

Entwicklung eines problemorientierten
Software-Pakets zur automatisierten
Aufbereitung, Analyse und Dokumentation
von im Windkanal produzierten Daten
zur LES-Validierung

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
(Fachbereich Geowissenschaften)
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Rasmus Fischer
aus Hamburg

Hamburg
2011

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der
Universität Hamburg

Auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. Michael Schatzmann
und Prof. Dr. Bernd Leidl

Hamburg, den 07.12.2011

Prof. Dr. Jürgen Oßenbrügge
(Leiter des Fachbereichs Geowissenschaften)

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	v
Abkürzungsverzeichnis	xi
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Die atmosphärische Grenzschicht	5
2.1.1 Die viskose Unterschicht	6
2.1.2 Die Ekman-Schicht	7
2.1.3 Die Prandtl-Schicht	8
2.2 Charakterisierung turbulenter Strömungen	8
2.3 Transportprozesse in der bodennahen Windgrenzschicht	12
2.3.1 Die Transportgleichung für Stoffkonzentrationen	14
2.3.2 Gauß-Modelle	17
2.3.3 Komplexere numerische Modelle	17
2.4 Auswirkungen urbaner Räume auf bodennahe Strömungs- und Transportprozesse	18
2.4.1 Die städtische Grenzschicht	19
2.4.2 Skalen-Einteilung	21
3 Experimentelle Grundlagen	25
3.1 Physikalische Modellierung turbulenter Strömungs- und Transportprozesse	25
3.1.1 Ähnlichkeitstheorie	26
3.1.2 Versuchstechnische Umsetzung	28
3.1.3 Kriterien zur Überprüfung einer modellierten Grenzschichtströmung auf Naturähnlichkeit	32
3.2 Messtechnik	43

3.2.1 Prandtl-Rohr	43
3.2.2 Laser-Doppler-Anemometer (LDA)	44
3.2.3 Flammen-Ionisations-Detektor (FID)	46
4 Das Programm zur Analyse von Strömungs-Zeitserien	49
4.1 Programmstruktur	49
4.2 Bedienung des Programms	51
4.2.1 Die binäre LDA-Zeitserie	51
4.2.2 Die „wt-ref“-Datei	52
4.2.3 Die Logbook-Info-Datei	53
4.2.4 Starten des Programms	54
4.3 Datenaufbereitung	57
4.3.1 Entfernung von Ausreißern	58
4.3.2 Daten-Resampling	59
4.3.3 Skalierung der Strömungs-Zeitserien	61
4.4 Datenanalyse	63
4.4.1 Statistische Analyse	63
4.4.2 Integrallängenmaß der Turbulenz	75
4.4.3 Spektrum der turbulent kinetischen Energie	84
5 Evaluierung des Programms zur Analyse von Strömungs-Zeitserien	91
5.1 Datenaufbereitung	92
5.1.1 Entfernen von Ausreißern	92
5.1.2 Resampling (sample and hold)	94
5.1.3 Skalierung der Roh-Zeitserie	97
5.2 Evaluierung der statistischen Analyse	99
5.2.1 Kontrolle der statistischen Größen	100
5.2.2 Erstellung von Häufigkeitsverteilungen	102
5.3 Bestimmung des Integrallängenmaßes der Turbulenz	114
5.4 Verifikation der berechneten Spektren	120
6 Das Programm zur Aufbereitung von Konzentrations-Zeitserien	125
6.1 Programmablauf	126

6.2 Bedienung des Programms	127
6.2.1 Die Zeitserien-Datei	127
6.2.2 Die Logbook-Info-Datei	130
6.2.3 Starten des Programms	131
6.3 Datenaufbreitung	135
6.3.1 Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration	136
6.3.2 Extraktion einzelner Freisetzung-Sequenzen bei Puff-Zeitserien	136
6.3.3 Offset-Korrektur des Konzentrationssignals	137
6.3.4 Zeitliche Blockmittelung des Konzentrationssignals	138
6.3.5 Sortierung der Freisetzung-Sequenzen bei Puff-Zeitserien	139
6.3.6 Skalierung der Zeitserien	140
 7 Evaluierung des Programms zur Aufbereitung von Konzentrations-Zeitserien	 145
7.1 Evaluierung bezüglich kurzzeitiger Freisetzungen (Puff)	146
7.1.1 Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration	148
7.1.2 Extraktion einzelner Freisetzung-Sequenzen	149
7.1.3 Offset-Korrektur des Konzentrationssignals	151
7.1.4 Zeitliche Blockmittelung des Konzentrationssignals	154
7.1.5 Sortierung der Freisetzung-Sequenzen	156
7.1.6 Skalierung der Zeitserie	159
7.2 Evaluierung bezüglich kontinuierlicher Freisetzungen (Plume)	163
7.2.1 Skalierung der Zeitserie	165
 8 Dokumentation und Archivierung von Ergebnisdaten	 169
8.1 Datenheader der Ausgabedateien	169
8.2 Der Referenz-Datenfundus CEDVAL-LES	175
 9 Zusammenfassung	 179
 Anhang	 181
Anhang A: Kurzfassung der Ergebnisse (deutsch/englisch)	183
Anhang B: Verwendete Hilfsmittel	187
Anhang C: Liste der Veröffentlichungen	189

Anhang D: Daten-CD	191
Literaturverzeichnis	195
Danksagung	199

Symbolverzeichnis

$A(k)$	diskrete Zeitserie (für Fourier Transformation)
A_{Modell}	Projektionsfläche des Modells auf den Strömungsquerschnitt des Windkanals [m^2]
$A_{Windkanal}$	Strömungsquerschnitt des Windkanals [m^2]
a	Steigung einer Geraden
$a_1 \dots a_5$	Approximationskonstanten
b	Ordinatenabschnitt einer Geraden
c	Konzentration [ppm_V]
c_b	Hintergrundkonzentration [ppm_V]
c_{corr}	Konzentration (korrigiert um einen eventuell vorhandenen Offset) [ppm_V]
c_{eff}	effektiv gemessene Konzentration [ppm_V]
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck [$J/(kg \cdot K)$]
c_{p_x}	spezifische Wärmekapazität des Gases x bei konstantem Druck [$J/(kg \cdot K)$]
c^*	skalierte Konzentration $[-]$
$covar(x, y)$	Kovarianz von x und y
D	Dosis [$ppm_V \cdot s$]
d_0	Verdrängungsdicke [m]
$E_A(n)$	diskrete spektrale Energie der Zeitserie $A(k)$
e	Eulersche Zahl ($e = 2,71828 \dots$)
$exp(x)$	natürliche Exponentialfunktion (Basis: e)

$F_A(n)$	Fourier-Transformierte der diskreten Zeitserie $A(k)$
$F_{A_{real}}(n)$	Realteil der Fourier-Transformierten $F_A(n)$
$F_{A_{imag}}(n)$	Imaginärteil der Fourier-Transformierten $F_A(n)$
Fr	Froudezahl
f	Frequenz [s^{-1}]
f_c	Coriolisparameter [s^{-1}]
f_K	Korrekturfaktor eines Gases aufgrund der Molekularstruktur
f_p	Faktor zur Umrechnung von $mmHg$ in Pa ($f_p = 133.322$)
f_{red}	reduzierte Frequenz
f_s	Skalierungsfaktor
f_v	Faktor zur Umrechnung von l/h in m^3/s ($f_v = 2.78 \cdot 10^{-7}$)
$flat(x)$	Kurtosis (Wölbung; engl.: <i>flatness</i>) der statistischen Verteilung von x
$G(x_i)$	Gauß'sche Normalverteilung von x_i
GKF	Gaskorrekturfaktor
g	Schwerebeschleunigung ($g \approx 9,81 \text{ m/s}^2$)
H	vertikaler turbulenter Wärmefluss [J/s]
I_{u_i}	Turbulenzintensität der Windkomponente u_i
i	Index
j	Index
K	Klassenzahl
K_h	Hilfsklassenzahl
K_m	molekularer Diffusionskoeffizient (stoffspezifisch)
K_{t,x_i}	turbulenter Diffusionskoeffizient (Wirbeldiffusivität) bezüglich der Raumrichtung x_i
k	Index
L	charakteristische Länge [m]

lg	dekadischer Logarithmus
ln	natürlicher Logarithmus
L_M	Monin-Obukhov-Länge $[m]$
L_{ref}	Referenzlänge $[m]$
$L_{u_1 x_1}$	integrales Längenmaß der Turbulenz bezüglich der x_1 - Richtung $[m]$
l_3	Prandtl'scher Mischungsweg $[m]$
m	natürliche Zahl ($m \in \mathbb{N}$)
N	Anzahl (Stichprobenumfang)
n	dimensionslose Frequenz ($n = f \cdot \mathbb{P}$)
n_f	Nyquist-Frequenz $[s^{-1}]$
$\tilde{n}$	Frequenz ($\tilde{n} = 2\pi n / \mathbb{P}$) $[rad/s]$
$\mathbb{N}$	Menge der natürlichen Zahlen
P	Wahrscheinlichkeit
p	Druck $[Pa]$
p_{dy}	dynamischer Druck $[Pa]$
p_g	Gesamtdruck $[Pa]$
p_{mmHg}	Druck $[mmHg]$
p_{ref}	Referenzdruck (Normalbedingungen) $[Pa]$ ($p_{ref} = 101325 Pa$)
p_{st}	statischer Druck $[Pa]$
p_*	dimensionsloser Druckgradient am oberen Rand der modellierten Grenzschicht
$\mathbb{P}$	Periode; Breite des Zeitfensters bei der Fourier-Analyse ($\mathbb{P} = N \cdot \Delta t$) $[s]$
Q_M	Masse der freigesetzten Substanz $[kg]$
Q_V	Volumen der freigesetzten Substanz $[m^3]$
$Q_{u_i u_i}$	Eulerscher Korrelationstensor

q_s	Durchfluss-Signal [V]
q_v	Volumenstrom [m^3/s]
Re	Reynoldszahl
Ri_f	Flux-Richardson-Zahl
Ro	Rossbyzahl
$R_{u_i u_i}$	Autokorrelationskoeffizient der Komponente u_i
$\mathbf{r}$	dreidimensionaler Ortsvektor
r	räumlicher Abstand [m]
$S_{u_i u_i}$	spektrale Energiedichte der Komponente u_i [m^2/s]
s_{ij}	Scherungstensor
$skew(x)$	Schiefe (engl.: <i>skewness</i>) der statistischen Verteilung von x
T	Temperatur [K]
T_c	Temperatur [$^{\circ}C$]
T_{ref}	Referenztemperatur (Normalbedingungen) [K] ($T_{ref} = 273.15 K$)
$T_{u_1 x_1}$	integrales Zeitmaß der Turbulenz bezüglich der x_1 - Richtung [s]
t	Zeit [s]
t_0	Anfangs-Zeitpunkt (einer Zeitserie/Freisetzungs-Sequenz) [s]
t_a	arrival time [s]
t_{int}	interne Zeit einer Freisetzungs-Sequenz [s]
t_N	End-Zeitpunkt (einer Zeitserie/Freisetzungs-Sequenz) [s]
t_{needle}	Zeit, die das Tracer-Gas benötigt, um durch die Ansaugnadel des Fast FID's in die Brennkammer zu strömen. [s]
t_{trig}	Zeit, während der die Quelle geöffnet ist [s]
t^*	dimensionslose Zeit
$trig$	Trigger-Signal [V]
$\mathbf{u}$	dreidimensionaler Windvektor

u	Betrag des dreidimensionalen Windvektors [m/s]
$u_{1_{pt}}$	mit dem Prandtl-Rohr gemessene Windgeschwindigkeit [m/s]
$\bar{u}_{1_{ref}}$	Referenzwindgeschwindigkeit [m/s]
u_{1_δ}	Betrag der Strömungsgeschwindigkeit am oberen Rand der modellierten Grenzschicht [m/s]
u_i	Betrag der Windkomponente in Richtung von x_i ($i = 1, 2, 3$) [m/s] u_1 Geschwindigkeitskomponente in Hauptwindrichtung u_2 Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptwindrichtung (lateral) u_3 Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptwindrichtung (vertikal)
u_*	Betrag der Wandschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
X	zu transformierendes Feld der Lab Windows Funktion „ReFFT“ (wird während der Anwendung mit dem Realteil der Fourier-Transformierten überschrieben)
x	Variable (Platzhalter)
x_i	kartesische Koordinaten ($i = 1, 2, 3$) [m] x_1 Koordinate in Hauptwindrichtung x_2 Koordinate quer zur Hauptwindrichtung (lateral) x_3 Koordinate quer zur Hauptwindrichtung (vertikal)
Y	Feld der Lab Windows Funktion „ReFFT“ (wird während der Anwendung mit dem Imaginärteil der Fourier-Transformierten belegt)
y	Variable (Platzhalter)
z	Vertikalkomponente im kartesischen Koordinatensystem (Höhe) [m]
z_0	Rauigkeitslänge [m]
z_{fs}	Höhe z im Naturmaßstab („full scale“) [m]
z_R	geometrische Höhe der Rauigkeitselemente [m]
z_{ref}	Referenzhöhe [m]

Die Buchstaben U , V und W in den Ausgabedateien der Programme sind gleichbedeutend mit den drei Windkomponenten u_1 , u_2 und u_3 .

