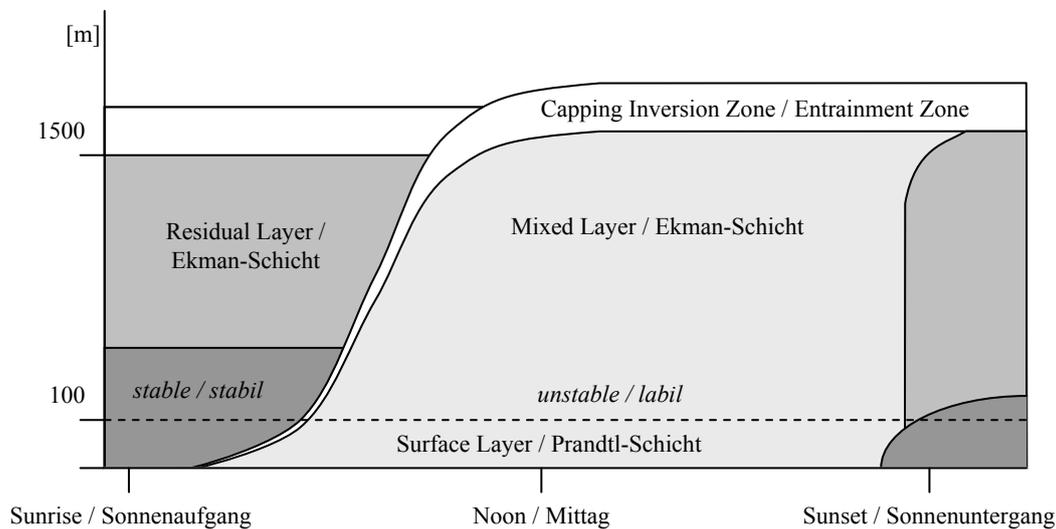


Abbildung 3.1: Die atmosphärische Grenzschicht und ihre Aufteilung in verschiedene Unterschichten (nach Stull, 1988; Begriffe des deutschsprachigen Raums ergänzt).

Terrestrische geodätische Messungen spielen sich überwiegend in Höhen bis zu 50 m über der Erdoberfläche ab, also in der Prandtl-Schicht. Deshalb soll im Folgenden besonderes Augenmerk auf die Prozesse in dieser Schicht gelegt werden.

3.1 Prozesse in der bodennahen Grenzschicht

Über die meteorologischen Parameter

- Temperatur T ,
- Druck p ,
- Dichte ρ ,
- spezifische Feuchte q ,
- Windvektor \vec{v}

ist die atmosphärische Grenzschicht mithilfe von fünf Grundgleichungen eindeutig beschrieben. Diese Grundgleichungen zur Beschreibung des Zustandes der Atmosphäre sind:

- Kontinuitätsgleichung
- Impulserhaltung (2. Newton'sches Axiom)
- Erhaltung der Feuchte
- Energieerhaltung (1. Hauptsatz der Thermodynamik)
- Thermische Zustandsgleichung idealer Gase

Ändert sich also ein Parameter mit der Zeit, hat dies automatisch auch Auswirkungen auf andere Parameter. Die Prandtl-Schicht ist als Grenzschicht zur Erdoberfläche sehr turbulent. Der Wind der freien Atmosphäre wird in Bodennähe immer stärker abgebremst, sodass sich ein charakteristisches Windprofil bildet, und infolge der Windgradienten Turbulenz entsteht (vgl. Kapitel 4.3). Die Sonneneinstrahlung erwärmt zusätzlich den Erdboden und dieser die direkt darüber liegende Luftschicht, die durch Konvektion nach oben steigt und ebenfalls Turbulenz produziert. Diese turbulente Eigenschaft der Prandtl-Schicht macht es fast unmöglich, zu allen Zeiten und an allen Orten die aktuellen meteorologischen Parameter zu messen. Es ist durch die Trägheit der Messgeräte nur möglich, die (zeitlichen oder räumlichen) Mittelwerte der Größen zu bestimmen. Die physikalischen Grundgleichungen beziehen sich jedoch auf die aktuellen Werte der Parameter, die also die turbulenten Anteile enthalten, weshalb das Gleichungssystem analytisch nicht lösbar ist. Deshalb muss erst der Bezug zu den Mittelwerten hergestellt werden, um mit zusätzlichen funktionalen Zusammenhängen das Gleichungssystem zu erweitern und zu lösen.

Der Übergang von aktuellen Parametersätzen zu Parametersätzen der Mittelwerte wird als Reynolds-Zerlegung bezeichnet. Eine Feldgröße

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (3.1)$$

wird dabei in einen mittleren Anteil $\bar{\psi}$ und einen turbulenten (stochastischen) Anteil ψ' zerlegt. Der stochastische Anteil hat dabei die Eigenschaft, bei der zeitlichen bzw. räumlichen Mittelung zu Null zu werden, das bedeutet, dass der mittlere Anteil dann auch tatsächlich dem zeitlichen bzw. räumlichen Mittelwert entspricht. Die Rechenregeln für die Reynolds-Zerlegung sind unter anderem ausführlich beschrieben in Stull (1988). Wendet man die Reynolds-Zerlegung auf funktionale Zusammenhänge an – beispielsweise auf ein Produkt aus zwei Feldgrößen ψ und ξ , vgl. Gleichung (3.2) – ergeben sich allerdings nicht nur Terme mit Mittelwerten, sondern auch gemischte Terme der turbulenten Anteile,

$$\overline{\psi\xi} = \bar{\psi}\bar{\xi} + \overline{\psi'\xi'}. \quad (3.2)$$

Diese Korrelations- oder Turbulenzterme werden bei der zeitlichen bzw. räumlichen Mittelung nicht zu Null, sondern treten als (vorerst) neue Unbekannte auf. Der Übergang von den unbekanntem aktuellen Werten zu den messbaren Mittelwerten vergrößert also die Gesamtzahl der Variablen. Das Gleichungssystem ist auch weiterhin nicht lösbar, dafür dürfen aber jetzt gemessene Mittelwerte verwendet werden.

Ein Produkt aus Geschwindigkeit u und einer beliebigen Feldgröße ψ wird auch als Fluss von ψ bezeichnet, da eine Strömung in der Lage ist, eine Eigenschaft (oder Substanz) zu transportieren. Die turbulenten Anteile der Flüsse pro Masseneinheit werden in dieser Arbeit entsprechend der Verwendung im deutschsprachigen Raum als kinetische Flüsse bezeichnet, die turbulenten Anteile der Flüsse pro Volumeneinheit sind turbulente Flüsse (vgl. Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1: Bezeichnung der wichtigsten Flüsse

Größe	Dimension	Bezeichnung
$\overline{\rho u'w'} = M$	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}^2}$	Turbulenter Impulsfluss M (pro Volumeneinheit)
$\overline{u'w'}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$	Kinetischer Impulsfluss (pro Masseneinheit)
$c_p \overline{\rho w'\theta'} = H$	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Turbulenter Wärmefluss H (pro Volumeneinheit)
$\overline{w'\theta'}$	$\frac{\text{K m}}{\text{s}}$	Kinetischer Wärmefluss (pro Masseneinheit)

mit θ : potentielle Temperatur
 u : horizontale Komponente der Windgeschwindigkeit
 w : vertikale Komponente der Windgeschwindigkeit
 ρ : Dichte
 c_p : spezifische Wärmekapazität

Das Problem der analytischen Unlösbarkeit wird auch als Schließungsproblem bezeichnet. Sucht man einen Lösungsansatz, dessen Gleichungssystem nur die Mittelwerte als Unbekannte enthalten soll, spricht man von einem Schließungsproblem nullter Ordnung. Dieses ist nur erreichbar, wenn die turbulenten Terme vernachlässigt werden. Treten Korrelationsterme in den Gleichungen auf (wie durch die einmalige Reynolds-Zerlegung möglich), ist das Schließungsproblem von erster Ordnung (Panofsky und Dutton, 1984). Mit jeder weiteren Zerlegung des Problems in mittlere und turbulente Anteile steigt mit der Anzahl der Gleichungen auch die Anzahl und der Grad der Korrelationsterme, und damit bleibt das System weiterhin ungelöst. Unter Anwendung der Reynolds-Zerlegung lassen sich also Gleichungen der atmosphärischen Grenzschicht ausdrücken in Abhängigkeit der Mittelwerte und der Turbulenzterme. Das Problem der Lösbarkeit dieser Gleichungen ist aber noch vorhanden, es reduziert sich jetzt allerdings darauf, weitere funktionale Zusammenhänge zwischen den Mittelwerten und den Turbulenztermen zu finden.

Einen Ansatz zur Lösung des Schließungsproblems lieferten Monin und Obukhov (1954) mit der nach den beiden Wissenschaftlern benannten Monin-Obukhov-Similaritätstheorie (MOST). Sie orientierten sich an der Buckingham- Π -Theorie und fanden semiempirisch den Stabilitätsparameter L , die Obukhov-Länge, mit dem sich der Zustand der atmosphärischen Grenzschicht durch Verhältnismäßigkeiten eindeutig beschreiben lässt, seine Bedeutung wird in Kapitel 3.3 noch einmal genauer erläutert. Ausgehend von der Gleichung der turbulenten kinetischen Energie soll diese Similaritätstheorie im Folgenden näher erläutert werden.

3.2 Das Budget der turbulenten kinetischen Energie (TKE)

Eine der wichtigsten Gleichungen in der atmosphärischen Grenzschicht ist die Bilanzgleichung der kinetischen Energie einer Strömung. Die mittlere kinetische Energie (KE) lässt sich entsprechend den Ausführungen in Kapitel 3.1 mithilfe der Reynolds-Zerlegung aufteilen in den Anteil der kinetischen Energie der mittleren Strömung (MKE) und den Anteil der turbulenten kinetischen Energie (TKE). Für Strömungen von Fluiden wird die Angabe pro Masseneinheit m bevorzugt,

$$\frac{KE}{m} = \frac{MKE}{m} + \frac{TKE}{m} \quad (3.3)$$

mit

$$\frac{MKE}{m} = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) \quad (3.4)$$

und

$$\frac{TKE}{m} = e = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2). \quad (3.5)$$

In den Gleichungen (3.4) und (3.5) bezeichnen u , v und w die Windkomponenten in x-, y- bzw. z-Richtung (Windvektor $\vec{U} = (u, v, w)$). Die Herleitungen und vollständigen Gleichungen für die mittlere kinetische Energie und für die kinetische Energie der mittleren Strömung finden sich in Etling (1996) oder Stull (1988). Als Basis für die Bilanzgleichung der kinetischen Energie dient die um die Reibungskräfte erweiterte Bewegungsgleichung (Navier-Stokes-Gleichung)

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2\Omega \times \mathbf{v} = \frac{\theta}{\theta} \mathbf{g}\mathbf{k} - \frac{1}{\rho} \nabla \bar{p}. \quad (3.6)$$

mit \mathbf{k} : vertikaler Einheitsvektor
 \mathbf{v} : Geschwindigkeitsvektor
 Ω : Winkelgeschwindigkeit der Erde

Daraus leitet sich die Bilanzgleichung der turbulenten kinetischen Energie ab:

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'_v}) - \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial (\overline{w'e'})}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{w'p'})}{\partial z} - \varepsilon. \quad (3.7)$$

I II III IV V VI

mit e : turbulente kinetische Energie
 g : Gravitationskonstante
 θ : potentielle Temperatur
 z : Höhe
 ε : Dissipationsrate

Gleichung (3.7) enthält bereits folgende Annahmen, die zur Vereinfachung des TKE-Budgets führen:

- Logarithmisches Windprofil (nach Prandtl),
- Boussinesq-Approximation (Vernachlässigung von Dichtevariationen),
- Vernachlässigung der Coriolis-Kraft,
- horizontale Homogenität,
- Ausrichtung des Koordinatensystems mit der mittleren Windrichtung (sowie Vernachlässigung einer leichten Schiefelage durch $w \approx 0$).

Term I stellt die zeitliche Änderung der turbulenten kinetischen Energie dar. Term II steht für Produktion oder Vernichtung von Turbulenzenergie durch Auftriebskräfte (turbulente Wärmeflüsse). Term III für die

Produktion mechanischer Turbulenz durch Windscherung. Term IV ist der Transportterm und beschreibt die Verlagerung von TKE im Raum. Term V wird als Druckterm bezeichnet und beinhaltet die Abhängigkeit der TKE von Druckunterschieden. Term VI ist die Dissipationsrate ε , die schlussendliche Umwandlung der TKE in Wärme (durch molekulare Reibung).

Während Term I für die zeitliche Änderung der TKE steht, und die Terme IV und V aus Divergenzen von Energieflüssen resultieren, sind die Terme II, III und VI reine Produktions- oder Vernichtungsterme. Durch Annahme von Divergenzfreiheit der Strömung können der Transportterm (IV) und der Druckterm (V) zu Null gesetzt werden. Des Weiteren wird angenommen, dass sich das System im Gleichgewicht befindet, also keine große zeitliche Änderung erfährt (Term I wird ebenfalls Null). Die Gleichung reduziert sich also zu

$$0 = \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'_v}) - \overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \varepsilon. \quad (3.8)$$

Als Unbekannte in dieser Gleichung treten die kinetischen Flüsse $\overline{w'\theta'_v}$ und $\overline{u'w'}$ auf, die nicht unmittelbar messbar sind. Gleichung (3.8) ist also (ebenso wie Gleichung (3.7)) nicht analytisch lösbar. An dieser Stelle wird nun die Monin-Obukhov-Similaritätstheorie angewendet, was im folgenden Kapitel näher beschrieben werden soll. Hierfür werden die kinetischen Flüsse $\overline{w'\theta'_v}$ und $\overline{u'w'}$ als höheninvariant angenommen, da sich diese Werte um weniger als 10 % innerhalb der Prandtl-Schicht ändern (Haugen et al., 1971; vgl. auch Panofsky und Dutton, 1984).

3.3 Die Monin-Obukhov-Similaritätstheorie zur Beschreibung der Atmosphäre

Die MOST ist eine Ähnlichkeitstheorie, die speziell die Anwendung der Buckingham-II-Theorie auf das Schließungsproblem darstellt. Eine Sonderstellung kommt der MOST durch ihre herausragende Bedeutung in der Meteorologie zu, da sie bei einer Vielzahl von meteorologischen Problemstellungen angewendet werden kann. Gültigkeit hat die Theorie in der gesamten atmosphärischen Grenzschicht oberhalb der Rauigkeitslänge z_0 bei einer genügend langen ungestörten Anströmungslänge (Fetch) eines nicht zu schwachen Windes. Betrachtet man ein geschlossenes System, in dem alle prozessabhängigen Variablen bekannt, die funktionalen Zusammenhänge jedoch unbekannt sind, stellt die Buckingham-II-Theorie eine sehr elegante Methode dar, diese Zusammenhänge semiempirisch zu finden. Hier soll nur ein kurzer Einblick gegeben werden, für eine ausführliche Darstellung wird auf Stull (1988) verwiesen.

Die Buckingham-II-Theorie besteht im Wesentlichen aus drei Schritten. Der erste Schritt sieht vor, dass alle an dem zu beschreibenden Prozess beteiligten Variablen identifiziert werden. Dieser erste Schritt ist der wichtigste und zugleich schwierigste Schritt, da man zur Identifikation aller relevanten Variablen bereits Kenntnisse über den Prozess haben muss, sei es aus physikalischen Vorüberlegungen oder aus Erfahrung. In einem weiteren Schritt werden die Variablen zu Gruppen zusammengefasst, sodass diese dimensionslose Terme – die II-Gruppen – bilden. Dieser Schritt der Dimensionsanalyse liefert so viele linear unabhängige II-Gruppen wie die Differenz der Anzahl von Unbekannten und der Anzahl von Grundeinheiten im System beträgt. In diesem Zusammenhang lassen sich auch sogenannte Schlüsselvariablen (Anzahl gleich der Anzahl der II-Gruppen) aus der Gesamtmenge der Variablen definieren, die den Prozess im System eindeutig beschreiben. Im letzten Schritt werden dann empirisch funktionale Zusammenhänge zwischen jeweils immer zwei der dimensionslosen II-Gruppen gefunden.

Konkret für die Lösung des Schließungsproblems am Beispiel des TKE-Budgets bedeutet die Anwendung der Buckingham-II-Theorie, dass über die dimensionslosen Terme weitere funktionale Zusammenhänge zwischen den Unbekannten gefunden werden. Das Gleichungssystem wird also erweitert und unter Zuhilfenahme der semiempirisch gefundenen Zusammenhänge der II-Gruppen lösbar.

Monin und Obukhov (1954) untersuchten die Prozesse in der Prandtl-Schicht, in der die turbulenten Flüsse als konstant angenommen werden können, und legten als Schlüsselvariablen u. a. die Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_* = -\overline{u'w'}^{1/2} = \left(\frac{M}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (3.9)$$

und die dynamische Temperatur

$$T_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} = -\frac{H}{\bar{\rho} c_p u_*} \quad (3.10)$$

fest. Obukhov definierte die Schlüsselvariable L , die Obukhov-Länge, zu

$$L = \frac{\bar{\theta} u_*^2}{k g T_*}. \quad (3.11)$$

Die physikalische Bedeutung der Obukhov-Länge ist die Höhe, in der erstmalig der Anteil der durch Auftrieb entstehenden turbulenten kinetischen Energie gleich dem durch Windscherung produzierten Anteil ist. Sichtbar wird dies aus dem Verhältnis der beiden Turbulenzterme (Terme II und III aus Gleichung (3.7)), auch bezeichnet als Richardson-Flusszahl. Setzt man für den Windgradienten $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}$ (Logarithmisches Windprofil nach Prandtl, vgl. Kapitel 4.3; von-Karman-Konstante $k = 0,4$), ergibt sich mit Gleichung (3.9) für die Richardson-Flusszahl

$$Rif = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} = \frac{\frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w'\theta'}}{-u_*^2 \frac{u_*}{kz}} = \frac{k g T_*}{\bar{\theta} u_*^2} z = \frac{z}{L}. \quad (3.12)$$

Die turbulenten Produktionsterme sind also betragsmäßig gleich in einer Höhe $z = |L|$. Die Obukhov-Länge ist höhenkonstant (vgl. Gleichung (3.11)) und ändert sich im Laufe des Tages mit den meteorologischen Bedingungen. Das bedeutet, dass über den Parameter L die meteorologischen Bedingungen eindeutig definiert sind. Um nun für alle übrigen Parameter, die durchaus mit der Höhe variieren können, über dimensionslose Terme höhenabhängige Profilfunktionen zu erhalten, wird gerne das Verhältnis $\zeta = \frac{z}{L}$ verwendet, da dieser dimensionslose Stabilitätsparameter universell verwendet werden kann.

Als direktes Beispiel der Buckingham-II-Theorie folgt die Anwendung auf das TKE-Budget. Die dimensionslosen II-Gruppen des TKE-Budgets ergeben sich durch Multiplikation der Gleichung (3.7) mit $\frac{kz}{u_*^3}$ unter der Annahme $\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = 0$:

$$0 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{kz}{u_*^3} \overline{w'\theta'} - \frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \frac{kz \varepsilon}{u_*^3}. \quad (3.13)$$

Term II der Gleichung (3.7) wird dabei zu $\zeta = \frac{z}{L}$, also dem Stabilitätsparameter. Der Buckingham-II-Theorie entsprechend lassen sich jetzt empirisch funktionale Zusammenhänge zwischen den dimensionslosen Gruppen finden. Dabei bezieht man sich immer auf den Stabilitätsparameter $\zeta = \frac{z}{L}$. Die sich ergebenden Funktionen werden auch Strukturfunktionen oder Profilfunktionen ϕ genannt. Aus Term II der Gleichung (3.7), dem Auftriebsterm, folgt nach Wyngaard und Coté (1971) wie bereits erwähnt

$$\frac{g}{\theta} \frac{kz}{u_*^3} \overline{(w'\theta')} = -\frac{z}{L} = -\zeta. \quad (3.14)$$

Aus Gleichung (3.13) ergeben sich dann zudem die dimensionslose Windscherung

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_M(\zeta), \quad (3.15)$$

der dimensionslose Transportterm

$$\frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial \overline{(w'e')}}{\partial z} = \phi_F(\zeta), \quad (3.16)$$

der dimensionslose Druckterm

$$\frac{kz}{u_*^3 \rho} \frac{\partial \overline{(p'w')}}{\partial z} = \phi_P(\zeta) \quad (3.17)$$

und die dimensionslose Dissipationsrate

$$\frac{\varepsilon kz}{u_*^3} = \phi_\varepsilon(\zeta). \quad (3.18)$$

Man erhält also für das TKE-Budget nach Gleichung (3.7) mit $\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = 0$

$$0 = \phi_M(\zeta) - \zeta - \phi_F(\zeta) - \phi_P(\zeta) - \phi_\varepsilon(\zeta) \quad (3.19)$$

oder bei Divergenzfreiheit der Strömung vereinfacht nach Gleichung (3.8)

$$\phi_\varepsilon(\zeta) = \phi_M(\zeta) - \zeta. \quad (3.20)$$

Das Vorzeichen von ζ (vgl. Gleichung (3.14)) ist ein einfaches Kriterium zur Beurteilung der Stabilität der atmosphärischen Schichtung. Aufgrund des Windprofils ist der kinetische Impulsfluss $\overline{u'w'}$ immer zum Boden hin gerichtet, die Richtung des kinetischen Wärmefflusses $\overline{w'\theta'}$ variiert jedoch mit dem noch näher zu

erläuternden Gradienten $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ der potentiellen Temperatur θ (vgl. Kapitel 4.3). Entsprechend Tabelle 3.2 lassen sich drei Zustände, stabil, neutral und labil, definieren.

Tabelle 3.2: Stabilitätszustände der atmosphärischen Grenzschicht

Zustand der Schichtung	$\overline{w'\theta'}$	L	$\zeta = \frac{z}{L}$	$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$
stabile Schichtung	< 0	> 0	> 0	> 0
neutrale Schichtung	$= 0$	$\rightarrow \infty$	$= 0$	$= 0$
labile Schichtung	> 0	< 0	< 0	< 0

Die atmosphärische Grenzschicht besitzt also drei Grundzustände, die sich ebenfalls im Stabilitätsparameter wiedererkennen lassen. Die in den Gleichungen (3.15) bis (3.18) formal definierten Profilkfunktionen unterschieden sich erheblich je nach diesen Grundzuständen stabil, neutral und labil.

Neben den bereits vorgestellten Profilkfunktionen lassen sich auch andere dimensionslose Terme als Funktionen von ζ darstellen. Das Windprofil wurde bereits mit der Profilkfunktion $\phi_M(\zeta)$ des turbulenten Impulsflusses M in Gleichung (3.15) vorgestellt. Das Temperaturprofil $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ lässt sich durch Dimensionsanalyse ebenfalls als dimensionslose Π -Gruppe ausdrücken und ist definiert durch die Profilkfunktion $\phi_H(\zeta)$ des turbulenten Wärmeflusses H als

$$\phi_H(\zeta) = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (3.21)$$

(vgl. Businger, et al. 1971). Dabei lässt sich die potentielle Temperatur θ berechnen durch

$$\theta = T_{[K]} \left(\frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^{0,286} \quad (3.22)$$

In den 60er und 70er Jahren wurden von verschiedenen Wissenschaftlern Experimente durchgeführt, die eine Identifizierung des exakten funktionalen Zusammenhanges zum Ziel hatten. Neben australischen (vgl. Dyer, 1974) und sowjetischen Projekten (Zilitinkevich und Chalikov, 1968) wird vor allem das US-amerikanische Kansas-Experiment zitiert, das besonders von Businger und Wyngaard ausgewertet und interpretiert wurde (Businger, et al. 1971, Wyngaard und Coté, 1971). Einen Überblick über die Profilkfunktionen des turbulenten Wärmeflusses $\phi_H(\zeta)$ und des turbulenten Impulsflusses $\phi_M(\zeta)$ unter Berücksichtigung des Wertes der von-Karman-Konstante k gibt Högström (1988), einen detaillierten Überblick über die Profilkfunktion des turbulenten Wärmeflusses $\phi_H(\zeta)$ findet man in Weiss (2002). In Foken (2006) findet sich eine aktuelle Zusammenfassung aller Profilkfunktionen. Die Bedeutung der Profilkfunktionen wird in Kapitel 4.3 noch einmal aufgegriffen.

Mit den Profilkfunktionen lassen sich also weitere Gleichungen empirisch ermitteln, die zur Lösung des Schließungsproblems verwendet werden können. Je nach Anwendung können so verschiedene Parameter gemessen werden, um das System eindeutig lösen zu können und den aktuellen Stabilitätsparameter ζ zu erhalten. Alle anderen Parameter sind dann über die Profilkfunktionen und den Stabilitätsparameter ebenfalls

bestimmbar. Dieser allgemeine Lösungsweg wird im folgenden Kapitel konkretisiert, so dass aus gemessenen Turbulenzparametern der Temperaturgradient berechnet werden kann.

4 Bestimmung des Temperaturgradienten durch die Turbulenztheorie

Bereits in Kapitel 2.2 wurde darauf hingewiesen, dass optische Turbulenz in der Geodäsie bei terrestrischen Messungen fast immer als Störgröße in Erscheinung tritt. Die direkte Wirkung von Turbulenz in der Atmosphäre sind Bewegungen des Zielstrahls bei der Richtungsmessung (Bildpunkttauzen) oder Schwankungen in der Phasenlage des empfangenen Streckenmessimpulses. In beiden Fällen passiert in einem Zeitintervall (wenige Sekunden) eine Vielzahl von Turbulenzwirbel den Weg des Zielstrahls, so dass beim Bildpunkttauzen die Position des Bildes in der Brennebene des Okulars bzw. auf dem CCD-Chip variiert und bei manueller Anzielung das Bildflimmern verursacht. Bei Streckenmessungen wirkt sich vornehmlich die Variation der Ausbreitungsgeschwindigkeit in den einzelnen Turbulenzelementen aus und ruft Schwankungen der gemessenen Streckenlänge hervor.

In der Meteorologie werden mit Szintillometern (vgl. Kapitel 5.1) unter Ausnutzung dieser optischen Turbulenz kinetische Impuls- und Wärmeflüsse bestimmt. Aus szintillometrischen Messungen werden Turbulenzparameter ermittelt, die theoretisch auch aus dem Beobachtungsmaterial geodätischer Instrumente abgeleitet werden können (vgl. Kapitel 2.2). So ist es prinzipiell möglich, auch mithilfe geodätischer Instrumente die kinetischen Flüsse zu bestimmen, und in einem weiteren Schritt den zeitgleich quasi-stationären Temperaturgradienten zu erhalten. Ausgehend von den Turbulenzparametern, die ein Szintillometer liefert, soll im Folgenden zuerst die klassische Bestimmung des Temperaturgradienten nach dem MOST-Modell erläutert werden. Da die Anwendung allerdings an Bedingungen geknüpft ist, die in der Geodäsie nur selten erfüllt sind, wird im Anschluss das neue RS-Modell (RS: „Rauhigkeitsschicht“) vorgestellt, das bei vielen Beobachtungsverfahren der terrestrischen Geodäsie zur Refraktionsreduktion angewendet werden kann.

4.1 Optische Turbulenz

Die Berechnung des Temperaturgradienten erfolgt aus den Turbulenzparametern, die das Szintillometer SLS 20 (auch bekannt unter DBSAS = Displaced Beam Small Aperture Scintillometer) liefert. Diese sind – wie in Kapitel 5.1 noch detailliert beschrieben wird – der Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und die innere Skalenlänge l_0 . Wie jetzt gezeigt werden soll, genügen diese beiden Parameter, um die turbulente atmosphärische Grenzschicht hinreichend zu beschreiben und andere Parameter aus ihnen ableiten zu können.

Die innere Skalenlänge l_0 ist ein Maß für die Dissipationsrate ε . Der Vorgang der Dissipation beschreibt die Umwandlung von turbulenter kinetischer Energie in Wärme (vgl. im Besonderen Blackadar, 1997). Bei der Entstehung der Turbulenz – sei sie mechanisch induziert oder durch Thermik (vgl. Kapitel 4.3) – repräsentieren zu Beginn ausschließlich große Turbulenzwirbel den turbulenten Energieanteil, ihr Durchmesser wird die äußere Skalenlänge L_0 genannt. Diese Wirbel zerfallen mit der Zeit in immer kleinere Wirbel, d. h. sie durchlaufen eine Zerfallskaskade (Abbildung 4.1). Dieser Zerfall, der mit der vollständigen Weitergabe der turbulenten Energie einhergeht, endet mit der kleinsten Wirbelgröße, der inneren Skalenlänge l_0 . Diese kleinsten Wirbel geben ihre kinetische Energie irreversibel an die Umgebung in Form von Wärme ab. Wie klein nun diese letzte Wirbelgröße ist, hängt direkt davon ab, wie viel turbulente kinetische Energie zu Beginn induziert wurde. Während der Zerfallskaskade selbst, dem Kolmogorow-Bereich (inertial subrange), wird keine Energie mehr aufgenommen. Aus der inneren Skalenlänge l_0 lässt sich die Dissipationsrate zu

$$\varepsilon = \left(\frac{7,4}{l_0} \right)^4 \nu_{\text{kin}}^3 \quad (4.1)$$

berechnen, wobei ν_{kin} die kinematische Viskosität der Luft ist ($15,6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bei 293 K und 1000 hPa; vgl. Thiermann, 1990). Aus Gleichung (4.1) wird sichtbar, dass mit kleiner werdender innerer Skalenlänge die Dissipationsrate größer wird. Eine kleine innere Skalenlänge ist demnach ein Zeichen für eine große Menge an dissipierter Energie, die wiederum auf einen hohen Anteil an turbulenter kinetischer Energie in der Strömung schließen lässt.

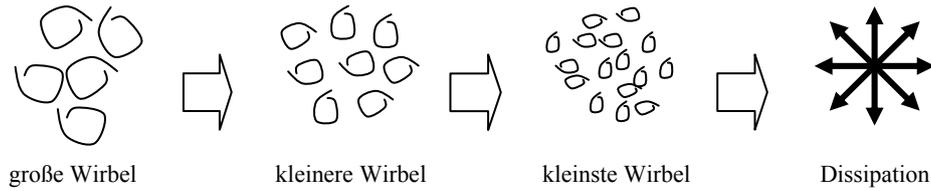


Abbildung 4.1: Zerfallskaskade; Induktion (große Wirbel), Weitergabe (kleinere Wirbel) und Dissipation (im Anschluss an kleinste Wirbel) turbulenter kinetischer Energie einer Strömung.

Da der Brechungsindex in räumlich kleinen Bereichen (Druck überall gleich) vorwiegend von Temperatur und Luftfeuchte abhängt, ist auch der Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 abhängig vom Strukturparameter der Temperatur C_T^2 und vom Strukturparameter der Feuchte C_q^2 , sowie vom Temperatur-Feuchte-Strukturparameter C_{Tq} :

$$C_n^2 = a_T^2 C_T^2 + 2a_T a_q C_{Tq} + a_q^2 C_q^2 \quad (4.2)$$

Die Parameter a_T und a_q sind konstante Faktoren. Da jedoch besonders für konvektive Systeme $a_T^2 C_T^2 \gg a_q^2 C_q^2$ (Thiermann, 1990; vgl. auch Wyngaard und Clifford (1978) und Wyngaard et al. (1978)) ist, weswegen der Einfluss der Feuchte also vernachlässigt werden kann, wird der Strukturparameter der Temperatur C_T^2 direkt aus dem Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 abgeleitet durch

$$C_T^2 = \left(\frac{\bar{T}^2}{A_\lambda \bar{p}} \right)^2 C_n^2 \quad (4.3)$$

mit $A_\lambda = 7,8 \times 10^{-5} \text{ [K/hPa]}$ für $\lambda = 670 \text{ nm}$ bis 940 nm

Der Parameter A_λ hängt von der Wellenlänge ab, Thiermann (1990) verwendet für sein DBSAS eine Wellenlänge von $\lambda = 670 \text{ nm}$ (vgl. auch Andreas, 1988). A_λ für andere Wellenlängen sind beispielsweise in Hill et al. (1992) zu finden. Zur Berücksichtigung der Feuchte (unter der Annahme einer Korrelation mit der Temperatur) kann auch

$$C_T^2 = C_n^2 \left(\frac{\bar{T}^2}{A_\lambda \bar{p}} \right)^2 \left(1 + \frac{0,03}{\beta} \right)^{-2} \quad (4.4)$$

verwendet werden (Wesely, 1976), hierbei ist β das Bowen-Verhältnis von sensiblem zu latentem Wärmefluss. Gleichung (4.4) geht bei größer werdendem Bowen-Verhältnis (bis zu 1,25) in Gleichung (4.3)

über, da dann der Term mit β vernachlässigt werden kann. Besonders kleine Werte (0,2) für das Bowen-Verhältnis ergeben sich bei Sonnenaufgang (latente Wärme steigt im Vergleich zur sensiblen Wärme am Boden schneller) und Sonnenuntergang (sensible Wärme sinkt im Vergleich zur latenten Wärme am Boden schneller).

Die dimensionslose Profilfunktion der Dissipationsrate wurde bereits durch Gleichung (3.18) eingeführt. Auch der Strukturparameter der Temperatur C_T^2 kann durch Dimensionsanalyse als

$$\phi_{C_T}(\zeta) = \frac{C_T^2(kz)^{2/3}}{T_*^2} \quad (4.5)$$

dargestellt werden. Es ist also durch die Gleichungen (3.18), (4.1), (4.3) und (4.5) möglich, aus optisch ermittelten Turbulenzparametern wie dem Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und der inneren Skalenlänge l_0 , die Dissipationsrate ε und den Strukturparameter C_T^2 zu berechnen, die wiederum beschreibbar sind als Profilfunktionen in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters ζ . Wie in Kapitel 3.3 gezeigt wurde, ist dadurch die atmosphärische Grenzschicht eindeutig beschrieben. Im nun folgenden Abschnitt wird auf Basis der bisher vorgestellten physikalischen Zusammenhänge der Temperaturgradient berechnet.

4.2 Berechnung des Temperaturgradienten nach MOST

Thiermann (1990) hat in seiner Arbeit Turbulenzmessungen in einer Höhe von ca. 48 m durchgeführt und daraus Profilfunktionen abgeleitet. Die Profilfunktionen der Dissipationsrate lauten nach Thiermann (1990)

$$\phi_\varepsilon = (1 - 3\zeta)^{-1} - \zeta \quad \text{für } \zeta < 0, \quad (4.6)$$

$$\phi_\varepsilon = (1 + 4\zeta + 16\zeta^2)^{1/2} \quad \text{für } \zeta > 0, \quad (4.7)$$

sowie für die Profilfunktionen des Strukturparameters C_T^2

$$\phi_{C_T} = 4\beta_1(1 - 7\zeta + 75\zeta^2)^{-1/3} \quad \text{für } \zeta < 0, \quad (4.8)$$

$$\phi_{C_T} = 4\beta_1(1 + 7\zeta + 20\zeta^2)^{1/3} \quad \text{für } \zeta > 0. \quad (4.9)$$

mit β_1 : Obukhov-Corrsin-Konstante ($\beta_1 = 0,86$)

Für ϕ_ε und ϕ_{C_T} gibt es in der Literatur weitere Gleichungen, zum Beispiel die dem Kansas-Experiment entstammenden Gleichungen von Wyngaard und Coté (1971) oder auch Kohsiek (1982) (nur ϕ_{C_T}), die Anzahl ist jedoch nicht so groß wie die für ϕ_M oder ϕ_H (vgl. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2). Thiermann (1990) suchte nach expliziten Gleichungen für ϕ_ε und ϕ_{C_T} , um aus den Turbulenzparametern seines DBSAS die turbulenten Flüsse ableiten zu können. Weiss (2002) nutzte diesen Algorithmus, um in einem weiteren Schritt den Temperaturgradienten zu berechnen. Während nachts vergleichsweise stabile Verhältnisse herrschen, und der Temperaturgradient sich nur langsam ändert, ist die Bestimmung hoher und stark variierender Temperaturgradienten bei wechselndem Sonnenstand und wechselnder Bewölkung am Tage wesentlich

anspruchsvoller. Deshalb werden alle weiteren Rechenschritte in der Notation für $\zeta < 0$ angegeben und speziell für diesen Fall erläutert, die Algorithmik ist im Fall der stabilen Schichtung aber gleich. Setzt man Gleichungen (3.18) und (4.6) gleich, ergeben sie aufgelöst nach u_*

$$u_* = \left(\frac{\varepsilon k z}{(1-3\zeta)^{-1} - \zeta} \right)^{1/3}, \quad (4.10)$$

die Gleichungen (4.5) und (4.8) gleichgesetzt ergeben aufgelöst nach T_*

$$T_* = \left(\frac{C_T^2 (k z)^{2/3}}{4\beta_1 (1-7\zeta + 75\zeta^2)^{-1/3}} \right)^{1/2}. \quad (4.11)$$

Diese Terme für u_* und T_* werden in (3.11) eingesetzt und ergeben mit (4.1) eine Gleichung, die nur noch L bzw. ζ als einzige Unbekannte besitzt. Die dimensionslose Darstellung

$$\frac{C_T^2 g^2 (k z)^{4/3}}{v_{\text{kin}}^4 \bar{T}^2 \left(\frac{7,4}{l_0} \right)^{16/3}} = \zeta^2 \phi_{C_T} \phi_\varepsilon^{-4/3} \equiv S' \quad (4.12)$$

definieren Thiermann und Grassl (1992) als dimensionslose Funktion S' . Diese Darstellung ist so gewählt, dass links des Gleichheitszeichens nur Variablen stehen, die bekannt oder gemessen wurden, rechts des Gleichheitszeichens steht der unbekannte Stabilitätsparameter ζ . Die Gleichung (4.12) lässt sich nicht nach dem einzig unbekanntem Parameter L (bzw. ζ) auflösen und wird deshalb iterativ gelöst. Mit dem Stabilitätsparameter ζ lässt sich dann direkt die Obukhov-Länge L angeben, mit der alle weiteren Parameter (im Besonderen ergibt sich aus (3.18) mit (4.6) u_* und aus (4.5) mit (4.8) T_*) berechnet werden können.

Den Gradienten der potentiellen Temperatur $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ erhält man über die Profilkfunktion des turbulenten Wärmeflusses ϕ_H aus Gleichung (3.21). Die Umrechnung vom Gradienten der potentiellen Temperatur $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ in den Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial z}$ kann näherungsweise nach

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \approx \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \quad (4.13)$$

geschehen (vgl. Etling, 1996). Eine Übersicht über den Berechnungsalgorithmus liefert Abbildung 4.2.

Der Temperaturgradient ist also aus den Turbulenzparametern Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und innere Skalenlänge l_0 unter Kenntnis der Messstrecke, der Messstrahlhöhe z und Mittelwerten für Temperatur T und Luftdruck p berechenbar. Die vier letztgenannten Größen spielen bereits bei der Bestimmung der Turbulenzparameter eine Rolle und können ohne großen Aufwand vor Beginn der DBSAS-Messungen gemessen werden. Auch für geodätische Anwendungen, in denen – wie in Kapitel 2.2 angeführt – Turbulenzparameter aus anderen Messsystemen abgeleitet werden, sind diese Eingangsgrößen dann vorhanden. Das Verfahren ist also prinzipiell für geodätische Zwecke nutzbar.

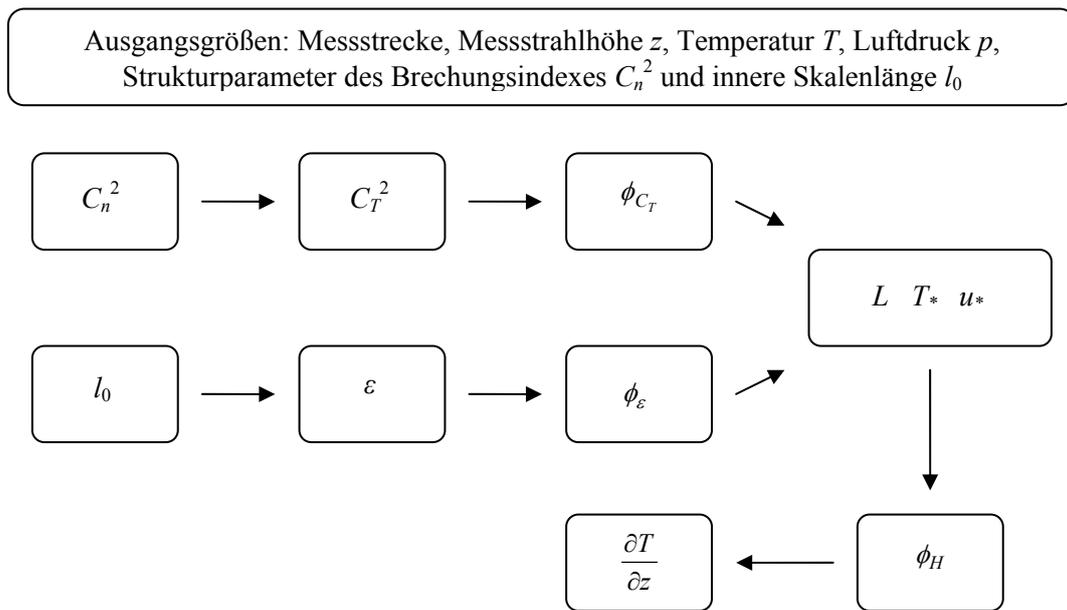


Abbildung 4.2: Berechnungsalgorithmus nach MOST.

Der Berechnungsalgorithmus nach dem MOST-Modell stellt aber Anforderungen an das Messgebiet (unter anderem freie Anströmungsrichtung des Windes), die in der Geodäsie oft nicht erfüllt werden können. Weiss (2002) fand heraus, dass wechselnder Bewuchs des Untergrundes (Gras – Ackerboden) oder eine schräg zum Erdboden verlaufende Messstrecke die Turbulenzmessung nicht wesentlich beeinflussen muss, für weitere Untergründe bleibt dies aber noch zu ermitteln. Unter den Bedingungen für den Ort, an dem man MOST anwenden kann, findet sich laut Stull (1988) auch die freie Anströmung eines nicht zu schwachen Windes (> 2 m/s). Bei geodätischen Messungen sind jedoch nicht meteorologische Vorgaben bei der Wahl des Messortes ausschlag gebend. Die Messungen müssen fast immer dort ausgeführt werden, wo die zu vermessenden Objekte sich befinden. Eine Einhaltung dieser Bedingung ist so fast unmöglich, sodass sich die geodätische Anwendbarkeit des Algorithmus zur Temperaturgradientenbestimmung auf geschätzte 5 % des Spektrums terrestrischer geodätischer Messungen beschränkt. Im folgenden Kapitel werden die Modellannahmen der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie anschaulich beschrieben, um eine Vorstellung von den physikalischen Prozessen hinter den für Ingenieure eher unüblichen dimensionslosen Profilkfunktionen zu erhalten. Zudem wird der Bezug zu klassischen Profildarstellungen der Temperatur und der Windgeschwindigkeit hergestellt und verdeutlicht.

4.3 Profilkfunktionen und MOST-Profilfunktionen

In den folgenden Abschnitten sollen die Annahmen über die atmosphärische Grenzschicht dargestellt werden, die der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie zugrunde liegen. Diese Ausführungen dienen zum besseren Verständnis der Prozesse in dieser Schicht, auf denen der Algorithmus zur Berechnung des Temperaturgradienten nach Abbildung 4.2 beruht. Daneben sollen einige thermodynamische Prozesse beschrieben werden, die in den bisherigen Betrachtungen nur als funktionaler Zusammenhang genannt worden sind. Die Terme aus Gleichung (3.8) sind wie bereits erwähnt Produktions- und/oder Vernichtungsterme. Auf die Dissipation wurde bereits in Kapitel 4.1 im Zusammenhang mit der inneren Skalenlänge l_0 näher eingegangen. Noch näher zu erläutern sind die zugrunde liegenden Prozesse des Terms der mechanisch produzierten TKE durch Windscherung und des Terms der durch Auftrieb produzierten TKE. In der Prandtl-Schicht sind die kinetischen Flüsse von Impuls und Wärme annähernd höhenkonstant

(durch Gleichgewicht im TKE-Budget). Diese essenzielle Eigenschaft der atmosphärischen Grenzschicht macht es erst möglich, aus Messungen der optischen Turbulenz in Bodennähe weitere Größen zu berechnen.

Der kinetische Impulsfluss $\overline{u'w'}$ ist immer zum Boden hin gerichtet (gebremster Wind in Bodennähe), Term III (vgl. Gleichung (3.7)) wird also durch das negative Vorzeichen immer positiv und ist ein reiner Produktionsterm. Der kinetische Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$ kann unterschiedliche Vorzeichen besitzen, abhängig vom Temperaturgradienten (siehe auch Tabelle 3.2). Damit kann Term II (vgl. Gleichung (3.7)) sowohl als Produktions- als auch als Vernichtungsterm in Erscheinung treten. Zur Veranschaulichung des Zusammenspiels der Terme soll das Verhalten eines Luftpakets in den atmosphärischen Zuständen stabil und labil betrachtet werden. Da die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit der Höhe zunimmt, wirkt auf ein Luftpaket in einer Schicht durch die darüber liegende sich schneller bewegende Schicht ein Impuls, der es nach oben und in Strömungsrichtung mitreißt. Im Gegenzug wird ein Luftpaket aus der oberen Schicht abgebremst, wenn es in die darunter liegende langsamere Strömungsschicht gerät. Dies für sich allein betrachtet ist bereits die (mechanische) Entstehung eines Wirbels durch Windscherung. Zusätzlich wird das Paket noch vom Temperaturgradienten beeinflusst. Bei stabiler Schichtung ist die unterliegende Luftschicht kälter und dichter als die darüber liegende. Ein Luftpaket aus der kälteren unteren Schicht hat also relativ zu seiner neuen Umgebung in der wärmeren darüber liegenden Schicht eine größere Dichte und erfährt eine Beschleunigung Richtung Erdboden. Diese (Gravitations-)Kraft wirkt gegen die Kraft durch Windscherung, die Entstehung von Turbulenzwirbeln kann verhindert werden, wenn die Kraft durch Windscherung zu schwach ist. Im umgekehrten Fall eines negativen Temperaturgradienten besitzt das in die Höhe gerissene Luftpaket eine geringere Dichte im Vergleich zur Umgebung und wird nach oben beschleunigt, der Prozess der Wirbelentstehung durch Windscherung wird also noch verstärkt.

Temperatur- und Windgradient spielen also eine wichtige Rolle in der bodennahen Grenzschicht. Der Windgradient kann abgeleitet werden aus der allgemeinen Beziehung (3.15) mit der Annahme einer neutralen Schichtung ($\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \Rightarrow \zeta = 0 \Rightarrow \phi_M(\zeta) = 1$; vgl. Tabelle 3.2 und Tabelle 4.1) als

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k z}. \quad (4.14)$$

Unter den Randbedingungen $\bar{u} = 0$ bei $z = z_0$ ergibt die Integration dieser Gleichung

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (4.15)$$

Dabei ist z_0 die Rauigkeitslänge auf deren Höhe die mittlere horizontale Windgeschwindigkeit \bar{u} durch die Reibungskräfte mit dem Untergrund zu Null wird. Die Profildfunktion des Windes und die Abweichungen von diesem Profil für stabile und labile Schichtung sind in Abbildung 4.3 dargestellt (vgl. Stull, 1988).

Die höhere Windgeschwindigkeit bei labiler Schichtung in unterer und mittlerer Höhe ist Indiz dafür, dass thermischer Auftrieb die Strömung weniger stark abbremst. Umgekehrt sorgt der positive Temperaturgradient bei stabiler Schichtung dafür, dass Luftpakete nicht so leicht aus ihrer ursprünglichen Schicht in die höhere, schnellere Schicht mitgerissen werden, die höhere Reibung zwischen den Schichten senkt die Windgeschwindigkeit.

Die Rauigkeitslänge z_0 aus dem Windprofil ist die Höhe, in der die mittlere Windgeschwindigkeit \bar{u} zu Null wird. Das bedeutet aber nicht zwangsläufig, dass unterhalb dieser Höhe kein Wind herrscht, er wird nur im Modell in dieser Höhe im Mittel als Null angenommen. Die Rauigkeitslänge variiert stark mit den Oberflächeneigenschaften, je höher Windhindernisse sind und je dichter sie beieinander stehen, umso größer ist sie auch. Je nachdem wie homogen die Hindernisstruktur im Umfeld eines Messortes ist, kann die Rauigkeitslänge auch davon abhängen aus welcher Richtung der Wind weht. Die wesentliche Rolle spielt

dabei der Bereich des Fetch, der sich aus der Anströmungsrichtung und der Anströmungslänge ergibt. Zu berücksichtigende Hindernisse in diesem Bereich können dabei natürlicher Bewuchs, wie Gras, Büsche oder Bäume sein, aber auch künstliche Objekte wie Gebäude und die Bebauung von Stadtgebieten. Eine Übersicht über Rauigkeitslängen unterschiedlicher Überdeckungen gibt Stull (1988), eine detaillierte Übersicht findet man in Oke (1993).

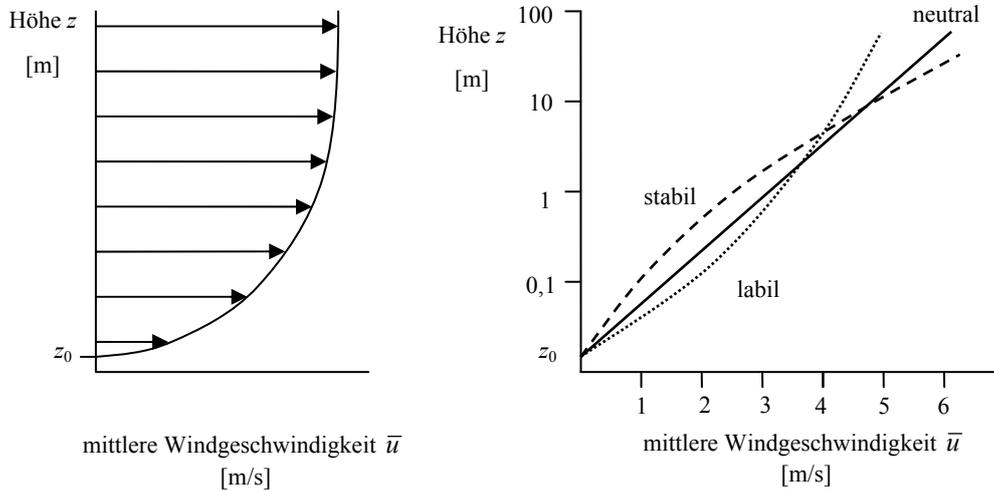


Abbildung 4.3: Profilkfunktion der Windgeschwindigkeit für neutrale, stabile und labile Schichtung; links bei neutraler Schichtung, rechts bei stabiler, neutraler und labiler Schichtung in semi-logarithmischer Darstellung; vgl. Stull (1988).

Auch das Temperaturprofil kann analog zum Windprofil hergeleitet werden, die Integration ist jedoch ungleich komplexer als beim Windprofil, es wird deshalb auf Etling (1996) oder Garratt (1992) verwiesen.

Grundsätzlich lässt sich Gleichung (3.21) mit $\frac{dT}{dz} \approx \frac{d\theta}{dz}$ allgemein darstellen als

$$\frac{dT}{dz} = a_1 z^{a_2} \quad \text{mit} \quad a_2 = -1. \quad (4.16)$$

Durch Integration (mit $z_0 = 0$ und $\bar{T} = \bar{T}_0$) folgt daraus

$$\bar{T} = T_0 + a_1 \ln z. \quad (4.17)$$

In der Literatur werden auch andere Funktionsverläufe erwähnt, wenn $a_2 \neq -1$ verwendet wird, die sich auf empirische Untersuchungen stützen (vgl. u. a. Brocks, 1948). Auch der Parameter a_1 variiert je nach meteorologischen Bedingungen stark, da er, im Vergleich mit Gleichung (3.21) ersichtlich, die Profilkfunktion $\phi_H(\zeta)$ mit $\zeta = \frac{z}{L} \neq 0$ enthält. Das Temperaturprofil der mittleren potentiellen Temperatur $\bar{\theta}$ hat z. B. bei stabiler Schichtung einen vergleichbaren Verlauf wie das Windprofil in Abbildung 4.3, links.

Diese Profilkfunktionen des Windes und der Temperatur sind mit realem Höhenbezug in den Funktionen dargestellt (in Abhängigkeit der Höhe z), die Funktionswerte variieren also mit der Höhe und zudem mit den meteorologischen Bedingungen, die sich wiederum mit der Zeit ändern. Der Übergang zu den dimensionslosen MOST-Profilfunktionen ermöglicht die universelle Darstellung in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters ζ , der den realen Höhenbezug z und meteorologische Informationen L vereint. Abbildung 4.4 zeigt Beispiele der MOST-Profilfunktionen ϕ_M und ϕ_H nach Businger et al. (1971), Dyer

(1974), Dyer und Bradley (1982) und Zilitinkevich und Chalikov (1968) (vgl. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2) in der von Högström (1988) korrigierten Form. Zusätzlich wurde aus Thiermann (1992) die Profilkfunktion ϕ_M aus der Profilkfunktion ϕ_ε (Gleichung (4.6)) unter Verwendung von Gleichung (3.20) extrahiert. Die Beurteilung der verschiedenen Profilkfunktionen erfolgt in Kapitel 6.2.2, da dort auch die Zusammenhänge und Auswirkungen auf das gesamte Modell erläutert werden.

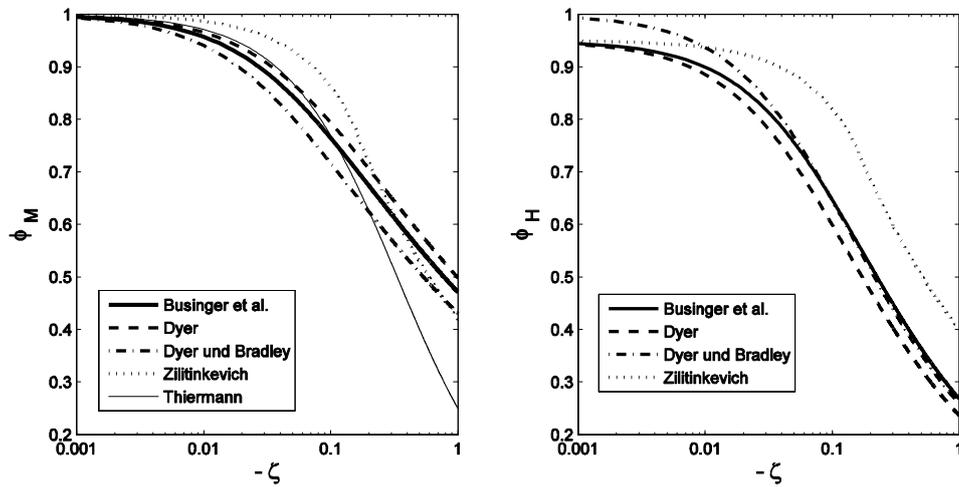


Abbildung 4.4: Universell gültige, dimensionslose MOST-Profilfunktionen ϕ_M und ϕ_H in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters ζ ; funktionale Darstellung vgl. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2.

Tabelle 4.1: Profilkfunktionen ϕ_M verschiedener Quellen für labile Schichtung

Quelle	Funktion	Gültigkeitsbereich
Businger et al. (1971)	$\phi_M = (1 - 19,3\zeta)^{-1/4}$	$\zeta < 0$
Dyer (1974)	$\phi_M = (1 - 15,2\zeta)^{-1/4}$	$\zeta < 0$
Dyer und Bradley (1982)	$\phi_M = (1 - 28\zeta)^{-1/4}$	$\zeta < 0$
Thiermann (1992) (aus ϕ_ε)	$\phi_M = (1 - 3\zeta)^{-1}$	$\zeta < 0$
Zilitinkevich und Chalikov (1968)	$\phi_M = 1 + 1,38\zeta$	$-0,16 < \zeta < 0$
	$\phi_M = 0,42(-\zeta)^{-1/3}$	$-1 < \zeta \leq -0,16$

Tabelle 4.2: Profilkfunktionen ϕ_H verschiedener Quellen für labile Schichtung

Quelle	Funktion	Gültigkeitsbereich
Businger et al. (1971)	$\phi_H = 0,95(1 - 11,6\zeta)^{-1/2}$	$\zeta < 0$
Dyer (1974)	$\phi_H = 0,95(1 - 15,2\zeta)^{-1/2}$	$\zeta < 0$
Dyer und Bradley (1982)	$\phi_H = (1 - 14\zeta)^{-1/2}$	$\zeta < -0,01$
Zilitinkevich und Chalikov (1968)	$\phi_H = 0,95 + 1,31\zeta$	$-0,16 < \zeta < 0$
	$\phi_H = 0,40(-\zeta)^{-1/3}$	$-1 < \zeta \leq -0,16$

4.4 Adaption des TKE-Budgets

Das Hauptproblem bei der Verwendung des MOST-Modells in der Geodäsie ist die Bedingung der relativ langen, freien oder zumindest homogen überdeckten Anströmungsrichtung, ohne die keine der Profilkfunktionen des Windes oder der Temperatur ihren charakteristischen Verlauf hat (vgl. Kapitel 4.3). Ist die Anströmung des Windes von Gebäuden behindert, oder findet die Messung sogar in dicht bebautem Gebiet statt, sind die Turbulenzmessungen nur noch repräsentativ für den Messort (Lage und Höhe). Da die Anwendung für die geodätische Refraktionskorrekturbestimmung über den Temperaturgradienten damit nur eingeschränkt möglich ist, muss der Algorithmus an geodätische Gegebenheiten angepasst werden. In der Meteorologie selbst ist man sich seit langem bewusst, dass je nach Überdeckung der Oberfläche die Funktionen der MOST nicht uneingeschränkt gelten. Bottema (1997) und andere passten die Rauigkeitslänge z_0 der Überdeckung durch Bebauung an (vgl. z. B. Grimmond und Oke, 1999, zur Abschätzung von z_0 aus der Größe der Windhindernisse). Dadurch wird das Modell aber nur oberhalb der Bebauung korrigiert, nämlich um eben den Einfluss der Überdeckung durch Bebauung. Im Bereich unter der Hindernishöhe sind die Modellannahmen dann aber weiterhin unzutreffend oder erst gar nicht definiert.

Erst durch den Einsatz von Computern seit den 70er Jahren sind komplexere Modelle numerisch lösbar. So wird in anderen Untersuchungen für städtisches Gebiet die MOST modifiziert, und es werden Modellannahmen für eben diese städtische Bebauung mit eingebunden (z. B. Williams et al., 1995, oder Sorbjan und Uliasz, 1982). In erster Linie ist die Intention, den Einfluss der städtischen Bebauung auf die darüber liegenden Schichten abzuschätzen, zum Teil aber auch, die Prozesse direkt an der Oberfläche zwischen Gebäuden besser zu verstehen und zu beschreiben. Diese Prozesse werden neben anderen kleinklimatischen Aspekten auf dem Gebiet der Mikrometeorologie eingehender untersucht. Eine Übersicht über die verschiedenen Ansätze zur Modellierung und Parametrisierung in und über städtisch überbauten Gebieten, sowie mehrere Vergleiche zwischen meteorologischen Parametern, gemessen über städtischer und freier Fläche, gibt Brown (2000).

Eine detaillierte experimentelle Untersuchung der Turbulenzstruktur in und über städtischer Bebauung liefert Rotach (1991). Er definierte unter der bodennahen Grenzschicht zusätzlich die städtische Rauigkeitsschicht („urban roughness sublayer“), die vom Boden bis zum 4-5fachen der Hindernishöhe reichen kann. Er führte jahreszeitliche Turbulenzmessungen im Stadtgebiet von Zürich durch, wobei ein Mast mit meteorologischen Sensoren (Anemometer) direkt innerhalb einer Straßenschlucht bis in eine Höhe von ca. 23 m reichte. Ein zweiter Mast auf dem Dach eines Hauses direkt neben dem ersten Mast reichte von der Dachgrenze (18 m) bis in eine Höhe von ca. 40 m. Das Hauptziel von Rotach (1991) war die Untersuchung der Turbulenzstruktur in der Rauigkeitsschicht, da zu diesem Zeitpunkt kaum Informationen über diesen Bereich bekannt waren. Seine Untersuchungen ergaben unter anderem, dass der kinetische Impulsfluss und der kinetische Wärmefluss in der Rauigkeitsschicht nicht immer höhenkonstant sind. Während der kinetische Impulsfluss

in Verbindung mit dem Windprofil gesehen noch modellierbar bleibt, ist für den kinetischen Wärmefluss keine einfache Parametrisierung möglich.

Die Annahme konstanter Flüsse ist aber maßgebend für die Gültigkeit der MOST-Profilfunktionen, eine Anwendung des Berechnungsalgorithmus z. B. nach Weiss (2002) entsprechend Kapitel 4.2 führt also zwangsläufig aufgrund eines Modellfehlers zu fehlerhaften Temperaturgradienten. Für ein Messgebiet, das durch Bebauung oder Bewuchs windgeschützt ist, treffen in begrenztem Maße auch die Ergebnisse von Rotach (1991) zu. Der aus bodennah gemessenen Turbulenzparametern abgeleitete Stabilitätsparameter ζ eines solchen Gebiets ist nicht mehr repräsentativ für die gesamte meteorologische Schichtung, da die kinetischen Flüsse nicht mehr pauschal als höhenkonstant angenommen werden dürfen.

Als Grund für die Änderung des kinetischen Wärmeflusses gibt Rotach (1991) Wärmequellen an, die sich seitlich an den Wänden oder oberhalb in Dachhöhe seines Messbereichs befinden, was jedoch nur dann auftritt, wenn der Messbereich tatsächlich so eng wie in einer Straße ist und so auch horizontale Temperaturgradienten eine Rolle spielen können. Roulet et al. (2005) stellten in ihrer Auswertung der Messungen von BUBBLE (Basel Urban Boundary Layer Experiment) im Stadtgebiet von Basel fest, dass vom Boden aufwärts der kinetische Wärmefluss erst konstant bleibt, sich dann in Dachhöhe sprunghaft ändert, um dann oberhalb wieder konstant zu bleiben (eine detaillierte Darstellung des Modells geben Martilli et al., 2002; weitere Ergebnisse von BUBBLE findet man in Christen, 2005). Sind die Gebäude weiter entfernt vom Messbereich, sinkt auch ihr Einfluss auf das TKE-Budget des Messbereichs. Für das in dieser Arbeit vorgestellte Modell wird der kinetische Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$ auch weiterhin als höhenkonstant angenommen.

Der kinetische Impulsfluss $\overline{u'w'}$ hängt über Gleichung (4.14) und (4.15) zusammen mit dem Windgradienten $\frac{\partial u}{\partial z}$ bzw. mit der mittleren Windgeschwindigkeit \bar{u} (vgl. auch die allgemeine Darstellung in Gleichung (3.15)), bei gestörtem Anströmungsweg und unbekanntem Windprofil kann also der kinetische Impulsfluss $\overline{u'w'}$ nicht mehr höhenkonstant sein.

Die Höhe, in der die gestörte Anströmung des Windes keine Auswirkungen mehr auf den kinetischen Impulsfluss zeigt, bezeichnet Rotach (1993a) als Referenzhöhe z_R , in der die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* den Wert u_{*R} erreicht. Dieser Wert ist ab der Referenzhöhe wieder konstant, und es gelten auch wieder die bekannten Gleichungen der bodennahen Grenzschicht (allerdings bezogen auf ein Niveau $z \neq 0$). Unterhalb der Referenzhöhe z_R nimmt die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* einen funktionalen Höhenverlauf an, der sich als Verhältnis

$$\frac{u_*(z)}{u_{*R}} = C_1 (1 - \exp(-C_2 z'))^{1/3} \quad (4.18)$$

darstellen lässt. Die Zahlenwerte $C_1 = 1,19$ und $C_2 = 0,025$ stammen aus Parameterschätzungen basierend auf den Messungen von Rotach (1991), die Gleichung ist zunächst also so nur speziell für den Messort in Basel gültig (vgl. Rotach, 1995). Hierbei ist die Höhe

$$z' = z - d, \quad (4.19)$$

korrigiert um den Nullebenenversatz d , der sich aus gewichteten Mittelwerten der umgebenden Hindernishöhen h ergibt (Oke, 1993). Gleichung (4.18) bezieht sich also nicht auf Bodenniveau sondern auf eine durch d neu definierte Ebene. Die Referenzhöhe z_R gibt Rotach (1993a) mit 38 m für seinen Messbereich an und berechnet die Höhe d zu 13,6 m bei einer mittleren Gebäudehöhe/Hindernishöhe von ca. 18 m und einer Straßenbreite b von ca. 15 m. Unter der Bedingung, dass in der Referenzhöhe z_R auch $u_*(z) = u_{*R}$ gelten

soll, lässt sich das Verhältnis $\frac{u_*(z)}{u_{*R}}$ auch darstellen als

$$\frac{u_*(z)}{u_{*R}} = 1,19 \left(1 - \exp \left(-0,95 \frac{z-d}{z_R-d} \right) \right)^{1/3}. \quad (4.20)$$

Diese Gleichung erlaubt es nun unter Kenntnis der Referenzhöhe z_R und des Nullebenenversatzes d die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_*(z)$ in Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_{*R} auszudrücken. So ergibt sich

$$u_*(z) = 1,19 \left(1 - \exp \left(-0,95 \frac{z-d}{z_R-d} \right) \right)^{1/3} u_{*R} = C_R(z) u_{*R} \quad (4.21)$$

mit C_R als messhöhenabhängigem Skalierungsparameter. Alternativ zu Gleichung (4.20) gibt Rotach (2001) das Verhältnis der Schubspannungsgeschwindigkeiten auch als

$$\frac{u_*(z)}{u_{*R}} = \left(\sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{z-d}{z_R-d} \right) \right)^{0,344} \quad (4.22)$$

an. Da beide Gleichungen auf denselben Messdaten beruhen und sich die Funktionsverläufe nur marginal unterscheiden (vgl. Abbildung 4.5), wird nur Gleichung (4.20) zur Modellierung verwendet.

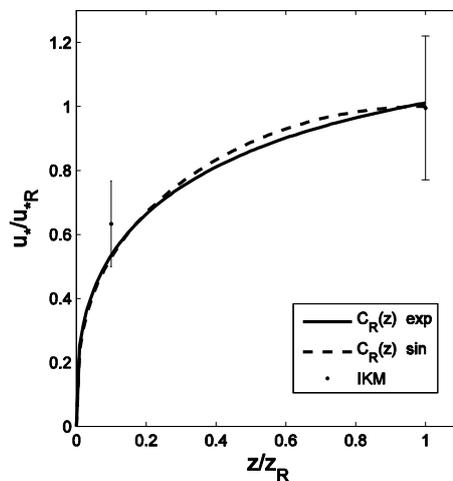


Abbildung 4.5: Verhältnis von $\frac{u_*}{u_{*R}}$ in Abhängigkeit des Höhenverhältnisses $\frac{z}{z_R}$ und $d = 0$ nach Rotach

(1993a); Zusätzlich als Marker eingetragen: $\frac{u_*}{u_{*R}}$ gemessen am FZK-Messmast des IMK am

18.07.03 (8-18 Uhr).

Abbildung 4.5 zeigt den Funktionsverlauf von Gleichung (4.20) und (4.22) allerdings in Abhängigkeit von $\frac{z}{z_R}$ bei $d = 0$. Zusätzlich zeigt die Graphik Daten vom Messmast des Instituts für Meteorologie und

Klimaforschung auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Dort wird auf einer 30 m durchmessenden Lichtung im Wald bei einer Baumkronenhöhe von ca. 30 m unter anderem die Schubspannungsgeschwindigkeit in den Höhen 4 m, 40 m, 100 m und 200 m gemessen. Für den

exemplarisch ausgesuchten sonnigen Tag 18.07.0 (8-18 Uhr) schwankte das Verhältnis $\frac{u_{*40}}{u_{*100}}$ um 1, das

Verhältnis $\frac{u_{*4}}{u_{*40}}$ lag bei 0,63. Eingetragen in die Grafik sind die Werte des Messmastes inklusive ihrer

Standardabweichung (Messwerte von 8-18 Uhr à 30 min). Martilli et al. (2002) bestätigen die Übereinstimmung von Gleichung (4.22) mit ihrer numerischen Simulation eines Modells zur Parametrisierung von Austauschprozessen bei städtischer Überdeckung. Ähnliche Ergebnisse im Funktionsverlauf lieferten auch Roulet et al. (2005), allerdings geben sie keine explizite Verlaufsfunktion wie Rotach (1993a) an. Generell wird auch dort bestätigt, dass der kinetische Impulsfluss mit der Höhe erst zunimmt und dann oberhalb der Dachgrenze einen konstanten Wert erreicht.

Im Folgenden soll weiterhin in allen Höhen die Bilanzgleichung (3.8) gelten, also das Gleichgewicht zwischen Produktions- und Vernichtungstermen. Die Dissipationsrate ε – stellvertretend für die Gesamtmenge der TKE – ist durch die innere Skalenlänge l_0 bekannt. In der Bilanzgleichung wird diese TKE nun aufgeteilt in einen Anteil mechanisch produzierter Turbulenz und einen Anteil thermisch produzierter Turbulenz (Abbildung 4.6). Das Verhältnis $\frac{\zeta}{\phi_M}$ variiert mit dem Stabilitätsparameter ζ .

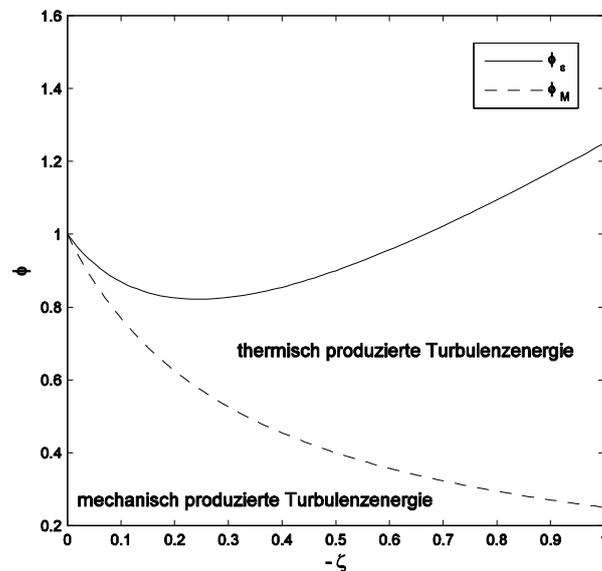


Abbildung 4.6: MOST-Profilfunktion ϕ_ε aufgeteilt in seine Anteile mechanischer Turbulenzenergie ϕ_M und thermischer Turbulenzenergie ζ (vgl. Gleichung (3.20)).

Nach Rotach (1993a) nimmt entsprechend Gleichung (4.18) der kinetische Impulsfluss und damit der turbulente Impulsfluss in Richtung Boden ab, der Anteil mechanisch produzierter TKE wird also in diesem Bereich überschätzt. Entsprechend wird dadurch der Anteil thermisch produzierter TKE unterschätzt, was zu einer Unterschätzung des kinetischen Wärmeflusses führt. Über den fehlerhaften Stabilitätsparameter ζ und die zu geringe dynamische Temperatur T^* wird so auch der Temperaturgradient zu gering angenommen, was in Kapitel 1 auch durch Messungen eindeutig belegt wird. Es muss also eine Umgewichtung der Anteile des TKE erfolgen, um den repräsentativen Stabilitätsparameter ζ zu erhalten.

Die Berücksichtigung von Gleichung (4.21) im ursprünglichen Modell führt zu einigen Änderungen in den bereits vorgestellten Gleichungen. Für diese Änderungen ist die Rückführung der Profilfunktion ϕ_{C_T} auf die beiden Profilfunktionen ϕ_M und ϕ_H nötig, so dass eine Umgewichtung der Turbulenzanteile im TKE-Budget erfolgen kann. Ausgangsparameter bleiben die Turbulenzparameter Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und innere Skalenlänge l_0 , die in die Dissipationsrate ε und den Strukturparameter C_T^2

überführt werden (Gleichungen (4.1) und (4.3)). Aus der Profilkfunktion ϕ_ε (4.6) wird, wie bereits in Kapitel 4.3 erwähnt, durch Gleichung (3.20) die Profilkfunktion

$$\phi_M = (1 - 3\zeta)^{-1} \quad (4.23)$$

extrahiert. Die von Thiermann (1990) gefundene Profilkfunktion ϕ_{C_T} (4.8) wird nun noch durch eine andere Funktion ersetzt. Nach Corrsin (1951) gilt

$$C_T^2 = 4 \beta_1 \varepsilon_T \varepsilon^{-1/3} \quad (4.24)$$

mit ε_T als der Dissipationsrate der halben Temperaturvarianz, woraus sich für die Profilkfunktion

$$\phi_{C_T} = 4 \beta_1 \phi_{\varepsilon_T} \phi_\varepsilon^{-1/3} \quad (4.25)$$

ergibt (vgl. Thiermann, 1990). Mit der Näherung $\phi_{\varepsilon_T} \approx \phi_H$ (Wyngaard und Coté, 1971) und Gleichung (3.20) erhält man

$$\phi_{C_T} = 4 \beta_1 \phi_H (\phi_M - \zeta)^{-1/3}. \quad (4.26)$$

In dieser Gleichung ist ϕ_M bereits vorgegeben durch Gleichung (4.23), ϕ_H wird aus Tabelle 4.2 ausgewählt, sodass die Abweichung zwischen den Gleichungen (4.8) und (4.26) im interessanten Bereich von $-0,5 > \zeta > -0,01$ minimal ist (vgl. Abbildung 4.7). Die Entscheidung fiel auf die Funktion von Dyer und Bradley (1982), die Auswirkungen dieses Schrittes werden eingehend untersucht in Kapitel 6.2.2.

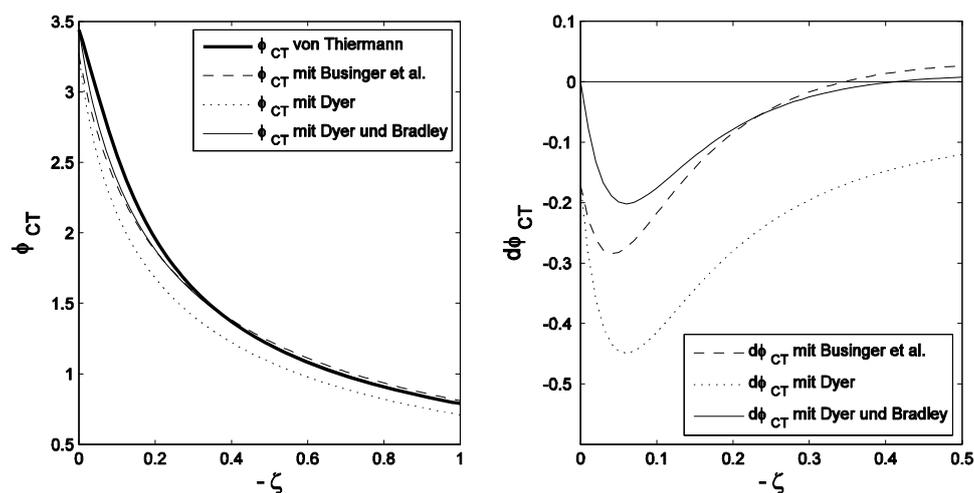


Abbildung 4.7: Gemessene (Thiermann, 1990) und neu zusammengestellte Profilkfunktionen ϕ_{C_T} nach Gleichung (4.26) unter Verwendung der Profilkfunktionen ϕ_M verschiedener Wissenschaftler (vgl. Tabelle 4.2); rechts: gesamter Funktionsverlauf, links: Differenzen zur gemessenen Profilkfunktion von Thiermann.

Da nach Vorgabe in allen Höhen Produktion und Vernichtung von TKE im Gleichgewicht sind, gilt auch weiterhin Gleichung (3.8). Multipliziert man diese Gleichung (3.8) mit $\frac{kz}{(u_*(z))^3}$ und verwendet Gleichung

(4.21) in der Form $u_*(z) = C_R(z)u_{*R}$, ergibt sich

$$0 = \frac{1}{(C_R(z))^3} \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{kz}{u_{*R}^3} (\overline{w'\theta'}) - \frac{1}{C_R(z)u_{*R}} \frac{kz}{\partial z} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{1}{(C_R(z))^3} \frac{kz\varepsilon}{u_{*R}^3}. \quad (4.27)$$

Einfacher dargestellt in Abhängigkeit der dimensionslosen Profildfunktionen (vgl. Gleichungen (3.14), (3.15) und (3.18))

$$\phi_\varepsilon(\zeta_R) = (C_R(z))^2 \phi_M(\zeta_R) - \zeta_R \quad (4.28)$$

mit

$$\zeta_R = \frac{z}{L_R} = \frac{zk}{\bar{\theta}u_{*R}^2} T_*, \quad (4.29)$$

wird sichtbar, dass nun eine Abwertung ($0 < C_R(z) < 1$, vgl. Abbildung 4.5) des Anteils der mechanisch produzierten TKE in der Gleichung vorgenommen wird. Das Verhältnis der beiden Turbulenzanteile ist nun so verschoben, dass die Überschätzung des mechanischen Anteils durch die Profildfunktionen in der Messhöhe z kompensiert wird. Zur Berechnung von ζ bzw. L wird wie in Abbildung 4.2 dargestellt vorgegangen, jedoch ist das erhaltene ζ_R bzw. L_R nicht mehr repräsentativ für die gesamte meteorologische Schichtung, sondern wird zu einem lokalen Parameter, der durch die Höhenabhängigkeit von $C_R(z)$ in Gleichung (4.28) ebenfalls höhenabhängig ist. ζ_R steht dann für eine Luftschichtung, die den korrekten Anteil an thermischer Turbulenz enthält, jedoch auch den zu groß angenommenen Anteil der mechanischen Turbulenz (durch u_{*R}). Über die Gleichungen (4.10) und (4.11) erhält man analog die Variablen T_{*R} und u_{*R} , und mit Gleichung (3.10) den kinetischen Wärmefluss $\overline{w'\theta'}$. Da gilt $\overline{w'\theta'} = const.$ lässt sich nun mit $u_*(z) = C_R(z)u_{*R}$ die lokale dynamische Temperatur

$$T_*(z) = -\frac{\overline{w'\theta'}}{C_R(z)u_{*R}} \quad (4.30)$$

bestimmen, die mit den Gleichungen (3.21) und (4.13) letztendlich den Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial z}$ liefert.

Die Qualität der Modifikation des MOST-Modells aus Kapitel 4.2 zum RS-Modell wird in Kapitel 1 basierend auf den in Kapitel 5.4 beschriebenen Messungen eingehend untersucht. Es wird neben einer a-priori-Genauigkeitsbudgetierung auch die real erreichbare Genauigkeit ermittelt und abgeschätzt, wie das RS-Modell sich in geodätische Anwendungen integrieren lässt.

5 Instrumentarium und Messkampagnen

Die in dieser Arbeit verwendeten Messgeräte sind nicht Standard bei geodätischen Untersuchungen. Deshalb sollen diese meteorologischen Messsysteme mit der jeweils zu erwartenden inneren Genauigkeit vorgestellt werden. Des Weiteren werden das Messgebiet und die Messaufbauten näher vorgestellt, durch die die Berechnung des Temperaturgradienten nach Kapitel 4.2 und Kapitel 4.4 untersucht und beurteilt werden sollen.

5.1 Szintillometer SLS 20

Turbulenzmessungen mithilfe eines Szintillometers basieren auf den Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen im inhomogenen Medium Luft der atmosphärischen Grenzschicht. Allgemein werden die Helligkeitsschwankungen einer punktförmigen, weit entfernten Lichtquelle als Szintillation bezeichnet. Diese Helligkeitsschwankungen entstehen durch räumlich und zeitlich variierende Brechungsindizes entlang des Lichtstrahls. In dieser Arbeit wird das von Thiermann entwickelte Szintillometer SLS 20 (Abbildung 5.1) der Firma Scintec verwendet (vgl. Thiermann, 1990, und Thiermann, 1992). Bei diesem Szintillometer (auch bezeichnet als DBSAS = Displaced Beam Small Aperture Scintillometer) wird über die Intensitätsschwankungen von zwei Laserstrahlen unter anderem auf die Brechungsindexvariationen entlang des Laufweges geschlossen.



Abbildung 5.1: Szintillometer SLS 20; hinten: Laseremitter, vorne: Receiver.

5.1.1 Bestimmung der Turbulenzparameter

Das Szintillometer SLS 20 besteht aus einem Emitter, der einen Laserstrahl aussendet, und einem Receiver, auf den der Laserstrahl ausgerichtet wird. Der Emitter sendet zwei parallele, linear polarisierte Laserstrahlkegel aus, die am Receiver wieder empfangen werden. Die Polarisierungsebenen liegen dabei rechtwinklig zueinander, sodass die Signale am Receiver eindeutig voneinander getrennt werden können. In diesem Zusammenhang ist es von besonderer Bedeutung, dass Sender und Empfänger nicht grob in ihrer Halterung verdreht werden, und so die richtige Orientierung von Emittersystem und Receiversystem zueinander beibehalten wird. Die Laserstrahlen werden auf ihrem Weg (Messstrecke zwischen 50 m und 250 m) durch das refraktive Medium beeinflusst. Gemessen werden dann am Receiver die Intensitätsfluktuationen beider Laserstrahlen (siehe Abbildung 5.2).

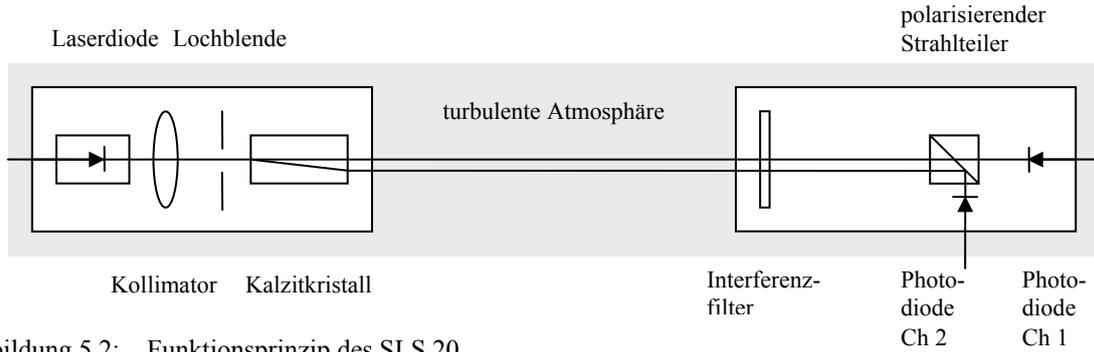


Abbildung 5.2: Funktionsprinzip des SLS 20.

Die originären Messwerte sind die Varianzen und Kovarianzen der beiden Laserstrahlintensitäten. Bei Beobachtungszeiten von etwa 1 min können über diese Varianzen und Kovarianzen Rückschlüsse auf die optische Turbulenz entlang des Zielstrahls getroffen werden. Eine Rolle spielen die Messweglänge S_S und der Parallelversatz der beiden Laserstrahlen d_S . Die Kovarianz B_{12} ergibt sich nach Thiermann (1992) zu

$$B_{12} = 4\pi^2 K^2 \int_0^R dx \int_0^\infty d\kappa \kappa_W \kappa_n \phi_n(\kappa_W) J_0(\kappa_W d_S) \sin^2 \left(\frac{\kappa_W x (S_S - x)}{2KS_S} \right) \frac{4J_1^2(\kappa_W d_e x / 2S_S)}{(\kappa_W d_e x / 2S_S)^2}. \quad (5.1)$$

- mit
- K : Wellenzahl des Szintillometers $K = 2\pi / \lambda$
 - κ_W : Wellenzahl
 - S_S : Messweglänge
 - d_e : Durchmesser des Empfängerdetektoren
 - d_S : Abstand der parallelen Laserwege
 - x : Koordinate in Richtung des Messstrahls
 - ϕ_n : dreidimensionales Spektrum der Inhomogenitäten des Brechungsindex
 - J_0 : Besselfunktion 0. Ordnung
 - J_1 : Besselfunktion 1. Ordnung

Wird für d_S der Wert Null angenommen, so liefert Gleichung (5.1) die Varianzen B_1 bzw. B_2 . Unter Verwendung von

$$\phi_n(\kappa_W) = 0,033 C_n^2 \kappa_W^{-11/3} f_\phi(\kappa_W l_0) \quad (5.2)$$

mit der Spektraldichtefunktion $f_\phi(\kappa_W l_0)$ von Hill (1978) kann über Gleichung (5.1) der Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 berechnet werden; die innere Skalenlänge l_0 folgt mithilfe der Gleichung zur Berechnung des Korrelationskoeffizienten

$$r = \frac{B_{12}}{\sqrt{B_1 B_2}} \quad (5.3)$$

mit den Varianzen B_1 und B_2 der empfangenen Intensität der entsprechenden Strahlen und der Kovarianz B_{12} . Da der zweite Laserstrahl leicht versetzt zum ersten Laserstrahl verläuft, durchlaufen beide nicht denselben Bereich der Atmosphäre. Ihr Abstand d_S ist jedoch so klein gewählt (2,7 mm), dass Turbulenzzellen, die den Bereich zwischen Emitter und Receiver passieren, die Strahlen ähnlich beeinflussen können. Dabei gilt: je größer die passierende Turbulenzzelle, umso größer der gemeinsame Einfluss und umso größer auch der Korrelationskoeffizient. Je höher dabei der Korrelationskoeffizient ist, umso größer ist auch die innere Skalenlänge (vgl. Abbildung 5.3). Die Parameter C_n^2 und l_0 werden als Turbulenzparameter bezeichnet und dienen ihrerseits wieder als Rohdaten bei der anschließenden Berechnung der turbulenten Flüsse und des Temperaturgradienten (vgl. Kapitel 0).

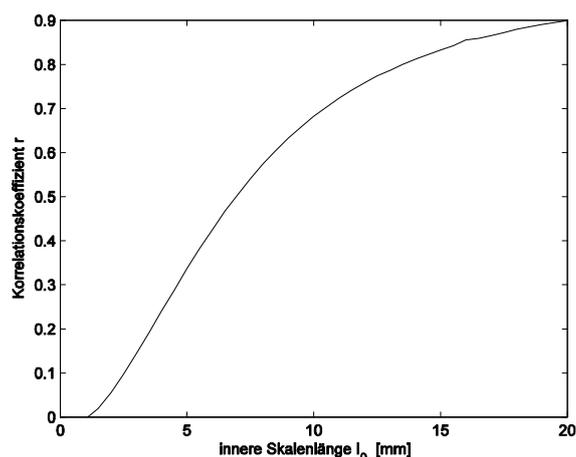


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der inneren Skalenlänge l_0 vom Korrelationskoeffizienten r bei 80 m Messweglänge; je geringer die Korrelation, umso kleiner die innere Skalenlänge.