Operatoren:

$\overline{(\dots)}$	arithmetischer Mittelwert
$(\dots)'$	Abweichung vom arithmetischen Mittelwert

Griechische Symbole:

α	Profilexponent
β	Winkel der Windrichtung [°]
β_{af}	Richtung der mittleren Anströmung [°]
Δt	Zeitintervall [s]
δ	Höhe der Grenzschicht [m]
δ_{ij}	Kronecker-Delta ($\delta_{ij} = 1$ für $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$)
ζ	Standardnormalvariable
θ	potentielle Temperatur [K]
κ	von Kármán Konstante ($\kappa = 0,4$)
λ	zeitliche Verschiebung (bei der Autokorrelation) [s]
μ	dynamische Viskosität [$m^2/(N \cdot s)$]
ν	kinematische Viskosität [m^2/s]
ξ	Abweichung von der mittleren Windrichtung $\bar{\beta}$ [°]
π	Kreiszahl ($\pi = 3,14159 \dots$)
ρ	Dichte des Fluids [kg/m^3]
ρ_0	Dichte des Umgebungsfluids [kg/m^3]
ρ_x	Dichte des Gases x [kg/m^3]
σ_x	Standardabweichung von x
σ_x^2	Varianz von x
τ_{tur}	turbulente Scherspannung
Φ	Grad der Versperrung

Abkürzungsverzeichnis

ASCII	American Standard Code for Information Interchange
AT	„Arrival Time“
BSA	Burst Spectrum Analyzer
CC	Konzentrationsmessung („concentration measurement“)
CEDVAL	Compilation of Experimental Data for Validation of Microscale Dispersion Models
CEDVAL-LES	Compilation of Experimental Data for Validation of Microscale Dispersion LES-Models
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DIN	Deutsches Institut für Normung
DNS	Direkte Numerische Simulation
EWTL	Environmental Windtunnel Laboratory
engl.	Englisch
ESDU	Engineering Science Data Unit
FFT	Fast Fourier Transformation
FID	Flammen-Ionisations-Detektor
FL	Strömungsmessung („flow measurement“)
GKF	Gaskorrekturfaktor
i.d.R.	in der Regel
LDA	Laser-Doppler-Anemometer
LES	Large-Eddy-Simulation
MFC	Mass-Flow-Controller

PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds averaged Navier-Stokes Equations
RMS	Root-Mean-Square Error
TT	“Transition Time”
TTL	Transistor-Transistor-Logik
UK	United Kingdom
UTM	Universal Transverse Mercator
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
v.l.n.r.	von links nach rechts

Kapitel 1

Einleitung

Betrachtet man das gesamte Erdsystem, so fällt auf, dass sich das menschliche Leben sowie das eines Großteils der Tier- und Pflanzenwelt hauptsächlich direkt an der Erdoberfläche abspielt. Meteorologisch betrachtet liegt dieser Lebensraum im bodennahen Bereich der atmosphärischen Grenzschicht, der sogenannten Prandtl-Schicht. Obwohl physikalische und chemische Prozesse sowohl im Inneren der Erde als auch in höheren atmosphärischen Schichten das Leben an der Erdoberfläche auf verschiedenen Zeit- und Längenskalen beeinflussen, wirken sich Vorgänge innerhalb der Prandtl-Schicht zumeist unmittelbar auf Menschen, Tiere und Pflanzen aus. Aus der Sicht der Fluidodynamik handelt es sich bei diesen Vorgängen um turbulente Strömungs- und die mit ihnen verbundenen Ausbreitungsprozesse. Diese sind von umso höherer physikalischer Komplexität, je komplexer die Umgebung beschaffen ist, der sich die Windströmung anpassen muss. Ein extremes Beispiel hierfür stellen Strömungs- und Ausbreitungsprozesse innerhalb von Städten und Ballungsgebieten dar.

Durch das Einsetzen der industriellen Revolution im späten 18. und 19. Jahrhundert und der mit ihr verbundenen Landflucht erreichte der Prozess der Urbanisierung ein bis dahin unbekanntes Ausmaß. Während 1950 noch weniger als 30% der Weltbevölkerung in Städten lebten, stieg dieser Anteil bis zum Jahr 2008 auf etwa 50% an (Population Reference Bureau Report [2008]). Aus ökologischer Sicht stellt die Luftverschmutzung durch die Emission von Schadstoffen ein wesentliches Begleitproblem der Industrialisierung und Urbanisierung dar. Diese Problematik motivierte zum tieferen Verständnis und somit auch zur Möglichkeit der Vorhersage turbulenter Strömungs- und Ausbreitungsphänomene innerhalb der Atmosphäre. Bereits gegen Ende des 19. und zu Beginn des 20. Jahr-

hunderts wurden theoretische Grundlagen auf dem Gebiet turbulenter Strömungen von Wissenschaftlern wie Reynolds, Taylor und Prandtl aufgestellt (Heidorn [1978]). Durch die seitdem stattgefundene Weiterentwicklung, ist es mittlerweile möglich, die Strömung und Stoffausbreitung in ebenen und hindernisfreien Gebieten zum größten Teil zu erklären und anhand numerischer Modelle näherungsweise zu berechnen (Louka, Belcher & Harrison [2000]; Pasquill & Smith [1974]). Für Strömungs- und Ausbreitungsphänomene innerhalb komplexerer Geometrien, wie sie in urbanen Gebieten vorkommen, ist dies noch nicht der Fall (Louka, Belcher & Harrison [2000]).

Da jedoch urbane Gebiete als menschlicher Lebensraum weiter an Dominanz gewinnen werden, stellen gerade diese ein breites Anwendungsgebiet für numerische Strömungs- und Transportmodelle dar. Neben der vor allem durch Industrie und Straßenverkehr verursachten kontinuierlichen Luftverschmutzung, wird hierbei auch die störfallartige Freisetzung von Gefahrenstoffen in Produktionsanlagen betrachtet. Auch Szenarien wie die bewusste Freisetzung toxischer Substanzen bei terroristischen Anschlägen rücken zunehmend in den Fokus der Strömungs- und Ausbreitungsmodellierung.

Numerische Simulationen von Strömungs- und Transportprozessen innerhalb von Stadtgebieten sind sehr komplex und erfordern einen hohen Rechenaufwand. In der Vergangenheit wurden für diese Zwecke einfache Modelle wie empirische Gaußmodelle, diagnostische Modelle, die auf der Massenerhaltung basieren, oder RANS-Modelle herangezogen. Letztere basieren auf einer Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen, wobei die Auswirkungen der Turbulenz lediglich parametrisiert werden. Während man mit diesen Modellen in der Lage war, urbane Strömungs- und Ausbreitungsvorgänge im zeitlichen Mittel zu berechnen, ist eine Abbildung der instationären Dynamik bodennaher, turbulenter Strömungsphänomene nicht möglich. Die höchste Genauigkeit bei der numerischen Modellierung wird in der Strömungsmechanik mit dem Verfahren der Direkten Numerischen Simulation (DNS) erzielt. Bei diesen Simulationen werden die Navier-Stokes-Gleichungen ohne jegliche Parametrisierung der Turbulenz numerisch gelöst. Von daher sind DNS-basierte Modelle in der Lage, instationäre Strömungen komplett zu berechnen. Allerdings stellen diese Modelle die höchsten Anforderungen an die zur Verfügung stehende Rechenleistung, sodass sie bislang nur auf extrem kleinskalige bzw. räumlich begrenzte Strömungen (z.B. im Maschinenbau, in der Medizin) angewendet werden. Selbst für moderne Großrechner ist die DNS urbaner Strömungs- und Ausbreitungsprozesse zu komplex (Schatzmann & Leitl [2009]). Einen probaten Kompromiss zwischen der direkten numerischen Simulation und den RANS-Modellen stellen Grobstruktursimulationsverfahren wie die Large-Eddy-Simulation (LES) dar. LES-basierte Modelle simulieren lediglich die großen energiereichen Wirbel direkt, während die Effekte der kleineren turbulenten Strukturen wie bei den RANS-Modellen parametrisiert werden. Zur Berechnung der großen Wirbelstrukturen werden die Navier-Stokes-Gleichungen ohne Reynolds-Mittelung mit einem Tief-Pass-Filter gefiltert. Somit sind LES-Modelle geeignet, Strömungseigenschaften wie Instationarität und lokale Wirbelablösungen zu simulieren, die mit RANS-Modellen nicht aufgelöst werden können. LES-Modelle stellen daher auf dem Gebiet der Untersuchung urbaner Strömungs- und Transportprozesse zukünftig sicher das Mittel der Wahl dar.

Bevor jedoch diese Modelle ihren Einsatz in der Praxis finden, wo ihre Ergebnisse unter Umständen zur Basis von Entscheidungen mit weitreichenden Konsequenzen werden, sind sie einer sorgfältigen Validierung zu unterziehen (Schatzmann & Leitl [2011]). Eine solche Validierung erfolgt anhand des Vergleichs der Modellergebnisse mit geeigneten Referenzdaten. Referenzdaten aus Naturmessungen sind im Vergleich zu solchen aus Windkanaluntersuchungen mit einer Reihe von Nachteilen behaftet. In der Natur unterliegen sämtliche meteorologischen Parameter auch im zeitlichen Mittel mehr oder weniger starken Schwankungen, die sich zwangsläufig auch auf die Messergebnisse auswirken. Dies führt zu Schwierigkeiten bei der Reproduktion von Naturexperimenten sowie beim Vergleich von Messdaten aus verschiedenen Experimenten. In Grenzschichtwindkanälen hingegen können Strömungs- und Ausbreitungsuntersuchungen unter vollständig dokumentierbaren und konstanten mittleren Randbedingungen durchgeführt werden. Desweiteren lassen sich die mittleren Randbedingungen (z.B. Windrichtung) von Messung zu Messung den experimentellen Anforderungen entsprechend variieren. Somit ist es möglich, den Einfluss einzelner Randbedingungen auf die modellierte Strömung systematisch zu untersuchen.

Mit der Entwicklung und Verbesserung von Grobstruktursimulationsverfahren beschäftigt sich unter anderem das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderte Schwerpunktprogramm ‚MetStröm‘. Auch die in diesem Projekt entwickelten Modelle stehen vor dem Problem einer sorgfältigen Validierung. Die Aufgabe der Erzeugung und Bereitstellung von Validierungsdaten speziell für mikroskalige LES-Modelle wurde innerhalb des Projektes vom Environmental Windtunnel Laboratory (EWTL) der Universität Hamburg übernommen (siehe auch Hertwig et al. [2011]). Neben der Rohdatengewinnung in Form zeitlich und räumlich hoch aufgelöster Strömungs- und Ausbreitungsmessungen stellt die effiziente Aufbereitung und Auswertung riesiger Messdatenmengen ein großes Problem dar. Aufgabe dieser Arbeit war es, ein umfangreiches Software-Paket zu entwickeln, das eine effiziente, sichere und automatisierte Aufbereitung, Analyse und Dokumentation der in den Grenzschichtwindkanälen des EWTL gemessenen Strömungs- und Ausbreitungsdaten ermöglicht. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Software zur Analyse, Aufbereitung und Qualitätssicherung von Windkanalmessdaten besteht aus zwei Teilen. Den ersten Teil bildet ein Softwaretool zur Analyse komponentenaufgelöster Strömungszeitserien („FL_ANALYSIS“), die mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie aufgenommen werden. Beim zweiten Teil des Softwarepaketes handelt es sich hingegen um eine Weiterentwicklung auf der Grundlage des von Fischer [2007] entwickelten Programms zur statistischen Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens instantan freigesetzter Schadstoffwolken innerhalb komplexer urbaner Bebauungen („CC_POST_PROCESSING“). Motiviert wurden die hier vorgestellten Arbeiten durch die Tatsache, dass aufgrund der hohen Qualitätsanforderungen an LES-Validierungsdaten (Bastigkeit [2011]) bei jeder einzelnen Messkampagne komplexe Messdaten anfallen, die schon allein aufgrund ihrer Quantität nicht mehr innerhalb vertretbarer Zeiträume und ohne das Risiko von Fehlern manuell bearbeitet werden können. Desweiteren zeigt die Versuchspraxis, dass der experimentelle Ablauf im Windkanallabor maßgeblich an Effizienz gewinnt, wenn einzelne Ergebnisse direkt nach der Messung noch vor Ort vom Experimentator eingesehen werden können. So lassen sich unter Umständen unnötige Mes-

sungen vermeiden bzw. zusätzliche oder Wiederholungsmessungen ohne größeren experimentellen Aufwand und Zeitverlust in Betracht ziehen. Alle für Validierungszwecke bestimmten Daten werden in einem einheitlichen, speziell hierfür entworfenen Datenformat ausgegeben. Hierbei wurde großer Wert darauf gelegt, dass sämtliche Informationen, die für die sinnvolle Anwendung der Validierungsdaten erforderlich sind, direkt mit den aufbereiteten Messergebnissen verbunden sind. Hintergrund dieser Maßnahme ist die Vermeidung einer unsachgemäßen Nutzung der Daten. Die Vergangenheit hat immer wieder gezeigt, dass bei einer getrennten Archivierung von numerischen Daten und Dokumentationsdaten, letztere während der Handhabung leicht verloren gehen oder ersteren nicht mehr mit eindeutiger Gewissheit zugeordnet werden konnten. Durch die im Rahmen dieser Arbeit implementierte Art der Datenausgabe ist jeder Nutzer gezwungen, sich mit der Datendokumentation auseinanderzusetzen. Ein Verlust der Dokumentationsdaten ist nur noch durch eine aktive Datenmanipulation seitens des Anwenders möglich. Im Zusammenhang mit der Entwicklung des Software-Pakets ist der LES-Referenzdatensatz CEDVAL-LES entstanden, in dem sämtliche im Rahmen von ‚MetStröm‘ am EWTl produzierten Daten zur Validierung von LES-Modellen nach sorgfältiger Qualitätsprüfung archiviert werden.

Zum Einstieg in das Thema beschäftigt sich das folgende Kapitel mit der atmosphärischen Grenzschicht und der Ausbreitung von Stoffbeimengungen, sowohl im Allgemeinen als auch speziell im Hinblick auf urbane Strömungs- und Ausbreitungsphänomene. Da ein bedeutender Teil des Software-Pakets begleitend zur Modellierung einer naturähnlichen Grenzschichtströmung im Windkanal „BLASIUS“ des EWTl entwickelt wurde, befasst sich das dritte Kapitel allgemein mit der physikalischen Modellierung turbulenter Strömungs- und Transportphänomene. Hierbei werden sowohl die Anforderungen an eine naturähnliche Grenzschichtströmung als auch die notwendige Messtechnik sowie die versuchstechnische Umsetzung thematisiert. Den Hauptteil der Arbeit bilden die Kapitel vier bis sechs. Diese beschäftigen sich mit der ausführlichen Beschreibung der entwickelten umfangreichen Programme sowie deren sorgfältiger Evaluierung anhand ausgewählter Testdatensätze.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Software-Paket dient der Aufbereitung, Qualitätssicherung und Analyse von Daten, die aus Strömungs- und Ausbreitungsmessungen hervorgehen. Durchgeführt werden diese Messungen in Grenzschicht-Windkanälen, in denen fluidmechanische Phänomene innerhalb der bodennahen Atmosphäre bei neutraler Schichtung naturähnlich modelliert werden. Das Thema fällt somit in den Bereich der atmosphärischen Grenzschicht, die sich stets in einem mehr oder weniger turbulenten Strömungszustand befindet. In diesem Kapitel soll das zum weiteren Verständnis notwendige Wissen über die atmosphärische Grenzschicht sowie über die dort ablaufenden Strömungs- und Ausbreitungsprozesse vermittelt werden.

2.1 Die atmosphärische Grenzschicht

Zur Beschreibung der Erdatmosphäre teilt man diese in unterschiedliche Stockwerke ein. Erfolgt diese Einteilung im Hinblick auf ihr vertikales Temperaturprofil (thermische Einteilung), so bildet das unterste Stockwerk die Troposphäre (Kraus [2004]). Sie erstreckt sich vom Erdboden bis zur Tropopause, die in den mittleren Breiten in ca. 11 km Höhe liegt.

Den unteren Bereich der Troposphäre, in dem das atmosphärische Strömungsfeld direkt durch Wechselwirkungen mit dem Erdboden beeinflusst wird, bezeichnet man als die atmosphärische oder auch planetare Grenzschicht. Im Gegensatz zu der über ihr liegenden freien Atmosphäre befindet sie sich stets in einem turbulenten Strömungszustand. Die Wechselwirkungen zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre erfolgen in Form von Impuls- und Energieaustausch und üben somit auch Einfluss auf die freie Atmosphäre aus. Aber nur innerhalb der planetaren Grenzschicht kann die Wirkung des Erdbodens auf das Windfeld unmittelbar am Strömungsverlauf festgestellt werden. Die atmosphärische Grenzschicht reagiert damit wesentlich sensibler und mit einer sehr viel geringeren Trägheit auf sich ändernde Einflüsse vom Erdboden als die freie Atmosphäre, sie unterliegt in ihrer Struktur und vertikalen Mächtigkeit einem deutlichen Tagesgang. Dieser kommt durch die zeitlich variierende solare Einstrahlung zustande, die unterschiedliche Schichtungsverhältnisse in Erdbodennähe bewirkt. Die Dicke der atmosphärischen Grenzschicht ist sehr variabel. Sie reicht von ca. 500 m über den Ozeanen bis 1-2 km über Land. Unter stark stabiler Schichtung können aber auch Grenzschichtdicken von nur 10 m auftreten (Foken [2003]).

Über die Dicke der Grenzschicht hinweg erhält die atmosphärische Strömung die Information, dass aufgrund der Haftbedingung die Windgeschwindigkeit in Erdbodennähe gegen Null gehen muss. Hierin macht sich die Bodenreibung bemerkbar, die die Hauptursache für den turbulenten Strömungszustand innerhalb der Grenzschicht ist.

Erst oberhalb der planetaren Grenzschicht, in der freien Atmosphäre, ist die Strömung unabhängig von Reibungseinflüssen des Erdbodens. Dort herrscht ein Gleichgewicht aus Coriolis- und Druckgradientkraft, das als geostrophisches Gleichgewicht bezeichnet wird. Die resultierende Luftströmung lässt sich in guter Näherung durch den geostrophischen Wind beschreiben, der eine zu den Isobaren parallel verlaufende Strömung oberhalb der Grenzschicht bewirkt.

Innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht findet der Übergang von der Geschwindigkeit Null direkt am Erdboden zur geostrophischen Strömung der freien Atmosphäre statt. Zur genaueren Betrachtung unterteilt man die Grenzschicht in die viskose Unterschicht, die Prandtl- sowie die Ekman-Schicht.

2.1.1 Die viskose Unterschicht

Die atmosphärische Grenzschicht lässt sich in eine laminare und eine turbulente Schicht unterteilen. Die laminare Schicht ist nur wenige Millimeter dick. Sie bildet sich direkt über der Erdoberfläche aus. Treffender wird sie mit dem Begriff „viskose Unterschicht“ bezeichnet, obwohl in ihr kurzzeitig durchaus turbulente Störbewegungen möglich sind. Diese werden jedoch durch die Zähigkeit des Fluids immer wieder herausgedämpft. Damit erfolgen innerhalb der viskosen Schicht sämtliche vertikalen Transporte von Impuls sowie fühlbarer und latenter Wärme überwiegend durch die Molekularbewegung. Auf die Dynamik der atmosphärischen Grenzschicht hat die viskose Unterschicht keinen unmittelbaren Einfluss. Ihre Bedeutung erhält die viskose Unterschicht vor allem dadurch, dass ihre molekularen Flüsse die Randwerte für die turbulenten Transporte an der Erdoberfläche liefern (Pichler [1997]).

2.1.2 Die Ekman-Schicht

Die Ekman-Schicht umfasst die oberen 90% der atmosphärischen Grenzschicht. Sie bildet zusammen mit der Prandtl-Schicht die turbulente Grenzschicht. Hier dominieren die turbulenten Flüsse gegenüber den molekularen, sodass letztere vernachlässigt werden können.

Vom Oberrand der Grenzschicht in Richtung Erdoberfläche wächst der Einfluss der durch turbulenten Impulsaustausch bedingten Reibung. Daher kann das Gleichgewicht aus Coriolis- und Druckgradientkraft nicht weiter aufrecht erhalten werden. Der Windvektor weicht vom geostrophischen Wind ab. Diese Abweichung drückt sich nicht nur im Betrag, sondern auch in der Richtung des Vektors aus. Innerhalb der Ekman-Schicht nehmen die turbulenten Flüsse aufgrund des schwindenden Reibungseinflusses vom Boden her mit der Höhe ab. Gleichzeitig findet auf der Nordhalbkugel eine Rechtsdrehung des Windvektors zur Richtung des geostrophischen Windes statt, die sich im idealisierten Fall einer homogenen Atmosphäre durch eine sogenannte Ekman-Spirale beschreiben lässt.

Der bereits erwähnte Tagesgang der atmosphärischen Grenzschicht, der in *Abbildung 2.1* schematisch dargestellt ist, macht sich innerhalb der Ekman-Schicht besonders bemerkbar. Kurz nach Sonnenaufgang kommt es durch die Aufheizung des Bodens zur Ausbildung einer gut durchmischten konvektiven Grenzschicht, die auch als „mixed layer“ bezeichnet wird (nach Stull [1988]). Sie erreicht eine Mächtigkeit von ein bis zwei Kilometern, über die sich Wärme, Feuchte und auch Schadstoffe gleichmäßig verteilen.

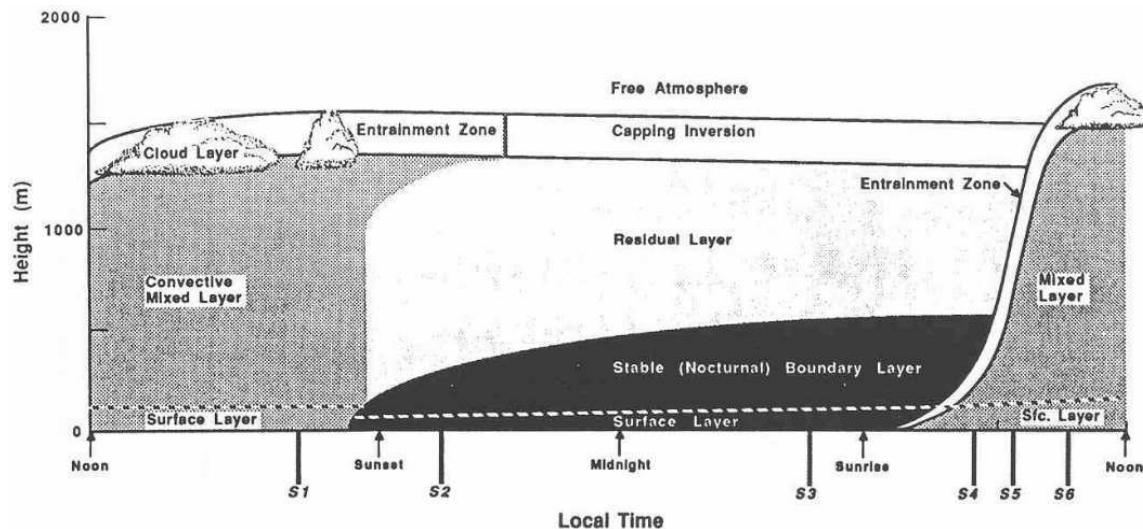


Abbildung 2.1 Zeitliche Entwicklung der atmosphärischen Grenzschicht über Land bei einer sommerlichen Hochdruckwetterlage (aus Stull [1988]).

Mit Sonnenuntergang verschwindet jedoch die solare Einstrahlung, sodass die thermische Ausstrahlung der Erdoberfläche zur Abkühlung der unteren Grenzschicht führt. Somit bildet sich während der Nacht eine interne stabile Grenzschicht aus, innerhalb derer Tur-

bulenz und Vertikalbewegungen weitgehend unterdrückt werden, und deren Mächtigkeit nur wenige hundert Meter beträgt. Oberhalb dieser nächtlichen stabilen Grenzschicht befindet sich die „residual layer“ (nach Stull [1988]) als ein Relikt der konvektiven „mixed layer“ vom Vortag. Sie ist durch die stabile Grenzsschicht vom Boden abgeschnitten und in der Regel neutral geschichtet.

2.1.3 Die Prandtl-Schicht

Unterhalb der Ekman-Schicht befindet sich die Prandtl-Schicht. Sie umfasst praktisch die untersten 10% der atmosphärischen Grenzschicht und beinhaltet somit auch die viskose Unterschicht. Die Prandtl-Schicht wird auch als „surface layer“ oder „constant flux layer“ bezeichnet. Innerhalb dieser verhält sich die Summe aus molekularen und turbulenten Flüssen höhenunabhängig. Weil jedoch molekulare Prozesse bereits innerhalb der Prandtl-Schicht vernachlässigbar sind, kann die Konstanz hier allein auf die turbulenten Flüsse bezogen werden. Auch die Schubspannung, die durch den vertikalen turbulenten Impulsaustausch entsteht, ist unabhängig von der Höhe und zeigt in die Richtung der mittleren Windgeschwindigkeit.