5.1.2 Qualität der Parameter im Hinblick auf die Berechnung von Temperaturgradienten

Ausgehend von den Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 kann nach dem Algorithmus aus Kapitel 4.2 (vgl. Abbildung 4.2) der Temperaturgradient berechnet werden. Dabei ist die letztendlich zu erreichende Genauigkeit des Temperaturgradienten von mehreren Komponenten abhängig. Im Unsicherheitsbudget treten zwei Größen auf, die Modellunsicherheit und die innere Systemunsicherheit. Da dem Algorithmus mehrere Modellannahmen zugrunde liegen, die sich auf meteorologische Zustände beziehen, ist eine Abschätzung der zu erreichenden Genauigkeit des Temperaturgradienten sehr stark davon abhängig, ob die Modellannahmen zutreffend sind. Diese potentielle Fehleinschätzung – also die Modellunsicherheit – wird als maßgeblich für die Genauigkeit angenommen und als Teilaspekt in Kapitel 6.2 wieder aufgegriffen.

Der Anteil der inneren Systemgenauigkeit ist schwer zu bestimmen, da der Hersteller keine Angaben über die Genauigkeiten der Turbulenzparameter macht. Für die innere Systemgenauigkeit relevant sind die in Kapitel 5.1.1 erwähnten Fehler in der Ausrichtung von Emitter und Receiver, die sich zusammenfassen lassen als Alignmentsfehler. Ebenfalls Auswirkungen haben geräteinterne Dejustierungen der optischen Bauelemente. Maßgeblich zu ihrer Beurteilung ist der im jeweiligen Kanal enthaltene Anteil des jeweils anderen Kanals (Crosstalk). Dieser Fehler zeigt sich in der sog. Background-Messung, die zur Kontrolle vor jeder Messung durchgeführt werden muss. Der Hersteller gibt Grenzwerte für diesen Anteil vor (5 %), bei dessen Überschreitung von einem Start der Messung abgeraten wird. Für alle in dieser Arbeit verwendeten Messergebnisse erreichte die Größe des Crosstalks nur maximal ein Drittel des Grenzwertes, lediglich die Messdaten eines Tages wurden beim halben Grenzwert durchgeführt. Deußen (2000) untersuchte die Auswirkungen des Crosstalks, indem er zwei parallel laufende Szintillometer verglich. Bei Einhaltung der Herstellerangaben kann der Einfluss des Crosstalks maximal eine Änderung von 0,02 K/m des

Temperaturgradienten verursachen. Unter Berücksichtigung aller Herstellervorgaben und der Einhaltung der geforderten Genauigkeit der Eingangsgrößen Messstrecke (1 m) und Instrumentenhöhe (1 cm) lässt sich für den Temperaturgradienten eine durch die innere Systemgenauigkeit bedingte Genauigkeit von 0,03 K/m angeben (Deußen, 2000, vgl. auch Kapitel 6.3.1).

5.1.3 Gerätevergleich zweier Szintillometer

Da eine Überprüfung der Funktionsfähigkeit des SLS 20 mit geodätischen Mitteln eher schwierig ist, wurde in einem kleineren Feldversuch das institutseigene Szintillometer mit einem Leihgerät des FOM (Forschungsinstitut für Optronik und Mustererkennung) verglichen. Die Messungen wurden am 18.10.07 (vorwiegend sonnig) von 11 Uhr bis 14 Uhr auf einer Wiese bei Friedrichstal, Raum Karlsruhe, durchgeführt. Da bei der Messung der Vergleich der Geräte im Vordergrund stand, und keine meteorologischen Messungen im eigentlichen Sinne durchgeführt werden sollten, wurde lediglich das Kriterium gleicher (homogener) Bedingungen für beide Messsysteme berücksichtigt. Die Geräte wurden parallel zueinander (Abstand ca. 2 m) mit gleicher Messstrecke in etwa gleicher Höhe aufgebaut. Die Positionen von Sender und Empfänger waren allerdings beim zweiten Messsystem umgekehrt, sodass sich die Messstrahlen der beiden Systeme nicht gegenseitig beeinflussen konnten. Die Messstrecke entspricht mit 80 m in etwa der später gewählten Messstrecke in den Messkampagnen aus Kapitel 5.4, die Messstrahlhöhen lagen bei 1,1 m. Aus den minutenweise ermittelten Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 wurden entsprechend Kapitel 4.2 alle weiteren Größen berechnet. Als Vergleichsgrößen zwischen den Geräten dienen der Wärmefluss H und der Impulsfluss M (Abbildung 5.4).

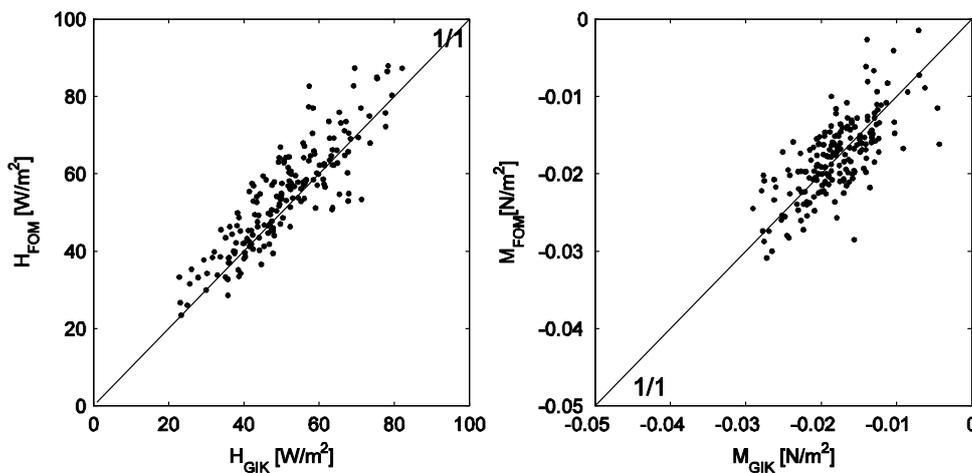


Abbildung 5.4: Wärmefluss H und Impulsfluss M im Direktvergleich zweier Szintillometer SLS 20, gemessen am 18.10.06; keine vorangegangene Mittelwertbildung der Minutenwerte

Die Übereinstimmung ist für die hier dargestellten Minutenwerte gut, die Werte streuen symmetrisch um die Quadrantenhalbierende. Als Grund für die geringe Tendenz zur Überschätzung des Wärmeflusses durch das Szintillometer des FOM kann die leicht variierende Messtrahlhöhe genannt werden. Zudem waren das Höhenprofil und die Bewuchsdichte des Untergrundes entlang der Messstrahlen der beiden Geräte zwar ähnlich aber nicht identisch. Dies kann je nach Position des Szintillometers zu einer signifikanten Über- oder Unterschätzung des Wärmeflusses von bis zu 5 % geführt haben. Die Streuung ist beim Wärmefluss relativ hoch (ca. 13 W/m²), die Streuung des Impulsflusses (ca. 0,005 N/m²) ist wegen der niedrigen Messtrahlhöhe sehr gering und wenig aussagekräftig. Absolutwerte des Impulsflusses können bei anderen meteorologischen Bedingungen (stärkerer Wind) bis auf das zehnfache des hier erreichten Wertes ansteigen. Der Korrelationskoeffizient für 10-Minuten-Mittelwerte beträgt 0,972 für den Wärmefluss und 0,823 für den Impulsfluss. Der Korrelationskoeffizient für die Temperaturgradienten (unter Berücksichtigung der leicht unterschiedlichen

Messstrahlhöhen) beträgt 0.975 und spiegelt die hohe Korrelation des Temperaturgradienten mit dem Wärmefluss wider, die Standardabweichung liegt bei 0,03 K/m, und damit bei etwa 10% des Temperaturgradienten.

Der Systemvergleich der beiden Geräte bestätigt damit die bereits in Kapitel 5.1.2 abgeleitete innere Systemgenauigkeit von etwa 0.03 K/m. Damit soll jedoch noch keine Aussage getroffen sein über die Genauigkeit des Temperaturgradienten aus Szintillometermessungen an sich, da keine Temperaturgradienten direkt gemessen und mit den berechneten verglichen wurden. Dies legt eine Beurteilung des meteorologischen Modells zugrunde, die in Kapitel 6.2 folgen wird.

5.2 Ultraschall-Anemometer

Zur direkten Messung der turbulenten Flüsse wurde das Ultraschall-Anemometer, Modell 81000, der Firma Young verwendet. Dieses Ultraschall-Anemometer (im Weiteren nur noch als Sonic bezeichnet) ist in der Lage, den 3-dimensionalen Windvektor und die turbulenten Wärme- und Impulsflüsse direkt zu messen. In den verschiedenen Messkampagnen wurde das Sonic einige Meter oberhalb des Messbereichs der Szintillometer angebracht. Die interne Messrate liegt bei diesem Sonic bei 160 Hz, die Sampling-Rate betrug 32 Hz, registriert wurden Mittelwerte über eine Minute.

5.2.1 Verfahren zur Turbulenzmessung

Das Sonic ist mit drei Wandlerpaaren, also jeweils einem Sender und einem Empfänger, ausgestattet, die sich diametral übereinander befinden, wobei ein Wandler abwechselnd als Sender und als Empfänger benutzt werden kann. Bei Aussendung von Ultraschallsignalen wird die Laufzeit bei allen drei Paaren gemessen. Da die Schallgeschwindigkeit abhängt von der Schallgeschwindigkeit relativ zur Luft und zusätzlich von der überlagernden Windgeschwindigkeit, kann die Windgeschwindigkeit durch Messung im Hin- und Rückweg ermittelt werden (vgl. Deußen, 2000). Werden dann alle drei Wandlerpaare in ihrer geometrischen Lage im Raum berücksichtigt, erhält man den dreidimensionalen Windvektor. Neben der Windgeschwindigkeit beeinflusst auch die Dichte innerhalb des Messvolumens die Laufzeit. Ebenfalls durch Hin- und Rückmessung kann aus den Laufzeitdifferenzen der Wert der virtuellen Temperatur berechnet werden. Hier wird ausgenutzt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen vornehmlich von der Temperatur beeinflusst wird, Druck beeinflusst die Schallgeschwindigkeit nur unwesentlich. Die Werte der virtuellen Temperatur T_V des Sonics und der aktuellen Temperatur T lassen sich durch

$$T_V = (1 + 0,608 q) T \quad (5.4)$$

nach Etling (1996) unter Berücksichtigung der Feuchte ineinander umrechnen. Mit der durchschnittlichen spezifischen Feuchte $q = 0,01$ ergibt sich ein Größenunterschied zwischen T_V und T von 1,8 K bei einer aktuellen Temperatur von etwa 290 K (entspricht 17°C).

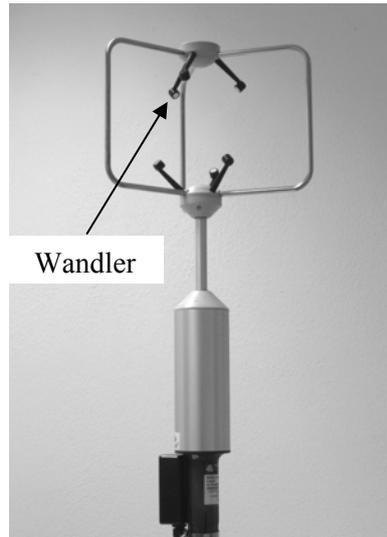


Abbildung 5.5: Ultraschall-Anemometer der Firma YOUNG Modell 81000 mit 2x3 Wandlern zur direkten Bestimmung von Windgeschwindigkeit, Windrichtung und Temperatur.

Neben den Mittelwerten für Windvektor und Temperatur liefert das Sonic zusätzlich noch den kinetischen Wärmefluss und den kinetischen Impulsfluss. Diese Werte werden aus den Wind- bzw. Temperaturfluktuationen gewonnen, die Gleichungen weichen allerdings leicht von den in Kapitel 3.3 ab, da die horizontale Hauptachse des Sonics nicht in die Richtung des mittleren Windes gedreht ist. Die kinetischen Flüsse in die drei Koordinatenrichtungen des Sonics sind

$$\overline{u'_S v'_S} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_S^i - \bar{u}_S)(v_S^i - \bar{v}_S), \quad (5.5)$$

$$\overline{u'_S w'_S} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_S^i - \bar{u}_S)(w_S^i - \bar{w}_S), \quad (5.6)$$

$$\overline{v'_S w'_S} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_S^i - \bar{v}_S)(w_S^i - \bar{w}_S), \quad (5.7)$$

die Schubspannungsgeschwindigkeit wird berechnet aus

$$u^* = \left(\overline{u'_S w'_S}^2 + \overline{v'_S w'_S}^2 \right)^{1/4}. \quad (5.8)$$

Der kinetische Wärmefluss ergibt sich durch

$$\overline{w_S^i T_V^i} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (w_S^i - \overline{w_S})(T_V^i - \overline{T_V}). \quad (5.9)$$

Da die Messungen des Sonics lokal sehr begrenzt sind (Bereich zwischen den Wandlern), ist für eine zuverlässige Flussmessung das Sampling über einen längeren Zeitraum nötig. Im Gegensatz zur Szintillometrie, die einer räumlichen Integration entlang der Messstrecke entspricht, wird bei der Turbulenzmessung mit Sonics nur lokal an einer Raumposition die Turbulenz erfasst, dafür erfolgt die Integration aber über einen wesentlich größeren Zeitraum. Üblicherweise wird ein Zeitintervall von 30 min gewählt, sodass noch quasi-Stationarität gewährleistet ist. Die Gleichwertigkeit beider Verfahren zur Turbulenzbestimmung begründete Taylor (1938) mit der Hypothese der gefrorenen Turbulenz. Diese besagt zusammengefasst, dass sich bei der Advektion einer turbulenten Zelle ihre Struktur nicht ändert, und die Zelle mit der mittleren Geschwindigkeit der transportierenden Strömung mitgeführt wird. Die direkte Folge daraus ist, dass Messwerterfassungen durch räumliche Integration in einem kurzen Zeitintervall über eine große Distanz und durch zeitliche Integration in einem langen Zeitintervall an einer einzelnen Position gleichwertig sind.

5.2.2 Sensorgenauigkeit des Sonics

Der Hersteller gibt die Gerätegenauigkeit einer Windmessung im Bereich von 0-30 m/s an mit $\pm 0,05 \text{ m/s} \pm 1 \% \text{ rms}$ der gemessenen Windgeschwindigkeit sowie die Temperaturgenauigkeit mit $\pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$. Üblicherweise beinhalten derartige Herstellerangaben zu Genauigkeiten nicht nur stochastische sondern auch systematische Anteile, die sich beispielsweise nur auf einen Teil des Messbereichs auswirken, in der Genauigkeitsbilanz jedoch für den gesamten Arbeitsbereich angenommen werden. Da keine Vergleichsmessungen mit anderen Sonics vorliegen, wird die Herstellerangabe ohne weitere Untersuchungen zur Aufdeckung eventueller systematischer Fehler im relevanten Messbereich von unter 5 m/s verwendet. Die sich daraus ergebende Genauigkeit der Windgeschwindigkeit von 0,1 m/s genügt für die späteren Beurteilungen.

Die Genauigkeit der vom Sonic gemessenen turbulenten Flüsse kann über die Absolutglieder der Genauigkeit der Windgeschwindigkeit und der Temperatur abgeleitet werden (Gleichung (5.10) für X und Y entsprechend u , w oder θ).

$$\sigma_{XY}^2 = \sigma_X^2 + \sigma_Y^2 \quad (5.10)$$

Die Absolutglieder der Windgeschwindigkeit $\sigma_u = 0,05 \text{ m/s}$ und der Temperatur $\sigma_\theta = 2 \text{ K}$ ergeben dann eine Genauigkeit des Impulsflusses von $\sigma_{u'w'} = 0,07 \text{ m/s}$ und des Wärmeflusses von $\sigma_{w'\theta'} = 2 \text{ Km/s}$.

5.3 Temperaturmesssystem

Das Sensorsystem, mit dem die Sollwerte der Temperaturgradienten bestimmt werden, besteht aus 10 ventilerten Platin-Dünnfilmwiderstandsthermometern. Die Sensorelemente sind industriell vorgefertigt, Ventilationseinrichtung und Schutzummantelung wurden jedoch nach Anforderung entwickelt und individuell gefertigt. Die Sensoreinheit bildet ein PT100-Widerstand mit einem Nennwert von 100Ω bei $0 \text{ }^\circ\text{C}$ und einer Widerstandsänderung von etwa $0,4 \Omega/\text{K}$, der auf ein Keramikplättchen aufgedampft und von einem Schutzfilm umschlossen ist. Platin eignet sich unter anderem als Werkstoff besonders, weil seine Widerstandsänderung reproduzierbar ist. Weitere typische Sensoreigenschaften dieser Widerstandsthermometer sind zu finden in Bonfig (1995), Childs (2001) und Weichert (1992). Das Platin-Messelement auf

einem 0,5 mm dicken Keramikplättchen (5 mm x 2 mm) ist mit 15 mm langen Anschlussleitungen versehen. Diese Messeinheit befindet sich am unteren Ende eines polierten Edelstahlzylinders in der Mitte der nach unten freien Öffnung. Dabei sind die Halterungen aus Keramik, um Wärmeübertragungen der Edelstahlummantelung auf die Verkabelung und damit den Sensor zu verringern. Die Edelstahlummantelung schützt den Messwiderstand vor direkter Sonneneinstrahlung und soll möglichst viel Sonnenlicht reflektieren (siehe Abbildung 5.6). Die Messeinheit wird durch einen Ventilator mit Elektromotor 5 cm von der Messeinheit entfernt bei durchschnittlich 2 m/s Strömungsgeschwindigkeit belüftet. Die Luft wird am unteren Ende angesaugt, am Messwiderstand vorbeigeführt und am oberen Ende des Zylinders wieder ausgegeben.

Der eigentliche Messwert – die Widerstandsänderung des Platinwiderstands bei variierender Temperatur – wird ermittelt unter Zuhilfenahme der Wheatstone-Brücke. Von den zur Edelstahlummantelung keramikisolierten Kontaktpunkten wurde die Zuleitung aus Kupfer als Vierleiter-Schaltung realisiert. Dies eliminiert den Einfluss der Zuleitungswiderstände (unterschiedliche Kabellängen, Leitungserwärmung), sodass mit der effektiven Kabellänge von 2x10 m der Bereich, in dem Temperaturmessungen durchgeführt werden können, sowohl in der Vertikalen als auch in der Horizontalen groß ist. Die Messeinheiten sind über die Zuleitung an eine Verteilerbox zur besseren Handhabung der Anschlusskabel bei Messaufbauten angeschlossen, die wiederum zur Registriereinheit führt. Diese Anschlussweise entspricht den Richtlinien bezüglich Berührungsthermometern der VDI/VDE (VDI/VDE-Richtlinie 3511, VDI/VDE-Richtlinie 3522). Das Messgerät zur Messung und Anzeige der Temperaturwerte ist das Keithley Multimeter Model 2750 inklusive der Steckkarte Modul 7702 zum Anschluss der Sensoren.

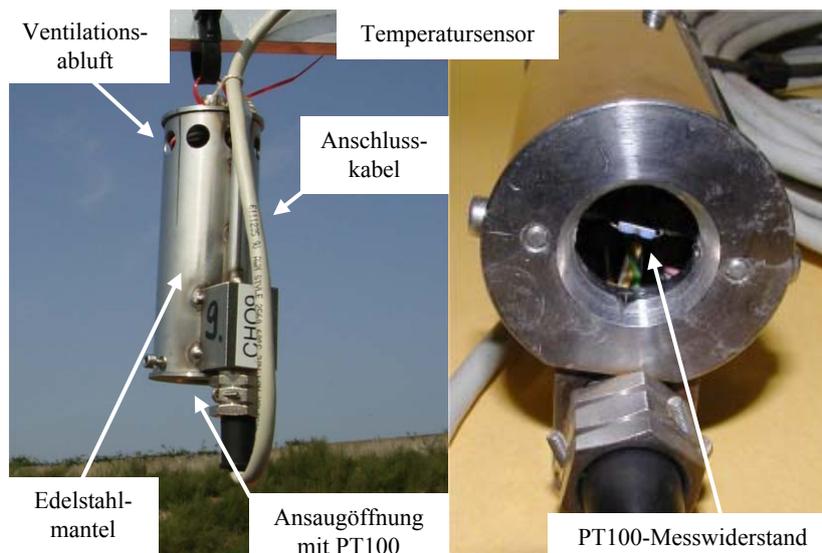


Abbildung 5.6: Temperatur sensor mit Metallzylinder und Verkabelung

5.3.1 Sensorkalibrierung unter Laborbedingungen

Da durch die Anschlussart des Messwiderstandes bereits der Einfluss der Zuleitungswiderstände eliminiert ist, bleiben nur noch Einflüsse der Bauweise zu untersuchen. Der Hersteller gibt die Toleranz eines Temperaturwertes mit

$$\Delta T_{[^\circ\text{C}]} = \frac{1}{3} (0,3 + 0,005 T_{[^\circ\text{C}]}) \quad (5.11)$$

an. Diese Angabe bezieht sich auf den gesamten Arbeitsbereich des Sensors von -50 °C bis 600 °C und resultiert in erster Linie aus geringfügigen Abweichungen des nicht-linearen Verhaltens des Sensors. Dabei kann dieses lineare Verhalten in unterschiedlichen Messbereichen besser sein, wenn der Messbereich näher am Kalibrierpunkt 0 °C (für den Nennwiderstand $100\ \Omega$) ist. Die nachfolgende Untersuchung des Temperatursensors zielt darauf ab, für den für meteorologische Messungen relevanten Messbereich (hier 10 °C bis 40 °C) eine bessere Genauigkeit nachzuweisen. In einem zweiten Abschnitt (Kapitel 5.3.2) werden Einflüsse durch die spezielle Bauweise der Messeinheit unter Realbedingungen untersucht. Dabei wird nur auf Relevanz für die späteren Relativmessungen geachtet, da bei den Messungen der Temperaturgradient die zentrale Rolle spielt, nicht aber der Absolutbezug, für den die Herstellerangabe zur Genauigkeit nach Gleichung (5.11) genügt.

Die Kalibrierung der Thermometer im Labor bei langzeitlicher Temperaturmessung (mehrmals mehrere Stunden zu verschiedenen Tag- und Nachtzeiten) im Bereich von 16 °C , 20 °C und 25 °C ergab, dass die Sensoren in diesem Bereich relativ zueinander eine höhere Genauigkeit erreichen als vom Hersteller angegeben. Die Standardabweichungen der drei je Sensor ermittelten Kalibrierwerte lagen im Durchschnitt unter $0,01\text{ °C}$ (Messdauer: mind. 30 min, Datenrate: 5 sec.). Auch in höheren Temperaturbereichen (bis zu 38 °C) zeigten die Sensoren keine Anzeichen dafür, dass die Standardabweichung sich signifikant verschlechtert. Die Kalibrierungsmessungen decken somit den im Freien im Sommer zu erwartenden Messbereich von 16 °C bis 38 °C ab. Da in kleinen Messbereichen (Intervall von ca. 50 °C) ein linearer Ansatz zur Approximation der Kalibrierfunktion bereits ausreicht, ist auszuschließen, dass die Kalibrierfunktion Sprungstellen zwischen den untersuchten Stützstellen aufweist. Da sich zudem die Kalibrierwerte der verschiedenen Stützstellen lediglich um wenige tausendstel Grad unterscheiden, wurden die über alle Stützstellen gemittelten Kalibrierwerte für alle Messwerte im untersuchten Messbereich verwendet. Die Kalibrierwerte werden an die Messwerte aller weiteren Messungen bei Berücksichtigung des entsprechenden Grad des Vertrauens von 95% mit einer erweiterten Standardunsicherheit von $0,02\text{ °C}$ angebracht. Wiederholungen des gesamten Kalibervorgangs vor und nach einer Messkampagne bestätigten die Kalibrierung in Wert und Genauigkeit in allen Stützstellen.

Auf eine Untersuchung des Zeitverhaltens der Sensoreinheit wurde verzichtet. In der Literatur wird zur Abschätzung des Zeitverhaltens der 9/10-Wert einer Temperaturmessung angeführt, also die Zeit, die das Messsystem bei einer Strömungsgeschwindigkeit 1 m/sec (in Luft) benötigt, einem sprunghaften Temperaturanstieg um $9/10$ der Sprunghöhe zu folgen (VDI/VDE-Richtlinie 3522). Die freie Bauweise des Messwiderstandes und die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit bei der Belüftung des Messwiderstandes von 2 m/sec erfüllen deutlich die Anforderungen der Richtlinie und erlauben somit die Beibehaltung des 9/10-Wert einer Temperaturmessung von 10 sec laut Spezifikation für alle weiteren Messungen (9/10-Wert nach Richtlinie bei 1 m/sec Strömungsgeschwindigkeit in Luft, VDI/VDE-Richtlinie 3522). Zudem werden im Weiteren immer Minutenwerte ermittelt, bestehend aus dem gleitenden Mittelwert über zehn Minuten, was eine Verzögerung von maximal 10 sec nicht ins Gewicht fallen lässt.

5.3.2 Relativkalibrierung unter Realbedingungen

Das Verhalten unter realen Messbedingungen wurde in einer 10-tägigen Studie (12.09.07 bis 24.09.07) untersucht, um die Wirkung der Ummantelung zum Schutz gegen Sonnenstrahlung und anderen Witterungsbedingungen zu testen. Basierend auf mehreren gemessenen Tagesgängen wurden folgende Einflussparameter auf Relevanz überprüft: die Richtung, Elevation, Intensität und Intensitätsänderung der Sonneneinstrahlung, Windgeschwindigkeit und Windrichtung. Eine Untersuchung bezüglich der Temperatur wurde unterlassen, da dieser einzelne Einflussparameter bereits durch Messungen mit variierenden Temperaturwerten ohne direkte Sonneneinstrahlung im Labor untersucht wurde (Kapitel 5.3.1). Die gemessenen Parametersätze ließen die Ermittlung eines verlässlichen funktionalen Zusammenhangs zwischen einem einzelnen Parameter und einem vom Sollwert verschiedenen Temperaturgradienten nicht immer eindeutig zu, da sich die Parametersätze an verschiedenen Messtagen bei augenscheinlich gleichen meteorologischen Bedingungen nicht reproduzieren ließen. So lässt sich beispielsweise bezüglich Wind nur

aussagen, dass starker Wind die Messwerte weniger streuen lässt, was auf eine erhöhte Homogenisierung der Luft um den Sensor herum hindeutet.

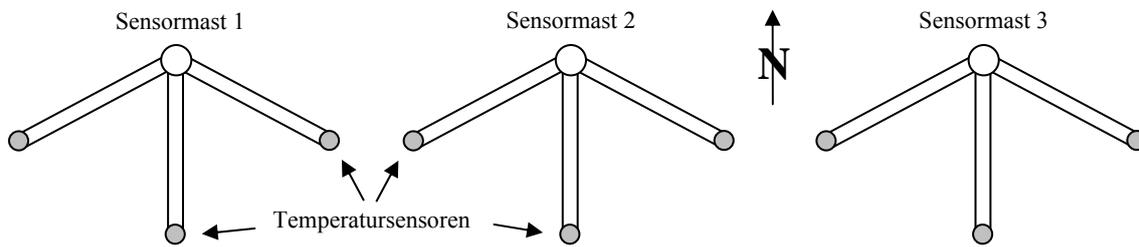


Abbildung 5.7: Aufbau zur Untersuchung der Sonneneinstrahlung.

Die Untersuchungen aufgrund von Sonneneinstrahlung waren wesentlich umfangreicher. Der Grundgedanke der Reflexion von Sonnenlicht an der Metalloberfläche der Ummantelung bestätigte sich zwar, die enorm gute Wärmeleitfähigkeit des Materials stellte sich aber nachträglich als Problem heraus. Die durch die Sonneneinstrahlung erwärmte Außenhülle gibt die Wärme über verschiedene Bauelemente wie die Verkabelung an den Sensor weiter. Dabei reagiert jeder der Sensoren aufgrund ihrer fast identischen Bauweise zwar unter gleichen Tagesbedingungen sehr ähnlich, von Sensor zu Sensor aber doch leicht unterschiedlich, da hier bereits kleine bauliche Abweichungen wie verschiedene Kabelpositionen im Sensor relativ zur warmen Ummantelung zum Tragen kommen können, was die Berechnung einer Korrekturfunktion nötig macht. Zum Zwecke einer Relativkalibrierung wurden die Temperatursensoren alle auf gleiche Höhe und im Mindestabstand von 0,6 m an je einem der drei Ausleger der drei Sensormasten befestigt (Abbildung 5.7). Je Mast wurden die drei Ausleger in südöstliche, südwestliche und südliche Richtung ausgerichtet, und die Temperatursensoren unter gleicher Mastzugehörigkeit wie aus dem großen Feldversuch, beschrieben in Kapitel 5.4.1, an den Auslegern befestigt. Zwischen den Messreihen wurde die Ausrichtung der Sensoren zur Sonne geändert, indem die Ausleger anders zur Sonne orientiert wurden, sodass Messpositionen untereinander vertauscht wurden, und jeder Sensor in zwei bis drei verschiedenen Ausrichtungen zur Sonne Messwerte lieferte. Die Auswahl einer großen freien Rasenfläche von mehreren 100 m² mit homogenem Untergrund als Messplatz und die Anbringung der Sensoren auf gleicher Höhe und in unmittelbarer Nähe zueinander rechtfertigen die Annahme, dass die gemessenen Temperaturdifferenzen dT zwischen den Temperatursensoren alle Null sein müssen.

Ein Einfluss der Ausrichtung der Sensoren zur Sonne konnte nicht eindeutig bestätigt werden, da lediglich maximal zwei bis drei unterschiedliche Ausrichtungen getestet wurden, die noch dazu alle in südliche Richtung tendieren. Da die Sensoren in den Feldversuchen alle gleich und auch Richtung Süd-Südwest ausgerichtet waren, ist anzunehmen, dass die Ausrichtung auch in den Feldversuchen keinen Einfluss hat. Zur Quantifizierung der Sonneneinstrahlung wurden parallel Globalstrahlungsdaten erhoben. Hier konnten zumindest tagesabschnittsweise funktionale Zusammenhänge zwischen Globalstrahlung und von Null abweichenden Temperaturdifferenzen zwischen benachbarten Sensoren festgestellt werden, die jedoch nicht übertragbar auf andere Tagesabschnitte waren. Als vergleichsweise gut kalibrierbar erwies sich die Abhängigkeit der Sensoren von zeitlichen Globalstrahlungsänderungen. Hierbei wurden die Messdaten aller durchgehend sonnigen Tage verwendet, um einen durchschnittlichen Tagesgang zu erhalten. Es ergab sich an drei verschiedenen Messtagen eine zeitliche Zuordnung der gemessenen Temperaturunterschiede zwischen jeweils zwei Sensoren zu der Globalstrahlungsänderung dG in einem Zeitintervall von 5 min (Messrate). Im Weiteren ließ sich dann ein funktionaler Zusammenhang zwischen Globalstrahlungsänderung dG und Temperaturdifferenzen dT herstellen (ebenfalls in Schritten von 5 min). In Analogie zur klassischen Temperatursensorkalibrierung mittels Polynomen höherer Ordnung wurde eine polynomische Funktion dritten Grades zur Kalibrierung verwendet. Für jedes Sensorpaar wurden die Parameter p_1 bis p_4 der Kalibrierfunktion

$$dT_G = p_1 dG^3 + p_2 dG^2 + p_3 dG + p_4 \quad (5.12)$$

über eine Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt.

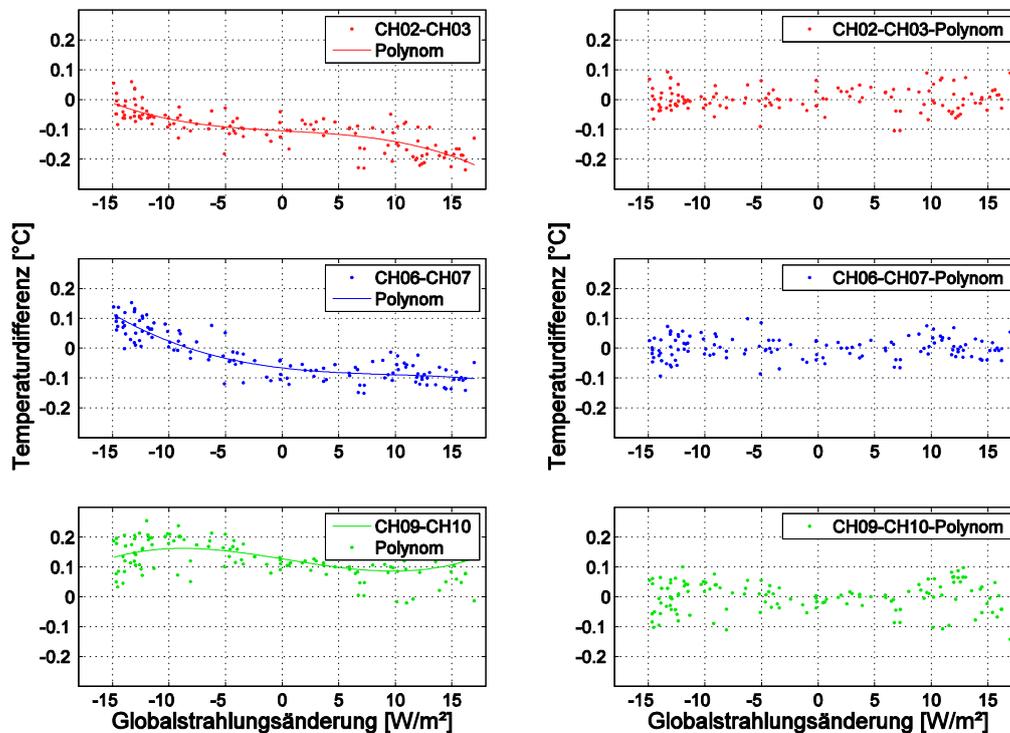


Abbildung 5.8: Kalibrierfunktionen zur Berücksichtigung des unterschiedlichen Einflusses der Globalstrahlungsänderung ($[W/m^2]$ in Schritten von 5 min) auf die Temperatursensoren; links: mittlere Temperaturdifferenzen zweier benachbarter Sensoren (Einzelpunkte) sowie die geschätzte polynomische Kalibrierfunktion (durchgezogene Linie); rechts: mittlere Temperaturdifferenzen nach Anbringung der Kalibrierfunktion.

Die Verbesserung durch Gleichung (5.12) zeigt Abbildung 5.8. Links sind die mittleren Temperaturdifferenzen zweier benachbarter Sensoren (gemessen an drei verschiedenen durchweg sonnigen Tagen) zuzüglich der geschätzten polynomischen Kalibrierfunktion relativ zur Globalstrahlungsänderung aufgetragen, rechts sind die verbesserten Temperaturdifferenzen dargestellt. Gleichung (5.12) beschreibt also den Zusammenhang zwischen Globalstrahlungsänderung dG und Temperaturdifferenzen dT_G . Da sich die Globalstrahlung an sonnigen Tagen in ihrem wesentlichen Verlauf eines Polynoms zweiten Grades von Tag zu Tag kaum ändert, lässt sich diese Kalibrierung auch als Kalibrierung des gesamten Tagesganges interpretieren. Da starke dafür aber kurzzeitige Globalstrahlungsschwankungen, wie sie beim Durchzug einzelner, kleiner Wolken auftreten, sich nicht auf den Sensor auswirken (zu kurzer Wirkungszeitraum < 10 min bzw. geringe Globalstrahlungsänderung $< 10\%$ vom Absolutwert), kann zur Verbesserung der Messergebnisse ebenfalls die Korrektur um die Globalstrahlungsänderung aus Gleichung (5.12) verwendet werden. Es empfiehlt sich dann aber der Rückgriff auf einen typischen Globalstrahlungstagesgang zur Berechnung der Korrekturparameter. Dies bedeutet, dass dem Tagesgang der Globalstrahlung G ein Polynom zweiten Grades

$$G_p = p_1 t_{[\min]}^2 + p_2 \quad (5.13)$$

eingepasst wird. Statt der originären Globalstrahlungsdaten G werden die Globalstrahlungsdaten G_p zur Berechnung der Globalstrahlungsänderungen dG und damit der Korrekturwerte dT_G verwendet. Ein weiterer Vorteil dieser Strategie ist die Vermeidung der Extrapolation von Korrekturwerten, da extreme Globalstrahlungsänderungen, wie sie beim Durchzug kleiner Wolken auftreten, abgefangen und geglättet werden. Um zusätzlich die mit der Jahreszeit variierenden Globalstrahlungsmaxima zu berücksichtigen, wird der Korrekturwert selbst noch einmal entsprechend dem Verhältnis des tagesaktuellen Globalstrahlungsmaximum zum Globalstrahlungsmaximum am Tag der Kalibrierungsmessungen skaliert.

Bei starker Besonnung der Sensoren wird die der Sonne zugewandte Seite des Metallmantels im Vergleich zu der der Sonne abgewandten Seite um mehrere Grad wärmer. Diese Wärme überträgt sich über mehrere Wege auf die Bauteile im Inneren der Ummantelung. Die Belüftung entzieht den Bauteilen im Luftstrom die Wärme wieder (durch erzwungene Konvektion), jedoch nicht gänzlich. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Wärme durch Wärmeleitung in der Verkabelung bis zum Sensor weitergegeben wird.

Die funktionale Beschreibung der Wärmeleitung geschieht ganz allgemein durch die Beziehung von Wärmestromdichte \dot{q} und Temperaturgradient $\text{grad } T$ in eine Richtung in Gleichung (5.14) nach Fourier (Langeheinecke, 2004).

$$\dot{q} = -\lambda_W \text{grad } T = -\lambda_W \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.14)$$

Dabei ist λ_W als Materialkonstante die Wärmeleitfähigkeit in [W/mK], ∂x beschreibt die Koordinatenrichtung in der der Temperaturunterschied ∂T auftritt. Existiert nun in einem Körper ein eindimensionaler Temperaturunterschied in x -Richtung eines kartesischen Koordinatensystems, fließt Wärme vom wärmeren Bereich x in den kälteren Bereich $x + \Delta x$. Unter Einhaltung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik gilt für den Wärmestrom \dot{Q} in den Außenbereichen dann

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+\Delta x} \quad (5.15)$$

Nach Abbruch der Taylor-Reihenentwicklung für $\dot{Q}_{x+\Delta x}$ in x nach dem linearen Term und unter Verwendung von $\partial Q = c_p m \partial T$ und $\dot{Q}_x = \dot{q}_x A$ ergibt sich aus Gleichung (5.15)

$$m c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} A \Delta x \quad (5.16)$$

mit: m : Masse
 c_p : spezifische Wärmekapazität
 A : Fläche

Mit der Fourierschen Beziehung (5.14) und der Dichte $\rho = m/(A \Delta x)$ lässt sich die Temperaturänderung mit der Zeit darstellen als

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = a_l \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (5.17)$$

wobei a_l als Temperaturleitfähigkeit bezeichnet wird und die vorkommenden Materialkonstanten vereinigt.

Diese für eine Dimension einfache Darstellung ist für mehrdimensionale Problemstellungen um die jeweiligen Koordinatenrichtungen zu erweitern. Unter Verwendung des Nabla-Operators ∇^2 lässt sich beispielsweise die partielle Differenzialgleichung für Zylinderkoordinaten (r, φ, z) – also für einen zylindrisch geformten Körper wie einen Leitungsdraht – darstellen zu

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_l \nabla^2 T = a_l \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (5.18)$$

Zur Lösung der partiellen Differenzialgleichung sind Anfangs- und Randwertbedingungen nötig, die in realen Anwendungen üblicherweise durch Messungen von Temperaturwerten an verschiedenen Punkten und zu verschiedenen Zeiten gewonnen werden. In diesem konkreten Fall ist die Bestimmung – wenn sie überhaupt möglich ist – nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand durchführbar. Deshalb wird nur eine theoretische Betrachtung der einzelnen thermodynamischen Prozesse am Messsensor herangezogen, um die Plausibilität der indirekten Einflussnahme der Sonneneinstrahlung auf den Messwiderstand nachzuweisen.

Die schematische Darstellung der einzelnen Wärmeübergangsgrenzen (Abbildung 5.9) zeigt die Komplexität des gesamten Prozesses. In der Darstellung wirken untereinander angeführte Bauelemente wie reihengeschaltete thermische Widerstände, nebeneinander angeführte Bauelemente stellen parallele Wärmeübertragungswege dar. Die Wärmeleitung in den Bauelementen ist unter Verwendung vereinfachter geometrischer Annahmen berechenbar (vgl. beispielsweise Gleichung (5.18) zur Darstellung der Prozesse in einem Kupferkabel). Der Übergang zwischen einem Bauelement und einem Fluid zieht zusätzlich die Kenntnis des fluidabhängigen Wärmeübergangskoeffizienten α_W nach sich, der als Proportionalitätsfaktor abhängig von Wärmeleitfähigkeit und Strömungsgeschwindigkeit des Fluids den Wärmestrom Q nach

$$Q = \alpha_W \Delta T \Delta t \quad (5.19)$$

mit: ΔT : Temperaturdifferenz zwischen den Materialien
 Δt : Zeitdifferenz

beeinflusst.

Durch die teilweise Parallelität der Wärmeübertragungen sind zudem die Prozesse gekoppelt. So fließt beispielsweise der Wärmestrom durch das unisolierte Anschlusskabel bis zum Messwiderstand, die Außenfläche des Drahtes wird zusätzlich durch erzwungene Konvektion im Luftstrom des Belüftungsgebläses gekühlt, sodass je nach gewählter Strömungsgeschwindigkeit eine gewisse Wärmemenge abgeführt wird. Die Wärme wird also teilweise umgeleitet, anstatt vollständig zum Messwiderstand durchgeleitet zu werden (vgl. Bernhard, 2004).

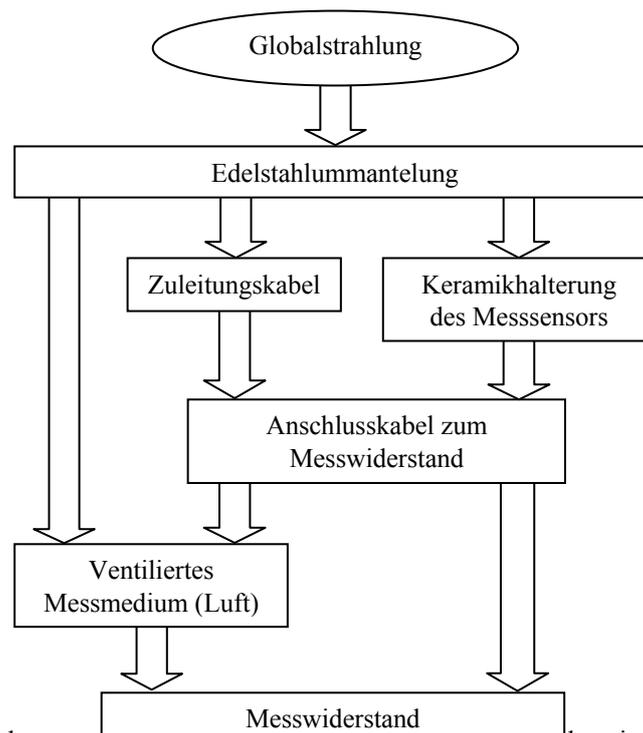


Abbildung 5.9: Wärmeübergänge an den Bauelementen des Messensors, nebeneinander stehende Bauelemente symbolisieren parallele Wärmeübertragungswege.

Zur Herleitung der verschiedenen partiellen Differenzialgleichungen finden sich Ansätze z. B. in Langeheinecke (2004) oder Marek (2007). Zur Lösung der partiellen Differenzialgleichungen müssen bekannt sein: die Anfangs- und Randbedingungen, also wann welche Temperaturwerte an den jeweiligen Übergangspunkten herrschen, und der material- und belüftungsabhängige Wärmeübergangskoeffizient zur Luft (vgl. auch VDI/VDE-Richtlinie 3522).

Entsprechend der theoretischen Darlegung der auftretenden Prozesse wird vermutet, dass sich die Globalstrahlung durch die Erwärmung der Edelstahlummantelung und die Wärmeweiterleitung an den Sensor auf die gemessenen Temperaturwerte auswirkt. Da später nur die Temperaturdifferenzen mit einer hohen Genauigkeit vorliegen müssen, kann auf eine Untersuchung des Einflusses auf den absoluten Temperaturwert verzichtet werden. Die Kalibrierfunktion (5.12) kompensiert somit die leichten baulichen Unterschiede der Sensoren (z.B. Position der Verkabelung), die bei einer Globalstrahlungsänderung eine Änderung der Anfangs- und Randbedingungen (bei gleichen partiellen Differenzialgleichungen für die einzelnen Bauelemente) nach sich ziehen.

5.3.3 Genauigkeitsbetrachtung zur Sensorkalibrierung

In Anbetracht des Stellenwertes des letztendlich interessierenden Temperaturgradienten als Sollwertgeber für eine Berechnung basierend auf Turbulenzparametern aus Szintillationsmessungen ist nach den Kalibrierungsschritten der Thermometer entsprechend den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.2 eine kurze Genauigkeitsbetrachtung erforderlich. Tabelle 5.3 zeigt die Verbesserung, die durch die Korrektur der Temperaturdifferenzen um den Einfluss der Globalstrahlung erreicht wird. Die empirische Standardabweichung ergibt sich aus den Residuen v_r , die wiederum berechnet werden aus

$$dT_{i,j} = dT_G + v_r \quad (5.20)$$

Das Datenmaterial für diese Standardabweichung umfasst die gemessenen Temperaturdifferenzen aller drei sonnigen Tage, die zur Ermittlung der Kalibrierfunktion (5.12) herangezogen wurden. Dies führt zu einer Genauigkeit eines einzelnen gemessenen Temperaturgradienten von durchschnittlich $s_{PT100} = 0,13 \text{ K/m}$ (Mittelwert über alle kalibrierten Sensorpaare).

Tabelle 5.3: Übersicht über Gradientengenauigkeiten

Sensorpaar	Gradientengenauigkeit vor Globalstrahlungskalibrierung	Gradientengenauigkeit nach Globalstrahlungskalibrierung
CH01 - CH02	0,34 K	0,17 K
CH02 - CH03	0,23 K	0,12 K
CH04 - CH06	0,30 K	0,13 K
CH06 - CH07	0,14 K	0,09 K
CH08 - CH09	0,21 K	0,14 K
CH09 - CH10	0,18 K	0,13 K

Kann die Kalibrierfunktion nicht angewendet werden, weil die Wetterlage wechselhaft ist, kann sich die Genauigkeit einer gemessenen Temperaturdifferenz resultierend aus dem Einfluss von Globalstrahlung auf 0,2 bis 0,3 °C verschlechtern. Bei den in Kapitel 5.4 beschriebenen und in Kapitel 1 beurteilten Messungen wurden in verschiedenen Höhen Temperaturmessungen durchgeführt und Temperaturgradienten berechnet. Die Genauigkeit dieser Gradienten entspricht – falls nicht anders angegeben – der Gradientengenauigkeit mit Globalstrahlungskalibrierung.

5.4 Messkampagnen

Um die in Kapitel 0 angegebene Methode zur Bestimmung des Temperaturgradienten verwenden zu können (MOST-Modell / RS-Modell), ist folgende Bedingung an die Gegebenheiten des Messortes geknüpft: die Anströmungsrichtung des Windes muss weitgehend frei von Windhindernissen sein. Diese Bedingung ist, wie bereits in Kapitel 4.2 geschildert, bei geodätischen Aufgabenstellungen nur selten gegeben, da hier der Messbereich nicht wählbar ist, sondern vom jeweiligen Projekt vorgegeben wird. Demnach ist bereits von vornherein die Bedingung der Freifläche nicht einhaltbar. Um die Auswirkungen einer Verletzung dieser Bedingung zu untersuchen, wurde ein Messgebiet gesucht, das alle anderen Bedingungen einhält (vgl. Kapitel 4.2), jedoch von allen vier Seiten durch Gebäude oder Vegetation windgeschützt ist. Ziel ist es, die Auswirkungen auf den Berechnungsalgorithmus von Kapitel 4.2 (MOST-Modell) zu untersuchen, und die Modifikationen aus Kapitel 4.4 (RS-Modell) zu testen. Zudem soll an diesem Beispiel die grundsätzliche praktische Anwendbarkeit für geodätische Bereiche beurteilt werden.

Das Messgebiet in Oberweier, in der Nähe von Ettlingen, Deutschland, dient als Sportplatz und ist von drei Seiten (Nordosten, Nordwesten, Südwesten) von ein- bis dreistöckigen Gebäuden und Bäumen umgeben. Die vierte Seite (Südosten) wird von einer dichten Baumreihe (ca. 10-20 m hoch) vor Wind geschützt. Der Untergrund ist Rasen mit einer Halmlänge von ca. 5-10 cm. Die meteorologischen Messungen wurden in zwei Kampagnen durchgeführt, dabei wurde das Setup der Geräte variiert. Kampagne 1 dauerte vom

Nachmittag des 06.07.2007 bis zum Vormittag des 22.07.07, Kampagne 2 vom Nachmittag des 02.08.07 bis zum Nachmittag des 15.08.07.

5.4.1 Aufbau und Anordnung der Sensoren

In den Messkampagnen wurden das Ultraschall-Anemometer YOUNG Modell 81000 zur Messung von Windstärke, Windrichtung und der turbulenten Flüsse, Temperatursensoren zur Messung der Temperaturgradienten und ein bzw. zwei Szintillometer SLS 20 der Firma Scintec zur Bestimmung der Turbulenzparameter verwendet. Die räumliche Verteilung der Sensoren auf dem Messplatz ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

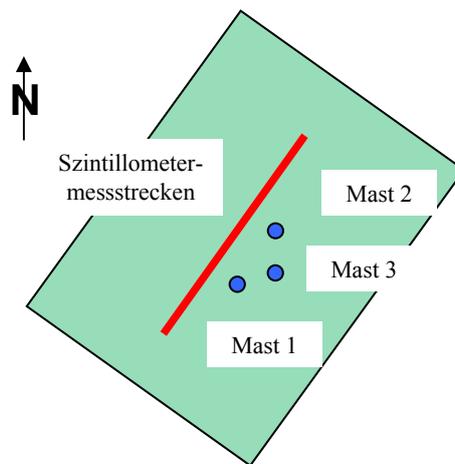


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung Messplatz Oberweier, Szintillometermessstrecke (rot: SLS 20 GIK und SLS 20 FOM), Masten 1-3 mit Temperatursensoren (blau), Mast 1 mit Sonic.

Im Setup 1 (Abbildung 5.11) wurden Sender und Empfänger des SLS 20 mit einer Messstrecke von 64 m und einer Messstrahlhöhe von 1,67 m aufgebaut. Die Temperatursensoren wurden aufgeteilt auf zwei Messmasten und auf den Höhen 0,90 m, 1,90 m, 2,90 m, 4,90 m und 6,90 m angebracht. Das Sonic wurde an der Spitze des ersten Messmastes in einer Höhe von 8 m montiert, da die Windbrechung durch den Mast selbst dort am geringsten ist. Die Abstände der Masten zueinander wurden auf ca. 10 m gewählt. Der Abstand der Masten zu der Messstrecke des Szintillometers betrug ebenfalls ca. 10 m. Abweichend von Setup 1 wurde in Setup 2 ein dritter Mast aufgebaut, 9 Temperatursensoren auf drei Masten verteilt und auf den Höhen 0,90 m, 1,90 m und 2,90 m angebracht. Die Analyse der Messdaten direkt nach der ersten Messkampagne deutete bereits darauf hin, dass der Verlauf des vertikalen Temperaturprofils dem erwarteten Verlauf aus den Modellannahmen entsprach (Kapitel 6.1.2). Da mit Setup 1 das vertikale Temperaturprofil bereits hinreichend erfasst war, wurde in Setup 2 die Gesamtmesshöhe zugunsten der Redundanz reduziert und ein dritter Messmast mit Temperatursensoren ausgestattet. Das Sonic wurde entsprechend tiefer gesetzt und auf einer Höhe von 5 m montiert. Zeitweise wurde ein zweites Szintillometer SLS 20 parallel zum SLS 20 des GIK mit gleicher Messstrecke von 79 m, jedoch einer Messstrahlhöhe von 1,4 m statt 1,7 m und umgekehrter Laser-Receiver-Ausrichtung aufgebaut.

Die Registrierung aller Messdaten war auf eine minutenweise Zuordnung ausgerichtet, da dieser Zeitraum für geodätische Anwendungen noch akzeptabel erscheint. Die Temperaturmessungen wurden mit einer Datenrate von 4/min registriert (Einzelmessung), Sonic und Szintillometer registrierten Messwerte im Minutentakt (gesammelt über eine Minute).

Parallel zu den Messungen in Oberweier wurden auch Messwerte der Globalstrahlung vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) der Universität Karlsruhe und von der Forschungsanstalt für

Optronik und Mustererkennung (FOM) der Forschungsgesellschaft für Angewandte Naturwissenschaften (FGAN) herangezogen. Diese dienten jedoch in erster Linie der Klassifizierung der Messtage in sonnig, wechselhaft und bedeckt. Es wurde also lediglich eine Korrelation der Wetterlagen zwischen den 5 bzw. 10 km entfernten Orten angenommen.

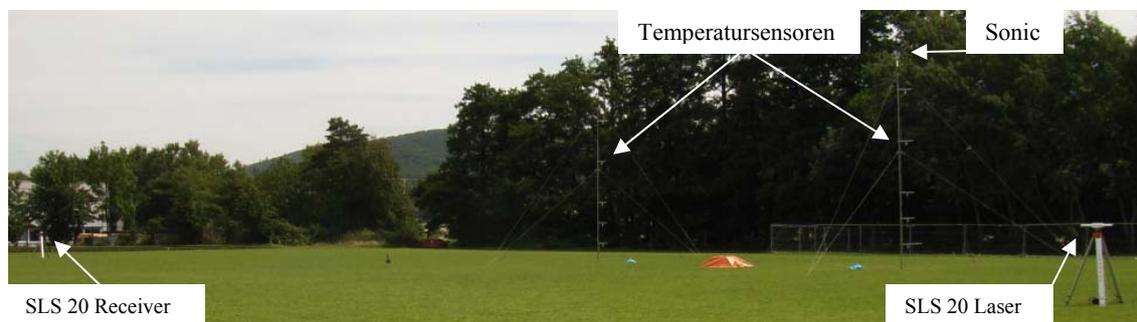


Abbildung 5.11: Messaufbau Setup 1; Turbulenzmessung mit SLS 20, Temperaturmessung an zwei Masten in 5 Höhen, Wind und Turbulenzmessung an Mast 1

5.4.2 Klassifizierung der Messtage

Der Zeitraum, in dem die wesentlichen Messungen für diese Arbeit durchgeführt wurden, umfasst jeweils 2-wöchige Messungen im Juli und im August. Da sich je nach Tageszeit und Wetterlage unterschiedliche atmosphärische Zustände ausbilden, ist eine grobe Einordnung der Messtage nach den verschiedenen zu untersuchenden Zuständen sinnvoll. Für eine schnelle Übersicht sind Schlüsseldaten aller interessanten Messtage grafisch zusammengestellt (Abbildung 5.12 für den Zeitraum 07.07.07 bis 21.07.07 und Abbildung 5.13 für den Zeitraum 02.08.07 bis 15.08.07). Die Messtage vom 07.08.07 bis 10.08.07 fehlen in der Darstellung, da an diesen Tagen der vollständig bedeckte Himmel und zeitweise starker Regen keine für diese Arbeit relevanten Messungen erlaubten. Aufgetragen sind die an der untersten Mastposition gemessene Temperatur, die Windgeschwindigkeit, die Globalstrahlung und der Strukturparameter des Brechungsindex. Die variierende Verfügbarkeit der Daten aus Szintillometermessungen resultiert aus temporären Ausfällen der Single Processing Unit (SPU) des SLS 20, deren Ursache nicht sofort erkannt wurde. Die Datenaufzeichnung der Temperatursensoren und des Sonics sind vollständig.

Das Augenmerk dieser Arbeit liegt besonders auf konvektiven atmosphärischen Zuständen (stark labile Schichtung), da hier erfahrungsgemäß die größten negativen Temperaturgradienten auftreten können. Je nach Stärke und Winkel der einfallenden Sonnenstrahlen erwärmt sich der Boden, sodass sich in den Sommermonaten Juni bis August an sonnigen Tagen um die Mittagszeit der Boden am stärksten aufwärmt und diese Wärme an die darüber liegenden Luftschichten wieder abgibt. Zu beurteilen sind für eine Grobeinteilung der Messtage die Globalstrahlung, die Temperatur und der Wind. Sonnige Tage lassen sich einfach am Tagesgang der Globalstrahlung erkennen, wenn dieser einen Verlauf ähnlich einer Glockenkurve nimmt. Tage, an denen diese Glockenkurve von durchziehenden Wolkenfeldern unterbrochen wird, sollen im Folgenden als wechselhaft bezeichnet werden. Sonnige Tage lassen sich auch an stark schwankenden Temperaturkurven erkennen, wenn die Temperaturdifferenzen zwischen Höchstwerten zu Mittags- bzw. Nachmittagszeit und Tiefsttemperaturen in der Nacht besonders groß sind. Ein dritter Klassifizierungsparameter soll der Windvektor (angegeben in Windrichtung und mittlerer Windgeschwindigkeit) zur Untersuchung des MOST-Modells und des RS-Modells für nicht-windoffene Flächen sein. Die Kombination dieser Kriterien erlaubt die Einteilung der Messtage in stark konvektiv, konvektiv und wechselhaft (Tabelle 5.3). Im Folgenden können für die Berechnungen alle Tage verwendet werden, die Beurteilung der Ergebnisse richtet sich jedoch nach der Klassifizierung in stark konvektiv, konvektiven und wechselhaft.

Besonders die Angabe der Windrichtung ist später für die Anwendung des RS-Modells von Bedeutung. Die umliegenden Gebäude und die Vegetation bilden Hindernisse im Fetch (Anströmungslänge), die je nach Windrichtung die Turbulenz in Bodennähe unterschiedlich beeinflussen (vgl. Kapitel 4.3). Die Auswirkungen der Eigenschaften des Messortes auf die Berechnung des Temperaturgradienten aus Turbulenzparametern unter Verwendung des modifizierten im Vergleich zum herkömmlichen Algorithmus sind Gegenstand der Untersuchungen, die im folgenden Kapitel eingehend beschrieben werden.

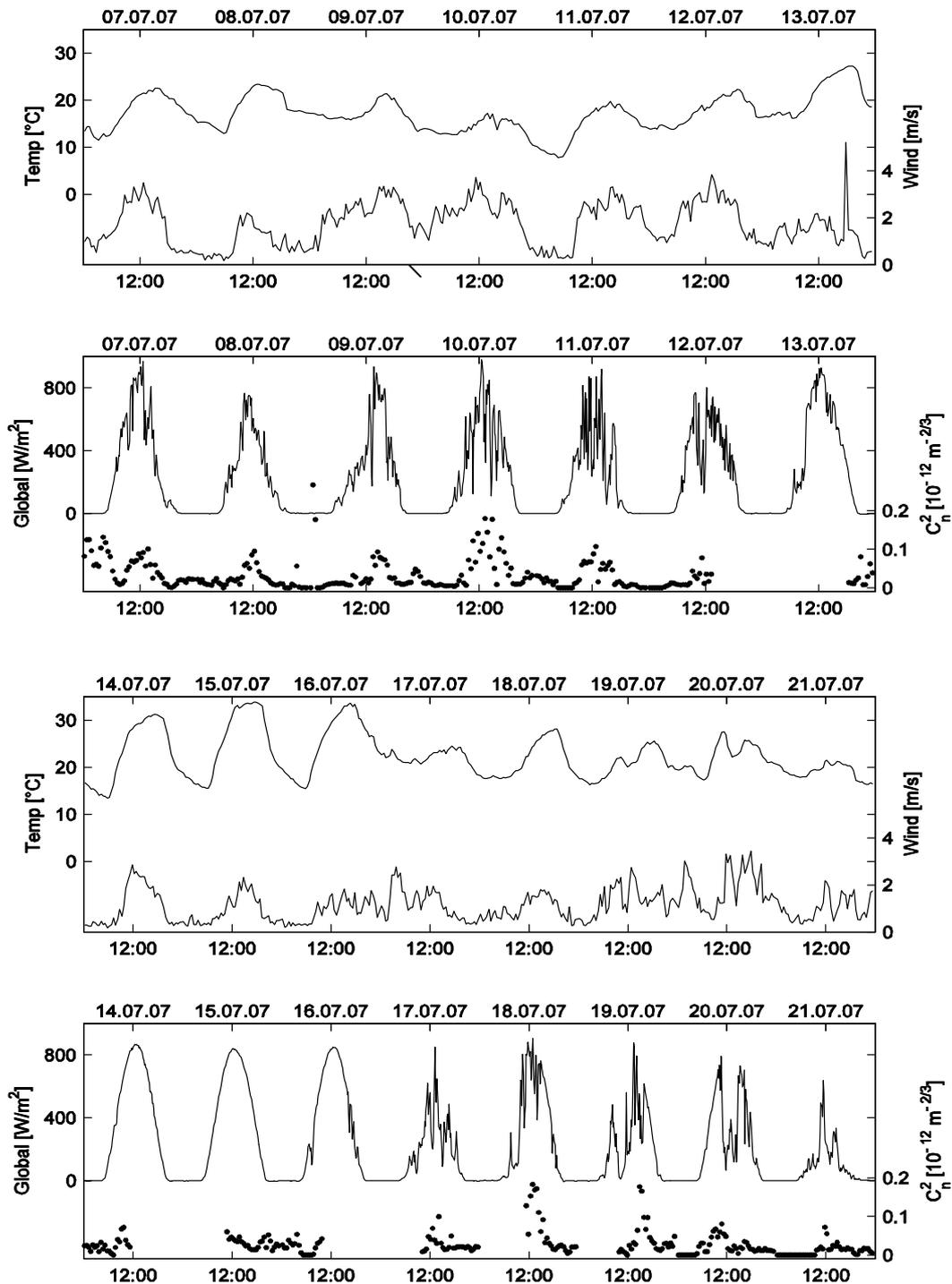


Abbildung 5.12: Zeitreihe von Temperatur (abgekürzt mit: Temp; in 1 m Höhe), Windgeschwindigkeit (in 8 m Höhe), Globalstrahlung (abgekürzt mit: Global; nicht am gleichen Ort gemessen) und Strukturparameter des Brechungsindex; Zeitraum vom 07.-21.07.07 in Oberweier; Messaufbau entsprechend Setup 1

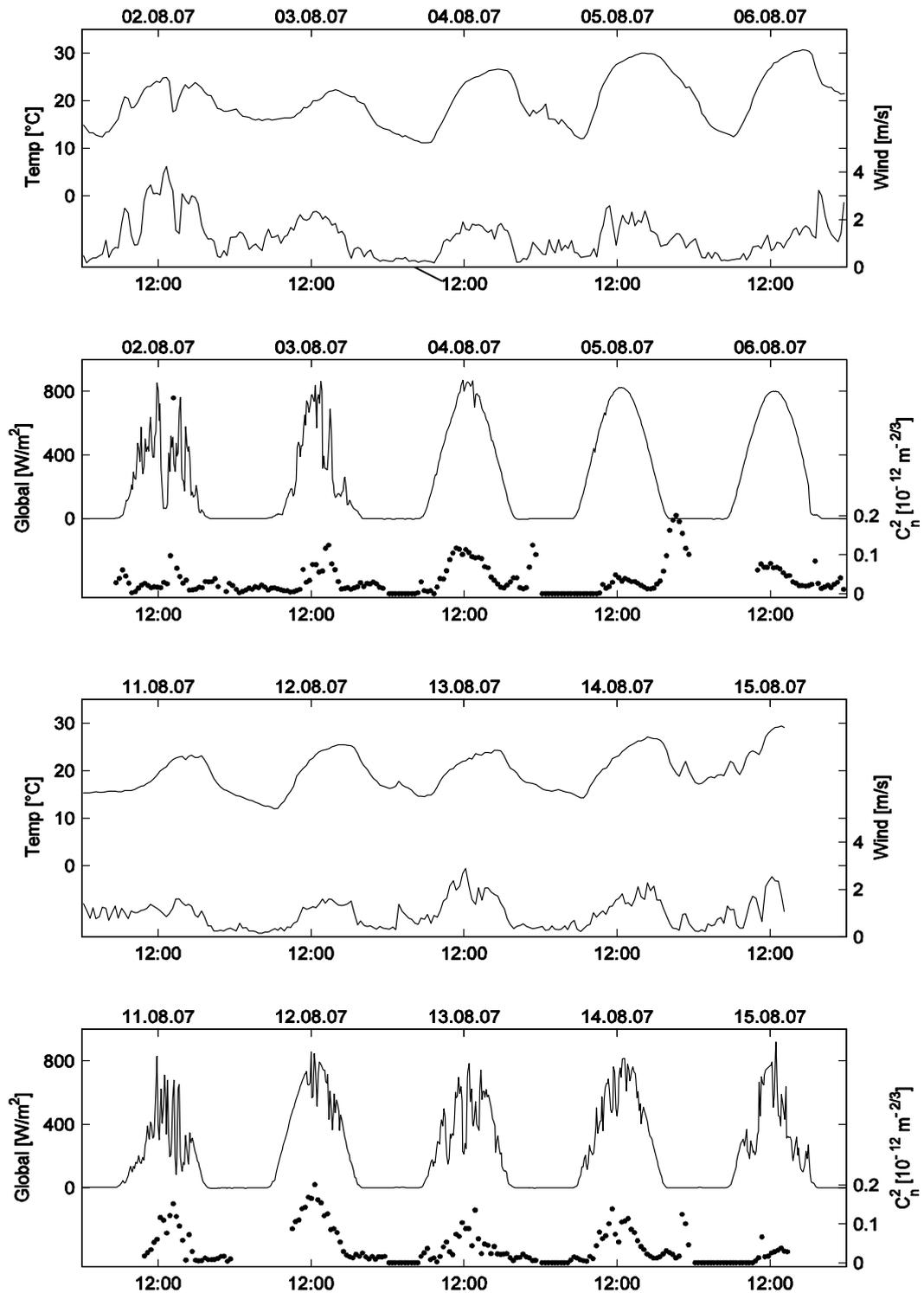


Abbildung 5.13: Zeitreihe von Temperatur (abgekürzt mit: Temp; in 1 m Höhe), Windgeschwindigkeit (in 5 m Höhe), Globalstrahlung (abgekürzt mit: Global; nicht am gleichen Ort gemessen) und Strukturparameter des Brechungsindex; Zeitraum vom 02.-06.08.07 und 11.-15.08.07 in Oberweier; Messaufbau entsprechend Setup 2

Tabelle 5.4: Klassifizierung der Messtage

Datum	Klassifizierung	Wind
07.07.07	konvektiv	2,9 m/s; 240°
08.07.07	wechselhaft	1,7 m/s; 30°, später drehend
09.07.07	konvektiv	2,4 m/s; 240°
10.07.07	konvektiv	3,0 m/s; 210°
11.07.07	konvektiv	2,2 m/s; 240°
12.07.07	wechselhaft	2,9 m/s; 240°
13.07.07	stark konvektiv	1,7 m/s; 210°
14.07.07	stark konvektiv	1,8 m/s; 210°
15.07.07	stark konvektiv	1,1 m/s; drehend
16.07.07	stark konvektiv	1,1 m/s; drehend
17.07.07	wechselhaft	1,6 m/s; 240°
18.07.07	stark konvektiv	1,3 m/s; 240°, drehend
19.07.07	wechselhaft	1,9 m/s; 30°, drehend
20.07.07	konvektiv	1,7 m/s; 30° später 240°
21.07.07	bedeckt	1,1 m/s; drehend, später 30°
02.08.07	wechselhaft	2,8 m/s; 240°
03.08.07	stark konvektiv	2,0 m/s; 240°
04.08.07	stark konvektiv	1,4 m/s; 30°
05.08.07	stark konvektiv	1,6 m/s; 30°, später 90°
06.08.07	stark konvektiv	0,8 m/s; 30°-90°, drehend
11.08.07	wechselhaft	1,1 m/s; 240°
12.08.07	stark konvektiv	1,0 m/s, drehend
13.08.07	konvektiv	1,9 m/s; 240°, später 270°
14.08.07	stark konvektiv	1,3 m/s; 240°, drehend
15.08.07	konvektiv	1,7 m/s; 210°, später drehend

6 Ergebnisse

In Kapitel 0 wurden das MOST-Modell und das neue RS-Modell zur Temperaturgradienten-berechnung vorgestellt. Die mit diesen Modellen berechneten Temperaturgradienten sollen nun mit direkt gemessenen Temperaturgradienten verglichen und beurteilt werden. Die Untersuchungen gliedern sich in mehrere Teilaspekte, denen jeweils Unterkapitel gewidmet sind. Die Beurteilung wird durch die Angabe eines Genauigkeitsbudgets für die Temperaturgradientenberechnung nach dem RS-Modell gestützt. Hierzu soll bereits vorab die Budgetierung angegeben werden, in der sich die verschiedenen Genauigkeiten der Eingangs- und Modellparameter nach Gauß'scher Varianzfortpflanzung auf die Genauigkeit des Temperaturgradienten auswirken. Diese vorab ermittelte Modellunsicherheit dient als Grundlage für den Vergleich mit den gemessenen Gradienten. Im Idealfall sind prädizierte und empirische Genauigkeit von gleicher Größenordnung. Die a-priori-Unsicherheit $u_{dT/dz}$ ergibt sich allgemein aus der Gleichung

$$u_{dT/dz}^2 = u_{M_0}^2 + u_{M_e}^2 \quad (6.1)$$

mit der Modellunsicherheit u_{M_0} und der Unsicherheit u_{M_e} resultierend aus der Genauigkeit aller gemessenen Parameter. Die Einfluss nehmenden Parameter werden in den verschiedenen Kapiteln identifiziert, klassifiziert, und ihr Einfluss auf den Temperaturgradienten quantifiziert.

Zum besseren Verständnis wird einheitlich die Bezeichnung Standardabweichung oder empirische Standardabweichung bewusst für Variablen oder Parameter verwendet, deren Verteilung normalverteilt ist oder als normalverteilt angenommen werden kann. Der Begriff Unsicherheit wird für Variablen oder Parameter verwendet, deren Streuung sich nicht im Sinne einer Normalverteilung verhält, systematische Einflüsse enthalten kann oder innerhalb einer Budgetierung mit Unsicherheiten anderer Parameter in Verbindung gebracht wird (vgl. auch ISO-Leitfaden GUM, 1995).

6.1 Geländespezifische Untersuchungen

Da der Messort wegen seiner (für MOST) untypischen Eigenschaften ausgesucht wurde, empfiehlt es sich, vor den eigentlichen Modelluntersuchungen zuerst die messplatztypischen meteorologischen Gegebenheiten festzuhalten. So können Einflüsse des Messortes und Modelleinflüsse auf den letztendlich interessierenden Temperaturgradienten voneinander getrennt oder in Zusammenhang gebracht werden. Es liegen zwar durchgehend Messdaten aller Systeme vor, letztendlich wurden jedoch nicht alle Daten zur Verifizierung des RS-Modells verwendet. Grundsätzlich sind für diese Arbeit Daten, die Nachts oder bei Regen gemessen wurden uninteressant. Bei den folgenden Beurteilungen sind die Zeitintervalle, auf die sie sich beziehen, angegeben, in den meisten Fällen wurden Zeitfenster von 10 Uhr bis 15 Uhr verwendet.

6.1.1 Windprofil, Anströmungsrichtung und Impulsfluss

Für sonnige Tage und bei freier Anströmung des Windes ist das klassische charakteristische logarithmische Wind- und Temperaturprofil (vgl. Gleichung (4.15) und (4.17)) zu erwarten. Die Begrenzungen des Messortes sind je nach Himmelsrichtung unterschiedlich, sodass auch die Auswirkungen des Windes von der Windrichtung abhängen. Die Silhouetten der angrenzenden Bebauung/des angrenzenden Bewuchses sind nach Himmelsrichtungen in Abbildung 6.1 abgebildet. Die eingezeichnete Höhenreferenz stammt aus Einzelpunktmessungen markanter Hindernisse (z. B. überragende Bäume, Dachkanten).

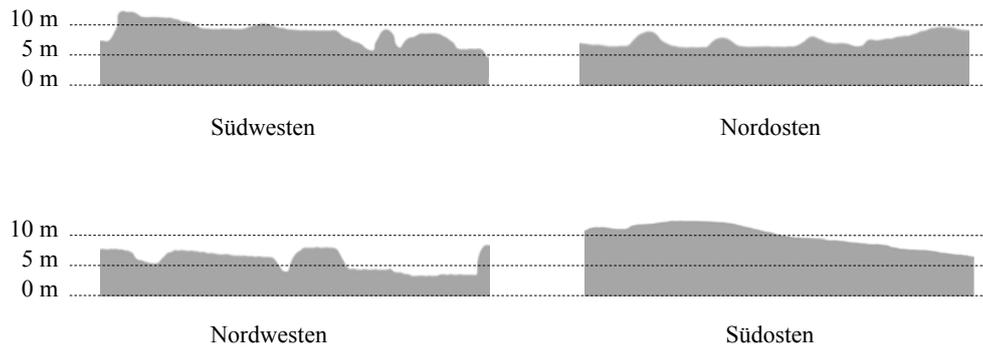


Abbildung 6.1: Silhouetten der Messplatzbegrenzungen in vier Richtungen; Höhenbezug durch Einzelpunktmessungen.

Da keine echte Windprofilmessung vorliegt (nur ein Sonic wurde verwendet), ist hier kein Vergleich des lokalen mit dem klassischen Profil möglich. Rein rechnerisch ist die Rauigkeitslänge z_0 nach Gleichung (4.15) mit einer einzigen Messposition des Sonic in 8 m Höhe aus den Daten der ersten Messkampagne im Juli bzw. 5 m Höhe aus Daten der zweiten Messkampagne im August bestimmbar (u^* wurde ebenfalls gemessen, z. B. bei Annahme einer neutralen Schichtung mit $\phi_M = 1$). Dies ist jedoch wenig sinnvoll, weil die Werte je nach Datensatz innerhalb von Stunden von wenigen dm bis 80 cm streuen, die Berechnung ist also sehr unzuverlässig. Da die Anströmung weder frei noch bei drehendem Wind gleichartig ist, und zudem die Messhöhen in beiden Monaten noch unterhalb einiger der angrenzenden Windhindernisse liegen, ist es nicht möglich, aus den vorliegenden Messdaten die Rauigkeitslänge des gesamten Gebiets zuverlässig zu bestimmen. Stull (1988) gibt für eine derartige Überdeckung eine Rauigkeitslänge von $z_0 = 15 \text{ cm} - 50 \text{ cm}$ an. Diese Werte werden in Kapitel 6.4.1 nochmals aufgegriffen.

Die Hauptanströmungsrichtung des Gebietes von morgens bis in den frühen Nachmittag ist häufig Südwest, abweichend davon sind 08.07.07, 19.07.07, 04.08.07 und 05.08.07 mit Wind aus nordöstlicher Richtung. Besonders schwachwindige Tage ohne eindeutige Windrichtung waren v. a. der 16.07.07, sowie der 06.08.07 und der 12.08.07 (Abbildung 6.2).

Die Anströmungsrichtung ist sowohl für das klassische Modell also auch für das modifizierte Modell zur Berechnung des Temperaturgradienten von Bedeutung, da sich mit drehender Windrichtung auch die Größe und Dichte der Windhindernisse ändern kann. Die Anströmungslänge, der sog. Fetch, sollte mit homogener Überdeckung das 100fache der Messhöhe betragen, um eine für den Messort und den zugehörigen Fetch eindeutige und repräsentative Messung durchführen zu können (Businger, 1986; vgl. auch Mazzoni, 1996). Im klassischen Fall der MOST ist also eine Adaption an die Strömungshindernisse durch den Übergang von der gemessenen Messstrahlhöhe z' auf die um die Rauigkeitslänge z_0 reduzierte Strahlhöhe

$$z = z' - z_0 \quad (6.2)$$

möglich, was einem Höhen-Shift des logarithmischen Windprofils gleichkommt. Im modifizierten Modell wird dagegen direkt die Gebäude-/Bewuchshöhe verwendet, um durch eine Umgewichtung der Turbulenzanteile im TKE-Budget die Auswirkungen der Strömungshindernisse zu kompensieren.

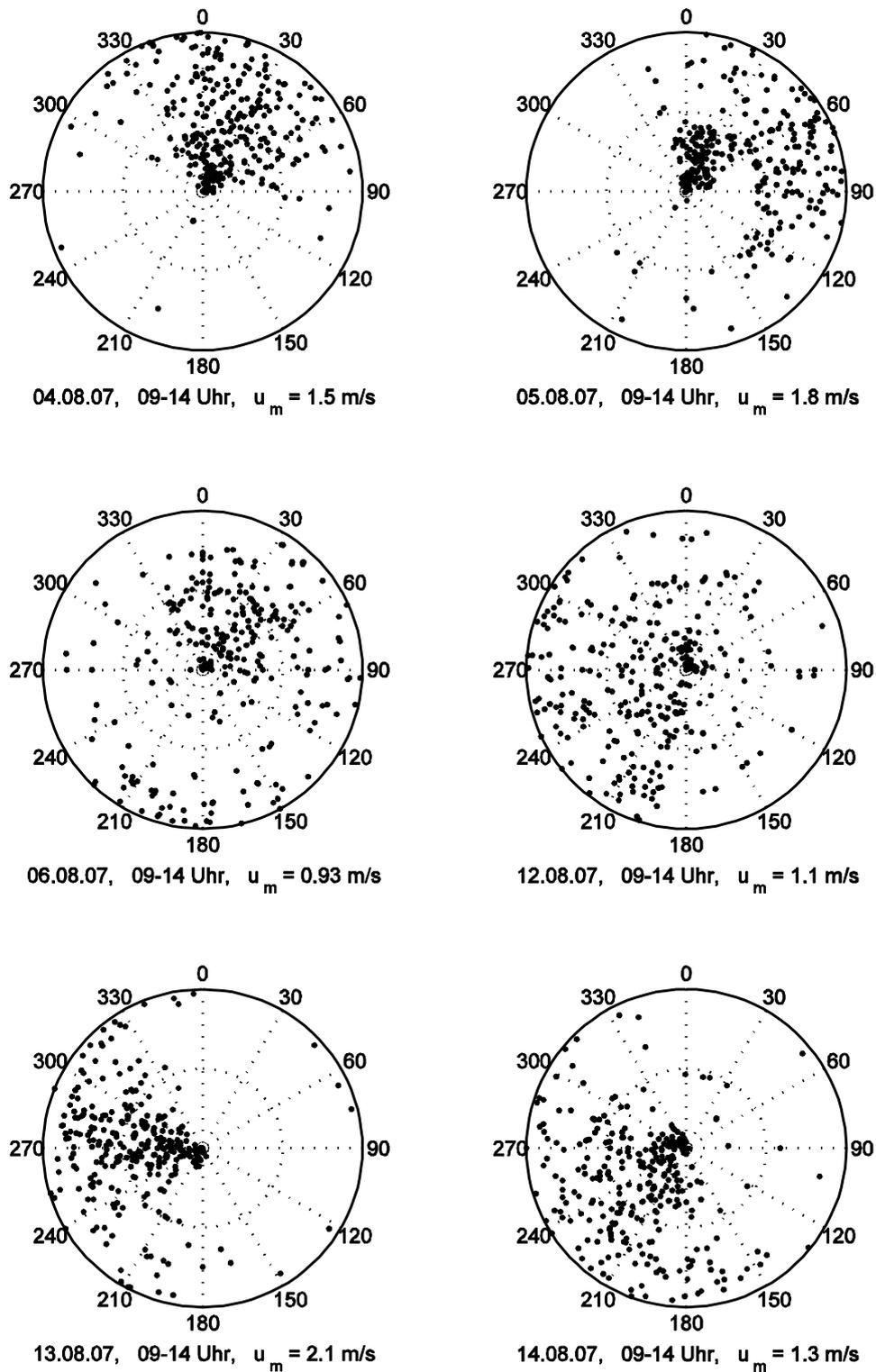


Abbildung 6.2: Windrichtungen und mittlere Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Tagen von 9-14 Uhr (positive Zählrichtung vom Zentrum nach Außen); obere Reihe: Nordost (Ausnahmefall), mittlere Reihe: drehende Windrichtung, untere Reihe: Hauptwindrichtung Südwest (Regelfall).

Das tatsächliche Windprofil kann in der Rauigkeitsschicht je nach Art und Dichte der Überdeckung sehr unterschiedlich ausfallen. Es lassen sich prinzipiell zwei Profiltypen finden, die jedoch mit variierendem Hindernisabstand nahezu nahtlos ineinander übergehen (Abbildung 6.3). Bei weit auseinander stehenden

Hindernissen nimmt der Wind ab der Überdeckungshöhe oder direkt darüber im Vergleich zum log-Profil schneller mit der sinkenden Höhe ab. Dieses markante Merkmal der Rauigkeitsschicht bestätigen unter anderem Messungen von Raupach und Thom (1981), Rotach (1991), Roth (2000) und Roulet et al. (2005). Rücken die Hindernisse zusammen, wird zum einen der vertikale Windgradient im oberen Teil der Überdeckungshöhe größer, zum anderen bildet sich ein Bereich in mittlerer bis unterer Überdeckungshöhe, der von einer fast gleich bleibenden Windgeschwindigkeit geprägt ist (erst direkt oder kurz vor dem Boden wird die Windgeschwindigkeit zu Null; Abbildung 6.3 (b)). Schließt sich im Extremfall beispielsweise die vegetative Überdeckung durch das Blätterdach eines Waldes komplett (Abbildung 6.3 (c)), kann der Wind in Wipfelhöhe annähernd zum Erliegen kommen und erst im freien Bereich der Baumstämme nochmals auffrischen. Der Zusammenhang zwischen Windstärke, Windgradient und kinetischem Impulsfluss ist bereits in Kapitel 4.3 diskutiert worden, es liegt also nahe, dass in Gebieten mit gleichem Windprofil auch gleiche Annahmen über die Höhenabhängigkeit des kinetischen Impulsflusses getroffen werden können. Im hier vorliegenden Messgebiet ist mit einem Windprofil nach Abbildung 6.3 (a) zu rechnen, Gleichung (4.20) liegt jedoch ein Windprofil nach Abbildung 6.3 (b) zugrunde. Da die Profile mit variierender Hinderniskonstellations fließend ineinander übergehen, ist es durch einfache Umskalierung auch möglich, den funktionalen Zusammenhang bezüglich des kinetischen Impulsflusses in das benachbarte Profil zu überführen. Die zugehörigen Untersuchungen für diese Umskalierung finden sich in Kapitel 6.2 im Zusammenhang mit den modellspezifischen Untersuchungen.

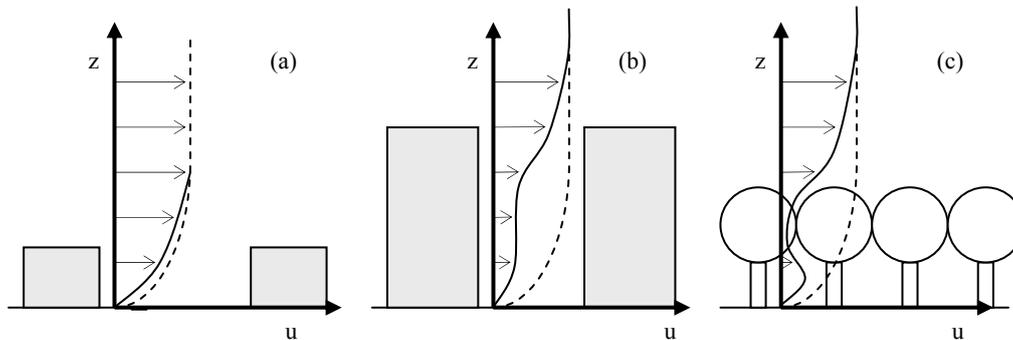


Abbildung 6.3: Variierende Windprofile bei unterschiedlich dichten oder andersartigen Überdeckungen; Windprofil bei (a) weiten Hindernisabständen und/oder flachen Hindernissen, (b) kleinen Hindernisabständen und/oder hohen Hindernissen und (c) geschlossener Überdeckung (Wald).

Das Abbremsen des Windes durch die Hindernisse am Boden hat auch Auswirkungen auf den abwärtsgerichteten Impulsfluss. Die Messdaten des Sonic liefern den direkt gemessenen kinetischen Impulsfluss, der sich mit der Dichte ρ und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* umrechnen lässt in den turbulenten Impulsfluss

$$M = -\rho u_*^2. \quad (6.3)$$

Den turbulenten Impulsfluss erhält man ebenfalls aus der Schubspannungsgeschwindigkeit des Szintillometers. Die Messungen wurden in unterschiedlichen Höhen durchgeführt, mit einem Höhenunterschied von 6,3 m im Juli bzw. 3,3 m im August. Abbildung 6.4 zeigt die Impulsflüsse gegeneinander aufgetragen, jeweils mit MOST-Modell und RS-Modell berechnet.

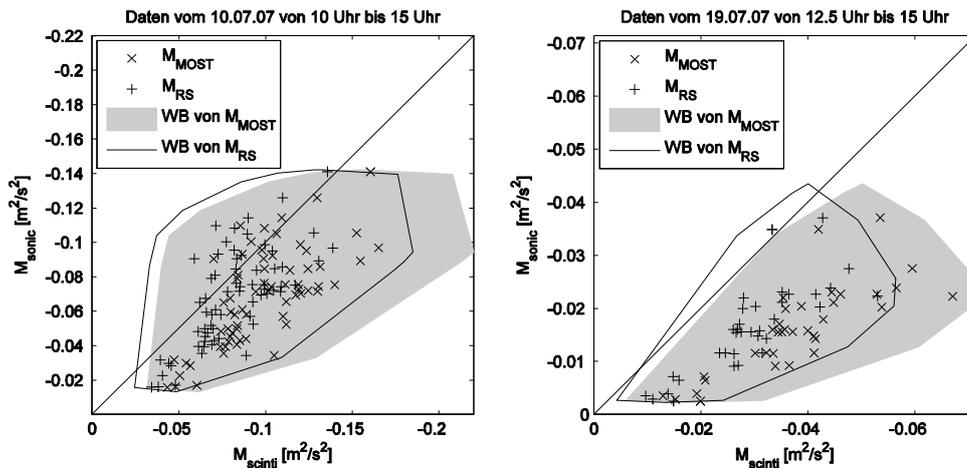


Abbildung 6.4: Vergleich der turbulenten Impulsflüsse M aus Sonicdaten und aus Szintillometerdaten, berechnet aus der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* des MOST-Modells (x) und des RS-Modells (+); Flächige Darstellung der Wertebereiche: grau schattiert: MOST-Modell, schwarz umrandet: RS-Modell; links: konvektive Bedingungen, rechts: wechselhafte Bedingungen.