Deshalb kommt es innerhalb der Prandtl-Schicht, trotz des nachlassenden Einflusses der Reibung, noch nicht zu einer Drehung des Windvektors mit der Höhe, sondern lediglich zu einer Zunahme seines Betrages, die annähernd logarithmisch verläuft.

Da die Prandtl-Schicht, je nach Dicke der gesamten Grenzschicht, etwa die untersten 60 bis 200 Meter der atmosphärischen Grenzschicht ausmacht, ist sie für die Untersuchung bodennaher Strömungs- und Transportphänomene von großer Bedeutung. Trotz der Bezeichnung „Grenzschichtwindkanal“ ist es lediglich die Prandtl-Schicht, deren turbulente Prozesse in einem solchen Kanal üblicherweise modelliert werden. Aus diesem Grund beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der Charakterisierung turbulenter Strömungen innerhalb der Prandtelschicht.

2.2 Charakterisierung turbulenter Strömungen

Der Begriff der Turbulenz bezeichnet einen Strömungszustand (Schatzmann [2001]). Jede laminare Strömung eines Fluids geht, sobald ihr Verhältnis aus Trägheits- und Zähigkeitsterm einen kritischen Wert überschreitet, in einen turbulenten Zustand über. Ausgedrückt wird dieses Verhältnis durch die (dimensionslose) Reynoldszahl:

$$Re = \frac{L \cdot u}{\nu} \quad (2.1)$$

Hierbei stellen L und u die für das jeweilige Strömungsfeld charakteristische Länge bzw. Geschwindigkeit dar. ν steht für die kinematische Viskosität des strömenden Fluids. In-

nerhalb turbulenter Strömungen unterliegen die Feldgrößen (Geschwindigkeit, Temperatur, Konzentration etc.) unregelmäßigen Schwankungen nach Ort und Zeit (Instationarität). Ergebnisse aus Einzelmessungen sind daher nie reproduzierbar, weshalb eine statistische Betrachtungsweise sinnvoll ist. Hervorgerufen werden die Schwankungen durch dreidimensionale Wirbel unterschiedlicher Ausdehnung, die eine Durchmischung des strömenden Fluids bewirken.

Zur Beschreibung einer turbulenten Strömung $\mathbf{u}$ unterteilt man diese nach Reynolds in eine zeitlich gemittelte Hauptströmung $\bar{\mathbf{u}}$ und eine ihr überlagerte turbulente Nebenströmung $\mathbf{u}'$. Somit gilt in einem kartesischen Koordinatensystem mit den drei Raumrichtungen x_1, x_2 und x_3 :

$$\mathbf{u}(x_1, x_2, x_3, t) = \bar{\mathbf{u}}(x_1, x_2, x_3, t) + \mathbf{u}'(x_1, x_2, x_3, t), \quad (2.2)$$

bzw. in Komponentenschreibweise:

$$u_i(x_1, x_2, x_3, t) = \bar{u}_i(x_1, x_2, x_3, t) + u'_i(x_1, x_2, x_3, t) \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.3)$$

In turbulenten Strömungen spielt sich ein energetischer Kaskadenprozess ab. Durch das Wirken turbulenter und molekularer Spannungen wird der Hauptströmung $\bar{\mathbf{u}}$ stetig Energie entzogen. Während die molekularen Spannungen eine direkte Dissipation kinetischer Energie in Wärme (Molekularbewegung) bewirken, wird aufgrund der turbulenten Spannungen Energie an die Nebenströmung $\mathbf{u}'$ abgegeben. Hierbei sind es vor allem die großen Wirbel, die den Energietransfer von der Haupt- in die Nebenströmung bewirken (Schatzmann [2001]). Der Kaskadenprozess innerhalb der Nebenströmung erfolgt von den großen zu den kleinen Wirbeln. Sind die Wirbel so klein, dass molekulare Effekte wirksam werden können, erfolgt die Dissipation von kinetischer Energie der Turbulenz in Wärme.

Wie laminare Strömungen unterliegen auch turbulente Strömungen den physikalischen Gesetzen der Massenerhaltung, Energieerhaltung und Impulserhaltung. Unter der Voraussetzung, dass nur Oberflächenkräfte auf die Fluidelemente wirken, lauten die Impulsgleichungen für ein inkompressibles Fluid konstanter Temperatur (Schatzmann [2001]):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ij} + 2\mu s_{ij}) \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{und} \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet ρ die Dichte des Fluids, p den thermodynamischen Druck, μ die dynamische Viskosität und s_{ij} den Scherungstensor. Das Kronecker-Delta δ_{ij} nimmt für den Fall $i = j$ den Wert Eins und für $i \neq j$ den Wert Null an. Die Gleichungen (2.4) stellen eine vereinfachte Form der Navier-Stokes-Gleichungen dar. Für allgemeine Betrachtungen der atmosphärischen Grenzschicht müsste zusätzlich die Corioliskraft berücksich-

tigt werden. Für Strömungen innerhalb der Prandtlschicht sind Effekte aufgrund der Corioliskraft jedoch vernachlässigbar (Schatzmann [2001]).

Wendet man die in den Gleichungen (2.2) und (2.3) beschriebene Aufspaltung auf die Navier-Stokes-Gleichungen (2.4) an, so erhält man nach zeitlicher Mittelung die sogenannte Reynoldsgleichung:

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{p} \delta_{ij} + 2\mu \bar{s}_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \quad \text{mit} \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{und} \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.5)$$

Um die Strömung innerhalb der Prandtl-Schicht zu beschreiben, kann zur Vereinfachung eine Couette-Strömung angenommen werden (Schatzmann [2001]). Es wird von einer stationären Hauptströmung ohne Druckgradienten ausgegangen, die in horizontaler Ebene homogen ist und keine Vertikalkomponente aufweist. Repräsentiert x_3 die vertikale Richtung, so erhält man für die Reynoldsgleichung:

$$0 = -\frac{\partial}{\partial x_3} (\overline{u'_1 u'_3}) + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial x_3^2} \quad (2.6)$$

Integration über x_3 führt zu:

$$-\overline{u'_1 u'_3} + \nu \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} = \text{const} \quad (2.7)$$

Die molekularen Scherspannungen sind nur innerhalb der viskosen Unterschicht (direkte Bodennähe) zu berücksichtigen. Für die übrige Prandtl-Schicht gilt hingegen:

$$-\overline{u'_1 u'_3} \gg \nu \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} \quad (2.8)$$

Damit vereinfacht sich Gleichung (2.7) zu:

$$-\overline{u'_1 u'_3} = \text{const} \quad (2.9)$$

Für die turbulente Scherspannung innerhalb der Couette-Strömung gilt:

$$\tau_{tur} = -\rho \overline{u'_1 u'_3} \quad (2.10)$$

Das Verhältnis τ_{tur}/ρ entspricht dem Quadrat einer Geschwindigkeit. Die Wurzel wird daher als Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_* bezeichnet. Ihr Quadrat liefert die Konstante in der Gleichung (2.9):

$$-\overline{u'_1 u'_3} = u_*^2 \quad (2.11)$$

Nach dem Mischungswegansatz von Prandtl gilt:

$$\tau_{tur} = -\rho \overline{u'_1 u'_3} = \rho \nu_{tur} \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} \sim \rho l_2^2 \left| \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} \right| \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} \quad (2.12)$$

Der Mischungsweg l_3 stellt ein Maß für die großen Wirbel dar und wird als proportional zum Abstand vom Boden angenommen ($l_3 = \kappa x_3$). Die Proportionalitätskonstante κ (von Kármán'sche Konstante) hat den experimentell ermittelten Wert 0,4. Setzt man die Gleichung (2.12) unter Berücksichtigung dieser Proportionalität in die Gleichung (2.11) ein, so erhält man für den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten:

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} = \frac{u_*}{\kappa x_3} \quad (2.13)$$

Integriert man diese Gleichung über die Höhe ($z = x_3$), so erhält man das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz der Prandtl-Schicht:

$$\frac{\bar{u}_1}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (2.14)$$

mit der Rauigkeitslänge z_0 als Integrationskonstante. Sie ist proportional zur Bodenrauigkeit, jedoch wesentlich kleiner als die geometrische Höhe z_R der Rauigkeitselemente. Bei Strömungen über rauem Untergrund liegt der Nullpunkt des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils nicht direkt auf der Erdoberfläche, sondern zwischen Erdboden und z_R . Diese Nullpunktverschiebung wird als Verdrängungsdicke d_0 bezeichnet und ist proportional zur Packungsdichte der Bodenrauigkeit. Gleichung (2.14) wird somit modifiziert zu:

$$\frac{\bar{u}_1}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z - d_0}{z_0} \quad (2.15)$$

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde stets von einer neutral geschichteten Prandtl-Schicht ausgegangen, weshalb Einflüsse durch vertikale Schichtung keine Berücksichti-

gung fanden. Für Versuche in herkömmlichen Grenzschichtwindkanälen (keine Grenzschichtwindkanäle mit der Möglichkeit zur Modellierung atmosphärischer Temperaturschichtung) ist dies auch legitim. Bei Feldkampagnen oder Laborexperimenten in Schichtenkanälen können Schichtungsverhältnisse in der Regel nicht vernachlässigt werden. Mit dem Auftreten stabiler bzw. labiler Schichtung kommen nun Auftriebskräfte ins Spiel. Zur Charakterisierung von Turbulenz unter dem Einfluss vertikaler Schichtung bietet sich die (dimensionslose) Flux-Richardson-Zahl Ri_f an. Sie gibt für einen Strömungsort das Verhältnis von Auftriebsproduktion bzw. -vernichtung zur Scherproduktion an und gilt somit als Maß für die lokale Stabilität des Turbulenzfeldes:

$$Ri_f = \frac{\text{Auftriebs prod./vern.}}{\text{Scherproduktion}} = \frac{g}{T} \frac{\overline{u'_3 \theta'}}{\overline{u'_1 u'_3} d\bar{u}_1/dz} = -\frac{g}{T} \frac{\overline{u'_3 \theta'} \kappa z}{u_*^3} = \frac{z}{L_M} \quad (2.16)$$

Hier bezeichnet L_M die Monin-Obukhov-Länge, die unter Einbeziehung des vertikalen turbulenten Wärmeflusses $H = \rho c_p \overline{u'_3 \theta'}$ wie folgt definiert ist:

$$L_M = -\frac{T c_p \rho u_*^3}{g \kappa H} \quad (2.17)$$

Sie ist praktisch nur vom vertikalen Wärmefluss und der Wandschubspannungsgeschwindigkeit abhängig. Für $|Ri_f| < 1$ entspricht das Turbulenzfeld, aufgrund der Dominanz der Scherproduktion, dem einer neutralen Strömung, weshalb sich das logarithmische Windprofil einstellt. Betrachtet man den Fall $|Ri_f| > 1$, so muss auch bezüglich der Turbulenz zwischen stabiler (Ri_f , L_M positiv; H negativ) und instabiler Schichtung (Ri_f , L_M negativ; H positiv) unterschieden werden. Bei stabiler Schichtung überwiegt somit die Auftriebsvernichtung gegenüber der Scherproduktion, was zu einer Turbulenzvernichtung innerhalb der Strömung führt. Liegt jedoch eine instabile Schichtung vor, so kommt es zu einem Anwachsen der Turbulenz aufgrund der dominierenden Auftriebsproduktion.

Es muss jedoch angemerkt werden, dass die Monin-Obukhov-Theorie immer noch von einer nahezu neutralen Schichtung ausgeht, also nur auf geringe Abweichungen vom neutralen Zustand anwendbar ist. Bei größeren Abweichungen muss die Flux-Richardson Zahl durch empirische Funktionen von z/L_M korrigiert werden (Schatzmann [2001]).

2.3 Transportprozesse in der bodennahen Windgrenzschicht

Luftbewegungen bewirken sowohl die turbulente Diffusion als auch den Transport von Stoffbeimengungen, wobei sich die Betrachtung hier auf gasförmige Stoffe beschränken soll. In einer rein laminaren Strömung würde eine Gaswolke, solange das Geschwindig-

keitsfeld keine Scherung aufweist, bei nahezu konstanter geometrischer Form mit dem Grundstrom verdriften. Eine Vermischung mit der Umgebungsluft fände dabei lediglich durch molekulare Diffusion statt. Da jedoch innerhalb der Grenzschicht die Strömung immer mehr oder weniger turbulent verläuft, wird die Ausbreitung von Gaswolken hier ganz wesentlich durch Wirbel unterschiedlicher Größen mitbestimmt. Das Größenverhältnis von Wirbel zu Gaswolke entscheidet dabei über die Art der Ausbreitung:

Sind die Wirbel kleiner als die Wolke, so sorgen sie für eine zusätzliche Vermischung des Gases mit der Umgebungsluft. Dieser Prozess wird als turbulente Diffusion bezeichnet und bewirkt eine Ausbreitung des Gases in alle Richtungen, also auch quer und vertikal zur Hauptströmungsrichtung, wodurch die Konzentration des Gases innerhalb der Wolke abnimmt und sich die Wolke vergrößert. Turbulente Diffusion ist wesentlich effektiver als die stets stattfindende molekulare Diffusion.