Der Mittelungszeitraum der Originalmessdaten betrug bei beiden Messkampagnen 1 Minute, die Werte des Sonics wurden jedoch durch gleitende Mittelung über 10 Minuten geglättet. Bei den Szintillometerdaten wurden die originalen Minutenwerte verwendet. Durch die Schattierung des Wertebereichs (Hüllkurve um alle Messwerte) des Impulsflusses M_{MOST} werden die systematische Überschätzung und zugleich die Verbesserung durch den Wertebereich von M_{RS} deutlich. Dies ist ein eindeutiges Indiz dafür, dass die Modifikationen im RS-Modell der Realität in der Rauigkeitsschicht eher entsprechen. Diese Tendenz setzt sich an allen Messtagen fort, an Tagen besonders starker Konvektion ist jedoch kaum noch Korrelation zwischen den Impulsflüssen der beiden Messsysteme erkennbar. Dies deutet darauf hin, dass mit den vorgestellten Algorithmen irgendwann eine Grenze erreicht ist, nach der keine korrekte Modellierung mehr möglich ist.

6.1.2 Temperaturprofil, Temperaturgradientenprofil und Wärmefluss

Das klassische Temperaturprofil besitzt ebenso wie das Windprofil einen logarithmischen Höhenverlauf. Daraus resultieren besonders in Bodennähe hohe Temperaturgradienten. Mit zunehmender Höhe verläuft die Temperatur annähernd konstant und es treten nur minimale Temperaturgradienten auf. Die Messungen in Setup 1 von Mast 2 beinhalteten das Temperaturprofil bis in eine Höhe von 7 m, sodass eine Beurteilung des tatsächlichen Temperaturprofils mit Modellannahmen prinzipiell möglich ist. In Abbildung 6.5 sind die Temperaturprofile von zwei Messtagen (08.07.07 wechselhaft, 18.07.07 konvektiv) zu unterschiedlichen Zeitpunkten im Laufe des Vormittags und des frühen Nachmittags dargestellt.

Die gemessenen Profile aus Abbildung 6.5 zeigen gewisse Ähnlichkeit mit dem klassischen logarithmischen Temperaturprofil aus Abbildung 6.6, die umliegenden Gebäude und Vegetation wirken sich demnach nicht auf den generellen Verlauf des Temperaturprofils aus. In Abbildung 6.6 (b) wird die warme Luft am Boden nicht wie in Abbildung 6.6 (a) zusätzlich zur Konvektion durch den Wind durchmischt, so können sich höhere Temperaturen als auf freier Fläche halten. Bis zur Überdeckungshöhe ist der Gradientenverlauf der Temperatur vergleichbar mit dem des klassischen Temperaturprofils, im Bereich der Überdeckungshöhe bilden sich die größten Gradienten und es schließt sich über der Überdeckungshöhe dann das klassische Profil wieder an. Bei Messorten wie in Abbildung 6.6 (b) würde also ein signifikanter Temperatursprung in Überdeckungshöhe auftreten, dies konnte in keinem der gemessenen Profile gefunden werden. Ob dieser

Sprung noch über der maximalen Messhöhe stattfindet, ist zu bezweifeln, der weitere Verlauf mit zunehmender Höhe bleibt spekulativ.

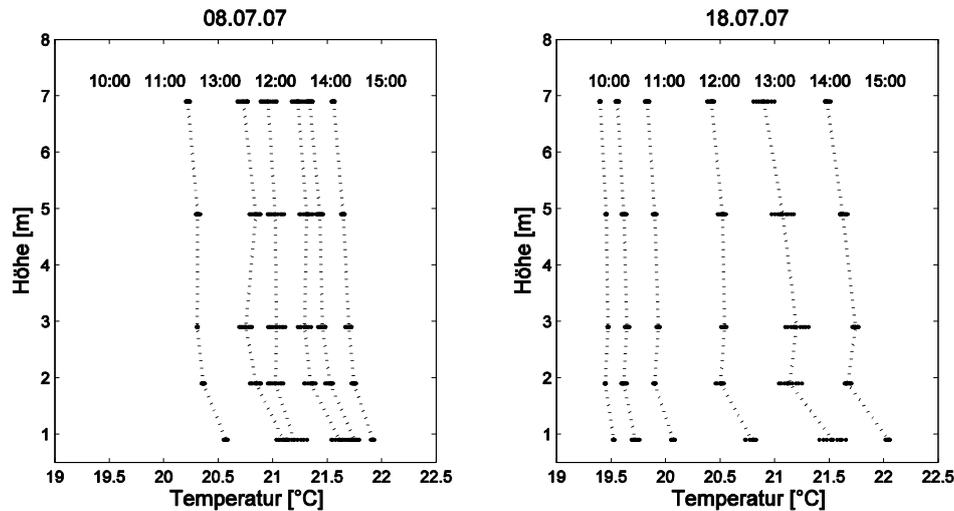


Abbildung 6.5: Temperaturprofil an Mast 2 am 08.07.07 (links) und am 18.07.07 (rechts) zu verschiedenen Tageszeiten (10 min-Mittelwert bei gestrichelter Linie, Minutenwerte als Punkte).

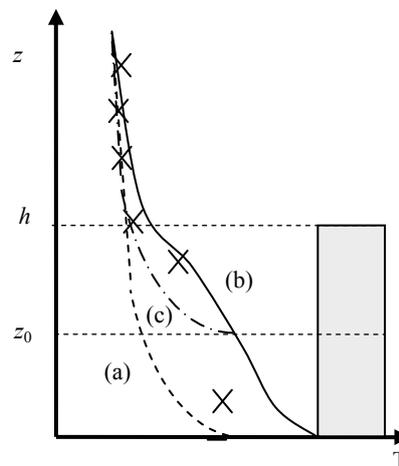


Abbildung 6.6: Klassisches Temperaturprofil und Temperaturprofil am Tag bei unterschiedlicher Überdeckung innerhalb der Rauigkeitsschicht; (a) gestrichelte Linie: klassisches Temperaturprofil, (b) durchgezogene Linie: modelliertes Temperaturprofil nach Roulet (2005), (c) Strichpunktlinie: klassisches Temperaturprofil unter Berücksichtigung der Rauigkeitslänge z_0 ; (x): gemessene Temperaturwerte.

Auffällig sind die hohen Temperaturgradienten im untersten Bereich des Mastes in Bodennähe. Deshalb wurden in Setup 2 (August) an drei statt nur zwei Masten Temperaturgradienten in zwei verschiedenen Höhen gemessen, um eine bessere Aussage bezüglich der Zuverlässigkeit und der Homogenität des Messortes zu erhalten (Abbildung 6.7). Die empirische Standardabweichung eines solchen dreifach gemessenen Temperaturgradienten (Kampagne 2, August) lag zwischen 10 Uhr und 15 Uhr im Durchschnitt bei $0,07 \text{ K/m}$, wobei hier auch Spitzen von etwa $0,15$ bis $0,20 \text{ K/m}$ vorkamen. Für die Gradientenmessungen der Kampagne 1 (Juli) wird die in Kapitel 5.3.3 angegebene Genauigkeit von $0,13 \text{ K/m}$ zugrunde gelegt.

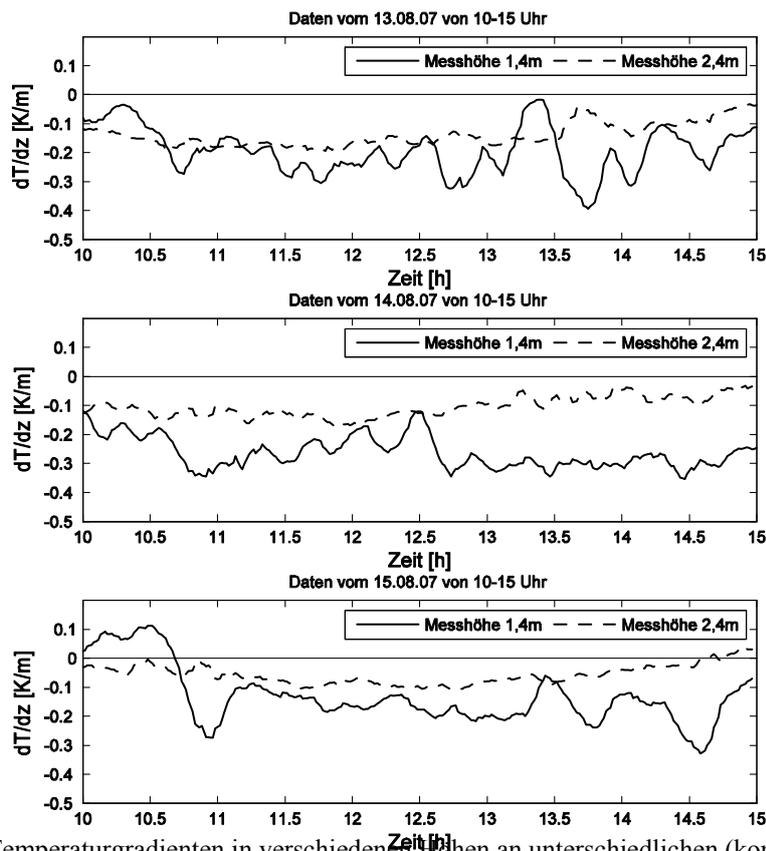


Abbildung 6.7: Temperaturgradienten in verschiedenen Höhen an unterschiedlichen (konvektiven) Tagen (13.08.07, 14.08.07, 15.08.07).

Die Messdaten aus Abbildung 6.7 zeigen an konvektiven Tagen einen erwartbar hohen Temperaturgradienten in Bodennähe (1,4 m), aber auch in einer Höhe von 2,4 m Höhe ist der gemessene Temperaturgradient relativ hoch. Dies kann auf die Rauigkeitsschicht hindeuten, deren Einfluss durch die weiten Abstände vom Messort zu den Windhindernissen (Gebäude und Vegetation) jedoch gemindert wird. Zu dieser Beobachtung kommen noch die bis in den Nachmittag anhaltenden negativen Temperaturgradienten, die erst gegen Abend gegen Null (Anzeichen für neutrale Schichtung) gehen. Bei freier Anströmung des Windes wäre nach Abflachen des Wärmestromes in den Boden durch die niedriger stehende Sonne die Wärme des Bodens schneller vollständig an die darüber liegenden Schichten abgegeben worden. Im Schutz der Rauigkeitsschicht konnten sich am Messort die höheren Temperaturen in Bodennähe länger halten.

Die Berechnung des funktionalen Zusammenhangs für das Temperaturprofil nach Gleichung (4.16) macht wenig Sinn, da die Parameter durch die geringe Anzahl von Stützstellen nur wenig zuverlässig sind und vor allem Parameter a_2 starken zeitlichen Schwankungen unterworfen wäre. Um zusätzliche Modellfehler, die eine falsche Parametrisierung des Temperaturverlaufs hervorrufen würde, zu vermeiden werden deshalb die Differenzenquotienten aus den originalen Temperaturmessungen (nach der Kalibrierungskorrektur) als Temperaturgradienten direkt verwendet. Die Abweichung des gemessenen Temperaturgradienten von dem aus der Profilfunktion (4.16) nachträglich abgeleiteten Temperaturgradienten kann in einer Messhöhe von 1-2 m mit etwa 0,03 K/m abgeschätzt werden. Für den Vergleich der gemessenen Temperaturgradienten mit aus anderen Messsystemen abgeleiteten Temperaturgradienten werden die abgeleiteten Temperaturgradienten auf die Messhöhe des Temperaturmesssystems hoch- bzw. heruntergerechnet. Es bleibt zu erwähnen, dass die Messstrahlhöhe bei den Szintillometermessungen mit dem Gerät des FOM in Setup 2 identisch mit der Bezugshöhe der (untersten) Gradienten aus Temperaturmessungen ist.

Der mithilfe des Sonics direkt gemessene kinetische Wärmefluss lässt sich mit

$$H = -c_p \rho u_* T_* = c_p \rho \overline{w' \theta'} \quad (6.4)$$

in den turbulenten Wärmefluss H umrechnen und mit dem turbulenten Wärmefluss H aus Messungen des Szintillometers unter Verwendung des MOST-Modells und des RS-Modells vergleichen. In Abbildung 6.8 ist leicht erkennbar, dass der Übergang zum RS-Modell den Wärmefluss nicht weiter beeinträchtigt. Daneben deutet sich zwar die grundsätzliche Richtigkeit der Annahme an, dass der Wärmefluss auch im RS-Modell noch höhenkonstant ist, dennoch zeigt sich mit wachsender Konvektion eine zunehmende Unterschätzung des Wärmeflusses durch das Szintillometer.

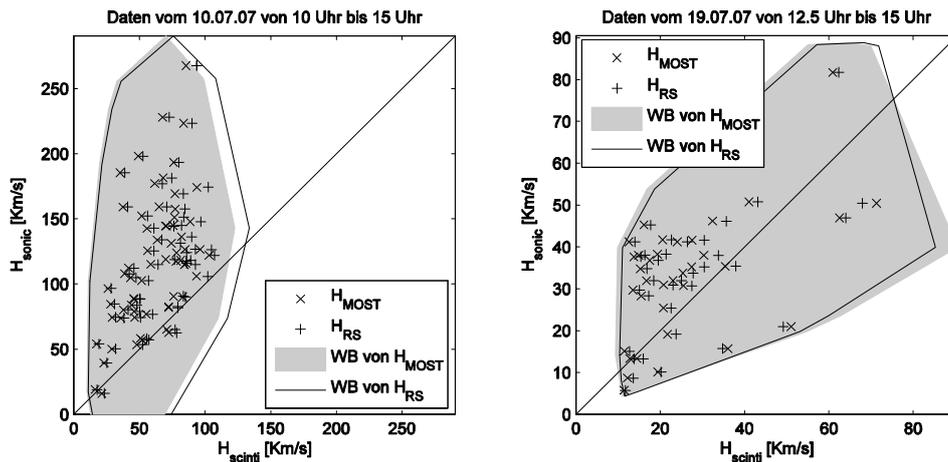


Abbildung 6.8: Vergleich des turbulenten Wärmeflusses H aus Sonicdaten und aus Szintillometerdaten, berechnet aus dem kinetischen Wärmefluss des MOST-Modells (x) und des RS-Modells (+); Flächige Darstellung der Wertebereiche (Hüllkurve): grau schattiert: MOST-Modell, schwarz umrandet: RS-Modell; links: konvektive Bedingungen, rechts: wechselhafte Bedingungen.

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel 6.1.1 zeigt sich auch im Wärmefluss, dass bei starker Konvektion die Korrelation zwischen Sonic und Szintillometer fast zum Erliegen kommt, was als Grenze der hier vorgestellten Modellierungen (MOST und RS) zu bewerten ist (Abbildung 6.8, links). Eine klare Abgrenzung, ab wann die Modellierung fehlschlägt, lässt sich aus geodätischer Sicht schwer abschätzen, da hier der Schwerpunkt auf der Bestimmung des Temperaturgradienten zur Refraktionskorrektur liegt, und die Auswirkungen der hier erwähnten Diskrepanzen (in beiden Modellen) in den Flussprofilen bei den Temperaturgradientenvergleichen in Kapitel 6.4 nicht in dem Maße in Erscheinung treten.

6.2 Modellspezifische Untersuchungen

Das RS-Modell weist im Vergleich zum MOST-Modell zwei Unterschiede im Formelapparat auf: zum einen den Skalierungsparameter C_R , zum anderen das Ersetzen der empirischen Profildfunktion ϕ_{C_T} von Thiermann (1990) durch den ursprünglichen formalen Zusammenhang (vgl. Gleichungen (4.24), (4.25) und (4.26)). Wie diese beiden Modifikationen im Hinblick auf den Temperaturgradienten zu bewerten sind, und welchen Anteil sie jeweils am Genauigkeitsbudget des Temperaturgradienten haben, soll in Kapitel 6.2.2 ermittelt werden. Zuvor wird in Kapitel 6.2.1 erläutert, wie mithilfe einer Umskalierung über geometrische Größen Gleichung (4.21) zur Berechnung des Skalierungsparameters C_R an das jeweilige Messgelände angepasst wird.

6.2.1 Adaption der Funktion des Skalierungsparameters C_R an die Umgebung

Bereits bei der Einführung des Skalierungsparameters C_R wurde darauf hingewiesen, dass der funktionale Zusammenhang streng genommen nur für den Messort oder Messorte gleicher geometrischer Konfiguration gültig ist. Der Zusammenhang zwischen Schubspannungsgeschwindigkeit u^* und dem Windprofil wurde ebenfalls mehrfach erwähnt. Um Gleichung (4.21) mit den empirisch ermittelten Parametern auch für Messungen an anderen Orten nutzen zu können, muss erst eine Umskalierung der geometrischen Parameter geschehen.

Kastner-Klein und Rotach (2004) beschreiben Windtunnelmessungen über einer modellierten städtischen Überdeckung, ihre Ergebnisse decken sich mit denen von Rotach (2001). Darüber hinaus wird eine Zusammenfassung von Arbeiten anderer Wissenschaftler gegeben, wie innerhalb der Rauigkeitsschicht Profilkfunktionen und im Besonderen der Nullebenenversatz d definiert werden können. So legt zum Beispiel Jackson (1981) den Nullebenenversatz über eine Integralfunktion fest, indem er über das Höhenprofil des kinetischen Impulsflusses integriert. Diese Definition aus meteorologischen Größen heraus ist sicher zu bevorzugen, da sich die Bezugshöhen aus den Messwerten selbst direkt ableiten lassen. In dieser Arbeit – und wie bei zukünftigen geodätischen Anwendungen auch – liegen jedoch keine Profilmessungen vor. Die Ableitung der Bezugshöhe und des Nullebenenversatzes müssen auch aus einfach ermittelbaren Parametern direkt vor Ort und ohne viel Aufwand möglich sein. Sowohl Roth und Salmond (2006) als auch Roulet et al. (2005) bestätigen die Messergebnisse von Rotach (1993a) bezüglich des Funktionsverlaufes des Impulsflusses mit der Höhe, gleiche Ergebnisse liegen auch durch Raupach und Thom (1981) vor. Da die Parametrisierung in Form des normalisierten Impulsflusses (bezogen auf die Referenzhöhe z_R) von Rotach (1993a) eingeführt wurde und nur von ihm als funktionaler Zusammenhang vorliegt, und die messorttypische Referenzhöhe z_R und Nullhöhenversatz d für seine Gleichung ebenfalls bekannt sind, soll über eine einfache geometrische Anpassung die Funktion (4.20) auch für Messungen dieser Arbeit nutzbar gemacht werden.

Wie bereits in Kapitel 6.1.1 angedeutet, kann das Windprofil für den Messort entsprechend Abbildung 6.3 (a) angenommen werden, das Windprofil bei den Messungen, die zu Gleichung (4.20) führten entsprechend Abbildung 6.3 (b). Für den Nullhöhenversatz in Abbildung 6.3 (a) gilt $d = 0$. Die Bestimmung der Referenzhöhe z_R ist über die wichtigsten geometrischen Größen des Messortes zu realisieren, den Hindernisabstand a des Messinstrumentes von den Windhindernissen und der Höhe der Windhindernisse h . Die geometrischen Größen des Messortes sollen die Gleichung

$$\frac{z_R - d}{h - d} a = \text{const.} \quad (6.5)$$

erfüllen. Bei Rotach (1993a) sind die Referenzhöhe $z_R = 38$ m, der Nullebenenversatz $d = 13,6$ m, der Hindernisabstand Messgerät-Gebäude $a = 7,5$ m (entspricht der halben Breite der Häuserschlucht), die Gebäudehöhe/Hindernishöhe ca. $h = 18,3$ m. So lässt sich für beliebige Messorte die Referenzhöhe berechnen zu

$$z_R = \frac{38,9}{a} (h - d) + d. \quad (6.6)$$

Abbildung 6.9 ist die bildliche Interpretation der Umskalierung in Abhängigkeit der Hindernishöhe h und des Hindernisabstands a . Die gleiche Vorstellung liegt der Umskalierung des Windprofils von Kastner-Klein und Rotach (2004) zugrunde, die so die von Jackson (1981) verwendeten Größenordnungen seines Integrationsansatzes auf ihre Größenordnungen uminterpretierten, um verschiedene Modelle vergleichen zu können. Bereits in Abbildung 6.3 ist die Ähnlichkeit des Profilverlaufes in den verschiedenen Hindernisstrukturen erkennbar. Abbildung 6.9 zeigt in Anlehnung an Abbildung 6.3 die Grenzen der vergleichbaren Verläufe

nach oben hin von der Referenzhöhe und nach unten hin durch den Nullebenenversatz. Dazwischen erfolgt eine maßstäbliche Skalierung entsprechend des Abstandes der Referenzhöhe zum Nullebenenversatz.

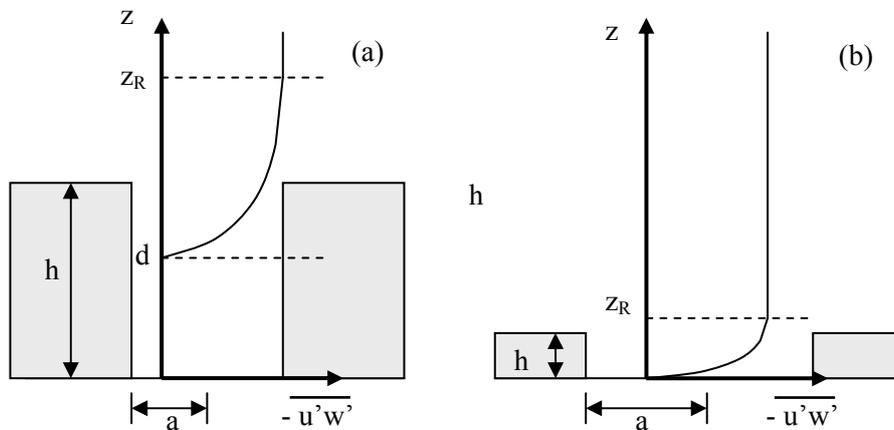


Abbildung 6.9: Bildliche Interpretation der Umskalierung von Gleichung (4.20) zur Anpassung an andere Größenordnungen der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a .

Durch den direkten Zusammenhang zwischen Windprofil und Profil des kinetischen Impulsflusses ist die Berechnung der Referenzhöhe z_R für Anwendungsbereiche anderer Größenordnungen anwendbar. Die Skalierung soll dabei aber auf die Bedingung $\frac{a}{h} > \frac{a_{Rotach}}{h_{Rotach} - d_{Rotach}} = 1,5$ beschränkt werden, was gleichbedeutend ist mit der Skalierungsrichtung von Abbildung 6.3 (b) nach Abbildung 6.3 (a). Untersuchungen von Roulet et al. (2005) zeigen, dass eine Adaption in Gegenrichtung nicht mit der Annahme eines Nullhöhenversatzes von $d = 0$ einhergeht. Seine Messungen legen die Annahme nahe, dass sich bei Straßenschluchten ($a < h$) der Verlauf von $\frac{u_*(z)}{u_{*R}}$ ab mittlerer Überdeckungshöhe bei etwa 0,5 einpendelt und erst kurz vor dem Boden ganz zu Null abfällt. Diese Annahme ist mit den Windprofilen aus Abbildung 6.3 (2) besser in Einklang zu bringen als die Definition eines Nullhöhenversatzes.

Die für das RS-Modell nötige Bestimmung der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a sind in der Praxis besonders fehleranfällig, weil in der Natur selten Überdeckungen homogener Höhe und gleichmäßige Hindernisabstände auftreten. Da eine Verwendung des Algorithmus in geodätischen Anwendungen angestrebt ist, ist auch die Nutzung geodätischer Messgeräte sinnvoll. Reflektorlose elektronische Entfernungsmesssysteme sind heutzutage aus Tachymetern nicht mehr wegzudenken, mit ihnen ist eine Höhen- und Entfernungsbestimmung je nach Zielobjekt auf einige Zentimeter bis wenige Dezimeter möglich. Viel schwieriger erscheint die Auswahl repräsentativer Messpunkte, wenn die Überdeckung in ihrer Höhe variiert.

Eine generell gültige Formel zur Abschätzung der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a kann nicht gegeben werden. Empfehlungen aus anderen Literaturquellen zufolge ist eine (gegebenenfalls gewichtete) Mittelbildung der gesamten (für die entsprechende Windrichtung) relevanten Silhouette und deren Abstände die einfachste, schnellste und durch den geringen Aufwand rentabelste Methode zur Festlegung.

Speziell für die Bestimmung der Hindernishöhe h am Messort dieser Arbeit ist die Überdeckungshöhe für die Himmelsrichtung Nordost homogen und wird nur durch einige einzelne Bäume unterbrochen, die in ihrer Höhe die restliche Überdeckung um weniger als das doppelte überragen. In diesem Fall wird direkt die Überdeckungshöhe des homogenen Bereichs als Parameter h gewählt. Für den Fall der Windrichtung aus Südost war die Bestimmung schwieriger, weil die Silhouette bewegter war, und die Hindernisabstände ebenfalls mehr variierten als für alle anderen Richtungen. Die jeweilige Mittelungen aller Hindernishöhen

und deren Abstände lieferten hier die Parameter h und a . Für die Abstände a wurde als Bezugspunkt die Mitte zwischen Sender und Empfänger des Szintillometers gewählt. Dies ist sinnvoll, weil die räumliche Gewichtsfunktion zur Ableitung der szintillometrischen Beobachtungsgrößen in der Mitte des optischen Weges maximal wird (vgl. Thiermann, 1990). Die Bestimmung der Parameter scheint auf den ersten Blick der Schwachpunkt des RS-Modells zu sein, was im nächsten Kapitel noch genauer untersucht werden soll. Eine Genauigkeitsanalyse nach Varianzfortpflanzung und Monte-Carlo-Simulation soll zeigen, wie sich Ungenauigkeiten in den Parametern h und a auf den Skalierungsparameter und den Temperaturgradienten auswirken.

6.2.2 Abschätzungen der Einflüsse der Modellanpassungen

Die Abhängigkeit des Skalierungsparameters C_R von den Parametern h und a lässt sich über Varianzfortpflanzung (Gauß'sches Fehler-/Varianzfortpflanzungsgesetz) bestimmen. Allgemein wird bei der Varianzfortpflanzung der funktionale Zusammenhang in einer Taylor-Reihe entwickelt. Die Varianz einer berechneten Größe lässt sich dann aus den partiellen Ableitungen und den Varianzen der (normalverteilten) Beobachtungen berechnen. Man erhält so die Standardabweichung des Skalierungsparameters C_R zu

$$\sigma_{C_R} = \sqrt{\left(\frac{\partial f_{C_R}(a,h)}{\partial a}\right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial f_{C_R}(a,h)}{\partial h}\right)^2 \sigma_h^2}, \quad (6.7)$$

wobei σ_X die jeweilige Standardabweichung der Variablen X ist und $f_{C_R}(a,h)$ der Gleichung (4.20) mit (6.6) entspricht. Durch diesen Zusammenhang ergibt sich, wie sich die Genauigkeiten der Parameter h und a auf die Standardabweichung des Skalierungsparameters auswirken (Abbildung 6.10).

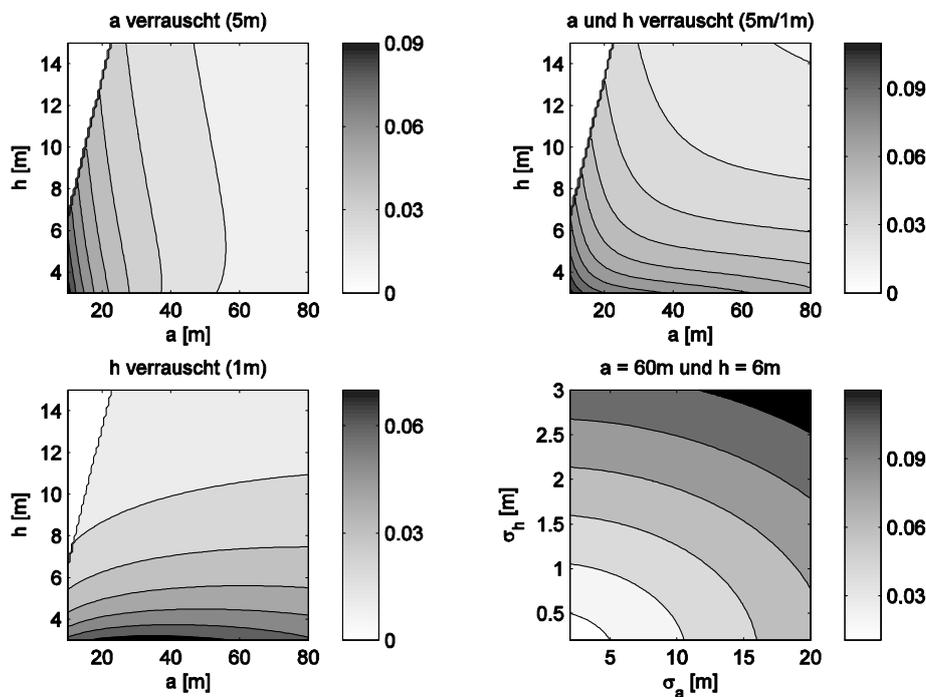


Abbildung 6.10: Standardabweichungen des Skalierungsparameters C_R in Abhängigkeit der Genauigkeitsannahmen zur Hindernishöhe h und dem Hindernisabstand a ; berechnet durch Varianzfortpflanzung.

Die Auswirkungen auf den zu berechnenden Temperaturgradienten lassen sich wegen des Iterationsschrittes im Algorithmus nicht mehr so einfach mit Varianzfortpflanzung berechnen. Hierfür wurde stattdessen das Verfahren der Monte-Carlo-Simulation verwendet. Die Monte-Carlo-Methode oder Monte-Carlo-Simulation kann bei verschiedensten Problemstellungen verwendet werden, beispielsweise bei analytisch unlösbaren Integralberechnungen, Naturkonstantenschätzungen oder auch bei statistischen Untersuchungen im Finanzwesen (vgl. Fisherman, 1996, oder Sobol, 1991). In dieser Arbeit wird die Monte-Carlo-Simulation im Sinne einer Genauigkeitsstudie verwendet zur Ermittlung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Temperaturgradienten (engl. „probability density function“ (PDF); später nur noch MC-PDF-Simulation genannt). Hier werden – vereinfacht ausgedrückt – die Parameter entsprechend ihrer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion aus Zufallszahlen in hoher Anzahl nachmodelliert, und so der Effekt direkt als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Endergebnis wieder abgelesen. Nach dem Gesetz der „Großen Zahlen“ nähert sich dann das Ergebnis (also das Wahrscheinlichkeitsmaximum) bei genügend hoher Wiederholrate dem Erwartungswert an. Aus der Verteilungsfunktion des Ergebnisses ergibt sich dann die Genauigkeit, die aus den Parametergenauigkeiten resultiert.

Es wurden für die Simulation die Intervalle von h zu $[3, 15]$ m und für a zu $[10, 80]$ m angenommen, sowie eine Normalverteilung der Parameter mit den Standardabweichungen $\sigma_h = 1$ m und $\sigma_a = 5$ m um den jeweiligen Erwartungswert h und a . Die Annahme der Standardabweichungen begründet sich aus empirischen Beobachtungen der Parameter h und a . Hier ist nicht die Messgenauigkeit gemeint, sondern die Genauigkeit des gesamten Entscheidungsprozesses, mit dem die mittlere repräsentative Hindernishöhe h und der Hindernisabstand a gewählt/gemessen wurden. Setzt man eine Normalverteilung voraus, beträgt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Wert zwischen den Konfidenzgrenzen $[X - 3\sigma, X + 3\sigma]$ liegt, $P = 99,73\%$, es ist also sehr unwahrscheinlich, dass Werte über diesen Bereich hinaus angenommen werden. Auf die Parameter h und a angewendet ergibt sich für das 99,73 %-Konfidenzintervall für die Hindernishöhe $[X_h - 3m, X_h + 3m]$ m mit einer Intervallbreite von 6 m und für den Anstand $[X_a - 15m, X_a + 15m]$ m mit einer Intervallbreite von 30 m. Diese Intervalle für die Parameter werden als realistisch angesehen.

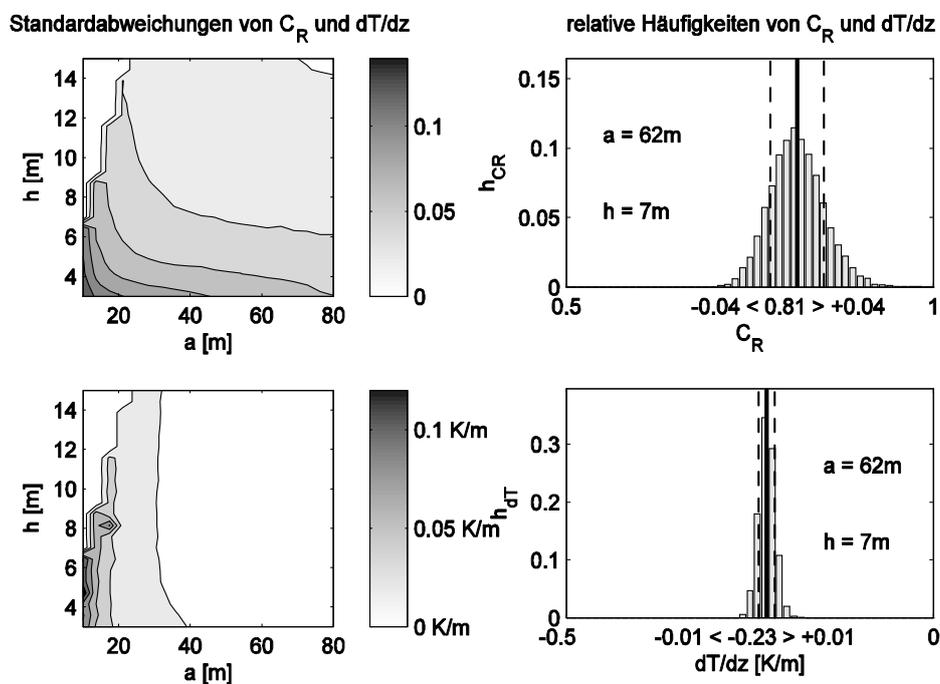


Abbildung 6.11: Standardabweichungen des Skalierungsparameters C_R und des Temperaturgradienten dT/dz in Abhängigkeit der Genauigkeitsannahmen zur Hindernishöhe h und dem Hindernisabstand a (beispielhaft); berechnet durch eine MC-PDF-Simulation.

Für die MC-PDF-Simulation werden nun Datensätze der Parameter h und a entsprechend ihrer Normalverteilung $h \sim N(\mu_h, \sigma_h)$ bzw. $a \sim N(\mu_a, \sigma_a)$ generiert, und damit Datensätze der Sziintillometermessungen neu ausgewertet. Abbildung 6.11 zeigt die Ergebnisse der Simulation mit $N = 10000$ Datensätzen pro Parametertupel (h, a) unter Verwendung der Turbulenzparameter $C_n^2 = 0,15 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ und $l_0 = 7 \text{ mm}$.

Es fällt sofort auf, dass die Bilder der Standardabweichungen aus Varianzfortpflanzung und MC-PDF-Simulation fast identisch sind, die Differenzen zwischen den beiden Verfahren liegen über den gesamten Berechnungsraum (h, a) für 95 % der berechneten Werte unter 0,01. Lediglich in den äußersten Randbereichen für kleine h und a wird die Differenz zwischen den Werten von Varianzfortpflanzung und MC-PDF-Simulation bis zu 0,03 groß. Als Ursache dafür sind die Variationen der Parameter h und a selbst in der MC-PDF-Simulation zu nennen (N Datensätze mit N verschiedenen Parametertupeln), die hingegen bei der Varianzfortpflanzung für jedes Parametertupel konstant sind.

Für den Temperaturgradienten ergibt sich für den Messort $h = 7 \text{ m}$ und $a = 62 \text{ m}$ eine Standardabweichung von unter 0,01 K/m (Abbildung 6.11, rechts unten). Über den gesamten Wertebereich von h und a liegen 95% der Standardabweichungen unter 0,05 K/m, die höchsten Werte von 0,1 K/m werden bei besonders kleinen Abständen a erreicht. Für diesen Bereich ist die Standardabweichung von 5 m vermutlich zu hoch angesetzt, das 99,73%-Konfidenzintervall für einen mittleren Wert des Hindernisabstandes von $a = 20 \text{ m}$ beträgt hier [5, 35] m. Eine derart schlechte Abschätzung ist kaum wahrscheinlich, weshalb die allgemein erreichbare Genauigkeit des Skalierungsparameters in Abhängigkeit der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a mit maximal 0,07 angenommen wird, was zu einer erreichbaren Genauigkeit des Temperaturgradienten von 0,05 K/m führt. Dieser Wert soll als Genauigkeit $\sigma_{dT/dz|C_R}$ (später auch $u_{dT/dz|C_R}$) bezeichnet werden und entspricht dem Einfluss der Genauigkeit des Skalierungsparameters C_R auf den Temperaturgradienten. Seine Bedeutung für die erreichbaren Genauigkeiten des RS-Modells wird in der Gesamtbeurteilung in Kapitel 6.3.2 erläutert.

Neben der Einführung des Skalierungsparameters C_R wurde noch eine weitere Änderung im MOST-Modell vorgenommen, die empirische Profilkfunktion ϕ_{C_T} von Thiermann (1990) wurde wieder durch den ursprünglichen formalen Zusammenhang über die Profilkfunktionen ϕ_ε und ϕ_{ε_T} bzw. ϕ_H und ϕ_M ersetzt (vgl. Gleichungen (4.24), (4.25) und (4.26)). Da dieser mithilfe der jeweiligen Profilkfunktion ϕ_H aus Tabelle 4.2 abgeleitete Funktionsverlauf von ϕ_{C_T} und der empirisch ermittelte Funktionsverlauf nach Thiermann (1990) nicht deckungsgleich sind, ist für den späteren Vergleich der Modelle dieser Unterschied zu berücksichtigen. In Abbildung 4.7 wurden die Profilkfunktionen ϕ_{C_T} dargestellt, die sich ergeben, wenn in Gleichung (4.26) verschiedene Profilkfunktionen ϕ_H aus Tabelle 4.2 verwendet werden. Die rechte Grafik von Abbildung 4.7 zeigte eindeutig, dass die Funktion von Dyer und Bradley (1982) dem empirischen Funktionsverlauf am ehesten entspricht und deshalb über Gleichung (4.26) in das RS-Modell integriert wurde. Abbildung 6.12 zeigt die Auswirkungen dieser Modifikation auf den Temperaturgradienten. Es wurden vier (stark) konvektive Tage (04.08.07, 05.08.07, 11.08.07 und 12.08.07) ausgewählt und Mittelwerte für 10 min zwischen 9 Uhr und 14 Uhr in 30 min Abstand aufgetragen.

Da die Differenz zwischen dem formalen und dem empirischen Zusammenhang von ϕ_{C_T} im relevanten Bereich ausschließlich negativ ist, vollziehen auch die Differenzen der Temperaturgradienten im dargestellten Bereich keinen Vorzeichenwechsel. Die maximale Abweichung von 0,02 K/m ist im rechten Graphen von Abbildung 6.12 leicht ablesbar. Der hier abgeleitete Wert ist jedoch keine Genauigkeit, wie sie bei normalverteilten Streuungen auftritt, sondern ein signifikanter Wert $\neq 0$ wie bei einer systematischen Abweichung, der je nach meteorologischen Bedingungen (d.h. in Abhängigkeit von z/L) additiv zum Temperaturgradienten des ursprünglichen Modells hinzukommt (vgl. Abbildung 4.7).

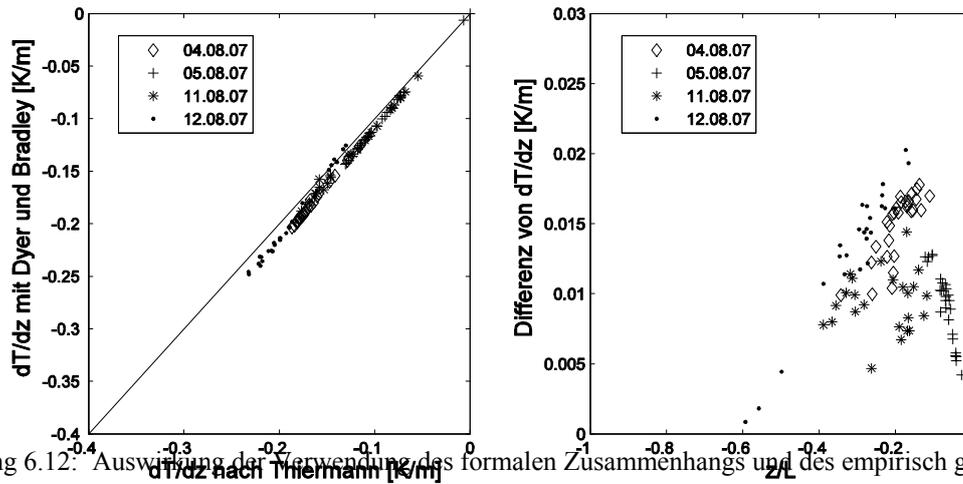


Abbildung 6.12: Auswertung der Verwendung des formalen Zusammenhangs und des empirisch gefundenen Zusammenhangs der Profilfunktion ϕ_{C_r} auf den Temperaturgradienten; links als direkter Vergleich der Temperaturgradienten, rechts als Differenz der Temperaturgradienten in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters $\zeta = \frac{z}{L}$.

Eine qualitative Beurteilung dieses Wertes muss ausbleiben, da allein schon die Existenz mehrerer Profilfunktionen einer Art zeigt, dass sich alle Profilfunktionen zwar dem wahren Funktionsverlauf für die jeweiligen Messorte sehr gut annähern, dass es aber keine pauschal richtige Profilfunktion gibt. Die Abweichung $d_{MOST-RS} = -0,02 \text{ K/m}$ ist nur dann von Interesse, wenn MOST-Modell und RS-Modell direkt miteinander verglichen werden, in Vergleichen mit realen Messwerten ist die Abweichung nicht im Sinne einer Genauigkeit verwertbar. Die Abweichung soll vielmehr als Teil der Modelländerung vom MOST-Modell zum RS-Modell betrachtet werden, auch wenn das bedeutet, dass diese Abweichungen untrennbar mit dem Effekt des Skalierungsparameters einhergehen.

Dies bedeutet für die Abschätzung der erreichbaren Genauigkeit des Temperaturgradienten, dass für Unsicherheit durch die Modellmodifikationen lediglich die Unsicherheit des Skalierungsparameters mit $u_{dT/dz|C_r} = 0,05 \text{ K/m}$ berücksichtigt werden muss.

6.3 A-priori-Genauigkeitsbudget

Zur Gesamtbeurteilung der (ursprünglichen wie der neuen) Modellierung gehört eine detaillierte Genauigkeitsuntersuchung, die bereits im Vorfeld die Genauigkeiten der ursprünglichen Messwerte ebenso wie bekannte Unzulänglichkeiten des Modells umfasst und in Relation zum Ergebniswert, dem Temperaturgradienten, steht. So sollen im Folgenden die Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von den gemessenen Eingangsparametern des RS-Modells bestimmt werden, die für das MOST-Modell weitgehend identisch sind. Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels wird dann die erreichbare a-priori-Genauigkeit des Temperaturgradienten $\sigma_{dT/dz}$ durch das RS-Modell ermittelt, indem die Ergebnisse aller vorangegangenen Genauigkeitsuntersuchungen zusammengefasst werden.

6.3.1 Erreichbare Genauigkeit durch äußere Einflüsse

Deußen (2000) untersuchte bereits die Genauigkeitsabhängigkeiten des Temperaturgradienten unter Annahme der Genauigkeiten für den Stabilitätsparameter ζ , den turbulenten Impulsfluss M und den turbulenten Wärmefluss H . Genau genommen wurde also nicht der Algorithmus selbst untersucht, sondern lediglich der letzte Schritt, der zum Temperaturgradienten führt (Gleichungen (3.21), (3.22), und (4.13)). Die zwei Hauptprobleme einer vollständigen Untersuchung des Modells hinsichtlich der möglichen erreichbaren Genauigkeit sind folgende: zum einen ist die Struktur des Algorithmus so komplex, dass eine strikte Varianzfortpflanzung mit Varianzen und Kovarianzen erheblich erschwert wird. Zum anderen ist nicht immer bekannt, ob es sich bei den Eingangsgrößen um klassische Zufallsvariablen bekannter Zufallsverteilung handelt.

Allgemein gesprochen kann die empirische Ermittlung der Genauigkeit eines Parameters durch Mehrfach- oder Wiederholungsmessungen erfolgen, jedoch ist das Ergebnis immer direkt davon abhängig, welcher Teil der Messprozedur gleichartig wiederholt wird, und ab welchem Teil welche Arten von Variationen im Messablauf gewählt werden. Auf Basis der Streuung der Messergebnisse können dann Wiederholungsgenauigkeiten oder Reproduzierbarkeitsmaße abgeleitet werden. Für die Eingangsparameter Temperatur T , Druck p und die Messstrahlhöhe z kann die für die jeweilige Messmethode typische Genauigkeit angegeben und verwendet werden. Von Interesse ist auch, wie sich falsch gemessene Größen auf den Temperaturgradienten auswirken. Deußen (2000) gibt z. B. jeweils einen Einfluss von 0,01 K/m bei einer fehlerhaften Bestimmung der Temperatur T von 5 °C oder einer fehlerhaften Bestimmung des Luftdrucks p von 50 hPa an.

Der Einfluss einer falsch bestimmten optischen Weglänge soll hier nicht weiter untersucht werden, da sie für die Berechnungen nach der Bestimmung von C_n^2 und l_0 ohne Bedeutung ist. Deußen (2000) gibt die Wirkung der software-internen Begrenzung der Eingabegenauigkeit für die Messstrecke von 1 m (also maximale fehlerhafte Eingabe von 1 m) mit 8 % des Temperaturgradienten an.

Die wichtigsten Eingangsgrößen des Modells sind der Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und die innere Skalenlänge l_0 . Da beide aus dem gleichen Datenmaterial (den Intensitätsfluktuationen der beiden Laserstrahlen) gewonnen werden, müssten die Varianzen und sogar die Kovarianz der beiden Parameter für weitere Untersuchungen verwendet werden. Eine Herstellerangabe liegt, wie bereits in Kapitel 5.1 erwähnt, jedoch nicht vor, zumal die Ermittlung dieser Varianz-Kovarianz-Information nicht ganz einfach sein dürfte. Wiederholungsmessungen bei einem Szintillometer sind nicht vergleichbar mit Wiederholungsmessungen zur Ermittlung einer Genauigkeit, weil die originäre Signalstreuung des Laserstrahls selbst die Messwerte liefert. Die Streuung der berechneten Minutenwerte der Parameter C_n^2 und l_0 sind eher ein Maß für die Homogenität der Messbedingungen als für die Genauigkeit des Parameters und geben somit Aufschluss über die Zuverlässigkeit, nicht aber über die Genauigkeit der gemessenen Parameter.

Für eine Abschätzung des Einflusses der direkt gemessenen Größen C_n^2 , l_0 , T , p und z wird wiederum eine Monte-Carlo-Simulation verwendet. Die Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 sind, wie bereits eingangs erläutert, von unbekannter Verteilung. Um die beiden Parameter in einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nachmodellieren zu können, muss ihre Verteilungsfunktion erst ermittelt werden. Es soll an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen werden, dass es sich im Fall dieser beiden Parameter nicht um eine Verteilung im Sinne einer Messgenauigkeit handelt, sondern in gewisser Weise um ein Maß für die Einhaltung der Homogenitätsbedingung. Diese Abschätzung ist von Bedeutung, da sie zeigen wird, welche Genauigkeiten bei der Verwendung von Minutenwerten bei einer geodätischen Anwendung erreichbar sind.

Da Messgrößen häufig normalverteilt sind (Gauß-Verteilung oder Glockenkurve; vgl. z. B. Krengel, 2003), liegt die Vermutung nahe, dass auch C_n^2 und l_0 normalverteilt sind. Zum Vergleich werden für mehrere halbstündige Messsequenzen der Tage 11.08.07 und 12.08.07 (9-14 Uhr) der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Allgemein kann eine beliebige normalverteilte Zufallsvariable X mit bekanntem Erwartungswert \bar{X} (hier erhalten aus dem Mittelwert) und Standardabweichung σ_X durch

$$Z = \frac{X - \bar{X}}{\sigma_X} \quad (6.8)$$

wobei $Z \sim N(0,1)$ und $X \sim N(\bar{X}, \sigma_X^2)$

in eine standardnormalverteilte Zufallsgröße Z (Mittelwert $\bar{Z} = 0$ und Standardabweichung $\sigma_Z = 1$) umgewandelt werden. Dieser Rechenschritt wird nun rekursiv angewendet, um aus den einzelnen Messwerten standardnormalverteilte Werte zu erhalten, die mit einem künstlich generierten Datensatz einer standardnormalverteilten Variable Z verglichen werden. Ein QQ-Plot (Quantile-Quantile-Plot; vgl. Salkind, 2007, oder Müller, 1991) dient dann als Nachweis, ob der empirische Parameter tatsächlich als normalverteilt angenommen werden darf (Abbildung 6.13). Hier werden die beiden (intern aufsteigend sortierten: kleinstes standardisiertes C_n^2 bzw. l_0 gegen kleinsten künstlich erzeugten Wert von Z , etc.) Datensätze gegeneinander aufgetragen. Liegen die so generierten Punkte auf oder in der Nähe der Quadrantenhalbierenden sind die Verteilungen der beiden Datensätze gleich, was in diesem Fall zutrifft.

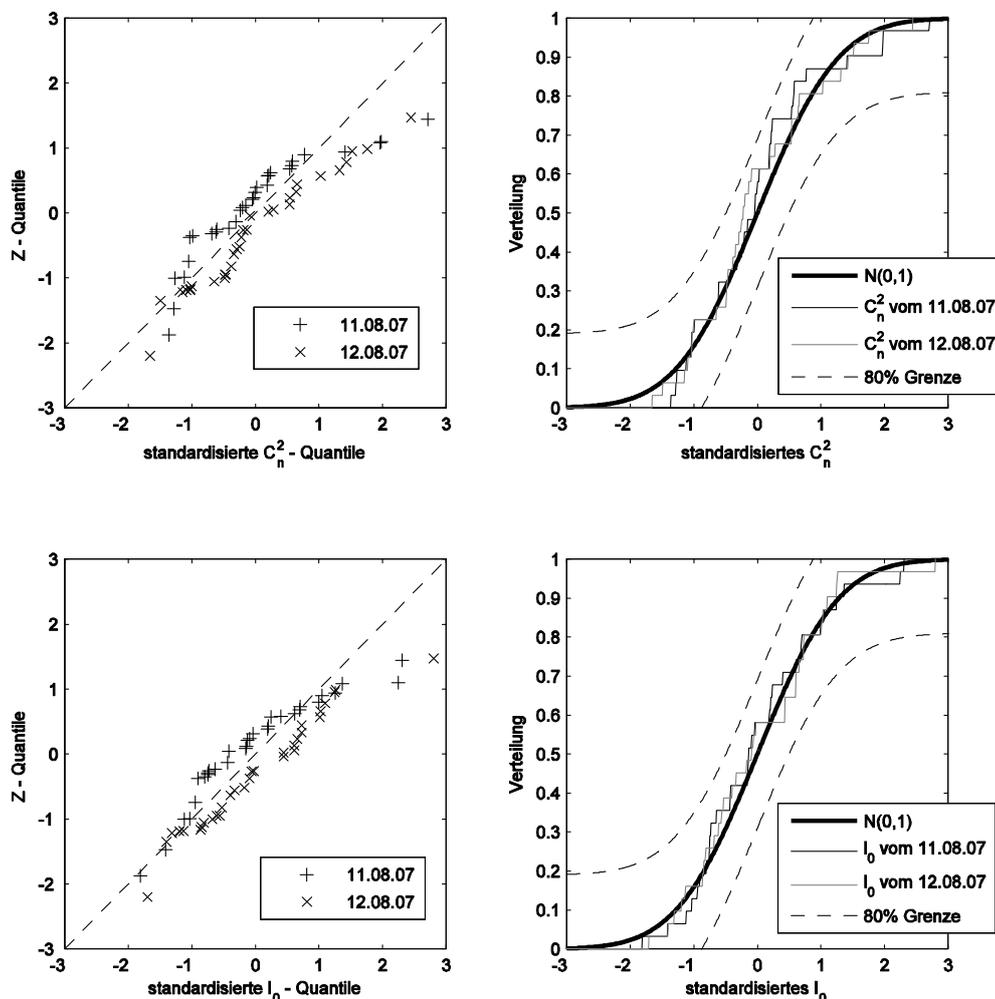


Abbildung 6.13: Teststatistiken zur Untersuchung der Verteilungsfunktion von C_n^2 und l_0 ; links: Quantile-Quantile-Plots der Parameter (Wertebereich jeweils von 11:00 Uhr bis 11:30 Uhr), rechts: empirische Summenverteilungsfunktionen der Parameter und Signifikanzniveaugrenzen (80 %) des Kolmogorow-Smirnow-Tests.

Zusätzlich wurde mit dem Kolmogorow-Smirnow-Test (KS-Test; vgl. Salkind, 2007, oder Müller, 1991) untersucht, ob die hypothetische Annahme der Verteilung $X \sim N(\bar{X}, \sigma_X^2)$ dem Vergleich mit einer alternativen Hypothese einer (beliebigen) anderen Verteilung Stand hält. Es wird also allgemein die Nullhypothese $H_0: F = F_0$ gegen die Alternativhypothese $H_1: F \neq F_0$ getestet. Eine ausführliche Beschreibung des KS-Tests findet sich in Rüger (2002). Für den KS-Test wird die Häufigkeit der standardisierten Parameter C_n^2 bzw. l_0 (in den Gleichungen (6.9) und (6.10) jeweils ersetzt durch den Platzhalter X) ermittelt und mit der Indikatorfunktion I die Verteilungsfunktion

$$F_n(Y; X) := \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_{]-\infty; Y]}(X_i) \quad (6.9)$$

gebildet. Die Testgrößen T_n ergeben sich durch

$$T_n(x) = \sup_Y |F_n(Y; X) - F_0(Y)| \quad (6.10)$$

mit den jeweiligen Werten der empirischen Verteilungsfunktion $F_n(Y; X)$ (X entweder C_n^2 bzw. l_0) und der Ideallinie der Verteilungsfunktion $F_0(Y)$ der Normalverteilung in jedem Summationsschritt Y . Diese Kolmogorow-Verteilung ist vertafelt bei Owen (1962). Überschreitet nun der Maximalwert von T_n den von der Irrtumswahrscheinlichkeit vorgegebenen Grenzwert c_{KS} , wäre die Annahme einer Normalverteilung für diese Variable bei eben dieser Irrtumswahrscheinlichkeit zu verwerfen. Die graphische Aufbereitung des KS-Tests an Originalwerten von C_n^2 und l_0 ist in Abbildung 6.13 dargestellt, die Normalverteilung wurde nicht als falsch verworfen.

Bei stark wechselhaften Bedingungen ist die Nullhypothese durch Sprungstellen in den Messwerten verständlicherweise nicht mehr haltbar. Bei diesen Wetterbedingungen herrscht aber aus meteorologischer Sicht auch nicht mehr die geforderte Homogenität, somit ist das Ergebnis des KS-Tests belanglos. Da im KS-Test die Nullhypothese nicht verworfen wurde, also eine Normalverteilung vorliegt, und auch die graphische Aufbereitung durch die QQ-Plots darauf hindeutet, wird für die Turbulenzparameter C_n^2 bzw. l_0 zukünftig eine Normalverteilung unter Verwendung von empirischem Mittelwert und empirischer Standardabweichung angenommen.

Um die folgenden Beurteilungen zu erleichtern wurden je zwei Genauigkeitsklassen für C_n^2 bzw. l_0 festgelegt (Tabelle 6.1). Die Standardabweichungen wurden empirisch aus halbstündlichen Datenblöcken mehrerer Tage ermittelt. Kleine Werte werden bei besonders homogenen Bedingungen erreicht, die Werte steigen mit steigender Inhomogenität, Maximalwerte von bis zu $0,05 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ für C_n^2 und 4 mm für l_0 wurden dabei festgestellt.

Tabelle 6.1: Standardabweichungen der Parameter C_n^2 und l_0 bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen.

	$\sigma_{C_n^2} \left[10^{-12} \text{ m}^{-2/3} \right]$	$\sigma_{l_0} \text{ [mm]}$
(1) Homogen	$\pm 0,02$	± 1
(2) Heterogen	$\pm 0,04$	± 2

Die Auswirkungen einer Streuung der beiden Messwerte auf den Temperaturgradienten werden wie bereits eingangs erwähnt in einer MC-PDF-Simulation ermittelt. Zudem werden künstliche Messdatensätze

herangezogen, die in diskreten Abständen für l_0 das Intervall $[4, 9]$ mm und für C_n^2 das Intervall $[0,02, 0,20] 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ durchlaufen. Dadurch ergibt sich ein geschlossenes Bild der zu erwartenden Genauigkeiten im Bezug zu den Wertebereichen der Turbulenzparameter. Für jedes dieser Parametertupel wird nun getrennt eine MC-PDF-Simulation durchgeführt. Die Turbulenzparameter werden jetzt für jedes Tupel entsprechend der Normalverteilung aus Tabelle 6.1 neu gebildet, und zwar nach

$$X_i = Z_i \sigma_X + X_0. \quad (6.11)$$

mit X_i : i-ter Wert für C_n^2 bzw. l_0
 X_0 : originaler Messwert von C_n^2 bzw. l_0
 Z : standardnormalverteilte Zufallszahl
 i : Laufindex

Es wurden Testrechnungen mit verschiedenen Werten zur Anzahl der Datensätze gemacht (1000, 5000, 10000). Ab einer Anzahl von 10000 (je Parametertupel) waren keine nennenswerten Veränderungen in der Statistik der Datensätze mehr erkennbar, deshalb wurde 10000 als ausreichende Menge an künstlich generierten Datensätzen für einen Parametersatz angesehen. Zusätzlich wurden an zwei Tagen (wechselhaft: 11.08.07; stark konvektiv: 12.08.07) zu drei Tageszeiten (11:00 Uhr, 12:30 Uhr, 13:45 Uhr) die gemessenen Turbulenzparameter für eine MC-PDF-Simulation verwendet und diese im Zuge der Temperaturgradientenberechnung mit beiden Modellen graphisch ausgewertet (Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15).

Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15 zeigen, dass auch das Ergebnis der MC-PDF-Simulation, die Verteilungsfunktion des Temperaturgradienten, die Form einer Normalverteilung hat. In der Grafik selbst sind noch Mittelwert und Standardabweichung markiert. Es fällt auf, dass die Standardabweichungen des RS-Modells fast gleich, gewöhnlich aber etwas größer (maximal 0,006 K/m) sind als die Standardabweichungen mit dem MOST-Modell (vgl. auch Abbildung 6.16 unten). Abbildung 6.17 zeigt neben den bereits beschriebenen Daten die Verteilungen für den Fall, dass nur einer der beiden Parameter verrauscht wurde. Die gegenläufigen Farbverläufe in den Grafiken der einzeln streuenden Parameter und die vergleichsweise homogene Grafik bei gleichzeitiger Streuung beider Parameter zeigen deutlich den summierenden Charakter der Standardabweichungen.

Selbst bei eingeschränkter quasi-Stationarität der meteorologischen Bedingungen (Abbildung 6.15) beträgt der Einfluss der gemessenen Turbulenzparameter auf die Standardabweichung des Temperaturgradienten bei beiden Modellen maximal $\sigma_{dT/dz|C_n^2, l_0} = 0,05 \text{ K/m}$, die Differenz der Standardabweichungen beider Modelle wird mit einer Höchstgrenze von 0.01 K/m angegeben. Die Modifikation im RS-Modell wirken sich also über die Messelemente nicht auf die Genauigkeit des Temperaturgradienten aus, und die Abhängigkeiten der beiden Modelle von der Homogenität der Messbedingungen sind als gleich anzusehen.

Die Prozentangaben in Abbildung 6.14 und Abbildung 6.15 beziehen sich auf Datensätze mit künstlich gestreuten Parametern, die nicht ausgewertet werden konnten (vgl. auch Abbildung 6.16 oben). Alle von einer Software (hier Matlab) generierten normalverteilten Zufallsvariablen entsprechen zwar der mathematischen Verteilungsvorschrift, sind jedoch nicht im meteorologischen Verständnis sinnvoll. Stellt man sich – vereinfacht ausgedrückt – den Parameter l_0 stellvertretend für die Gesamtturbulenzenergie im System und den Parameter C_n^2 für den Anteil der thermisch produzierten Turbulenzenergie vor, sind aus stochastischer Sicht auch Konstellationen der Parameter möglich, die physikalisch unsinnig sind und somit keine Lösung in den Modellen liefern.

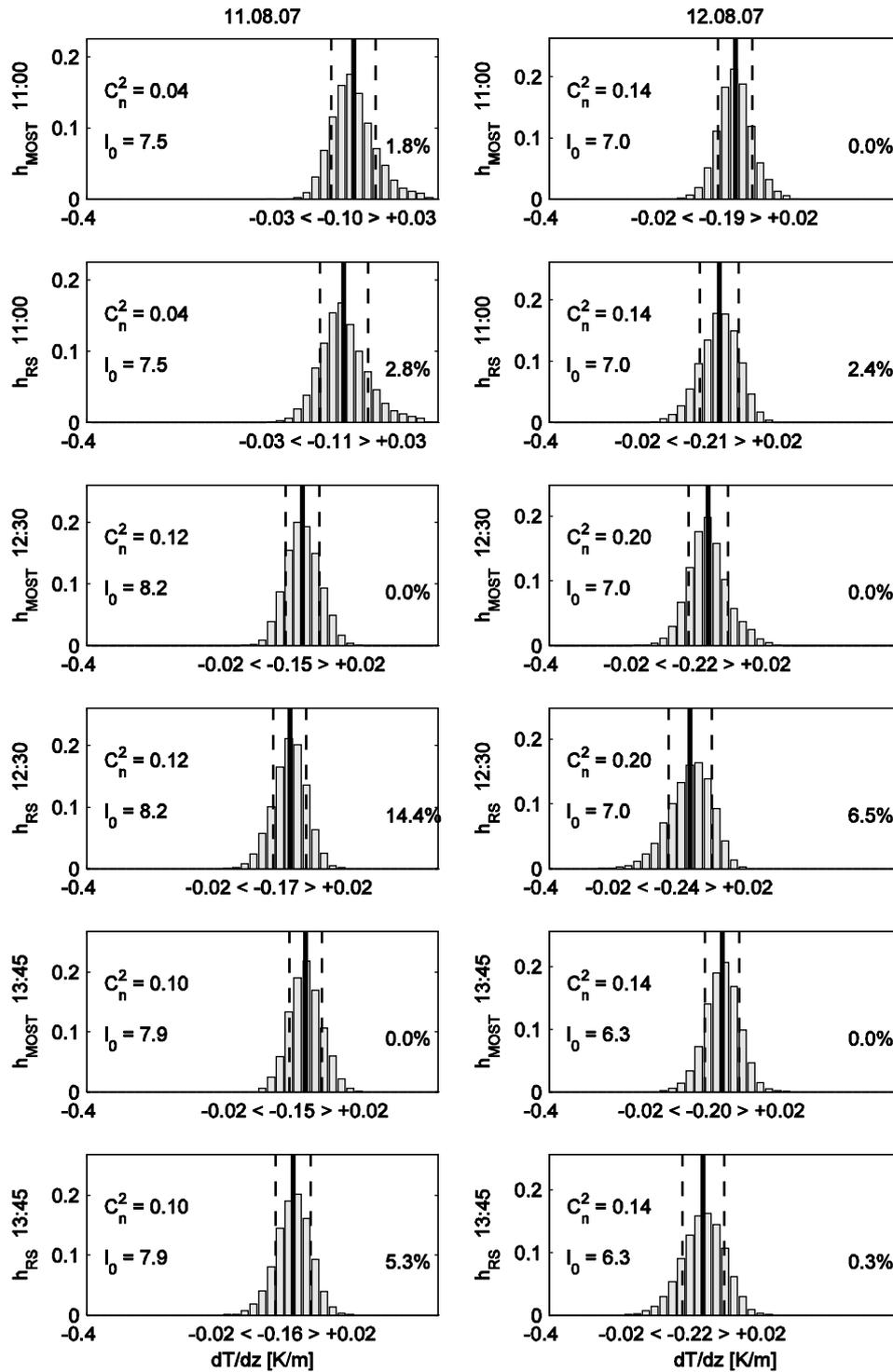


Abbildung 6.14: Graphische Darstellung der Ergebnisse der MC-PDF-Simulation zur Untersuchung der Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von nach Tabelle 6.1 (homogen) normalverteilten Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 ; relative Häufigkeiten, Mittelwerte und Standardabweichungen des Temperaturgradienten der beiden Modelle MOST und RS zu verschiedenen Tageszeiten an zwei Tagen (11.08.07 und 12.08.07).

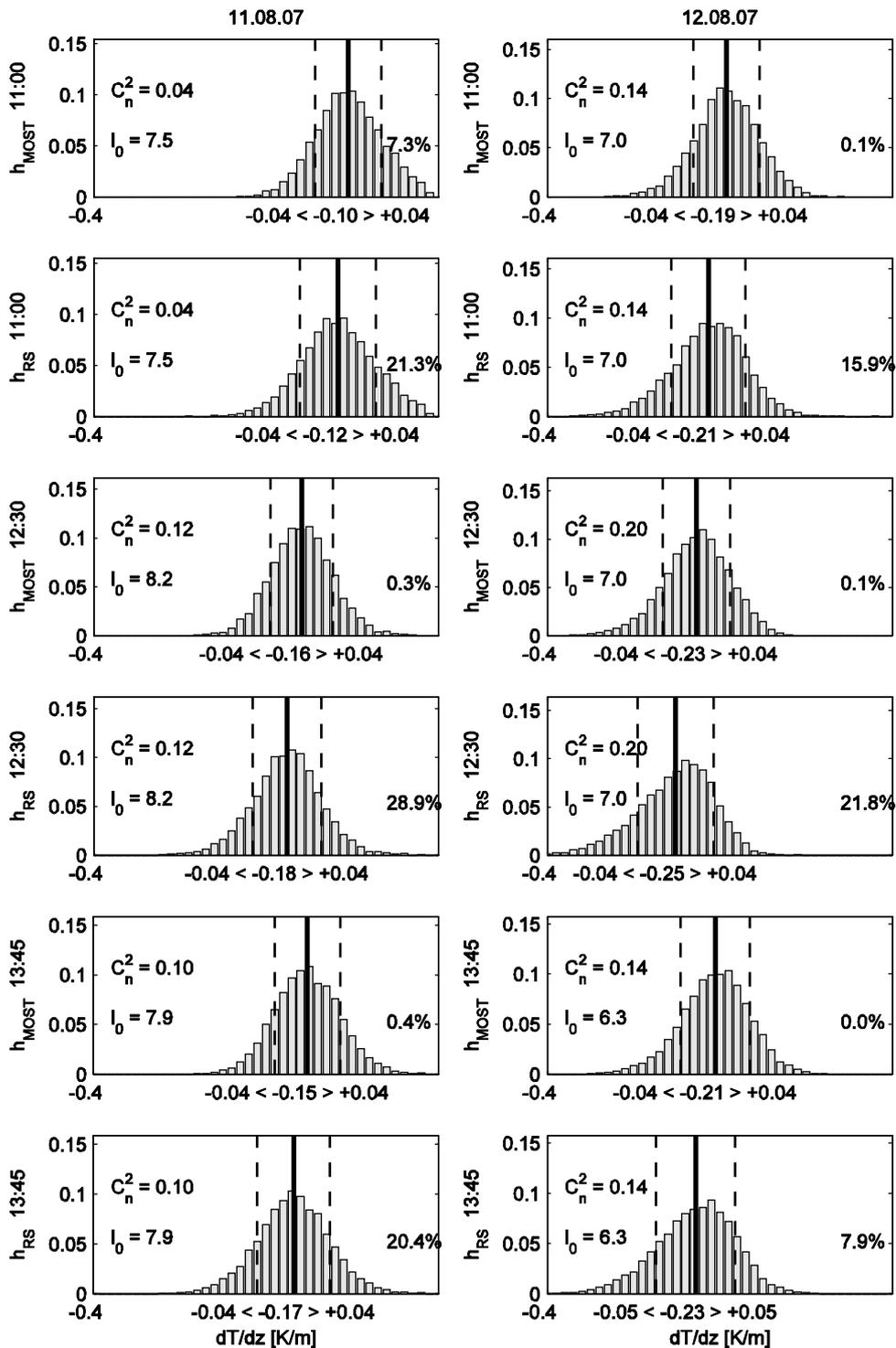


Abbildung 6.15: Graphische Darstellung der Ergebnisse der MC-PDF-Simulation zur Untersuchung der Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von nach Tabelle 6.1 (heterogen) normalverteilten Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 ; relative Häufigkeiten, Mittelwerte und Standardabweichungen des Temperaturgradienten der beiden Modelle MOST und RS zu verschiedenen Tageszeiten an zwei Tagen (11.08.07 und 12.08.07).

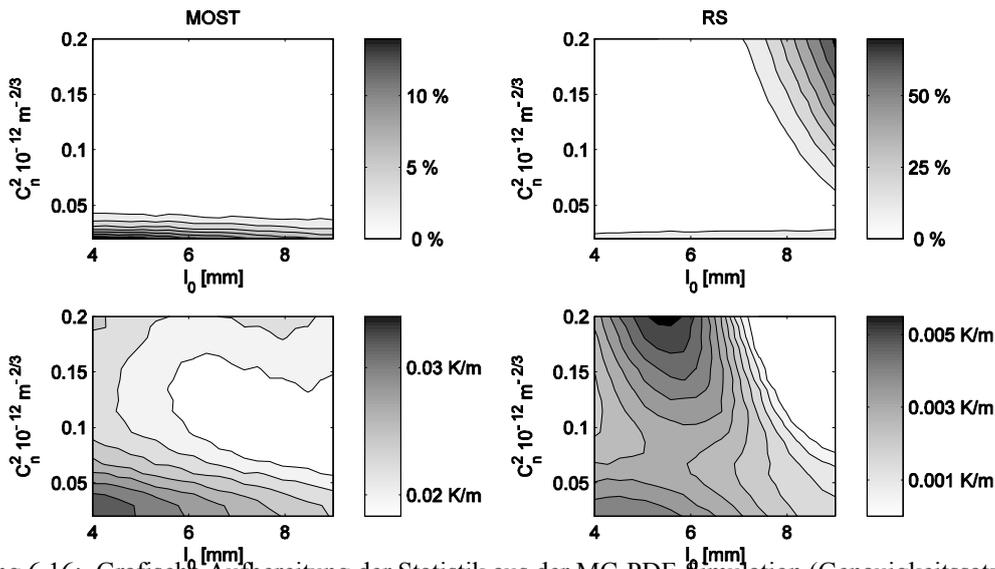


Abbildung 6.16: Grafische Aufbereitung der Statistik aus der MC-PDF-Simulation (Genauigkeitssatz nach Tabelle 6.1 (homogen)); oben: Prozentsatz unlösbarer, künstlich generierter Tupel der Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 , unten: Standardabweichungen des MOST-Modells und Abweichungen der Standardabweichung des RS-Modells vom MOST-Modell.

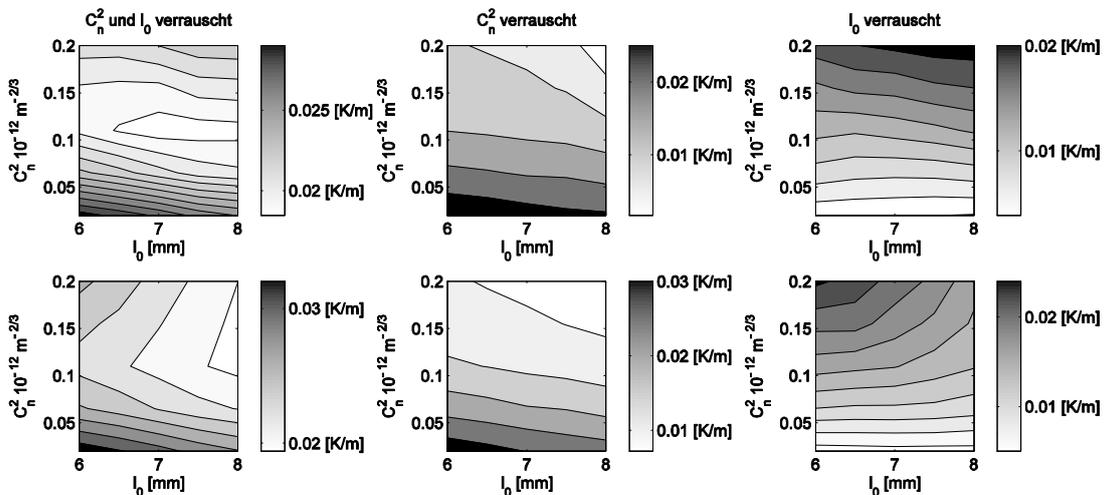


Abbildung 6.17: Grafische Aufbereitung der Statistik aus der MC-PDF-Simulation (Genauigkeitssatz nach Tabelle 6.1 (homogen)) getrennt nach streuenden Parametern; links: Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 streuen gemeinsam, mittig und rechts: nur jeweils ein Parameter streut; oben: MOST-Modell, unten: RS-Modell.

Da sich im RS-Modell durch den Eingriff über den Skalierungsparameter C_R das Verhältnis der beiden Turbulenz produzierenden Terme verschiebt (Gleichung (4.28)), verschiebt sich zwangsläufig auch diese physikalische Grenze. Ab 50 % nicht auswertbarer Datensätze kann davon ausgegangen werden, dass diese Parameterkonstellation für das Modell nicht mehr zulässig ist. In der Praxis sind solche Konstellationen eher selten, können jedoch durchaus bei starker Konvektion ($C_n^2 > 0,15 \times 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ und/oder $l_0 > 8 \text{ mm}$) und verstärkter Inhomogenität auftreten. Diese Fehlerrate kann verringert werden durch die Verlängerung des Beobachtungsintervalls der beiden Turbulenzparameter (z. B. von einer Minute auf zwei Minuten).

Es soll noch erwähnt werden, dass die Einflüsse der Parameter Temperatur T und Druck p auf den Temperaturgradienten nach der Untersuchung durch die MC-PDF-Simulation sich mit denen von Deußen (2000) decken (0,01 K/m je 5°C bzw. 50 hPa), zumal bei geodätischen Anwendungen die Bestimmung der Temperatur auf etwa ein Grad und der Druck auf einige Hektopascal ohne Probleme möglich ist. Aus diesem Grund sind in der weiteren Betrachtung (falls nicht anders bezeichnet) die Werte für Temperatur und Druck ohne Wahrscheinlichkeitsfunktion – also ohne Auswirkungen auf das Genauigkeitsbudget des Temperaturgradienten – angenommen ($\sigma_{dT/dz|T}^2 = 0$ und $\sigma_{dT/dz|p}^2 = 0$).

Die Varianz der Messstrahlhöhe z kann sich auf den Temperaturgradienten im MOST-Modell nur über den Stabilitätsparameter $\zeta = \frac{z}{L}$ auswirken (vgl. Deußen, 2000). Der zusätzliche Einfluss auf den Skalierungsparameter C_R im RS-Modell wurde bereits unter 6.2 analysiert. Die maßstäbliche Änderung des Temperaturgradienten mit der maßstäblichen abweichenden Bestimmung von z vollzieht sich nach Tabelle 6.2, ist aber streng genommen nur für eine Messstrahlhöhe von 1-2 m gültig und nur für ebenes oder/und stetig abfallendes/ansteigendes Gelände (vgl. Weiss, 2002). Der Prozentsatz der Verfälschung des Temperaturgradienten beträgt also bei einem sehr hohen aber noch realistischen Wert von 0,5 K/m gerade einmal 0,05 K/m.

Tabelle 6.2: Maßstäblicher Einfluss eines Fehlers in der Messstrahlhöhe z auf den Temperaturgradienten (MC-PDF)

Prozent von z	80 %	90 %	95 %	105 %	110 %	120 %
Prozent vom Temperaturgradienten	83,7 %	91,9 %	96,0 %	104,2 %	108,9 %	120,0 %

Die maximal angenommene fehlerhafte Abschätzung der Messstrahlhöhe von 20 % (entspricht über 30 cm) in Tabelle 6.2 ist eher unwahrscheinlich. Die Messstrahlhöhe ist bei geodätischen Anwendungen leicht mit hoher Genauigkeit (> 95 % entspricht maximal 0,02 K/m; $\sigma_{dT/dz|z} = 0,01$ K/m) zu erhalten. Ein zusätzlicher Profilscan des Tachymeters entlang der Pfadlänge würde sogar in bewegtem Gelände in Kombination mit einer Gewichtungsfunktion, ähnlich wie sie im Szintillometer bereits verwendet wird, noch repräsentative Messstrahlhöhen liefern. Dies ist jedoch nicht Teil der vorgestellten Arbeit. An dieser Stelle soll lediglich auf eine plausible Erweiterung des Modells im Hinblick auf die Problematik der Messstrahlhöhe hingewiesen werden.

Nach Abschluss der Herleitung und Beurteilung der a-priori-Genauigkeiten aller Messgrößen sind nur die Genauigkeiten der Turbulenzparameter und die Messgenauigkeit der Messstrahlhöhe von Bedeutung. Alle anderen Parameter können mit einer so hohen Genauigkeit bestimmt werden, dass diese eine vernachlässigbar kleine Auswirkungen auf den berechneten Temperaturgradienten hat. Ist aber abzusehen, dass es in Einzelfällen bei der späteren Anwendungen zu schlechteren Genauigkeiten dieser Parameter kommt, muss die Relevanz für die Genauigkeit des Temperaturgradienten erneut geprüft werden. Für die weiteren Genauigkeitsstudien werden fortan nur die Turbulenzparameter mit einer Standardabweichung von $\sigma_{dT/dz|C_n^2, \sigma_0} = 0,05$ K/m und die Messstrahlhöhe mit einer Standardabweichung von $\sigma_{dT/dz|z} = 0,01$ K/m berücksichtigt.

6.3.2 Zusammenstellung des Genauigkeitsbudgets

Nach Gleichung (6.1) wurde die Unsicherheit des Temperaturgradienten in einen Unsicherheitsanteil durch Messgrößen und einen Anteil Modellunsicherheit aufgeteilt. Die vorangegangenen Untersuchungen der

verschiedensten Einfluss nehmenden Aspekte ergeben nun das komplette a-priori-Genauigkeitsbudget des Temperaturgradienten im RS-Modell.

Die Abhängigkeiten der Standardabweichung des Temperaturgradienten von den Standardabweichungen der Messelemente ergibt sich nach Abschluss der Untersuchungen zu

$$\sigma_{\text{Me}}^2 = \sigma_{dT/dz|C_n^2, l_0}^2 + \sigma_{dT/dz|z}^2. \quad (6.12)$$

Hier erscheinen die Standardabweichungen aller anderen Parameter (Temperatur T , Druck p , Messstrahlhöhe z und optische Weglänge) außer von Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und innerer Skalenlänge l_0 bereits nicht mehr in der Gleichung, da sie keinen relevanten Einfluss auf das Gesamtbudget haben. Mit $\sigma_{dT/dz|C_n^2, l_0} = 0,05 \text{ K/m}$ und $\sigma_{dT/dz|z} = 0,01 \text{ K/m}$ ergibt sich $\sigma_{\text{Me}} = 0,05 \text{ K/m}$, und es wird sichtbar, dass der Hauptanteil aus $\sigma_{dT/dz|C_n^2, l_0}$ stammt.

Die Messstrahlhöhe und der Skalierungsparameter werden für ein Messintervall einmal ermittelt und dann über ein Messintervall hinweg konstant gehalten. Bei einer fehlerhaften Bestimmung eines der Parameter tritt der Fehler nicht mehr streuend in Erscheinung, sondern als systematische Verfälschung. Deshalb sind die Genauigkeitsangaben für den Temperaturgradienten, die aus den Genauigkeiten dieser Parameter berechnet wurden, als Unsicherheiten zu betrachten ($\sigma_{\text{Mo}} \Rightarrow u_{\text{Mo}}$ und später auch $\sigma_{dT/dz} \Rightarrow u_{dT/dz}$).

Nach der Untersuchung des Modells wird die Modellunsicherheit mit

$$u_{\text{Mo}}^2 = u_{dT/dz|C_R}^2 \quad (6.13)$$

zu $u_{\text{Mo}} = 0,05 \text{ K/m}$ angegeben (vgl. Kapitel 6.2.2). Die Modellunsicherheit ist also geprägt von den Auswirkungen der Genauigkeit des Skalierungsparameters C_R auf den Temperaturgradienten. Alle anderen Variablen des Modells werden als im stochastischen Sinne fehlerfrei angesehen. Es soll aber darauf hingewiesen werden, dass für alle verwendeten parametrisierten funktionalen Zusammenhänge und für alle Naturkonstanten streng genommen ebenfalls Genauigkeiten ermittelt werden könnten. Leider fehlen derartige Abschätzungen oft in der zugrunde liegenden Literatur. Um alle empirischen Parameter der hier verwendeten Formeln auf ihre Unsicherheit zu überprüfen, wären weitere größer dimensionierte Messkampagnen mit mehr Sensoren nötig. Worst-case-Abschätzungen für diese Parameter führten zu maximal anzunehmenden Ungenauigkeiten im Temperaturgradienten, die aber immer noch als zu gering eingeschätzt werden, um wesentlichen Einfluss auf die Genauigkeit des Temperaturgradienten zu nehmen. Deshalb wird hier von einer lückenlosen Evaluation der Unsicherheiten aller Parameter und Naturkonstanten abgesehen und lediglich eine Abschätzung von Deußen (2000) angeführt. Deußen (2000) untersuchte die Abhängigkeit des Temperaturgradienten von der von-Karman-Konstante und der Obuchow-Corrsin-Konstante, mit dem Ergebnis, dass 1/100 Abweichung des jeweiligen Wertes zusammen maximal eine 2%-ige Änderung des Temperaturgradienten ausmacht ($< 0,01 \text{ K/m}$). Die in beiden Modellen verwendeten zum Teil unterschiedlichen Profilkfunktionen können – wie bereits in Kapitel 6.2.2 angeführt – nicht im Rahmen einer Genauigkeitsstudie beurteilt werden, weil Abweichungen der Modelle nicht stochastisch auf den Temperaturgradienten wirken, sondern systematisch. Durch verschiedene Profilkfunktionen werden auch verschiedene Modelle (mit zum Teil unterschiedlichen Gültigkeitsbereichen) etabliert, deren Unterschiede als Modellunterschiede und nicht als Genauigkeiten oder Unsicherheiten fehlinterpretiert werden dürfen. Die Abweichungen zwischen den Modellen kommen nur indirekt bei einem Vergleich der Modelle mit dem gemessenen Temperaturgradienten zum Tragen.

Die a-priori-Unsicherheit des RS-Modells folgt nach Gleichung (6.1) mit den Angaben (6.12) und (6.13) zu

$$u_{dT/dz}^2 = u_{dT/dz|C_n^2, l_0}^2 + u_{dT/dz|z}^2 + u_{dT/dz|C_R}^2. \quad (6.14)$$

Die Standardabweichungen $\sigma_{dT/dz|C_n^2, l_0}$ und $\sigma_{dT/dz|z}$ aus Gleichung (6.12) wurden in dieser Gleichung bereits durch die entsprechenden Unsicherheiten $u_{dT/dz|C_n^2, l_0}$ und $u_{dT/dz|z}$ ersetzt. Die Zahlenwerte der beiden Genauigkeitsmaße Standardabweichung und Unsicherheit sind aber hier gleich, da in beiden Fällen keine systematischen Anteile im Unsicherheitsbudget zu berücksichtigen sind. Die Abhängigkeit des Temperaturgradienten von den Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 ist auch im klassischen MOST-Modell in gleicher Größe gegeben, jedoch ist für $u_{dT/dz|z}$ ein anderer Zahlenwert als für das RS-Modell einzusetzen. Im MOST-Modell ist die Messstrahlhöhe abzüglich der Rauigkeitslänge z_0 des Messgebietes zu verwenden, die jedoch meist gar nicht oder nur als grobe Abschätzung vorliegt (vgl. Kapitel 6.1.1 sowie 6.4.1). Hier sind Abweichungen in der Größenordnung von 20% möglich, was die Unsicherheit des Temperaturgradienten verschlechtert (bis zu ca. $u_{dT/dz|z} = 0,1$ K/m). Damit ergibt sich für die a-priori-Unsicherheit eines nach dem RS-Modell berechneten Temperaturgradienten $u_{dT/dz} = 0,07$ K/m, für die a-priori-Unsicherheit eines nach dem MOST-Modell ($z_0 \neq 0$) berechneten Temperaturgradienten $u_{dT/dz} = 0,11$ K/m.

6.4 Temperaturgradienten und empirische Genauigkeit

Bei der Beurteilung von physikbasierten, die Natur nachmodellierenden Rechenalgorithmen interessiert natürlich vor allem der direkte Vergleich zwischen Rechenergebnis und direkt gemessenem Wert, denn hier entscheidet sich schlussendlich, ob die Modellierung der physikalischen Prozesse gelungen ist oder nicht. Eine a-priori-Genauigkeitsabschätzung der beiden Modelle zur Berechnung des Temperaturgradienten wurde bereits im vorangegangenen Kapitel durchgeführt. Wie gut Modell und Wirklichkeit zusammenpassen, soll in diesem Kapitel festgestellt werden. Es werden – falls nicht anders bezeichnet – alle Szintillometerdaten in die Beurteilung mit eingebunden, Auszüge von Daten werden mit ihrem Auswahlkriterium gekennzeichnet, der Ausschluss von Daten wird begründet. Nach einer zusammenfassenden Darstellung der Ergebnisse für beide Modelle werden diese Ergebnisse nochmals im Hinblick auf Genauigkeit und Zuverlässigkeit diskutiert.

6.4.1 Temperaturgradientenvergleiche

Aus den Turbulenzparametern der Szintillometers (vgl. Kapitel 5.1) lassen sich sowohl mit dem MOST-Modell (vgl. Kapitel 4.2) als auch mit dem RS-Modell (vgl. Kapitel 4.4) Temperaturgradienten berechnen. Diese Temperaturgradienten lassen sich vergleichen mit den am gleichen Messort gemessenen Temperaturgradienten (vgl. Kapitel 5.3). Die Beobachtungsdaten aller Geräte liegen (mit Ausnahme von zwei längeren Unterbrechungen) als 24 h-Messungen vor. Da in der Geodäsie vor allem hohe negative Gradienten die geodätischen Messelemente verfälschen, beschränkt sich die Beurteilung wie auch schon die zielgerichtete Modellierung auf die Messdaten während des Tages. Da der Messort von allen Seiten mit Vegetation oder Bebauung umgeben ist, werden nur Zeitfenster berücksichtigt, in denen mindestens eine Stunde für alle Sensoren die gleichen Bedingungen bezüglich Sonneneinstrahlung geherrscht haben. Das Sonnenlicht erreicht morgens etwa um 9 Uhr als letztes die Meteorologiemasten, demnach sind ab 10 Uhr im gesamten Messbereich gleiche Bedingungen zu erwarten. Naturgemäß ändert sich der Temperaturgradient im Laufe des Tages mit der Intensität der Sonneneinstrahlung (zunehmend labile Schichtung), gegen Nachmittag stellen sich dann zunehmend neutrale Schichtungsverhältnisse (bis hin zu $\frac{dT}{dz} \approx 0$) ein, sodass sich für diese Bedingungen die MOST-Profilfunktionen auch ändern. Da die Grenzen zwischen labil und neutral fließend

sind, und eine Modellierung für neutrale Schichtung nicht vorgesehen ist, werden nur Daten bis ca. 15 Uhr verwendet. Dies ist der ungefähre Zeitpunkt, zu dem die Verhältnisse an diesem Messort sich von konvektiv zu neutral ändern, da dann das Maximum der Tagestemperatur noch nicht ganz erreicht ist, auch wenn die Globalstrahlung schon wieder deutlich abnimmt. Für andere Messorte kann diese Zeitgrenze variieren, und im kürzesten Fall in den Wintermonaten mit dem Erreichen des Maximums der Globalstrahlung zusammenfallen. Längere Zeitintervalle sind vor allem dann zu erwarten, wenn hohe Temperaturen wie in den Sommermonaten erreicht werden.