Wirbel, die wesentlich größer als die Wolke sind, sorgen für eine dem Transport durch die Hauptströmung überlagerte Transportbewegung. So kann es zu einer kurzzeitigen Verdriftung der gesamten Wolke ebenfalls quer oder vertikal zur Hauptströmungsrichtung kommen. Dieser Effekt tritt am häufigsten direkt nach der Freisetzung auf, da in diesem Stadium der Ausdehnung die Wolke noch klein im Vergleich zu dominierenden Turbulenzelementen ist. Aus diesem Grund ist die Vorhersage der Wolkenausbreitung gerade im Nah-Feld der Quelle problematisch.

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der turbulenten Diffusion und des Transports einer Gaswolke vom Wind betrachte werden:

Wird eine Wolke von einer Punktquelle emittiert, so nimmt mit wachsender Windgeschwindigkeit die Größe des Luftvolumens zu, das pro Zeiteinheit an der Quelle vorbeiströmt. Da in vielen praktischen Fällen selbst kurzzeitige Freisetzungen eine gewisse Zeitspanne in Anspruch nehmen, wird bereits während der Emission das Gas bei höheren Windgeschwindigkeiten auf ein größeres Umgebungsluft-Volumen verteilt, was zu einer niedrigeren Anfangskonzentration innerhalb der Wolke führt. Dies wird nach Oke [1978] als Konzept der „Verdünnung durch Streckung“ bezeichnet. Außerdem bewirken höhere Windgeschwindigkeiten eine stärkere vertikale Scherung des Windfeldes. Dies führt aufgrund von Scherproduktion zu einem Anwachsen der Turbulenz. Die turbulente Diffusion wird somit verstärkt, wodurch die Gaswolke schneller anwächst und sich ihre lokale Konzentration verringert. Zusätzlich Turbulenz fördernd wirken Hindernisse im Strömungsfeld, an deren Kanten es mit zunehmender Windgeschwindigkeit vermehrt zu Wirbelablösungen kommt.

Neben der turbulenten Diffusion und der Streckung der Wolke hat die Windgeschwindigkeit auch Auswirkungen auf die Transportentfernung, die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls erreicht wird. So kann eine Wolke bei starken Winden innerhalb kurzer Zeit über weite Distanzen transportiert werden. Ihre Konzentration ist dann in der Regel so schwach, dass im Falle einer Schadstoffwolke kaum noch Gefahr von ihr ausgeht. Die größte Gefahr besteht daher oft bei schwachen Winden, bei denen horizontaler Transport und turbulente Diffusion deutlich reduziert sind. Die Wolke stellt dann zwar nur noch ein lokales Problem dar, wobei sie jedoch aufgrund ihrer höheren Konzentration und längeren Verweildauer über einem Ort für diesen eine stärkere Schadstoffbelastung zur Folge hat. Die Zugbahn der Wolke wird durch die Windrichtung und eventuell vorhandene Hindernisse bestimmt, sodass es vorkommen kann, dass bei mehreren Freisetzungen mit

wechselnder Windrichtung ein ortsfester Sensor mal eine hohe und mal keine Konzentration misst. Außerdem können Variationen der Windrichtung die Wolke über längere Zeit in eine mäandrierende Bewegung versetzen, wodurch die Wolke zusätzlich ausgeweitet wird.

2.3.1 Die Transportgleichung für Stoffkonzentrationen

Bei der momentanen Konzentration c eines Stoffes in einer Strömung handelt es sich um eine skalare Feldgröße, für die sich durch Bilanzierung an einem Kontrollvolumen die folgende Transportgleichung aufstellen lässt (Schatzmann [2001]):

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_i \frac{\partial c}{\partial x_i} = K_m \frac{\partial^2 c}{\partial x_i \partial x_i} + \dot{c} \quad (2.18)$$

Hierbei stellt $\dot{c}$ einen Quell- bzw. Senkenterm dar, mit dessen Hilfe z.B. Stoffumwandlungen aufgrund von chemischen Reaktionen oder Depositionsprozesse berücksichtigt werden können. Bei K_m handelt es sich um einen stoffspezifischen molekularen Diffusionskoeffizienten. Die Konzentration c lässt sich wie die momentane Strömungsgeschwindigkeit (siehe Abschnitt 2.1.3) in ihren zeitlichen Mittelwert $\bar{c}$ und einen Schwankungsanteil c' aufspalten. Führt man anschließend, unter Berücksichtigung der Massenerhaltung, eine zeitliche Mittelung durch, so erhält man:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_m \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} - \overline{u_i' c'} \right) + \dot{\bar{c}} \quad (2.19)$$

In dieser Gleichung werden die oben genannten Prozesse abgebildet, die die Ausbreitung einer Gaswolke beeinflussen:

$\bar{u}_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i}$: Transport der Konzentration mit der Hauptströmung

$K_m \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i}$: molekulare Diffusion der Konzentration

$\overline{u_i' c'}$: turbulente Diffusion der Konzentration

Innerhalb turbulenter Strömungen ist die molekulare Diffusion verglichen mit der turbulenten Diffusion in der Regel vernachlässigbar, sodass sich Gleichung (2.19) vereinfachen lässt zu:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} = - \frac{\partial \overline{u_i' c'}}{\partial x_i} + \dot{c} \quad (2.20)$$

Mit Hilfe eines Gradientensatzes lassen sich die turbulenten Flüsse durch die gemittelte Konzentration ausdrücken (Etling [2002]):

$$\overline{u_i' c'} = -K_{t,x_i} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \quad (2.21)$$

Hierbei bezeichnet K_{t,x_i} den turbulenten Diffusionskoeffizienten (Wirbeldiffusivität) der sich ausbreitenden Substanz, in der jeweiligen Richtung x_i . Die Transportgleichung für Stoffkonzentrationen nimmt somit folgende Form an:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K_{t,x_i} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_i} \right) + \dot{c} \quad (2.22)$$

Unter der Voraussetzung, dass die sich ausbreitende Gaswolke von einer Punktquelle freigesetzt wird, wird nun zwischen einer kurzzeitigen und einer kontinuierlichen Freisetzung unterschieden:

Instantane Freisetzung:

Betrachtet man eine kurzzeitige Freisetzung, etwa aufgrund einer Explosion, so werden zur Vereinfachung der Gleichung (2.22) folgende Annahmen getroffen (Etling [2002]): Die drei Komponenten des turbulenten Diffusionskoeffizienten seien räumlich konstant. Desweiteren wird während der Ausbreitung weder Substanz vernichtet noch produziert. Außerdem erfolge die Betrachtung in einem kartesischen Koordinatensystem, das mit der mittleren Strömung driftet, sodass die Komponente der mittleren Strömung $\bar{u}_1$ relativ zum Betrachter verschwindet. Die zeitlichen Mittel von u_2 und u_3 seien ebenfalls Null. Man erhält somit die *Ficksche Diffusionsgleichung*, die nur noch Diffusionsterme als Ursache für die Ausbreitung der Stoffkonzentration enthält:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = K_{t,x_i} \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_i^2} \quad (2.23)$$

Um diese Differentialgleichung lösen zu können, ist neben dem Ort der Punktquelle (Koordinaten: $x_{i,q}$) die Kenntnis über die Menge der freigesetzten Substanz zum Zeitpunkt $t = 0$ nötig. Als Lösung erhält man somit eine Konzentrationsverteilung, die die Form einer symmetrischen Exponentialfunktion hat, deren Argument quadratisch von den drei Raumrichtungen x_i abhängt:

$$\bar{c}(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{Q_M}{(4\pi t)^{3/2} \sqrt{K_{t,x_1} K_{t,x_2} K_{t,x_3}}} \exp \left[-\frac{(x_i - x_{i,q})^2}{4K_{t,x_i} t} \right] \quad (2.24)$$

Bei Q_M handelt es sich in diesem Fall um die Masse der freigesetzten Substanz.

Kontinuierliche Freisetzung:

Im Gegensatz zu einer momentanen Freisetzung, die zum Zeitpunkt $t = 0$ erfolgt, wird bei einer kontinuierlichen Freisetzung zu jedem Zeitpunkt die gleiche Menge an Gas pro Zeiteinheit freigesetzt. Würden bei einer solchen Freisetzung keine Transporte durch die mittlere Hauptströmung erfolgen, also nur Diffusionsvorgänge zur Ausbreitung beitragen, so würde die Konzentration des freigesetzten Gases am Quellort ständig zunehmen. Um einen Zustand zu erreichen, bei dem sich der Betrag der Konzentration an einem festen Ort nicht mit der Zeit ändert (stationärer Zustand), muss demnach durch die mittlere Hauptströmung ständig ein Transport des emittierten Gases von der Quelle weg erfolgen. Um für eine kontinuierlich emittierende Punktquelle eine Lösung der Transportgleichung zu erhalten, werden folgende Annahmen getroffen (Etling [2002]):

Zunächst wird, wie schon bei der momentanen Freisetzung, angenommen, dass die turbulenten Diffusionskoeffizienten räumlich konstant sind und während der Ausbreitung weder Substanz vernichtet, noch produziert wird. Des Weiteren wird vorausgesetzt, dass sich die mittlere Konzentration $\bar{C}$ mit der Zeit nicht ändert. Da somit, im Gegensatz zur momentanen Freisetzung, stationäre Verhältnisse vorliegen, ist die Wahl eines mit der Strömung driftenden Koordinatensystems nicht sinnvoll. Somit verschwinden nur die zeitlichen Mittelwerte von u_2 und u_3 , während $\bar{u}_1(x_1, x_2, x_3, t)$ konstant ist. Unter Berücksichtigung dieser Annahmen vereinfacht sich die Transportgleichung (2.22) zu:

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_1} = K_{t,x_i} \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_i^2} \quad (2.25)$$

Zur Lösung dieser Gleichung wird des Weiteren angenommen, dass die Advektion der Konzentration mit der mittleren Hauptströmung sehr viel größer sei, als die Diffusion in Hauptströmungsrichtung:

$$\left| \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_1} \right| \gg \left| K_{t,x_1} \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_1^2} \right| \quad (2.26)$$

Unter dieser Annahme lässt sich die Lösung der Transportgleichung für eine kontinuierlich emittierende Punktquelle schreiben als (Etling [2002]):

$$\bar{c}(x_1, x_2, x_3) = \frac{q}{4\pi x_1 \sqrt{K_{t,x_2} K_{t,x_3}}} \exp \left[-\frac{\bar{u}_1}{4x_1} \left(\frac{x_2^2}{K_{x_2}} + \frac{(x_3 - h)^2}{K_{x_3}} \right) \right] \quad (2.27)$$

Das Koordinatensystem ist hierbei so gewählt, dass die Quelle bei den Koordinaten $x_1 = 0$, $x_2 = 0$ und $x_3 = h$ liegt. Im Gegensatz zu Q in Gleichung (2.24) für momentane Freisetzungen steht q hier für die Quellstärke, die die Dimension einer Masse pro Zeiteinheit hat. Wie Gleichung (2.24) hat auch diese Konzentrationsverteilung die Form einer symmetrischen Exponentialfunktion.

2.3.2 Gauß-Modelle

Die Lösungen der Transportgleichung für Stoffkonzentrationen, wie sie im Abschnitt 2.3.1 für eine momentane und eine kontinuierlich emittierende Punktquelle angegeben sind, haben die Form einer Gaußschen Normalverteilung. Diese kann allgemein geschrieben werden als:

$$G(x_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x_i - x_{i0})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.28)$$

Bezogen auf eine freigesetzte Wolke gibt diese Verteilung die normierte Konzentration der emittierten Substanz im Abstand $(x_i - x_{i0})$ vom Mittelpunkt der Wolke an. Die Standardabweichung σ gibt dabei an, bei welchem Abstand der Betrag von $G(x_i)$ auf $1/\sqrt{e}$ seines maximalen Wertes abgefallen ist.

Somit ist es möglich, die Ausbreitung von Gaswolken mit sogenannten *Gauß-Modellen* zu beschreiben, die auf diesem Ansatz beruhen. Eine umfassende Beschreibung von Gaußmodellen liefert zum Beispiel Arya [1999]. Allerdings setzt dieser Ansatz voraus, dass die Diffusion gleichmäßig in alle Raumrichtungen erfolgt. Da diese Voraussetzung innerhalb von Scherströmungen im Allgemeinen jedoch nicht gegeben ist, sind Gauß-Modelle für die Untersuchung bodennaher Ausbreitungsphänomene nur bedingt geeignet. Es werden auf diesem Gebiet vermehrt komplexere numerische Modelle eingesetzt, die im folgenden Abschnitt erläutert werden sollen.

2.3.3 Komplexere numerische Modelle

Bei der direkten numerischen Simulation (DNS) von Strömungen werden die Navier-Stokes Gleichungen ohne Hilfe von Turbulenzmodellen durch die Anwendung numerischer Näherungsverfahren gelöst. Dieses Verfahren erfordert jedoch einen Rechenaufwand, der für die meisten Strömungen mit mittleren und hohen Reynoldszahlen zu hoch ist. So lässt auch die Leistungsfähigkeit moderner Rechner ein effizientes Arbeiten mit der DNS von Strömungs- und Transportprozessen innerhalb der atmosphärischen Grenzschicht nicht zu. Einen sehr viel geringeren Rechenaufwand erfordern die sogenannten RANS-Modelle (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes* Modelle), die auf den Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen basieren. Diese simulieren nur die mittlere Strömung und parametrisieren die Effekte auf den turbulenten Skalen. RANS-Modelle ermöglichen somit eine Modellierung von Strömungs- und Transportprozessen bei vergleichsweise geringem zeitlichem Aufwand. Sie werden daher auch für Simulationen

innerhalb urbaner Gebiete eingesetzt. Der Nachteil der RANS-Modelle besteht jedoch darin, dass zeitlich veränderliche Prozesse von ihnen nicht aufgelöst werden können. Sie sind nicht in der Lage, die schon an sich instationäre Dynamik der Wolkenausbreitung, die durch auftretende Hindernisse noch zusätzlich forciert wird, zu erfassen. Einen effektiven Kompromiss zwischen der DNS und den RANS-Modellen stellen die LES-Modelle (Large Eddy Simulation Modelle) dar (Sagaut 2004), bei denen das Gitter so gewählt und die Gleichungen so gefiltert werden, dass die großen Wirbel noch direkt abgebildet werden können. Der Effekt der kleinen Wirbel auf die großen wird mit einem kleinskaligen Turbulenzmodell modelliert. Zur Berechnung der großen Wirbelstrukturen werden die Navier-Stokes Gleichungen nicht Reynolds-gemittelt, sondern mit einem Tiefpassfilter räumlich und zeitlich gefiltert. Der Rechenaufwand der LES liegt somit zwischen dem der DNS und der RANS-Methoden. Weil die instationäre Dynamik von sich ausbreitenden Gaswolken innerhalb einer komplexen Geometrie hauptsächlich durch die größerskaligen Wirbel bestimmt wird, können LES-Modelle einige Strömungsmerkmale simulieren, die von RANS- und Gauß-Modellen nicht aufgelöst werden. Hierzu zählen z.B. signifikante Unregelmäßigkeiten in der Strömung sowie örtliche Wirbelablösungen. LES-Modelle liefern somit im Vergleich zu RANS-Modellen realistischere Ergebnisse. Ergebnisse aus LES-Läufen konvergieren mit wachsender Auflösung zur DNS Lösung der Navier-Stokes Gleichungen, während dies bei den Ergebnissen der RANS Modelle in der Regel nicht der Fall sein kann.

LES-Modelle ermöglichen also die Auflösung großer Wirbelstrukturen und die Vorhersage instantaner Strömungseigenschaften mit wirtschaftlich vertretbarem Rechenaufwand. Sie sind daher bei Simulationen auf dem Gebiet der Fluid-Dynamik zurzeit das Mittel der Wahl.

2.4 Auswirkungen urbaner Räume auf bodennahe Strömungs- und Transportprozesse

Der Mensch hat im Laufe seiner Geschichte in zunehmendem Maße das Erscheinungsbild seiner Umwelt durch architektonische und ingenieurtechnische Maßnahmen mitgestaltet. Solche Aktivitäten haben jedoch unmittelbare Auswirkungen auf die Umgebung zur Folge, die zum Teil nur schwer abzusehen sind.

Nachdem bereits die atmosphärische Grenzschicht sowie die Grundlagen der Ausbreitung von gasförmigen Stoffbeimengungen vorgestellt wurden, widmet sich der folgende Abschnitt speziell den Auswirkungen der städtischen Bebauung auf das lokale bodennahe Strömungsfeld und der damit verbundenen Beeinflussung der Ausbreitung gasförmiger Schadstoffwolken.

2.4.1 Die städtische Grenzschicht

Die Rauigkeit der Erdoberfläche hat einen wesentlichen Einfluss auf das Windprofil der Prandtl-Schicht. Erfährt eine Grenzschichtströmung eine deutlich Änderung in der Rauigkeit ihres Untergrundes, so wird diese von der überströmenden Luft wahrgenommen. Die Weitergabe dieser Information erfolgt mit fortschreitender Überströmung vom Boden aus aufwärts. Somit kommt es innerhalb der Grenzschicht zur Ausbildung einer sogenannten internen Grenzschicht. Diese wächst im Verlauf der Strömung weiter an, bis sie sich vollständig ausgebildet hat und sich im Gleichgewicht mit dem Untergrund befindet. Für eine vollständige Ausbildung muss jedoch die Ausdehnung des überströmten Gebietes in Strömungsrichtung groß genug sein.

Die städtische Grenzschicht stellt wegen der permanent wechselnden Rauigkeitsstrukturen ein extremes Beispiel einer internen Grenzschicht dar. Das allgemeine europäische Stadtbild ist geprägt durch eine dichte Bebauung mit mehr bzw. weniger hohen Häusern. Die Rauigkeitslängen liegen im Meterbereich. Damit liegen sie etwa um zwei Größenordnungen höher als in ländlicher Umgebung. Desweiteren kommt es zu einer Nullpunktverschiebung im logarithmischen Windprofil um die Verdrängungsdicke d_0 , die innerhalb von Stadtgebieten bis zu 75% der mittleren Bebauungshöhe annehmen kann (VDI 3783/12 [2000]). Neben der Rauigkeit übt auch die stoffliche Beschaffenheit des Untergrundes Einfluss auf die Grenzschicht aus, der sich gerade in Stadtgebieten deutlich auswirkt. Aufgrund der dichten Bebauung sind vor allem in Innenstädten oft weite Flächen mit Baustoffen wie Asphalt, Beton etc. bedeckt. Diese Materialien bilden trockene, wasserdichte Oberflächen, die aufgrund ihrer Albedo und Wärmekapazität, die einfallende solare Strahlung zu einem größeren Anteil in Wärme umwandeln und leichter speichern können als ländlicher Boden. Daher ist die Luft innerhalb der städtischen Grenzschicht in der Regel wärmer als die der Umgebung (Stull [1988]), weshalb auch von der städtischen Wärmeinsel gesprochen wird.

Strömt Luft aus flachen ländlichen Gebieten über eine Stadt, so wirken sich die genannten Unterschiede in der Beschaffenheit des Untergrundes auf die Strömung aus. Durch die hohe städtische Bebauung nimmt der Reibungseinfluss des Bodens zu, wodurch die überströmende Luft abgebremst wird. Dies führt zu einer erhöhten Produktion von Scherturbulenz. Die so entstehenden Wirbel entziehen der Hauptströmung Energie, was zur Folge hat, dass die zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit am Boden abnimmt. Die Zunahme an energiereichen Wirbeln führt zu einer verstärkten Vertikalbewegung. Tagsüber bewirkt die Wärmeausstrahlung der Stadt eine Verstärkung des turbulenten vertikalen Wärmeflusses. Die Überlagerung dieser beiden Vertikalbewegungen hat eine höhere Grenzschicht über Städten zur Folge. Die Grenzschicht über einer Großstadt kann tagsüber eine Höhe von bis zu 1,5 Kilometern erreichen. Nachts erreicht sie hingegen nur eine Mächtigkeit von 100 bis 300 Metern.

Trifft die Strömung in Lee der Stadt wieder auf eine ländliche Umgebung bzw. Rauigkeit, so kommt es zur Ausbildung einer neuen internen Grenzschicht („Rural Boundary Layer“). Weil diese jedoch aufgrund ihrer geringeren Dicke die städtische Grenzschicht nicht vollständig verdrängen kann, verbleiben oberhalb der ländlichen Grenzschicht Reste der städtischen Grenzschicht als sogenannter „Urban Plume“. Im Plume lassen sich atmosphärische Eigenschaften der Stadt wie Temperatur, Feuchtigkeit, aber vor allem Luftbeimengungen aus urbanen Quellen bis zu einer Entfernung von hundert Kilometern

in Lee der Stadt nachweisen. Die städtische Prandtl-Schicht („surface layer“) lässt sich nach Oke [1978] in drei Schichten einteilen: Bestandsschicht („urban canopy sublayer“), Rauigkeitsschicht („roughness sublayer“) und Trägheitsschicht („inertial sublayer“) (siehe *Abbildung 2.2*). Die Bestandsschicht ist die unterste dieser drei Schichten. Ihre Höhe hängt von den vertikalen Ausmaßen einzelner Gebäude ab und schwankt somit um die mittlere Bebauungshöhe. Diese Schicht ist durch lokale Strömungen zwischen einzelnen Gebäuden und in Straßenschluchten geprägt. Die Windgeschwindigkeiten innerhalb der Bestandsschicht sind im Mittel deutlich niedriger als die in gleicher Höhe über ländlichen Gebieten (Oke [1978]).

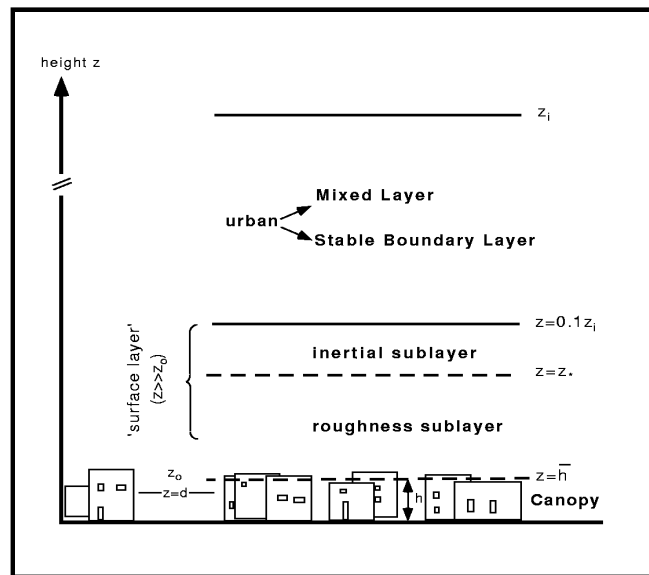


Abbildung 2.2 Idealisierte Vertikalstruktur der städtischen Grenzschicht (Fisher et al., 2006).

Wird jedoch die schneller strömende Luft oberhalb der Bestandsschicht durch hochragende Gebäude Richtung Boden gelenkt oder treten Düseneffekte innerhalb von Straßenschluchten auf (Strömungsrichtung entspricht dem Straßenverlauf), so können Spitzenwerte der Windgeschwindigkeit erreicht werden, die wesentlich höher liegen als über ebenem Untergrund. Direkt oberhalb der Bestandsschicht schließt sich die Rauigkeitsschicht an. Sie bezeichnet den Teil der städtischen Prandtl-Schicht, der oberhalb der Bebauung liegt, in dem die Strömung aber noch direkt durch die höchsten Gebäudekomplexe beeinflusst wird. So werden auch hier zum Teil starke Schwankungen der Windgeschwindigkeit durch Wirbelablösungen an Häuserkanten beobachtet.

Den obersten Bereich der städtischen Prandtl-Schicht nimmt die Trägheitsschicht ein. Hier hängen sämtliche Prozesse nicht mehr direkt von der Höhe einzelner Gebäude ab. Allerdings hat die Bebauung als Ganzes noch entscheidenden Einfluss auf das Strömungsfeld. Oberhalb der Inertialschicht befindet sich die regionale Strömung. Diese bleibt von lokalen Veränderungen der Oberflächeneigenschaften unbeeinflusst und ist somit an der Ausbildung interner Grenzschichten nicht beteiligt.