Die Kennzeichnung der Temperaturgradienten wird sowohl im Text als auch in den Abbildungen vereinheitlicht, die Herkunft der Variablenwerte wird im Index angegeben, dabei stehen „RS“ für das RS-Modell, „MOST“ für das MOST-Modell (Thiermann, 1990, bzw. Weiss, 2002) und „PT100“ für das Temperaturmesssystem (PT100-Sensoren). Die Daten der PT100-Sensoren wurden zu 10-Minuten-Werten zusammengefasst, um den stochastischen Anteil aus den Daten zu mindern, und so eine fundierte Aussage für das stochastische Verhalten der anderen Messelemente der Kampagnen zu erhalten.

Die Referenzwerte für den Temperaturgradienten wurden im Juli von einem Temperatursensorpaar nach Anbringung aller Kalibrierungswerte gewonnen, im August wurde an drei Masten gleichzeitig der Gradient gemessen, die empirische Standardabweichung der Temperaturgradienten über die drei Masten gemittelt lag bei durchschnittlich 0,09 K/m (Intervall von 0,018 – 0,200 K/m) und ist damit etwas besser als die bereits in Kapitel 5.3.2 ermittelte zu erwartende empirische Genauigkeit von $s_{PT100} = 0,13$ K/m. Die Grafiken Abbildung 6.18, Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 zeigen die aus Turbulenzparametern gewonnenen Temperaturgradienten dT/dz_{RS} aus dem RS-Modell und dT/dz_{MOST} aus dem ursprünglichen, unveränderten MOST-Modell im direkten Vergleich mit den gemessenen Temperaturgradienten dT/dz_{PT100} . In der jeweils rechten Grafik ist der Wertebereich aller Minutenwerte grau unterlegt, mit Marker gekennzeichnet wurde nur jeder zehnte Wert. Die Daten sind je nach Anströmungsrichtung des Messtages unterschiedlichen (h, a) -Tupeln des RS-Modells zugeordnet. Neben den bereits erwähnten beiden Hauptanströmungsrichtungen aus ca. 225° $(h, a) = (10\text{ m}, 80\text{ m})$ und aus ca. 30° $(h, a) = (8\text{ m}, 60\text{ m})$ ergab sich noch für einen Tag die Anströmungsrichtung aus 90° mit $(h, a) = (12\text{ m}, 50\text{ m})$ sowie aus 270° mit $(h, a) = (8\text{ m}, 60\text{ m})$. Bei schwach windigen Tagen mit drehendem Wind wurde ebenfalls $(h, a) = (12\text{ m}, 50\text{ m})$ gewählt.

Über alle Tage hinweg lässt sich die Grundaussage treffen, dass der Temperaturgradient nach dem MOST-Modell (erwartungsgemäß) unterschätzt wird, weil die Modellannahmen durch den windgeschützten Messplatz nicht mehr gegeben sind. Deshalb soll auch keine Aussage getroffen werden über die Güte der Temperaturgradientenbestimmung nach dem MOST-Modell. Sowohl die grafische Aufbereitung in Abbildung 6.18, Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 als auch die Statistik in Tabelle 6.3, Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5 dienen lediglich dazu, den Unterschied zwischen MOST-Modell und RS-Modell zu verdeutlichen und die Wirkungsweise der neuen Modellierung zu unterstreichen. Da es sich bei der Abweichung

$$\Delta dT/dz = dT/dz_{(MOST/RS)} - dT/dz_{PT100} \quad (6.15)$$

um empirische Werte handelt, wird hieraus die empirische Standardabweichung $s_{dT/dz}$ ermittelt. Bei der Berechnung der empirischen Standardabweichung sowie aller anderen Genauigkeitsmaße wurden die original gemessenen Minutenwerte des Szintillometers verwendet. Zur grafischen Aufbereitung wurden in Abbildung 6.18, Abbildung 6.19 und Abbildung 6.20 Mittelwerte verwendet (Intervalllänge 10 min). Datensätze, deren (C_n^2, l_0) -Tupel das RS-Modell als unauswertbar zurückwies, traten kaum auf, lediglich der 17.07.07 und der 12.08.07 enthielten knapp mehr als 5 % dieser Datensätze, an der Hälfte der Tage wurden ca. 2 % erreicht, die andere Hälfte enthielt weniger als 1 %. Besonders stark konvektive, schwach windige Bedingungen führen zu diesen Ausfällen, die aber in der geodätischen Praxis später leicht durch Mehrfachmessungen und Intervallverlängerung der Turbulenzmessung (zum Beispiel bei ohnehin zeitunkritischen Überwachungsmessungen) kompensiert werden können.

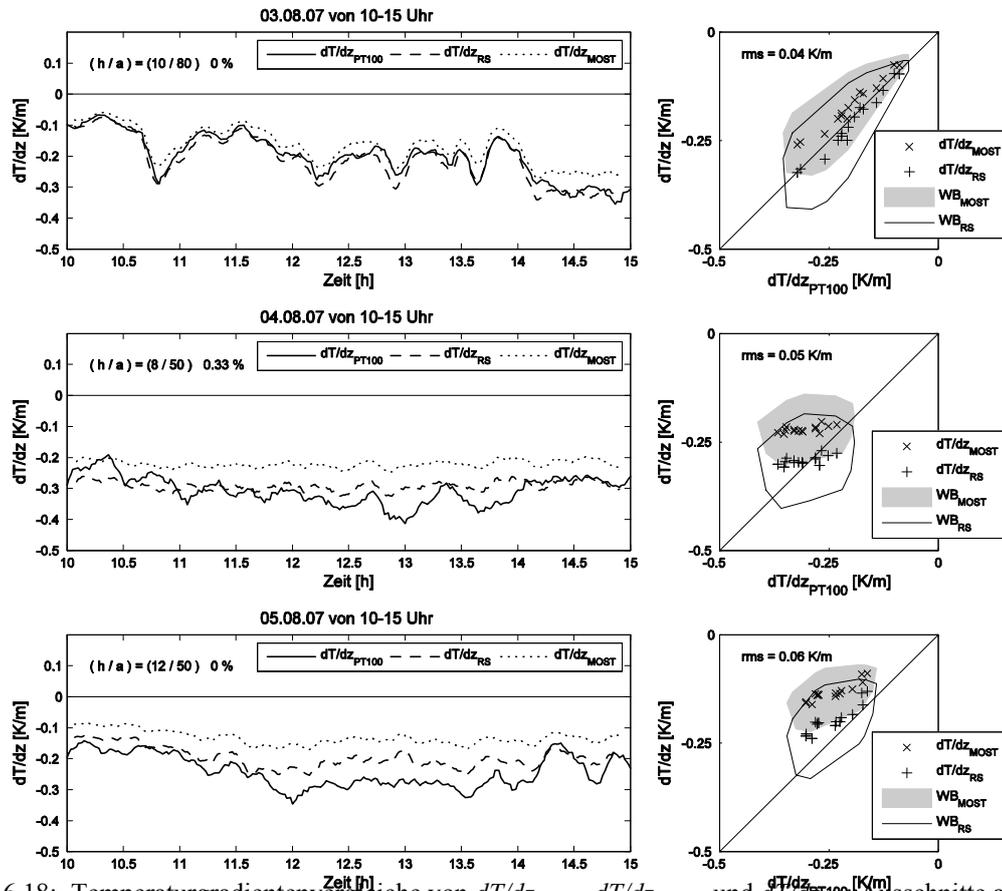


Abbildung 6.18: Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} . Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener stark konvektiver Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich.

Die generelle Wirkungsweise der Neumodellierung im RS-Modell ist einfach beschrieben: durch die Verschiebung der Turbulenzanteile wird der anfangs unterschätzte kinetische Wärmefluss nun größer angenommen. Dies bedeutet wegen Gleichung (3.21), dass auch der Temperaturgradient betragsmäßig größer wird. Für die drei Klassifizierungsarten (stark konvektiv, konvektiv und wechselhaft) ergeben sich unterschiedliche Ergebnisse betreffend der Übereinstimmung von berechnetem und gemessenem Temperaturgradienten.

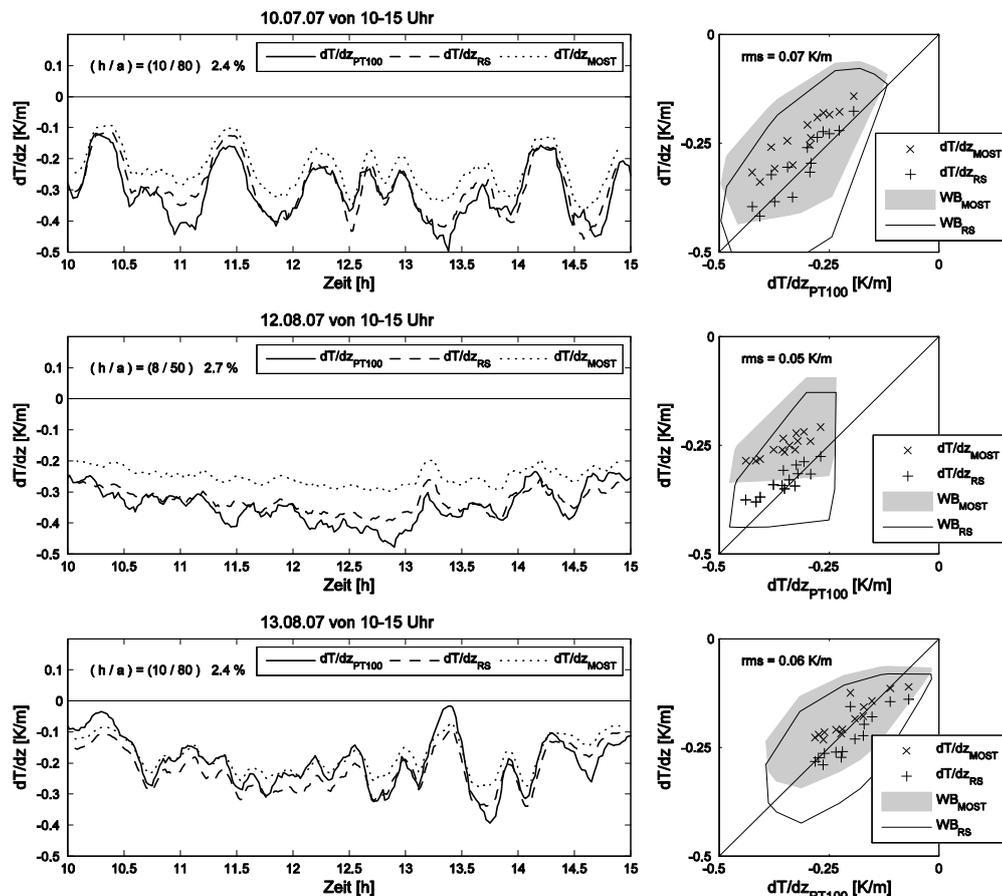


Abbildung 6.19: Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} ; Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener (zum Teil stark) konvektiver Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich.

Zunächst soll die Gruppe der konvektiven Tage beurteilt werden: im Mittel fällt die empirische Standardabweichung von $s_{MOST} = 0,09$ K/m auf $s_{RS} = 0,06$ K/m. Betrachtet man den Mittelwert $\overline{\Delta dT/dz}$ fällt dieser von $\overline{\Delta dT/dz}_{RS} = 0,07$ K/m auf $\overline{\Delta dT/dz}_{RS} = 0,03$ K/m. Da der Gradient sich mit der Zeit in seinem Wert ändert, ist auch die Angabe einer prozentualen Verbesserung bzw. Verschlechterung sinnvoll. Hier ergibt sich für die MOST-Modellierung ca. 29 % von dT/dz , durch die RS-Modellierung ca. 11 % von dT/dz . Die Daten des 13.08.07 zeigen eine marginale Änderung von $\overline{\Delta dT/dz}$ zwischen den Modellen, die prozentuale Interpretation zeigt jedoch deutlich, dass der Gradient durch das RS-Modell überschätzt wird (vgl. Abbildung 6.18). Eine nachweisbare Ursache für die Verschlechterung durch das RS-Modell konnte nicht gefunden werden.

Die Klasse der stark konvektiven Tage verhält sich ähnlich wie die Klasse der konvektiven Tage, die empirische Standardabweichung fällt hier von $s_{MOST} = 0,08$ K/m auf $s_{RS} = 0,06$ K/m, der Mittelwert $\overline{\Delta dT/dz}$ von $\overline{\Delta dT/dz}_{RS} = 0,13$ K/m auf $\overline{\Delta dT/dz}_{RS} = 0,06$ K/m. Die prozentuale Interpretation zeigt eine Verbesserung von 24 % auf 5 %. Auch in dieser Gruppe befindet sich ein Ausreißer. Die Daten des 02.08.07 zeigen prozentual eine erhebliche Verschlechterung von 28 % auf 60 %. Auch hier ist wie für die Daten des 13.08.07 die Ursache nicht eindeutig feststellbar. Es fällt jedoch auf, dass an beiden Tagen sehr hohe Windgeschwindigkeiten (durchschnittlich 2,9 m/s am 02.08.07) herrschten, was den Gedanken nahe legt, dass durch den Wind zum einen die Etablierung großer Temperaturgradienten gehemmt wurde, zum anderen

eine große Menge mechanisch produzierte TKE ins System eingebracht wurde. Dies könnte über die vorgegebenen Anteilverhältnisse zwangsläufig zu einer Überschätzung des kinetischen Wärmeflusses geführt haben. Aus diesem Grund werden die beiden Messtage nicht weiter berücksichtigt.

Im Fall der wechselhaften Tage ändert sich die empirische Standardabweichung von $s_{\text{MOST}} = 0,106 \text{ K/m}$ zu $s_{\text{RS}} = 0,074 \text{ K/m}$, der Mittelwert $\overline{\Delta dT/dz}$ fällt ebenfalls von $\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}} = 0,10 \text{ K/m}$ auf $\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}} = 0,05 \text{ K/m}$, hier verbessert sich die prozentuale mittlere Abweichung von 40 % auf 22 %.

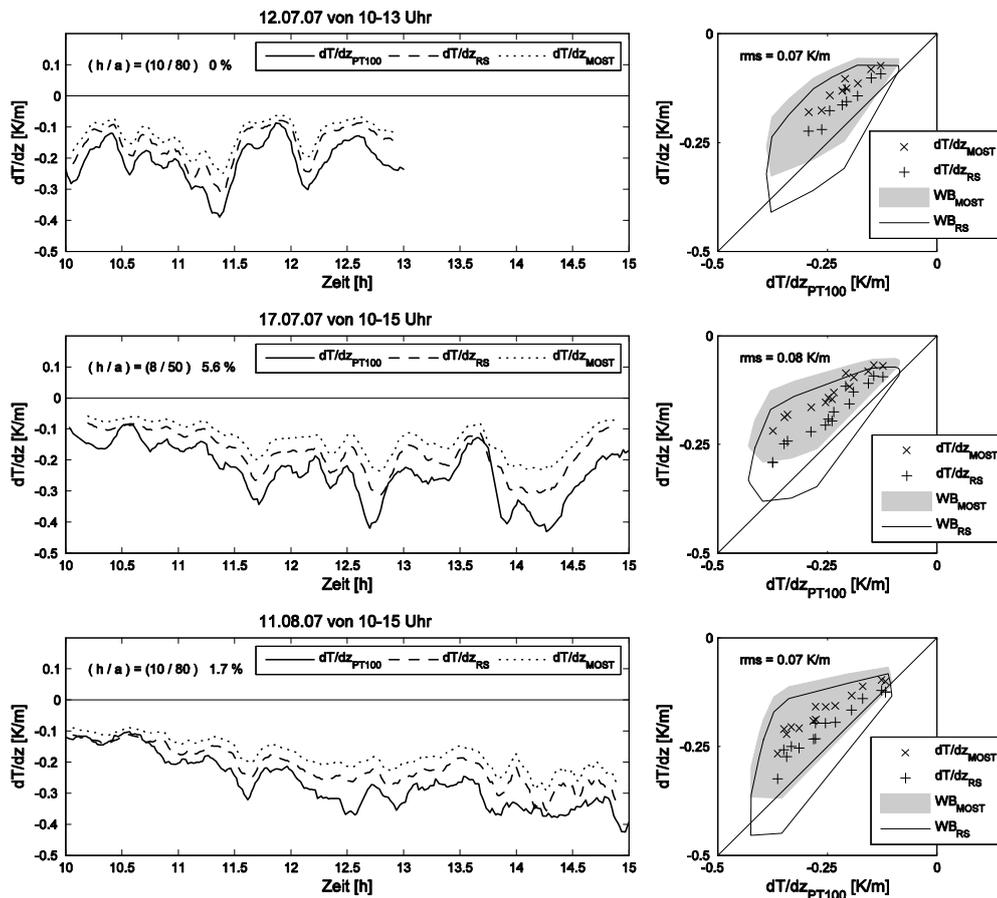


Abbildung 6.20: Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} ; Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener wechselhafter Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich.

Die Genauigkeitsangaben des MOST-Modells werden nicht zur qualitativen Beurteilung des Modells verwendet, sondern sollen zeigen, dass das darauf aufsetzende RS-Modell als Erweiterung für die Rauigkeitsschicht signifikante Verbesserungen bewirkt. Wie bereits in Kapitel 4.4 beschrieben, wird das MOST-Modell bei städtischer Überdeckung in Verbindung mit der Rauigkeitslänge z_0 durch Gleichung (6.2) verwendet (vgl. Kapitel 6.1.1). Diese Modellierung ist für Schichten oberhalb der Rauigkeitsschicht sicher sinnvoll, innerhalb der Rauigkeitsschicht – und hier besonders in dem für geodätische Messungen genutzten bodennahen Bereich – können jedoch je nach Wert von z_0 große Abweichungen im Hinblick auf den Temperaturgradienten auftreten (vgl. Abschätzung des Einflusses der Genauigkeit der Messstrahlhöhe z in Kapitel 6.3.1). Bereits in Abbildung 6.6 ist angedeutet, dass das bloße Versetzen der Bezugsebene um z_0 besonders für den bodennahen Bereich große negative Temperaturgradienten bewirkt. Unterhalb von z_0 können dann gar keine Gradienten mehr berechnet werden. In der geodätischen Anwendung ist das ein k.o.-Kriterium, da hier Messstrahlhöhen von 1-2 m die Regel sind.

Tabelle 6.3: Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an konvektiven Messtagen.

Datum	s_{MOST} [K/m]	s_{RS} [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [%]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [%]
07.07.07	0,10	0,07	0,09	0,04	-30	-13
09.07.07	0,09	0,07	0,08	0,05	-39	-23
10.07.07	0,09	0,07	0,07	0,02	-24	-6
11.07.07	0,09	0,07	0,07	0,03	-30	-12
13.08.07	0,05	0,06	0,02	-0,02	-2	23
15.08.07	0,05	0,04	0,04	0,00	-19	1

Tabelle 6.4: Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an stark konvektiven Messtagen.

Datum	s_{MOST} [K/m]	s_{RS} [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [%]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [%]
15.07.07	0,14	0,08	0,13	0,06	-47	-21
18.07.07	0,12	0,08	0,11	0,05	-29	-13
03.08.07	0,05	0,04	0,03	-0,01	-16	6
04.08.07	0,10	0,05	0,09	0,02	-27	-3
05.08.07	0,12	0,06	0,11	0,05	-44	-18
06.08.07	0,13	0,06	0,13	0,04	-43	-15
12.08.07	0,11	0,05	0,10	0,02	-27	-4
14.08.07	0,075	0,05	0,06	0,02	-24	-6

Da für die Berechnung der Rauigkeitslänge keine Messdaten über Windprofile vorliegen, wird tageweise diejenige Rauigkeitslänge bestimmt, die die geringste empirische Standardabweichung im Temperaturgradientenvergleich liefert (zwischen 33 m und 70 m) und ein Durchschnittswert für die Rauigkeitslänge mit $z_0 = 47 \text{ m}$ angenommen. Die empirische Standardabweichung (0,05 K/m bis 0,09 K/m) dieser berechneten Temperaturgradienten liegen in der gleichen Größenordnung (0,04 K/m bis 0,09 K/m) wie die der Temperaturgradienten aus dem RS-Modell (0,04 K/m bis 0,09 K/m), liefern also gleich gute Ergebnisse. Solange die Rauigkeitslänge im Verhältnis zur Messstrahlhöhe klein bleibt ($\frac{z_0}{z} < 0,5$), kann also auch das MOST-Modell mit entsprechender Rauigkeitslänge z_0 verwendet werden. Bei städtischer Überdeckung kann die Rauigkeitslänge jedoch schnell auf Messstrahlhöhe ansteigen. Darüber hinaus ist die empirische Bestimmung der Rauigkeitslänge für geodätische Anwendungen nicht praktikabel. Daher ist für

diese Anwendungen der Übergang auf das RS-Modell sinnvoll, hier können mit einfachen geodätischen Mitteln die relevanten Größen ermittelt werden.

Tabelle 6.5: Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an wechselhaften Messtagen.

Datum	s_{MOST} [K/m]	s_{RS} [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [K/m]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{MOST}}$ [%]	$\overline{\Delta dT/dz}_{\text{RS}}$ [%]
08.07.07	0,13	0,09	0,12	0,07	-45	-27
12.07.07	0,10	0,07	0,09	0,06	-42	-28
17.07.07	0,12	0,07	0,11	0,06	-46	-27
19.07.07	0,09	0,06	0,074	0,02	-35	-13
02.08.07	0,03	0,05	-0,01	-0,04	28	60
11.08.07	0,10	0,07	0,09	0,05	-32	-16

6.4.2 Beurteilung von Genauigkeit und Zuverlässigkeit

Nach der Darstellung der empirisch ermittelten Genauigkeitsmaße kann ein Vergleich zwischen erwarteter und erhaltener Genauigkeit durchgeführt werden. Zudem sei hier noch einmal das Genauigkeitsbudget der Sollwerte angegeben.

Die gemessenen Temperaturgradienten werden entsprechend den Untersuchungen aus Kapitel 6.1.2 mit einem empirischen Genauigkeitsmaß versehen, um verlässliche Aussagen im Vergleich zu den berechneten Temperaturgradienten aus Turbulenzparametern treffen zu können. Die Julidaten aus Kampagne 1 haben entsprechend ihrer Kalibrierung eine Genauigkeit von 0,13 K/m, die Augustdaten aus Kampagne 2 liegen durch die Mehrfachmessung an drei Masten bei 0,06 K/m. Zuzüglich einer Abweichung bezüglich des logarithmischen Temperaturprofils von etwa 0,03 K/m ergibt sich für die gemessenen Temperaturgradienten eine Genauigkeit von 0,13 K/m (Juli) bzw. 0,07 K/m (August).

Zur qualitativen Beurteilung des RS-Modells und den daraus abgeleiteten Gradienten werden alle bisher angeführten Kriterien und Genauigkeitsmaße herangezogen, um ein genaues Bild über die erreichbaren Genauigkeiten zu erhalten. Die Aussagen bezüglich der zu erwartenden Zuverlässigkeiten zielen darauf ab, festzustellen, ob die hier vorgestellte Methodik für den gesamten Gültigkeitsbereich ohne Einschränkung mit gleichen Genauigkeitsannahmen anwendbar ist. Ferner soll die generelle Handhabbarkeit des Modells für geodätische Anwendungen überprüft werden.

Im a-priori-Genauigkeitsbudget nach Gleichung (6.14) flossen drei Anteile ein: die Standardabweichungen der Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 , die im Wesentlichen die Einhaltung der Homogenitätsbedingungen während der Messung widerspiegeln, der Einfluss der Messstrahlhöhe z und die Unsicherheit des Skalierungsparameters C_R , der als reiner Modellparameter jedoch auch Abhängigkeiten von den Mess-elementen der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a aufweist.

Bei der Auswertung der Messdaten lassen sich zwei unterschiedliche Arten von Fehler identifizieren, die in Zusammenhang mit der Messunsicherheit und der Modellunsicherheit stehen. Die Berechnung der Regressionsgerade R durch die zeitlich korrelierten Temperaturgradiententupel (dT/dz_{PT100} , dT/dz_{RS}) nach der Gleichung

$$dT/dz_{RS} = p_1 dT/dz_{PT100} + p_2, \quad (6.16)$$

wobei p_2 auch auf Null festgelegt werden kann, teilt die Abweichung des berechneten Temperaturgradienten zum gemessenen Temperaturgradienten in zwei Anteile, einen maßstäblichen und einen additiven Anteil. Durch Annahme des additiven Anteils zu $p_2 = 0$ folgt ein gleichzeitiger stetiger Übergang von konvektiven zu neutralen Bedingungen in beiden Systemen. Der Maßstab zwischen den Gradientendatensätzen ist streng genommen eine systematische Abweichung und resultiert vornehmlich aus Modellfehlern, beispielsweise aus einer falsch angenommenen Hindernishöhe h oder einer falsch gemessenen Messstrahlhöhe z . Theoretisch ist es auch möglich, dass am Szintillometermessort und am Temperatursensormast nicht gleiche meteorologische Bedingungen herrschten, dies ist jedoch bei einem Abstand der Messsysteme von gerade einmal 10 m unwahrscheinlich.

Im Vergleich zum originalen MOST-Modell nähert sich im RS-Modell der Parameter p_1 der Regressionsgerade R_0 ($p_2 = 0$) dem Idealwert $p_1 = 1$ mehr an, je konvektiver die meteorologischen Bedingungen sind. Mit dem Mittelwert des Parameters $\bar{p}_{1/RS} = 0,88$ (über alle Messtage) im Vergleich zu $\bar{p}_{1/MOST} = 0,67$ wird hier deutlich, dass das RS-Modell eine Verbesserung des MOST-Modells in der Rauigkeitsschicht um 20 % darstellt. Der Temperaturgradient weicht im Mittel (je nach verwendeten Modellparametern) um durchschnittlich 12 % vom gemessenen Temperaturgradienten ab, der Temperaturgradient wird dabei systematisch unterschätzt. Die aus den Parametern p_1 berechneten prozentualen Abweichungen der berechneten Temperaturgradienten von den gemessenen Temperaturgradienten entsprechen abzüglich der Rundungsfehler den Angaben aus Tabelle 6.3, Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5.

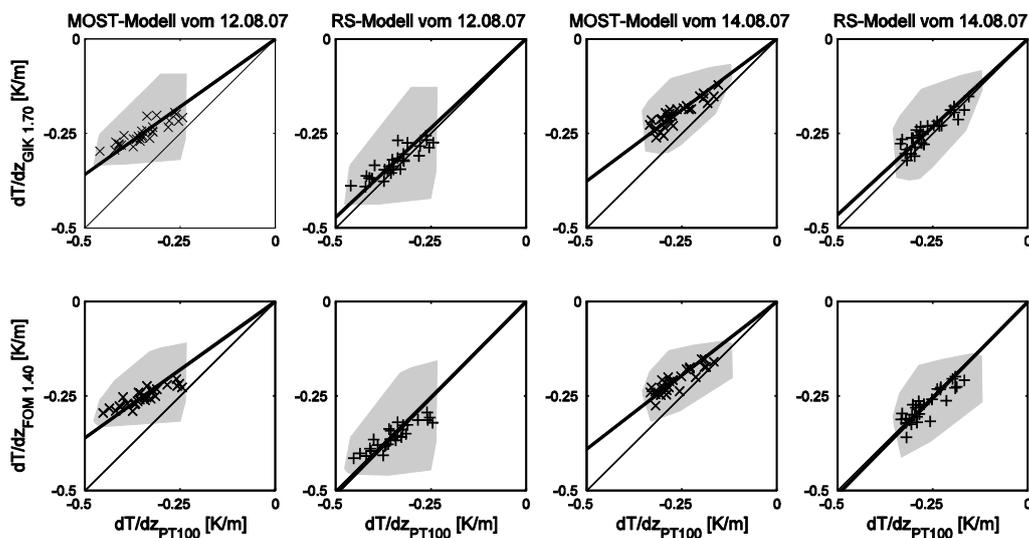


Abbildung 6.21: Temperaturgradientenvergleiche aus MOST-Modell (x) und RS-Modell (+) mit jeweiliger Regressionsgerade R_0 ; oben: Messdaten des GIK-Szintillometers auf Messstrahlhöhe 1,70 m (Standardgerät), unten: Messdaten des FOM-Szintillometers auf Messstrahlhöhe 1,40 m.

Abbildung 6.21 zeigt die Temperaturgradientenvergleiche von zwei Tagen, an denen parallel zum GIK-eigenen Szintillometer noch ein Leihgerät des FOM betrieben wurde (vgl. Messkampagnenbeschreibung in Kapitel 5.4.1). Die Messstrahlhöhe wurde dabei genau um 30 cm relativ zum GIK-Szintillometer nach unten versetzt, was der Bezugshöhe der gemessenen Temperaturgradienten entspricht. Die Messungen wurden an den (stark) konvektiven Tagen 06.08.07, 12.08.07, 13.08.07 und 14.08.07 durchgeführt. Am 13.08.07 wird der Gradient von beiden Geräten leicht überschätzt, an den anderen Tagen unterschätzt. Vergleicht man die Gradienten der beiden Geräte für die Bezugshöhe der gemessenen Temperaturgradienten, ergibt sich an allen

Tagen ein maßstäblicher Unterschied von ca. 5 % (Abbildung 6.21 zeigt zwei dieser Tage). Dieser Unterschiede der Datensätze sind umgerechnet in einen Temperaturgradient marginal (max. 0,02 K/m), aber nicht signifikant und können zudem auch aus den unterschiedlichen Messstrahlhöhen resultieren, obwohl diese bei der Berechnung berücksichtigt wurden. Die aus Turbulenzmessungen des FOM-Szintillometers berechneten Temperaturgradienten zeigen eine noch bessere Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Temperaturgradienten.

Eine signifikante Über- oder Unterschätzung des Temperaturgradienten deutet auf einen Modellfehler hin, der zu einem gewissen Anteil aus der Fehlbestimmung des Stabilitätsparameters C_R stammen kann. Ob diese systematische Fehlbestimmung des Temperaturgradienten von C_R (oder besser von einer Fehlbestimmung der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a) herrührt, oder ob die Ursache in einem anderen Teil des Modells liegt, ist nachträglich schwer festzustellen. Die systematische Unterschätzung des Temperaturgradienten liegt bei durchschnittlich 12 %. Dies ergibt umgerechnet in einen Gradientenwert bei 0,4 K/m eine Abweichung von 0,05 K/m und entspricht der Größenordnung der Unsicherheit $u_{dT/dz|C_R} = 0,05$ K/m aus der a-priori-Genauigkeitsanalyse für die Hindernishöhe h und den Hindernisabstand a .

Die signifikante Unterschätzung könnte auch von den Sollwerten der Temperaturgradienten herrühren, da die Temperaturwerte direkt zur Berechnung der Gradienten verwendet wurden, ohne den Messdaten zuvor das klassische logarithmische Temperaturprofil zur Abschwächung von vereinzelt Messfehlern in Messwerten einzubeschreiben. In Kapitel 6.1 wurde bereits erläutert, dass zum einen das klassische logarithmische Temperaturprofil in der Rauigkeitsschicht nicht mehr gelten muss, zum anderen ist die Berechnung mit lediglich drei Stützstellen nicht zuverlässig, sodass vereinzelt Messfehler voll durchschlagen würden, und eine Verbesserung der Temperaturgradienten unwahrscheinlich ist (vgl. Kapitel 6.1.2).

Der stochastische Anteil, also das Rauschen der Werte um die Regressionsgerade, stammt im Wesentlichen aus Inhomogenitäten im Messbereich, die zu Variationen in den Turbulenzparametern führen. In der detaillierten Untersuchung der Abhängigkeiten der Genauigkeit des Temperaturgradienten von der zeitlichen Streuung der Turbulenzparameter aus Kapitel 6.3.1 wurde bereits eine zu erwartende Genauigkeit von 0,05 K/m ermittelt. Die empirische Standardabweichung des Temperaturgradienten bezogen auf die Regressionsgerade R_0 liegt für alle Tage unter 0,004 K/m, etwa ein Zehntel der mit 0,05 K/m angenommenen Standardabweichung $\sigma_{dT/dz|C_n, J_0}$. Der Rückschluss, dass hier eine Fehleinschätzung der Angaben aus Tabelle

6.1 vorliegt, ist jedoch nicht richtig. Die Eingangsgrößen der Genauigkeitsbetrachtung aus Kapitel 6.3.1 stammen aus empirischen Standardabweichungen der Turbulenzparameter bezogen auf ein Zeitintervall (30 min). Die Standardabweichungen des Temperaturgradienten wurden hier jedoch erst nach der (zeitlichen) Korrelation Szintillometer – Temperaturmesssystem ermittelt, also aus der tatsächlichen Abweichung zwischen berechnetem und gemessenem Temperaturgradienten und sind der Größe nach sortiert und nicht mehr chronologisch. Besondere Bedeutung hat diese Angabe des Rauschens um die Regressionsgerade R_0 jedoch für die direkt gemessenen Temperaturgradienten. Diesen musste aufgrund von Vergleichsmessungen (vgl. Kapitel 5.3.3) eine relativ schlechte Genauigkeit zugeschrieben werden, im Vergleich mit den Temperaturgradienten aus den Turbulenzparametern zeigen die Werte jedoch abzüglich des systematischen Anteils eine sehr gute Übereinstimmung. Die Vermutung liegt also nahe, dass die gemessenen Temperaturgradienten eine weitaus bessere Genauigkeit besitzen als zu Beginn angenommen, selbst wenn auch den Temperatursensoren ein Anteil an den systematischen Abweichungen zugesprochen werden sollte. Wie groß dieser Anteil sein könnte, ist jedoch im Nachhinein nicht mehr von den potentiellen Modellfehlern des RS-Modells oder des MOST-Modells trennbar.

Die a-priori-Genauigkeitsabschätzung und die nachträglich ermittelten empirischen Genauigkeitsmaße stimmen also überein, was nahe legt, dass keine wichtige, Einfluss nehmende Größe des Genauigkeitsbudgets unberücksichtigt ist. Die mit dem RS-Modell berechneten Temperaturgradienten zeigen eine maßstäbliche Verbesserung im Vergleich zum MOST-Modell von 20 %, die berechneten Temperaturgradienten werden im Schnitt um lediglich 12 % unterschätzt, die mittlere Abweichung vom gemessenen Temperaturgradienten liegt zwischen 0,03 K/m für konvektive und stark konvektive Tage und bei 0,05 K/m bei wechselhaften Tagen. Die mittlere empirische Standardabweichung liegt bei 0,06 K/m. Der Refraktions-

einfluss auf die Vertikalwinkelmessung ist mithilfe der berechneten Temperaturgradienten für jeden einzelnen Messtag um mindestens 75 % reduzierbar, an konvektiven Tagen ist sogar mit Reduktionen um etwa 90 % zu rechnen.

Diese Genauigkeitsangabe darf jedoch nicht ohne den Bezug zur Genauigkeit der Sollwerte stehen. Die gemessenen Temperaturgradienten sind durch die wechselnde Sonnenanstrahlung der Temperatursensoren von schlechterer Genauigkeit als bei bedecktem Himmel. Für die berechneten Gradienten ergab die a-priori-Genauigkeitsabschätzung einen Wert von $s_{dT/dz_{RS}} = 0,07$ K/m (vgl. Kapitel 5.3.3). Die gemessenen Gradienten besitzen nach Berücksichtigung von Kalibrierung und Dreifachmessung eine durchschnittliche Genauigkeit von $\sigma_{dT_{PT100}} = 0,10$ K/m. Für die Berechnung der empirischen Standardabweichung wurden die Differenzen zwischen den beiden Gradienten gebildet, demnach besitzen diese Differenzen nach der Varianzfortpflanzung eine Genauigkeit von

$$s_{\Delta dT/dz} = \left(s_{dT/dz_{RS}}^2 + s_{dT/dz_{PT100}}^2 \right)^{1/2}. \quad (6.17)$$

Wenn also die Referenzwerte bereits fehlerbehaftet sind, können für die darauf bezogenen Werte keine besseren Genauigkeiten als die der Referenzwerte abgeleitet werden. Aus diesem Grund wird die nachweisbare Genauigkeit des RS-Modells mit $s_{dT/dz_{RS}} = 0,10$ K/m statt der empirisch ermittelten Standardabweichung $s_{dT/dz_{RS}} = 0,06$ K/m angegeben.

Die eingangs geforderte Zuverlässigkeit des Modells bei geodätischer Anwendung kann in dieser Studie nicht objektiv beurteilt werden. Der Begriff Zuverlässigkeit geht in der Geodäsie fast immer einher mit den Begriffen Redundanz und Kontrollierbarkeit. Die kontinuierliche Messung von Turbulenzparametern und Temperaturgradienten an ein und demselben Messort bewirkt keine Zuverlässigkeitssteigerung, da nur einige wenige Parametertupel (a, h) für das RS-Modell getestet werden konnten. Zuverlässigkeitssteigernde Redundanzen sind also nicht einfach durch Mehrfachmessungen an einem Messort zu erreichen. Die gesicherte Überprüfung des Modells auf Zuverlässigkeit in allen Variationsmöglichkeiten der Hindernisstruktur ist mit dieser Arbeit deshalb nicht möglich. Durch die beiden Messkampagnen wurde für einen Teil des Gültigkeitsbereiches nachgewiesen, dass die Reproduzierbarkeit von Messergebnissen an ein und demselben Messort sehr hoch ist. Mit Variationen der Messorte im Hinblick auf die umgebende Hindernisstruktur kann mithilfe der hier entwickelten Methodik also eine Verifizierung des gesamten Gültigkeitsbereiches erfolgen und so die Zuverlässigkeit eingehend untersucht werden.

Die Aussage bezüglich der Handhabung des Modells stützt sich eher auf die praktischen Erfahrungen bei geodätischen Vermessungsarbeiten im Allgemeinen. Die nötigen Modifikationen der technischen Bauelemente sowie die komplette Vorverarbeitungssoftware sollten bei einer solchen Beurteilung mit einbezogen werden. Weil die technische (serienreife) Umsetzung jedoch noch aussteht, kann darüber auch keine Aussage getroffen werden. Da das RS-Modell direkt in die Tachymetersoftware integriert werden soll, und dies noch aussteht, ist eine objektive Beurteilung schwierig und stützt sich lediglich auf den Vergleich der erforderlichen Prozesse mit bereits etablierten Prozessen in der Ingenieurgeodäsie. Die Hindernisstruktur (Hindernishöhe/Hindernisabstand), die zur Bestimmung des Skalierungsparameters nötig ist, lässt sich einfach ermitteln, gleiches gilt für die Messstrahlhöhe. Über 3-dimensionale rasterartige Punktbestimmungen sind die Rohdaten mit einem Tachymeter selbst für Ungelernte bestimmbar. Die nötige Extraktion des Einfluss nehmenden Bereichs benötigt lediglich eine ungefähre Angabe der mittleren Windrichtung. Für alle anderen Schritte, wie z. B. die Weiterverarbeitung der Einzelpunkte der Skyline zu repräsentativen Eingangsgrößen für den Skalierungsparameter, lassen sich verschiedene Ansätze erproben und die genaueste/schnellste implementieren.

Die hier vorgestellte Modellierung ist also prinzipiell für geodätische Anwendungen geeignet, was neben der zu verbessernden Genauigkeit der Refraktionskorrekturbestimmung die zweite Zielsetzung dieser Arbeit war.

7 Resümee und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Berechnungsalgorithmus auf Basis der Turbulenztheorie vorgestellt und erweitert, der zukünftig bei modifizierten Tachymetern zur Refraktionskorrekturbestimmung verwendet werden kann. Da Variationen des bodennahen Brechungsindexgradienten in der Atmosphäre fast ausschließlich von Temperaturgradienten verursacht werden, kann direkt auf die Bestimmung des Temperaturgradienten abgezielt werden. Die für das Verfahren notwendigen Turbulenzparameter Strukturparameter des Brechungsindex und innere Skalenlänge können prinzipiell aus dem Beobachtungsmaterial von Tachymetern abgeleitet werden. Für die Verifikation des Verfahrens stand zur Turbulenzparametermessung das seit langem operationelle Szintillometer SLS 20 zur Verfügung. Die Sollwerte zur qualitativen Beurteilung der szintillometrisch bestimmten Temperaturgradienten wurden mit PT100-Temperatursensoren in Messstrahlhöhe des Szintillometers gemessen. Datenmaterial aus zwei zweiwöchigen Messkampagnen wurde zur Verifizierung des Modells verwendet. Die erreichbare Genauigkeit der über das neue Modell bestimmten Temperaturgradienten zeigt, dass der hieraus ermittelbare Refraktionswinkel bei Vertikalwinkelmessungen den Refraktionseinfluss um mehr als 75 % reduzieren kann. Ein zusätzlicher Vorteil des neuen Modells liegt zudem darin, dass es prinzipiell für viele Messorte anwendbar ist und mit vor Ort einfach bestimmbar Parametern auskommt.

Der Algorithmus des neuen RS-Modells basiert zu einem Großteil auf dem Berechnungsalgorithmus des Szintillometer SLS 20 von Thiermann (1990) unter Anwendung der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie (MOST; vgl. Monin und Obukhov, 1954). Das SLS 20 bestimmt aus den Intensitätsfluktuationen zweier parallel laufender Laserstrahlen und deren Korrelation die Turbulenzparameter Strukturparameter des Brechungsindex C_n^2 und die innere Skalenlänge l_0 . Diese Parameter genügen, um die turbulente kinetische Energie (TKE) des Systems zu bestimmen. Mithilfe der dimensionslosen empirischen Profilkfunktionen der Monin-Obukhov-Similaritätstheorie (MOST) liefern die Turbulenzparameter die nötigen Informationen über den gegenwärtigen Zustand der Luftschichtung. Durch weitere empirische MOST-Profilfunktionen ist dann die Berechnung des Temperaturgradienten möglich. Zur Anwendung der MOST im ursprünglichen Modell müssen die turbulenten Flüsse als annähernd höhenkonstant angenommen werden, was gleichbedeutend mit einer freien Anströmungsrichtung eines nicht zu schwachen Windes (> 2 m/s) ist. Da in der Geodäsie die Messorte nicht immer in freiem Gelände liegen, sondern vielmehr der Messort allein vom Ort des Messobjekts und nicht von meteorologischen Bedingungen abhängig gemacht werden kann, ist der von Thiermann (1990) für das Szintillometer verwendete Algorithmus für geodätische Anwendungen nur sehr selten nutzbar. Eine Modifikation des ursprünglichen Modells ermöglicht es, Temperaturgradienten in einem um die Rauigkeitsschicht erweiterten Gültigkeitsbereich, der den geodätischen Anwendungsbereich beinhaltet, zu berechnen.