2.4.2 Skalen-Einteilung

Möchte man das Strömungs- und Ausbreitungsverhalten innerhalb komplexer urbaner Bebauungen untersuchen, so ist es nach Britter & Hanna [2003] sinnvoll, sich diesem Problem auf unterschiedlichen Skalen zu nähern, wobei Längen- und Zeitskalen über charakteristische Geschwindigkeiten miteinander verbunden sind. Der Grund für dieses Vorgehen besteht darin, durch detaillierte Erkenntnisse auf einer Skala mittels geeigneter Parametrisierung Vorgänge auf der nächst größeren Skala zu interpretieren. Es ist üblich, zur Untersuchung des Strömungsfeldes einer Stadt, folgende Skaleneinteilung vorzunehmen:

1. „regional scale“ (bis 100 oder 200 km)
2. „city scale“ (bis 10 oder 20 km)
3. „neighborhood scale“ (bis 1 oder 2 km)
4. „street scale“ (weniger als 100 bis 200 m)

Entsprechend der unterschiedlichen horizontalen Ausdehnungen müssen für Untersuchungen auf verschiedenen Skalen auch jeweils unterschiedliche charakteristische Höhen betrachtet werden. Hierzu bietet sich die vertikale Einteilung der städtischen Grenzschicht aus dem vorherigen Abschnitt an.

Auf der „regional scale“ stellt die Stadt als Ganzes eine Störung der Strömung durch Abbremsung und Umlenkung dar. Ein typisches Phänomen dieser Skale ist der erwähnte „Urban Plume“, der tagsüber eine vertikale Mächtigkeit von 500 bis 1000 Metern erreicht. Die „city scale“ hingegen ist durch den Durchmesser des Stadtgebietes charakterisiert. Effekte einzelner Gebäude oder Gebäudekomplexe auf Strömung und Ausbreitung sind herausgemittelt. Für sich auf dieser Skala ausbreitende Schadstoffwolken werden vertikale Ausdehnungen von mindestens der zweifachen mittleren Bebauungshöhe angenommen, sodass sich ihr größter Massenanteil oberhalb der Bestandsschicht („canopy layer“) befindet. Für die Untersuchungen von bodennahen Strömungs- und Transportphänomenen in Grenzschichtwindkanälen sind jedoch die beiden kleineren Skalen von Bedeutung, auf die nun genauer eingegangen werden soll.

„neighborhood-scale“

Ausbreitungsstudien auf der „neighborhood-scale“ erfordern genauere Kenntnisse der Strömung sowohl innerhalb als auch direkt oberhalb der Bestandsschicht. Eine Zunahme der Bebauung bewirkt einerseits eine Verstärkung der Turbulenz und andererseits eine Abnahme der Advektionsgeschwindigkeit innerhalb der Bestandsschicht. Während der erste Effekt aufgrund eines Anwachsens der turbulenten Diffusionskoeffizienten die Verdünnung von Stoffbeimengungen beschleunigt, wirkt ihm der zweite entgegen. Somit hängt es vom Verhältnis dieser beiden Effekte ab, ob eine Zunahme in der Bebauung zur Zu- oder Abnahme von Stoffkonzentrationen führt.

Für den Fall einer bodennah freigesetzten Gaswolke, deren Schwerpunktshöhe vergleichbar mit der mittleren Bebauungshöhe oder niedriger ist, zeigte das Feldexperiment „Kit Fox“ (Hanna & Chang [2001]) deutliche Anzeichen einer Abnahme bodennaher Konzentrationen. Andere Feld- (Davidson et al. [1995], Macdonald et al [1997]) und Labor-

experimente (Davidson et al. [1996], Hall et al. [1996]) zeigten jedoch nur einen geringen Effekt von Hindernissen auf die maximale Bodenkonzentration.

Desweiteren liefern Konzentrationszeitserien aus Feldkampagnen in Städten (z.B. Birmingham, UK, Britter et al. [2002]) zum Teil deutliche Hinweise auf Fragmente von Wolken, die in Zirkulationen um einzelne Gebäude gefangen sind. Es sollte möglich sein, einen Bezug zwischen Zeitkonstanten, die aus solchen Messungen gewonnen werden und der Morphologie des Bodens herzustellen (Britter & Hanna [2003]).

„street-scale“

Die typische Strömung auf der „street-scale“ lässt sich im Wesentlichen als Scherströmung über einer rechteckigen Mulde (Straßenschlucht) beschreiben, wenn die mittlere Anströmung senkrecht zum Straßenverlauf erfolgt. Unter der Voraussetzung, dass Breite und Tiefe der Straßenschlucht nahezu gleich sind und die mittlere Windgeschwindigkeit in Gebäudehöhe 1.5-3 m/s überschreitet, stellt sich innerhalb der Straßenschlucht im zeitlichen Mittel eine rückwärtige Zirkulation quer zum Straßenverlauf ein, die durch Impulstransport aus der Scherschicht angetrieben wird (siehe *Abbildung 2.3*). Die Strömung ist in diesem Fall an der Lee-Seite der Gebäude aufwärtsgerichtet. Gestützt wird diese Theorie sowohl durch Beobachtungen im Labor (Hosker [1985]) als auch in der Natur (Nakamura & Oke [1988]). Die Zirkulation innerhalb der Straßenschlucht ist weder symmetrisch noch gleichförmig, sodass die Fallwinde an der Luv-Seite der Gebäude stärker und dafür lokal konzentrierter als die Aufwinde an der Lee-Seite auftreten. Mit sich ändernder Geometrie und Anströmungsrichtung kann es jedoch zu Variationen dieser typischen Strömung kommen. Ist die Straßenschlucht z.B. sehr viel breiter als hoch, so kann sich innerhalb der Schlucht die Scherschicht bis zum Boden ausbilden, wodurch die Zirkulation im Mittel an der Lee-Seite von der Luv-Seite getrennt wird (Britter & Hanna [2003]). Im umgekehrten Fall kann es zur Ausbildung einer gegenläufigen Zirkulation unterhalb der Hauptzirkulation kommen. Außerdem kann es auch im Falle eines Höhen-Breiten-Verhältnisses nahe Eins zur Bildung eines gegenläufigen Wirbels in der Ecke zwischen der Lee-Seite und dem Boden kommen. Allerdings werden diese letztgenannten Phänomene häufiger in Laborexperimenten als in der Natur beobachtet. Erfolgt die Anströmung schräg zur Straßenschlucht, bildet sich sowohl eine rückwärtige Zirkulation als auch eine Strömung entlang der Straßenschlucht aus. Die Auswirkungen dieser Strömungsmuster wurden mit Hilfe von Ausbreitungsversuchen in Windkanälen (z.B. Hoydysh & Dabberdt [1988], Dabberdt & Hoydysh [1991]) untersucht. Eine bodennahe Quelle in der Schlucht erzeugt ein Konzentrationsprofil, das annähernd exponentiell verläuft. Erfolgt die Anströmung senkrecht zum Straßenverlauf, so sind die an der Lee-Seite gemessenen Konzentrationen in der Regel doppelt so hoch wie an der Luv-Seite. Betrachtet man die Konzentrationen innerhalb der Straßenschlucht in Abhängigkeit von der Anströmrichtung, so treten die maximalen Konzentrationen bei Anströmungen senkrecht und parallel zum Straßenverlauf auf. Alle diese Aussagen gelten jedoch nur für Langzeitmittelwerte. Bei momentanen Betrachtungen sind stets starke Geschwindigkeits- und Konzentrationsfluktuationen zu verzeichnen.

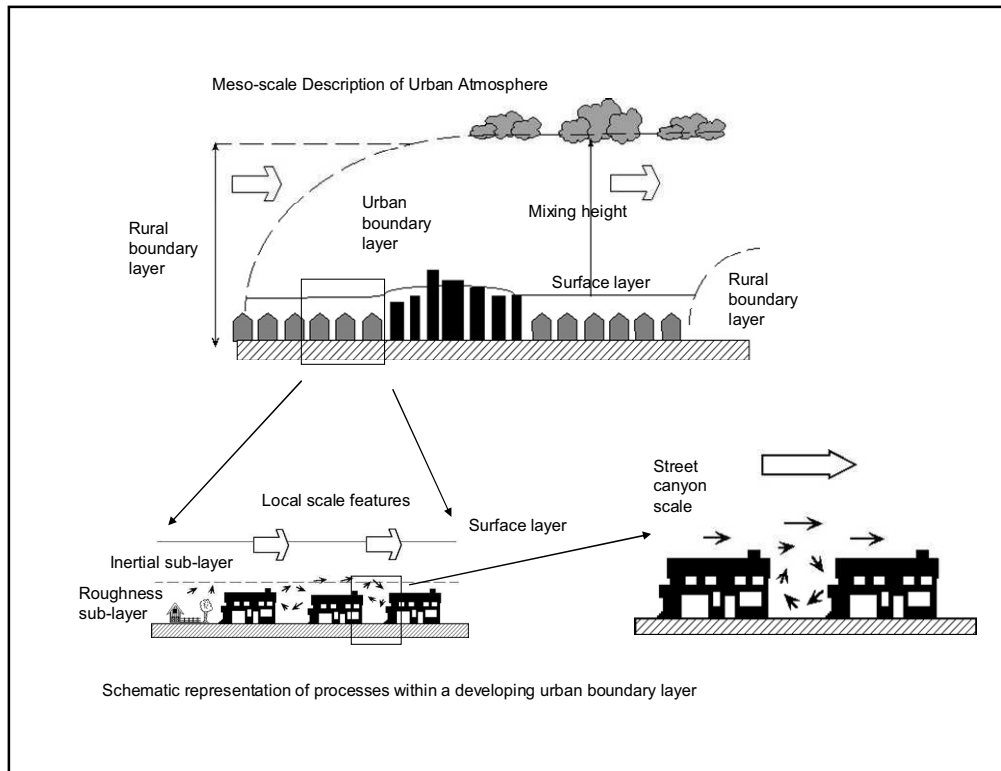


Abbildung 2.3 Schematische Darstellung der Strömung innerhalb einer städtischen Grenzschicht auf unterschiedlichen Skalen (oben: „city-scale“, unten links: „neighborhood-scale“, unten rechts: „street-scale“) (Fisher et al., 2006).

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

Den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet die Entwicklung von Software-Programmen zur Aufbereitung, Analyse und Archivierung von experimentell in Grenzschichtwindkanälen gewonnenen Strömungs- und Konzentrationsdaten. Bevor in den folgenden Kapiteln auf die Programme und deren Evaluierung, eingegangen wird, widmet sich dieses Kapitel zunächst den versuchstechnischen Grundlagen, die für eine erfolgreiche Datengewinnung und spätere Auswertung erforderlich sind. Hierzu gehört neben den zum Einsatz kommenden Instrumenten und den zugrunde liegenden Messverfahren, auch eine Beschreibung der Grenzschichtwindkanäle sowie der naturähnlichen Modellierung turbulenter Strömungs- und Transportprozesse.

3.1 Physikalische Modellierung turbulenter Strömungs- und Transportprozesse

Um Strömungs- und Transportprozesse innerhalb der atmosphärischen Prandtl-Schicht zu untersuchen, scheint es zunächst naheliegend, entsprechende Messungen vor Ort in der Natur durchzuführen. Damit aus solchen Messungen jedoch verlässliche Aussagen abgeleitet werden können, wird ein statistisch repräsentatives Datenmaterial in Form von ausreichend langen Zeitserien benötigt. Eine Zeitserie gilt dann als ausreichend lang, wenn

sich der zeitliche Mittelwert der Messgröße mit zunehmender Dauer der Messung nicht mehr verändert. Ein solcher stationärer Mittelwert kann sich nur dann einstellen, wenn die zeitlichen Mittelwerte der Randbedingungen ebenfalls konstant sind. Nur unter dieser Voraussetzung kann eine experimentelle Untersuchung statistisch belastbare Ergebnisse liefern und dem an sie gestellten Anspruch der Reproduzierbarkeit genügen. Das heißt, dass nur Wiederholungsmessungen, die unter identischen mittleren Randbedingungen durchgeführt wurden, Ergebnisse liefern können, die lediglich im Rahmen der instrumentell bedingten Messungenauigkeit voneinander abweichen. In der Natur ist jedoch die Konstanz der mittleren Randbedingungen aufgrund des Tagesgangs und dem sich auf der synoptischen Zeitskala abspielenden Wettergeschehens nicht gegeben. Man bräuchte daher ein System, das zum einen die zu untersuchenden Strömungs- und Transportprozesse innerhalb der Prandtl-Schicht naturähnlich abbildet, zum anderen aber die Kontrolle der mittleren Randbedingungen ermöglicht. Ein solches System stellen sogenannte Grenzschichtwindkanäle dar. Um jedoch Strömungs- und Transportvorgänge innerhalb der atmosphärischen Prandtl-Schicht in einem nur wenige Meter messenden Grenzschichtwindkanal zu modellieren, ist die Wahl eines entsprechend kleineren Maßstabes erforderlich. Daher können Prozesse im Windkanal lediglich ähnlich wie in der Natur ablaufen. Im Rahmen der Ähnlichkeitstheorie ist es jedoch mit Hilfe dimensionsloser Kennzahlen möglich, Strömungen aus der Natur mit ähnlichen Strömungen in Windkanälen zu vergleichen. Ziel ist es also, im Grenzschichtwindkanal eine Prandtl-Schicht zu modellieren, die der atmosphärischen Prandtl-Schicht strömungsphysikalisch hinreichend ähnlich ist. Aufgrund der maßstäblichen Verkleinerung ist es mit der geeigneten Messtechnik im Windkanal möglich, im gesamten Modellgebiet räumlich hoch aufgelöste Messungen durchzuführen. Entsprechende Feldexperimente wären, wenn überhaupt, nur mit einem großen zeitlichen, technischen und finanziellen Aufwand realisierbar. Zusätzlich zu den drei Raumrichtungen wirkt sich die Wahl des Maßstabes auch auf die zeitliche Skala aus. So laufen bei einem im Modellversuch gewählten Maßstab von $1 : x$ alle Prozesse im Windkanal x -mal schneller ab als bei gleicher Windgeschwindigkeit in der Natur.