Da der Impulsfluss in windgeschützten Bereichen geringer ist als in freiem Gelände, ist auch die Gesamtmenge an TKE geringer als in gleicher Höhe in windoffenen Bereichen. Weicht das Windprofil vom klassischen logarithmischen Verlauf ab, hat dies einen höhenabhängigen Impulsfluss zur Folge. Die Ursache für die daraus folgende Unterschätzung der Temperaturgradienten ist indirekt in den Profilkfunktionen zu suchen, die im TKE-Budget je nach meteorologischen Bedingungen – also je nach Wert des Stabilitätsparameters – ein festes Verhältnis an mechanisch und thermisch produzierter turbulenter kinetischer Energie vorgeben. Dieses Verhältnis stimmt in der Rauigkeitsschicht jedoch nicht mehr, da naturgemäß weniger mechanisch (durch Wind) produzierte TKE im System enthalten ist. Das im ursprünglichen Modell starre Verhältnis führt zu einer Überschätzung des kinetischen Impulsflusses und zu einer Unterschätzung des kinetischen Wärmeflusses im Algorithmus. Dies wiederum schlägt sich in den daraus abgeleiteten Parametern, wie z. B. dem Stabilitätsparameter, nieder, die zur Bestimmung des Temperaturgradienten verwendet werden.

Rotach (1993a) führte Untersuchungen des Windprofils und des Impulsflussprofils in der von ihm definierten Rauigkeitsschicht (RS) durch. Seine Messungen in und direkt oberhalb der städtischen Rauigkeitsschicht ergaben eindeutig, dass der Impulsfluss in dieser Schicht nicht höhenkonstant ist. Er formulierte einen

funktionalen Zusammenhang für das Verhältnis der Schubspannungsgeschwindigkeit in einer bestimmten Höhe zu einer von der Rauigkeitsschicht unbeeinflussten Schubspannungsgeschwindigkeit.

Dieser funktionale Zusammenhang deckt sich unter anderem mit Ergebnissen von Roulet et al. (2005) und Raupach und Thom (1981) und wird für die Modifikation des ursprünglichen MOST-Modells verwendet. Die Ermittlung der für den Messort typischen Hindernisstruktur macht eine einfache Anpassung des funktionalen Zusammenhangs an die örtlichen Gegebenheiten möglich. Mithilfe des neu eingeführten Skalierungsparameters C_R wird im neuen RS-Modell (RS: Rauigkeitsschicht) im TKE-Budget das ehemals starre Verhältnis der beiden Turbulenz produzierenden Terme der Örtlichkeit angepasst. Alle weiteren Berechnungen erfolgen wie beim MOST-Modell und liefern den integralen Temperaturgradienten entlang des Messstrahls.

Sowohl Ergebnisse von Hennes (1995b) als auch eigene Testmessungen ergaben, dass mit dem ursprünglichen Algorithmus der Temperaturgradient erwartungsgemäß zum Teil massiv unterschätzt wird, wenn der Wind nicht frei angreifen kann. Der ausgewählte Messort ist von allen vier Seiten von Gebäuden oder Vegetation eingeschlossen, sodass sich nicht das klassische logarithmische Windprofil bildet. Die direkte Folge ist ein nicht höhenkonstanter kinetischer Impulsfluss. Diese Tendenz wurde durch Vergleichsmessungen eines Ultraschall-Anemometers zur Bestimmung der turbulenten Flüsse bestätigt.

Die experimentelle Verifizierung des RS-Modells geschah durch direkten Vergleich der berechneten mit redundant gemessenen Temperaturgradienten (PT100-Temperaturmesssystem). Verwendet wurden Daten zwischen 10 Uhr und 15 Uhr, die Zeit, in der der Temperaturgradient und somit die Refraktionskorrektur besonders groß sind. Die mit dem RS-Modell berechneten Gradienten liegen durchschnittlich 12 % unter den gemessenen Gradienten, was einer durchschnittlichen maximalen systematischen Abweichung von 0,04 K/m entspricht. Die empirische Standardabweichung der Gradienten liegt zwischen 0,04 K/m für konvektive Tage und bis zu 0,09 K/m für eher wechselhafte Tage; sie ist also abhängig von den meteorologischen Bedingungen. Der Gradient ist je nach Wetter mit einer relativen Unsicherheit von 10 % bis 22 % bestimmbar (also inklusive systematischem Anteil). Der gleiche Wert gilt somit auch für den daraus direkt ableitbaren Refraktionswinkel. Die a-priori-Genauigkeitsanalyse (z. T. Varianzfortpflanzung, z. T. Monte-Carlo-PDF-Simulation) lieferte Genauigkeitswerte für die berechneten Temperaturgradienten, die mit den empirischen Genauigkeitsmaßen sehr gut übereinstimmen. Da jedoch die direkt gemessenen Temperaturgradienten lediglich eine Unsicherheit von durchschnittlich 0,10 K/m besitzen, kann die Genauigkeit des hier vorgestellten RS-Modells nicht besser nachgewiesen werden. Auch wenn die in dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen eine bessere Genauigkeit nahe legen, wird die nachweisbare Unsicherheit des RS-Modells mit 0,10 K/m angegeben.

Damit erreicht das RS-Modell in windgeschützten Bereichen gleiche Genauigkeiten wie das MOST-Modell auf freiem Gelände (vgl. Weiss, 2002) und geht je nach Hindernisstruktur formelmäßig fließend in das MOST-Modell über. Inwieweit die Modellierung durch Gleichung (4.21) auch für enger stehende oder höhere Gebäude noch Sinn macht, konnte noch nicht beantwortet werden. Denkbar ist eine Modifikation des funktionalen Zusammenhangs für dichtere Hindernisstrukturen unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Roulet et al. (2005).

Die Annahme eines konstanten Wärmeflusses muss bei engeren Hindernisabständen erneut auf Richtigkeit geprüft werden. Hierfür sind zeitgleiche Messungen von Impuls- und Wärmefluss in verschiedenen Höhen und in mehreren Tagesgängen und zu verschiedenen Jahreszeiten nötig. Das RS-Modell stellt keinen Anspruch auf eine komplette Modellierung aller Terme des TKE-Budgets. Es wird lediglich eine Umgewichtung der beiden Hauptproduktionsterme vorgenommen, Aussagen über etwaige andere Energiequellen oder -senken werden nicht getroffen und sind auch nicht vorgesehen. Zum einen ist das Modell dafür nicht detailliert genug, zum anderen ist auch die Relevanz bezüglich des Temperaturgradienten fraglich. Aussagen über mikrometeorologische Prozesse der Rauigkeitsschicht können also in dieser Arbeit nicht getroffen werden. Zudem ist die ingenieurgeodätische Zielsetzung eine völlig andere, nämlich in erster Linie die Bestimmung des repräsentativen Temperaturgradienten zur Korrektur der Refraktion in Vertikalwinkeln, und nicht die Modellierung und Berücksichtigung aller Prozesse des Systems bis ins Detail. Diese Abwägung von Relevanzen aller Art war ebenfalls Teil des Entwicklungsprozesses des hier vorgestellten Modells.

Im Zusammenhang mit der späteren Verwendung des Algorithmus in einem geodätischen Messsystem ist die Bestimmung der Hindernisstruktur eher unkritisch. Die schnelle und systematische Erfassung geometrischer Größen ist in Zeiten reflektorloser und automatisierbarer Messtechnik einfach. Heutzutage sind Tachymeter in der Lage, Raster-scans zur räumlichen Erfassung des Messortes durchzuführen. Die Extrahierung der relevanten Daten muss allerdings in Kombination mit der Information der vorherrschenden Windrichtung geschehen, deren Genauigkeit aber je nach Variation der Überdeckung 20-30° betragen kann. Die interne Weiterverarbeitung der Rasterdaten zu repräsentativen Werten von Hindernishöhe und Hindernisabstand kann sicher noch verbessert werden, beispielsweise über eine gewichtete Mittelwertbildung. Denkbar wären auch komplexere Umrechnungsvorschriften als Ersatz für Gleichung (6.6), die den ersten Schritt bei der Bestimmung des Skalierungsparameters aus der vorliegenden Hindernisstruktur bildet.

Die Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von der Güte der Parameter zur Beschreibung der Hindernisstruktur sind je nach den eigentlichen Parameterwerten dieser Struktur sehr unterschiedlich. Je weiter die Hindernisse auseinander stehen und je kleiner sie sind, umso geringer ist auch ihr Einfluss auf die Genauigkeit des Temperaturgradienten. Der gesamte mögliche Wertebereich der Hindernisstruktur konnte in dieser Arbeit nicht experimentell verifiziert werden, sondern wurde durch eine Monte-Carlo-Simulation ergänzt. Eine genauere Untersuchung der Abhängigkeiten von der Hindernisstruktur bietet sich z. B. in Zusammenhang mit den bereits vorgeschlagenen zusätzlichen Untersuchungen des Impuls- und Wärmeflüssen an.

Eine weitere Herausforderung bei der Weiterentwicklung der bestehenden Modellierung ist die Erweiterung des Anwendungsbereichs für stark bewegtes Gelände. Eine durchschnittliche Messstrahlhöhe kann einfach über eine Profilmessung mit einem Tachymeter näherungsweise bestimmt werden. Die Wirkung eines stark bewegten Höhenprofils im direkten Umfeld unterhalb des optischen Weges auf die Turbulenzparameter ist aber noch unbekannt. Ein möglicher Ansatz zur Berücksichtigung wäre eine entfernungsabhängige Gewichtsfunktion, die bereits bei der Bestimmung der Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 selbst zum Tragen kommen muss.

Der hier vorgestellte Algorithmus zur Berechnung des Temperaturgradienten ist prinzipiell auf alle Messsysteme übertragbar, die die beiden Turbulenzparameter Strukturparameter des Brechungsindex und innere Skalenlänge liefern. Die Arbeiten von Hennes (1995a), Deußen (2000), Casott (1999) und Flach (2000) haben gezeigt, dass ein solches Messsystem aus Komponenten bestehen kann, die bereits in herkömmlichen Tachymetern eingebaut sind. In diesen Arbeiten wurden z. T. Leistungsmerkmale für solche Tachymeter angegeben, die durch Weiterentwicklung der internen Bauelemente erreicht werden können.

Wenn die technischen und methodischen Probleme der Turbulenzparameterbestimmung gelöst sind, und die in diesem Kapitel vorgeschlagenen Modellerweiterungen in das RS-Modell eingearbeitet werden können, steht in Zukunft ein Prototyp zur quasi-refraktionsfreien automatisierten Vertikalwinkelmessungen in Echtzeit zur Verfügung. Es bleibt zu hoffen, dass diese Arbeit ein erneuter Anstoß zu weiteren Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Refraktionskorrekturbestimmung ist.

Abkürzungen und Variablen

A	Abstand Messgerät zu Windhindernissen
a_1, a_2	Parameter einer Gleichung
a_q	konstanter Faktor in einer Gleichung
a_T	konstanter Faktor in einer Gleichung
A	Fläche
A_λ	Parameter einer Gleichung in Abhängigkeit der Wellenlänge
b	Straßenbreite
B_1, B_2, B_{12}	Varianz bzw. Kovarianz einer Größe
c	Lichtgeschwindigkeit im Messmedium
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum = 299 792 458 m/s
C_1, C_2	Parameter einer Gleichung
c_{KS}	Quantil des KS-Tests
C_n^2	Strukturparameter des Brechungsindex
c_p	spezifische Wärmekapazität
C_q^2	Strukturparameter der Feuchte
C_R	Skalierungsparameter
C_T^2	Strukturparameter der Temperatur
C_{Tq}	Temperatur-Feuchte-Strukturparameter
d	Nullebenenversatz
D	Differenz zweier Quantile
d_E	Durchmesser des Empfangsdetektors
de_f	Änderung des Partialdruck des Wasserdampfes
dG	Globalstrahlungsänderung
dn	Brechungsindexänderung
dp	Druckänderung
d_S	Abstand der parallelen Laserwege
dT	Temperaturänderung
dT_G	Korrekturwert von dT wegen Globalstrahlungsänderung
dz	Höhenänderung
e	turbulente kinetische Energie
$\bar{e} = (e_{\text{hor}}, e_{\text{ver}})$	Einheitsvektor
E	latenter Wärmefluss
e_f	Partialdruck des Wasserdampfes
F	Verteilungsfunktion
g	Gravitationskonstante = 9,81 m/s ²
G	Globalstrahlung
G_B	Bodenwärmefluss
h	Hindernishöhe
H	turbulenter Wärmefluss
I	Indikatorfunktion
J_0, J_1	Besselfunktion 0. Ordnung, Besselfunktion 1. Ordnung
k	von Karman-Konstante = 0,40
\mathbf{k}	vertikaler Einheitsvektor
K	Wellenzahl des Szintillometers
KE	kinetische Energie
KS	Kolmogorow-Smirnow
L	Obukhov-Länge
l_0	innere Skalenlänge
m	Masse

M	turbulenter Impulsfluss
MKE	mittlere kinetische Energie
MOST	Monin-Obukhov-Similaritätstheorie
n	Brechungsindex
n_g	Gruppenbrechungsindex
p	Druck
p_1, p_2, p_3, p_4	Parameter einer polynomischen Funktion
PDF	probability density function
q	spezifische Feuchte
\dot{q}	Wärmestromdichte
\dot{Q}	Wärmestrom
r	Korrelationskoeffizient
R	Erdradius = 6 371 000 m
Rif	Richardson-Flusszahl
RS	Rauhigkeitsschicht
S	Strahlungsbilanz
S'	dimensionslose Funktion
$S_s, s, \bar{s} = (s_x, s_y, s_z)$	Streckenlänge; Messweglänge
s_X	empirische Standardabweichung der Variablen X
t	Zeit
T	Temperatur
T^*	dynamische Temperatur
TKE	turbulente kinetische Energie
T_n	Testgröße beim KS-Test
T_t	Trockentemperatur
T_V	Virtuelle Temperatur
$\vec{U} = (u, v, w)$	Windvektor
u^*	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^*_{*R}	Schubspannungsgeschwindigkeit in der Referenzhöhe
uw	kinetischer Impulsfluss
u_X	Unsicherheit des Parameters X
\mathbf{v}	Geschwindigkeitsvektor
v, v_{gem}	Vertikalwinkel
v_{kin}	kinematische Viskosität
v_r	Residuen
$w'\theta'$	kinetischer Wärmefluss
x	Achsenabschnitt
X_i	Mittelwert der Variable i / Zufallsvariable
Y	Grenzwert der Indikatorfunktion
z	Messstrahlhöhe
z'	Höhe relativ zu einer Nullebene
z_0	Rauhigkeitslänge
z_R	Referenzhöhe
α	Ausdehnungskoeffizient der Luft
α_w	Wärmeübertragungskoeffizient
β	Bowen-Verhältnis
δ	Refraktionswinkel
ε	Dissipationsrate
ε_T	Dissipationsrate der halben Temperaturvarianz
ζ	Stabilitätsparameter
θ	potentielle Temperatur
θ_v	virtuelle potentielle Temperatur

κ	Refraktionskoeffizient
κ_W	Wellenzahl
λ	Wellenlänge
λ_W	Wärmeleitfähigkeit
μ	Erwartungswert der Größe X
ρ	Dichte
σ_{Me}	Genauigkeit durch gemessene Parameter
σ_{Mo}	Modellgenauigkeit
σ_X	Standardabweichung der Größe X
φ_X	Feld der Variablen X
ϕ_X	MOST-Profilfunktion der Variablen X
ψ	Feldgröße

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 3.1:	Die atmosphärische Grenzschicht und ihre Aufteilung in verschiedene Unterschichten (nach Stull, 1988; Begriffe des deutschsprachigen Raums ergänzt).....	17
Abbildung 4.1:	Zerfallskaskade; Induktion (große Wirbel), Weitergabe (kleinere Wirbel) und Dissipation (im Anschluss an kleinste Wirbel) turbulenter kinetischer Energie einer Strömung.....	28
Abbildung 4.2:	Berechnungsalgorithmus nach MOST.....	31
Abbildung 4.3:	Profilfunktion der Windgeschwindigkeit für neutrale, stabile und labile Schichtung; links bei neutraler Schichtung, rechts bei stabiler, neutraler und labiler Schichtung in semi-logarithmischer Darstellung; vgl. Stull (1988).....	33
Abbildung 4.4:	Universell gültige, dimensionslose MOST-Profilfunktionen ϕ_M und ϕ_H in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters ζ ; funktionale Darstellung vgl. Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2.....	34
Abbildung 4.5:	Verhältnis von $\frac{u_*}{u_{*R}}$ in Abhängigkeit des Höhenverhältnisses $\frac{z}{z_R}$ und $d = 0$ nach Rotach (1993a); Zusätzlich als Marker eingetragen: $\frac{u_*}{u_{*R}}$ gemessen am FZK-Messmast des IMK am 18.07.03 (8-18 Uhr).....	37
Abbildung 4.6:	MOST-Profilfunktion ϕ_ε aufgeteilt in seine Anteile mechanischer Turbulenzenergie ϕ_M und thermischer Turbulenzenergie ζ (vgl. Gleichung (3.20)).....	38
Abbildung 4.7:	Gemessene (Thiermann, 1990) und neu zusammengestellte Profilfunktionen ϕ_{C_T} nach Gleichung (4.26) unter Verwendung der Profilfunktionen ϕ_M verschiedener Wissenschaftler (vgl. Tabelle 4.2); rechts: gesamter Funktionsverlauf, links: Differenzen zur gemessenen Profilfunktion von Thiermann.....	39
Abbildung 5.1:	Szintillometer SLS 20; hinten: Laseremitter, vorne: Receiver.....	41
Abbildung 5.2:	Funktionsprinzip des SLS 20.....	42
Abbildung 5.3:	Abhängigkeit der inneren Skalenlänge l_0 vom Korrelationskoeffizienten r bei 80 m Messweglänge; je geringer die Korrelation, umso kleiner die innere Skalenlänge.....	43
Abbildung 5.4:	Wärmefluss H und Impulsfluss M im Direktvergleich zweier Szintillometer SLS 20, gemessen am 18.10.06; keine vorangegangene Mittelwertbildung der Minutenwerte.....	44
Abbildung 5.5:	Ultraschall-Anemometer der Firma YOUNG Modell 81000 mit 2x3 Wandlern zur direkten Bestimmung von Windgeschwindigkeit, Windrichtung und Temperatur.....	46
Abbildung 5.6:	Temperatursensor mit Metallzylinder und Verkabelung.....	48
Abbildung 5.7:	Aufbau zur Untersuchung der Sonneneinstrahlung.....	50
Abbildung 5.8:	Kalibrierfunktionen zur Berücksichtigung des unterschiedlichen Einflusses der Globalstrahlungsänderung ($[W/m^2]$ in Schritten von 5 min) auf die Temperatursensoren; links: mittlere Temperaturdifferenzen zweier benachbarter Sensoren (Einzelpunkte) sowie die geschätzte polynomische Kalibrierfunktion (durchgezogene Linie); rechts: mittlere Temperaturdifferenzen nach Anbringung der Kalibrierfunktion.....	51
Abbildung 5.9:	Wärmeübergänge an den Bauelementen des Messensors; nebeneinander stehende Bauelemente symbolisieren parallele Wärmeübertragungswege.....	54
Abbildung 5.10:	Schematische Darstellung Messplatz Oberweier, Szintillometermessstrecke (rot: SLS 20 GIK und SLS 20 FOM), Masten 1-3 mit Temperatursensoren (blau), Mast 1 mit Sonic.....	56
Abbildung 5.11:	Messaufbau Setup 1; Turbulenzmessung mit SLS 20, Temperaturmessung an zwei Masten in 5 Höhen, Wind und Turbulenzmessung an Mast 1.....	57

Abbildung 5.12:	Zeitreihe von Temperatur (abgekürzt mit: Temp; in 1 m Höhe), Windgeschwindigkeit (in 8 m Höhe), Globalstrahlung (abgekürzt mit: Global; nicht am gleichen Ort gemessen) und Strukturparameter des Brechungsindex; Zeitraum vom 07.-21.07.07 in Oberweier; Messaufbau entsprechend Setup 1	59
Abbildung 5.13:	Zeitreihe von Temperatur (abgekürzt mit: Temp; in 1 m Höhe), Windgeschwindigkeit (in 5 m Höhe), Globalstrahlung (abgekürzt mit: Global; nicht am gleichen Ort gemessen) und Strukturparameter des Brechungsindex; Zeitraum vom 02.-06.08.07 und 11.-15.08.07 in Oberweier; Messaufbau entsprechend Setup 2	60
Abbildung 6.1:	Silhouetten der Messplatzbegrenzungen in vier Richtungen; Höhenbezug durch Einzelpunktmessungen.	64
Abbildung 6.2:	Windrichtungen und mittlere Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Tagen von 9-14 Uhr (positive Zählrichtung vom Zentrum nach Außen); obere Reihe: Nordost (Ausnahmefall), mittlere Reihe: drehende Windrichtung, untere Reihe: Hauptwindrichtung Südwest (Regelfall). .	65
Abbildung 6.3:	Variierende Windprofile bei unterschiedlich dichten oder andersartigen Überdeckungen; Windprofil bei (a) weiten Hindernisabständen und/oder flachen Hindernissen, (b) kleinen Hindernisabständen und/oder hohen Hindernissen und (c) geschlossener Überdeckung (Wald)..	66
Abbildung 6.4:	Vergleich der turbulenten Impulsflüsse M aus Sonicdaten und aus Szintillometerdaten, berechnet aus der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* des MOST-Modells (x) und des RS-Modells (+); Flächige Darstellung der Wertebereiche: grau schattiert: MOST-Modell, schwarz umrandet: RS-Modell; links: konvektive Bedingungen, rechts: wechselhafte Bedingungen.	67
Abbildung 6.5:	Temperaturprofil an Mast 2 am 08.07.07 (links) und am 18.07.07 (rechts) zu verschiedenen Tageszeiten (10 min-Mittelwert bei gestrichelter Linie, Minutenwerte als Punkte).	68
Abbildung 6.6:	Klassisches Temperaturprofil und Temperaturprofil am Tag bei unterschiedlicher Überdeckung innerhalb der Rauigkeitsschicht; (a) gestrichelte Linie: klassisches Temperaturprofil, (b) durchgezogene Linie: modelliertes Temperaturprofil nach Roulet (2005), (c) Strichpunktlinie: klassisches Temperaturprofil unter Berücksichtigung der Rauigkeitslänge z_0 ; (x): gemessene Temperaturwerte.	68
Abbildung 6.7:	Temperaturgradienten in verschiedenen Höhen an unterschiedlichen (konvektiven) Tagen (13.08.07, 14.08.07, 15.08.07).	69
Abbildung 6.8:	Vergleich des turbulenten Wärmeflusses H aus Sonicdaten und aus Szintillometerdaten, berechnet aus dem kinetischen Wärmefluss des MOST-Modells (x) und des RS-Modells (+); Flächige Darstellung der Wertebereiche (Hüllkurve): grau schattiert: MOST-Modell, schwarz umrandet: RS-Modell; links: konvektive Bedingungen, rechts: wechselhafte Bedingungen.	70
Abbildung 6.9:	Bildliche Interpretation der Umskalierung von Gleichung (4.20) zur Anpassung an andere Größenordnungen der Hindernishöhe h und des Hindernisabstandes a	72
Abbildung 6.10:	Standardabweichungen des Skalierungsparameters C_R in Abhängigkeit der Genauigkeitsannahmen zur Hindernishöhe h und dem Hindernisabstand a ; berechnet durch Varianzfortpflanzung.	73
Abbildung 6.11:	Standardabweichungen des Skalierungsparameters C_R und des Temperaturgradienten dT/dz in Abhängigkeit der Genauigkeitsannahmen zur Hindernishöhe h und dem Hindernisabstand a (beispielhaft); berechnet durch eine MC-PDF-Simulation.	74
Abbildung 6.12:	Auswirkung der Verwendung des formalen Zusammenhangs und des empirisch gefundenen Zusammenhangs der Profildfunktion ϕ_{C_T} auf den Temperaturgradienten; links als direkter Vergleich der Temperaturgradienten, rechts als Differenz der Temperaturgradienten in Abhängigkeit des Stabilitätsparameters $\zeta = \frac{z}{L}$	76
Abbildung 6.13:	Teststatistiken zur Untersuchung der Verteilungsfunktion von C_n^2 und l_0 ; links: Quantile-Quantile-Plots der Parameter (Wertebereich jeweils von 11:00 Uhr bis 11:30 Uhr), rechts: empirische Summenverteilungsfunktionen der Parameter und Signifikanzniveaugrenzen (80 %) des Kolmogorow-Smirnow-Tests.	78

Abbildung 6.14:	Graphische Darstellung der Ergebnisse der MC-PDF-Simulation zur Untersuchung der Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von nach Tabelle 6.1 (homogen) normalverteilten Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 ; relative Häufigkeiten, Mittelwerte und Standardabweichungen des Temperaturgradienten der beiden Modelle MOST und RS zu verschiedenen Tageszeiten an zwei Tagen (11.08.07 und 12.08.07).....	81
Abbildung 6.15:	Graphische Darstellung der Ergebnisse der MC-PDF-Simulation zur Untersuchung der Abhängigkeiten des Temperaturgradienten von nach Tabelle 6.1 (heterogen) normalverteilten Turbulenzparametern C_n^2 und l_0 ; relative Häufigkeiten, Mittelwerte und Standardabweichungen des Temperaturgradienten der beiden Modelle MOST und RS zu verschiedenen Tageszeiten an zwei Tagen (11.08.07 und 12.08.07).....	82
Abbildung 6.16:	Grafische Aufbereitung der Statistik aus der MC-PDF-Simulation (Genauigkeitssatz nach Tabelle 6.1 (homogen)); oben: Prozentsatz unlösbarer, künstlich generierter Tupel der Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 , unten: Standardabweichungen des MOST-Modells und Abweichungen der Standardabweichung des RS-Modells vom MOST-Modell.....	83
Abbildung 6.17:	Grafische Aufbereitung der Statistik aus der MC-PDF-Simulation (Genauigkeitssatz nach Tabelle 6.1 (homogen)) getrennt nach streuenden Parametern; links: Turbulenzparameter C_n^2 und l_0 streuen gemeinsam, mittig und rechts: nur jeweils ein Parameter streut; oben: MOST-Modell, unten: RS-Modell.	83
Abbildung 6.18:	Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} ; Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener stark konvektiver Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich.	88
Abbildung 6.19:	Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} ; Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener (zum Teil stark) konvektiver Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich.	89
Abbildung 6.20:	Temperaturgradientenvergleiche von dT/dz_{PT100} , dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} ; Ausschnitte aus Tagesgängen (10-15 Uhr) verschiedener wechselhafter Tage; links: Temperaturgradienten im Tagesgang, rechts: Temperaturgradienten (Einzelwerte und Wertebereich) im Direktvergleich. ..	90
Abbildung 6.21:	Temperaturgradientenvergleiche aus MOST-Modell (x) und RS-Modell (+) mit jeweiliger Regressionsgerade R_0 ; oben: Messdaten des GIK-Szintillometers auf Messtrahlhöhe 1,70 m (Standardgerät), unten: Messdaten des FOM-Szintillometers auf Messtrahlhöhe 1,40 m.....	93

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1:	Bezeichnung der wichtigsten Flüsse.....	19
Tabelle 3.2:	Stabilitätszustände der atmosphärischen Grenzschicht	24
Tabelle 4.1:	Profilfunktionen ϕ_M verschiedener Quellen für labile Schichtung	34
Tabelle 4.2:	Profilfunktionen ϕ_H verschiedener Quellen für labile Schichtung.....	35
Tabelle 5.3:	Übersicht über Gradientengenauigkeiten.....	55
Tabelle 5.4:	Klassifizierung der Messtage.....	61
Tabelle 6.1:	Standardabweichungen der Parameter C_n^2 und l_0 bei unterschiedlichen meteorologischen Bedingungen.....	79
Tabelle 6.2:	Maßstäblicher Einfluss eines Fehlers in der Messstrahlhöhe z auf den Temperaturgradienten (MC-PDF) 84	
Tabelle 6.3:	Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an konvektiven Messtagen.	91
Tabelle 6.4:	Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an stark konvektiven Messtagen.	91
Tabelle 6.5:	Genauigkeitsmaße und empirische Standardabweichungen von dT/dz_{MOST} und dT/dz_{RS} an wechselhaften Messtagen.	92

Literaturverzeichnis

- Andreas E. L. (1988): *Estimating C_n^2 over snow and sea ice from meteorological data*. Journal of the Optical Society of America, Vol. 5.
- Angus-Leppan P. V. (1984): *Refraction in geodetic levelling*. Brunner (Ed.): Geodetic Refraction, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Bahnert G. (1981): Refraktionseinflüsse auf trigonometrische Nivellements. Verkehr + Technik, 29.
- Barrell H., Sears J. E. (1939): *The refraction and Dispersion of Air for the visible spectrum*. Phil. Trans. Royal Soc., London (Großbritannien).
- Bernhard F. (2004): *Technische Temperaturmessung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Binnenbruck B., Laumen C., Mozzuchin O. A., Seegers G., Witte B. (2005): *Anwendung der Ähnlichkeitstheorie zur Berechnung der Refraktion bei der trigonometrischen Höhenübertragung*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten, 4/2005.
- Blackadar A. K. (1997): *Turbulence and diffusion in the atmosphere – lectures in environmental sciences*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Böckem B. (2001): *Development of a Dispersometer for the Implementation into Geodetic High-Accuracy Direction Measurement Systems*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (ETH), Zürich (Schweiz).
- Bonfig K. W. (1995): *Temperatursensoren – Prinzipien und Applikationen*. expert-Verlag, Renningen-Malmsheim.
- Bottema M. (1997): *Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion*. Atmospheric Environment, Vol. 31, Nr. 18.
- Brocks K. (1948): *Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenabhängigkeit der Temperatur in den unteren 300 Metern der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion*. Bericht der Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone, Nr. 5.
- Brown M. (2000): *Urban parameterizations for mesoscale meteorological models*. Mesoscale Atmospheric Dispersion, Ed., Boybeyi, Wit Press.
- Brunner F. K. (1979): *Vertical refraction angle derived from the variance of the angle-of-arrival fluctuations*. Tengström (Ed.): Refractive Influences in Astronomy and Geodesy, International Astronomical Union Symposia (IAU), Springer-Verlag GmbH.
- Brunner F. K. (1984): *Geodetic refraction: effects of electromagnetic wave propagation through the atmosphere*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Businger J. A. (1986): *Evaluation of the accuracy with which dry deposition can be measured with current micrometeorological techniques*. Journal of Applied Meteorology, Vol. 25.
- Businger J. A., Wyngaard J. C., Izumi Y., Bradley E. F. (1971): *Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer*. Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 28.
- Casott N. (1999): *Erfassung des Einflusses der "turbulenten Refraktion" auf optische Richtungsmessungen mit CCD-Sensoren*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn. Mitteilungen aus den Geodätischen Instituten der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Nr. 86.
- Childs P. R. N. (2001): *Practical Temperature Measurements*. Butterworth-Heinemann, Oxford.
- Christen A. (2005): *Atmospheric turbulence and surface energy exchange in urban environments*. Dissertation, Universität Basel. Wepf Verlag, Basel (Schweiz).
- Corrsin S. (1951): *On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence*. Journal of Applied Physics, Vol. 22.
- Deußen D. (2000): *Messverfahren zur Erfassung der Vertikalrefraktion unter Nutzung der atmosphärischen Turbulenz*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn. Shaker Verlag, Aachen.
- Dyer A. J. (1974): *A review of flux-profile relationships*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 7.

- Dyer A. J., Bradney E. F. (1982): *An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 22.
- Eschelbach C. (2007): *Störanfälligkeit geodätischer Präzisionsmessungen durch lokale Temperaturschwankungen*. Brunner, F. (Hrsg): Beiträge zum 15. Internationalen Ingenieurvermessungskurs, 19.-20.04.2007, Graz (Österreich).
- Etling D. (1996): *Theoretische Meteorologie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Fasching M. (1993): *Messung des Dispersionswinkels zur Bestimmung der Refraktion*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten 2/1993.
- Flach Ph. (2000): *Analysis of refraction influences in geodesy using image processing and turbulence models*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (ETH), Zürich (Schweiz).
- Fisherman G. S. (1996): *Monte Carlo*. Springer-Verlag New York.
- Foken T. (2006): *Angewandte Meteorologie: mikrometeorologische Methoden*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Garrett J. R. (1992): *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, Cambridge (USA).
- Grimmond C. S. B. Oke T. R. (1999): *Heat storage in urban areas: local-scale observations and evaluation of a simple model*. Journal of Applied Meteorology, Vol. 38, Nr. 7.
- Haugen D. A., Kaimal J. C., Bradley E. F. (1971): *An experimental study of Reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 97, Heft 412.
- Heck B. (1995): *Rechenverfahren und Auswertemodelle der Landesvermessung*. Wichmann Verlag, Heidelberg.
- Heer R. (1983): *Application of different refraction models on measuring results of the levelling test loop Koblenz*. Pelzer & Niemeier (Eds.): Precise Levelling, Dümmler Verlag.
- Hennes M. (1995): *Entwicklung eines Meßsystems zur Ermittlung von Turbulenzparametern der Atmosphäre für Anwendungen in der Geodäsie*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, DGK Reihe C, Nr. 438.
- Hennes M. (1995b): *Die Analyse der atmosphärischen Turbulenz mit dem Szintillometer SLS 20*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten 102, 1995.
- Henze N. (2006): *Stochastik für Einsteiger*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden.
- Hill R. J. (1978): *Models of the scalar spectrum for turbulent advection*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 88.
- Hill R. J., Ochs G. R., Wilson J. J. (1992): *Measuring surface-layer fluxes of heat and momentum using optical scintillation*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 58.
- Högström U. (1988): *Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re-evaluation*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 42.
- Jackson P. S. (1981): *On the displacement height in the logarithmic velocity profile*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 111.
- Joeckel R. Stober M. (1995): *Elektronische Entfernung- und Richtungsmessung*. Wittwer, 3. Auflage.
- Joeckel R. Stober M. (1999): *Elektronische Entfernung- und Richtungsmessung*. Wittwer, 4. Auflage.
- Kabashi I. (2003): *Gleichzeitig-gegenseitige Zenitwinkelmessung über größere Entfernungen mit automatischen Zielsystemen*. Dissertation, TU Wien. Geowissenschaftliche Mitteilung am Institut für Geodäsie und Geophysik, Heft Nr. 67, Wien (Österreich).
- Kastner-Klein P., Rotach M. (2004): *Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 111.
- Kohsiek W. (1982): *Measuring C_T^2 , C_Q^2 and C_{TQ} in the unstable surface layer, and relations to the vertical fluxes of heat and moisture*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 24.
- Krengel U. (2003): *Einführung in die Wahrscheinlichkeitstheorie und Statistik*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden.

- Langeheinecke K. (2004): *Thermodynamik für Ingenieure*. Vieweg & Sohn Verlag/GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden.
- Marek R., Nitsch K. (2007): *Praxis der Wärmeübertragung*. Carl Hansen Verlag, München.
- Martilli A., Clappier A., Rotach M. W. (2002): *An urban surface exchange parameterization for mesoscale models*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 108.
- Mazzoni, R. (1996): *Turbulenzstruktur im gestörten Nachlauf einer künstlichen Oberflächenmodifikation. Ein Feldexperiment*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich (ETH), Zürich (Schweiz).
- Monin A. S., Obukhov A. M. (1954): *Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground*. Academiai Nauk, SSSR, Geofizicheskogo Instituta, Vol. 24, Nr. 151.
- Moritz, H. (1961): *Zur Refraktion elektromagnetisch gemessener Strecken und beobachteter Winkel wegen Refraktion*. ZfV, Nr. 7/1961.
- Mozzuchin O. A. (1996): *Berücksichtigung der Refraktion beim Präzisionsnivellement*. Verwaltungsrundschau, 58/8.
- Mozzuchin O. A. (2001): *Die Refraktion beim geometrischen Nivellement - Theorie und Praxis*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten (AVN), 03/2001.
- Mozzuchin O. A., Gordeyevctev A. V. (2007): *Refraction on Precision Leveling*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten, 3/2007.
- Mozzuchin O. A. (2008): *Technology for Correcting Refraction in Leveling*. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten (AVN), 04/2008
- Müller P. H. (1991): *Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik: Lexikon der Stochastik*. Akademie Verlag GmbH, Berlin.
- Oke T. R. (1993): *Boundary layer climates*. Routledge, London.
- Owen D. B. (1962): *Handbook of statistical tables*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (USA).
- Panofsky H. A., Dutton J. A. (1984): *Atmospheric turbulence, models and methods for engineering applications*. John Wiley and Sons, New York (USA).
- Raupach M. R., Thom A. S. (1981): *Turbulence in and above plant canopies*. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 13.
- Rotach M. W. (1991): *Turbulence within and above an urban canopy*. Dissertation, Züricher Geographische Schriftenreihe, Heft 45, Geographisches Institut ETH, Zürich (Schweiz).
- Rotach M. W. (1993a): *Turbulence close to a rough urban surface. Part I: Reynolds stress*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 65.
- Rotach M. W. (1993b): *Turbulence close to a rough urban surface. Part II: variances and gradients*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 66.
- Rotach M. W. (1995): *Profiles of turbulence statistics in and above an urban street canyon*. Atmospheric Environment, Vol. 25.
- Rotach M. W. (2001): *Simulation of urban-scale dissipation using a Lagrangian stochastic dispersion model*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 99.
- Roth M. (2000): *Review of atmospheric turbulence over cities*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol. 126, Nr. 564.
- Roth M., Salmond J. A. (2006): *Methodological considerations regarding the measurement of turbulent fluxes in the urban roughness sublayer: the role of scintillometry*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 121.
- Roulet Y.-A., Martilli A., Rotach M. W., Clappier A. (2005): *Validation of an urban surface exchange parameterization for mesoscale models – 1D case in a street canyon*. Journal of Applied Meteorology, Vol. 44.
- Rüeger J. M. (1999): *Refractive Indices of Light, Infrared and Radio Waves in the Atmosphere*. Report of the Ad-Hoc Working Party of the IAG Special Commission SC3 on Fundamental Constants, 1993 - 1999, 22nd General Assembly of IUGG, UK, 18-30 July 1999, Birmingham (England).
- Rüger B. (2002): *Test- und Schätztheorie – Band II: Statistische Tests*. Oldenburg Wissenschaftsverlag, München.

- Rytov S. M., Kravtsov Yu. A., Tatarskii V. I. (1978): *Principles of statistical radio physics for wave propagation through random media*. Springer-Verlag, Berlin.
- Salkind N. J. (2007): *Encyclopedia of measurement and statistics*. SAGE Publications, Thousand Oaks (USA).
- Sobol I. M. (1991): *Die Monte-Carlo-Methode*. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin.
- Sorbjan Z., Uliasz M. (1982): *Some numerical urban boundary-layer studies*. Boundary Layer Meteorology, Vol. 22.
- Stull R. B. (1988): *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers Group, Dordrecht (Niederlande).
- Taylor G. I. (1938): *The spectrum of turbulence*. Proceedings of the Royal Society of London Ser. A., 164.
- Thiermann V. (1990): *Optische Messung turbulenter Flüsse und Vorhersage der optischen Turbulenz aus einfachen Grenzschichtparametern*. Dissertation, Universität Hamburg.
- Thiermann V. (1992): *A displaced-beam scintillometer for line-averaged measurements of surface layer turbulence*. Preprint Volume of the Tenth Symposium on Turbulence and Diffusion. 29. September - 02. Oktober 1992, Portland (USA).
- Thiermann V., Grassl H. (1992): *The measurement of turbulent surface-Layer fluxes by use of bichromatic scintillation*. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 58.
- Weichert L. (1992): *Temperaturmessung in der Technik*. expert-Verlag, Ehningen bei Böblingen.
- Weiss A. I. (2002): *Determination of thermal stratification and turbulence of the atmospheric surface layer over various types of terrain by optical scintillometry*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule (ETH), Zürich (Schweiz).
- Wesely M. L. (1976): *The combined effect of temperature and humidity fluctuations on the refractive index*. Journal of Applied Meteorology, Vol. 15.
- Williams M., Brown M., Cruz X., Sosa G., Streit G. (1995): *Development and testing of meteorology and air dispersion models für Mexico City*. Atmospheric Environment, Vol. 29, Nr. 21.
- Wyngaard J. C., Clifford S. F. (1978): *Estimating momentum, heat and moisture fluxes from structure parameters*. Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 35.
- Wyngaard J. C., Coté O. R. (1971): *The budget of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer*. Journal of Atmospheric Sciences, Vol. 28.
- Wyngaard J. C., Kaimal J. C., Ochs G. R., Hill R. J., Sorensen D. C. (1978): *An optical heat flux experiment*. Proceeding, 4th Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, Denver, 10.-14. April 1978, American Meteorological Society, Boston (USA).
- Zilitinkevich S. S., Chalikov D. V. (1968): *Determining the universal wind-velocity and temperature profiles in the atmospheric boundary layer*. Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics, Vol. 4.
- o.a.A. ISO-Leitfaden (1995): *Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)*. Hrg: BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, OIML, 1995.
- o.a.A. VDI/VDE-Richtlinie 3511: *Berührungsthermometer*. Verein Deutscher Ingenieure, VDI/VDE-Gesellschaft Mess- und Automatisierungstechnik (GMA), Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1996.
- o.a.A. VDI/VDE-Richtlinie 3522: *Zeitverhalten von Berührungsthermometern*. Verein Deutscher Ingenieure, VDI/VDE-Gesellschaft Mess- und Automatisierungstechnik (GMA), Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1987.

Danksagung

Ich danke meiner Doktormutter Prof. Dr.-Ing. Maria Hennes für die Unterstützung während meiner Arbeit, den wissenschaftlichen Freiraum und das in mich gesetzte Vertrauen zu selbstverantwortlichem Arbeiten. Prof. Dr. Christoph Kottmeier danke ich für die Übernahme des Korreferates und die wertvollen Erklärungen, die es mir erleichterten, die meteorologischen Sachverhalte besser zu verstehen.

Für die vielen großen und kleinen praktischen Hilfestellungen bei meinen Messkampagnen danke ich den wissenschaftlichen Mitarbeitern des Geodätischen Instituts der Universität Karlsruhe und meinen studentischen Hilfskräften. Ein ganz besonderer Dank geht in diesem Zusammenhang an unseren Informationselektroniker Michael Barth, der noch jedes technische Problem in meinem nicht gerade kleinen Gerätepark lösen konnte. Danken möchte ich auch all denen, die die meteorologielastigen Diskussionen mit mir nicht scheuten und in Teilen diese Arbeit Korrektur gelesen haben.

Dem Forschungsinstitut für Optronik und Mustererkennung (FOM) der Forschungsgesellschaft für Angewandte Naturwissenschaften (FGAN) bin ich zu Dank verpflichtet für die Bereitstellung eines zweiten Szintillometers. Den Mitarbeitern des FOM Dr. Karin Weiß-Wrana und Erik Sucher danke ich für die Literaturtipps und die wertvollen Ratschläge für die praktischen Messungen. Ebenfalls danke ich dem TSV Oberweier und seinem 1. Vorsitzenden Ernst Gräber für die Nutzungserlaubnis ihres Sportplatzes als Messgelände.

Ein herzlicher Dank geht an meine ganze Familie – von Cousins bis Großeltern – für die moralische Unterstützung und die aufbauenden Worte oftmals auch aus der Ferne. Ich danke meinen Eltern Sabine und Helmut für den emotionalen Rückhalt, den ich seit Anbeginn durch sie erfahre. Meinem Freund Michael danke ich von ganzem Herzen für sein Verständnis und seine Geduld besonders in den letzten Monaten vor Abgabe. Gewidmet ist diese Arbeit meiner Schwester Martina.