Die folgenden Abschnitte befassen sich daher mit der zugrunde liegenden Theorie über die Ähnlichkeit von Strömungen, der versuchstechnischen Umsetzung der Modellierung im Windkanal sowie den Kriterien zur Überprüfung einer modellierten Grenzschichtströmung auf Naturähnlichkeit.

3.1.1 Ähnlichkeitstheorie

Eine umfassende Darstellung der in diesem Abschnitt enthaltenen Grundlagen der Ähnlichkeitstheorie findet sich in Snyder [1981]. Atmosphärische und modellierte Prandtl-Schicht sind einander ähnlich, wenn ihre Strömungseigenschaften ähnlich sind. Als Indikatoren der Ähnlichkeit zweier Strömungen dienen unterschiedliche dimensionslose Kennzahlen, die für einander ähnliche Strömungen identische Werte aufweisen. Hierzu gehören die Rossby-, die Froude- und die Reynoldszahl, die im Folgenden kurz vorgestellt werden sollen:

Rosbyzahl:

Die Rossbyzahl Ro beschreibt das Verhältnis der Trägheitsbeschleunigung zur Coriolisbeschleunigung. Stehen $\bar{u}_{ref}$ und L_{ref} für die Referenz-Windgeschwindigkeit und die Referenz-Länge eines zu untersuchenden Strömungsphänomens, so gilt:

$$Ro = \frac{\bar{u}_{ref}}{L_{ref} f_c} \quad (3.1)$$

wobei f_c den Coriolis-Parameter bezeichnet. Allerdings gewinnt die Rossbyzahl erst für Strömungen an Bedeutung, die sich horizontal über mehr als 5 km erstrecken. Darunter können Beschleunigungen aufgrund der Coriolis-Kraft gegenüber den turbulenten Prozessen vernachlässigt werden.

Froudezahl:

Die Froudezahl Fr , die das Verhältnis von Trägheitsbeschleunigung zu Auftriebsbeschleunigung beschreibt, ist von Bedeutung, wenn innerhalb der Strömung thermische Effekte auftreten. Dies ist dann der Fall, wenn eine stabile, bzw. instabile Schichtung modelliert wird. In vielen Fällen findet die Grenzschichtmodellierung jedoch bei neutraler Schichtung statt, sodass die Froude-Zahl vernachlässigt werden kann. Beschreibt g die Erdbeschleunigung und ρ die Dichte des Fluids, bzw. ρ_0 die Dichte des Umgebungsfluids, so gilt mit den Bezeichnungen aus Gleichung (3.1):

$$Fr = \frac{\bar{u}_{ref}}{\sqrt{L_{ref} g((\rho - \rho_0)/\rho)}} \quad (3.2)$$

Reynoldszahl:

Die Reynoldszahl Re stellt den Trägheitsterm ins Verhältnis zum Zähigkeitsterm. Überschreitet die Reynolds-Zahl einen kritischen Wert, so wird eine bis dahin laminare Strömung anfällig für kleinste Störungen, die ein Umschlagen der Strömung in einen turbulenten Zustand bewirken können. Bezeichnet ν die kinematische Viskosität des Fluids, so gilt:

$$Re = \frac{\bar{u}_{ref} L_{ref}}{\nu} \quad (3.3)$$

Sind weder Coriolis-, noch Schichtungseinflüsse zu berücksichtigen, so ist die grundsätzliche Ähnlichkeit zweier Strömungen dann gegeben, wenn ihre Reynoldszahlen identische Werte aufweisen. Vergleicht man jedoch Reynoldszahlen aus der Natur mit solchen, die bei Windkanaluntersuchungen realisiert werden, so stellt man fest, dass in der Natur deutlich höhere Reynoldszahlen auftreten, als im Laborversuch. Da sowohl die Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{ref}$ als auch die kinematische Viskosität ν der Luft vom Labor auf die

Natur übertragbar ist, liegt der Grund für die beobachtete Abweichung zwangsläufig bei der Referenzlänge L_{ref} . Durch diese Größe findet der zur Grenzschichtmodellierung gewählte Maßstab Eingang in die Reynoldszahl der Strömung. Um eine Angleichung an die Reynoldszahlen in der Natur zu bewirken, müsste demnach die Windgeschwindigkeit im Laborversuch entsprechend dem gewählten Modellmaßstab höher gewählt werden. Die bei der Modellierung angesetzten Maßstäbe liegen meist zwischen 1:100 und 1:1000. Demnach müsste die Windgeschwindigkeit im Windkanal zwischen 100 und 1000 mal so hoch sein wie in der Natur. Dies ist technisch nicht realisierbar, sodass eine Reynoldszahlähnlichkeit bei Laborversuchen im Windkanal im Allgemeinen nicht gegeben ist.

Unter der Voraussetzung, dass keine thermischen oder Coriolis-Effekte auftreten, sind jedoch nach Townsend [1976] die turbulenten Strukturen von geometrisch ähnlichen Strömungen bereits dann einander ähnlich, wenn ihre Reynoldszahlen einen kritischen Wert überschritten haben. Die Strömungen befinden sich dann in einem von der Reynoldszahl unabhängigen Zustand. Man spricht in diesem Fall von der Reynoldszahl-Unabhängigkeit. Während die in der Natur auftretenden Reynoldszahlen generell ausreichend hohe Werte aufweisen, muss bei Windkanal-Untersuchungen stets sichergestellt sein, dass $\bar{u}_{ref}$ so groß gewählt wird, dass die Reynoldszahl-Unabhängigkeit gewährleistet ist. Nur bei gegebener Reynoldszahlunabhängigkeit können alle wesentlichen Charakteristiken einer atmosphärischen Grenzschichtströmung maßstäblich verkleinert in Grenzschichtwindkanälen modelliert werden.

3.1.2 Versuchstechnische Umsetzung

Nachdem geklärt ist, dass die naturähnliche Abbildung turbulenter Strömungs- und Transportprozesse in Grenzschichtwindkanälen prinzipiell möglich ist, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der versuchstechnischen Realisierung. Hierzu sollen zunächst die Grenzschichtwindkanäle des EWTl vorgestellt werden, die innerhalb des DFG-Schwerpunktprojekts „MetStröm“ als Versuchsstand dienen:

Neben einem Schichtungskanal, der jedoch im Projekt „MetStröm“ nicht zum Einsatz kam, verfügt das EWTl der Universität Hamburg über zwei weitere Grenzschichtwindkanäle zur Modellierung naturähnlicher Strömungen unter neutralen Schichtungsverhältnissen. Wie in *Abbildung 3.1* zu sehen ist, sind beide Kanäle von gleicher Bauart und unterscheiden sich lediglich in ihrer Größe und somit in den modellierbaren Maßstäben. Während sich im größeren Windkanal „WOTAN“ Maßstäbe von 1:200 bis 1:350 modellieren lassen, ist der kleinere Kanal „BLASIUS“ zur Modellierung von Maßstäben im Bereich 1:400 bis 1:1000 geeignet. Beide Windkanäle verfügen über eine geschlossene Anlauf- und Teststrecke. Die Luft wird jeweils über einen Axiallüfter, der sich in Strömungsrichtung hinter der Teststrecke befindet, angesaugt. Hierdurch wird verhindert, dass die Strömung innerhalb des Kanals durch vom Lüfter ausgehende Störungen beeinflusst wird. Im Ansaugbereich des Kanals befindet sich jeweils die Einlaufdüse, über die die Luft aus der Laborhalle in den Windkanal gelangt. Diese ist zur Erzeugung einer möglichst homogenen Zuströmung mit einem engen Gitter aus Bienenwaben-förmigen und 300 mm langen Röhren versehen. Zur Erzeugung der gewünschten Turbulenz können direkt hinter der Einlaufdüse Turbulenzgeneratoren platziert und der Boden der An-

laufstrecke mit Rauigkeitselementen bestückt werden. Die Windkanäle haben eine Gesamtlänge von 25 bzw. 16 m. Davon nimmt die Versuchstrecke (Anlaufstrecke und Modellgebiet) eine Länge von 18 bzw. 11,5 m ein. Ihre Breite beträgt 4 bzw. 1,5 m.

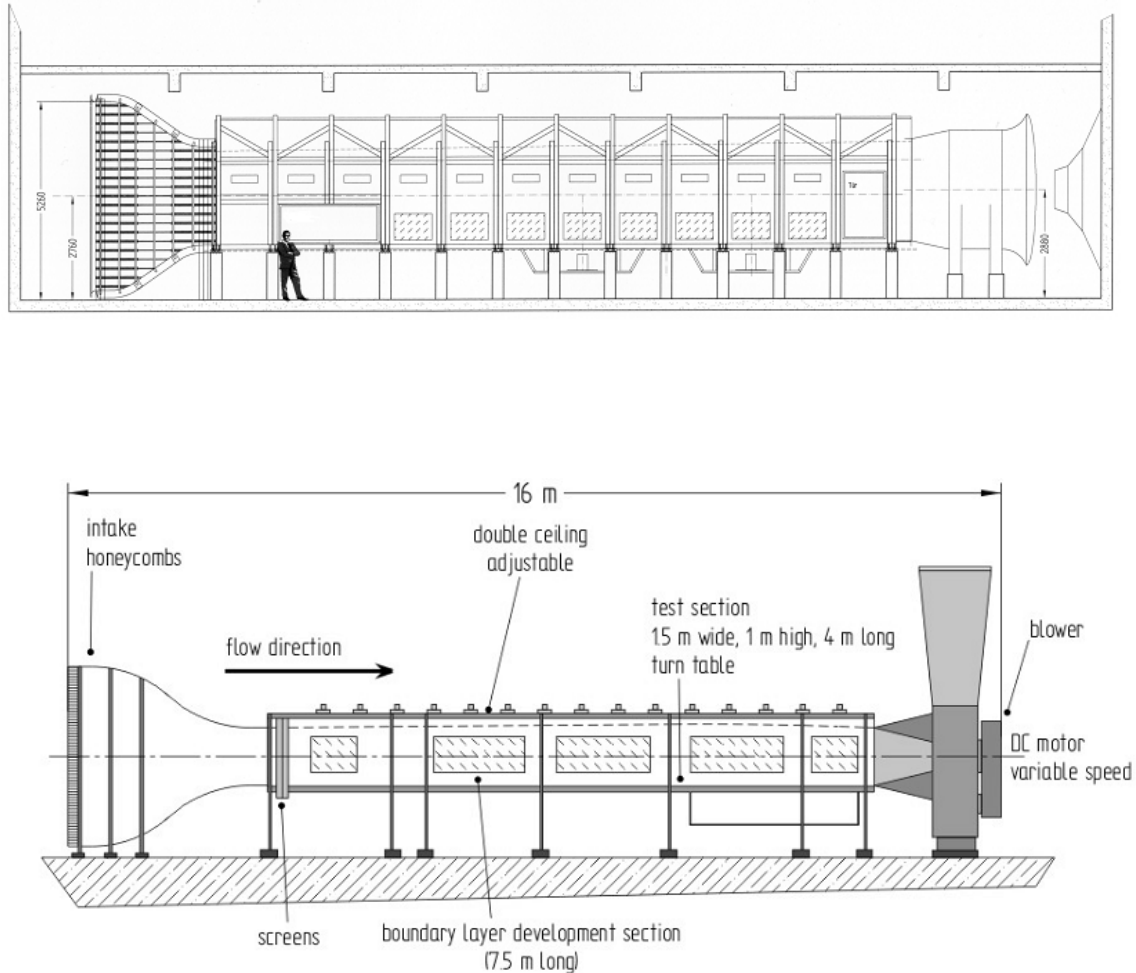


Abbildung 3.1 Die Grenzschichtwindkanäle „WOTAN“ (oben) und „BLASIUS“ (unten) (Seitenansicht).

Um einer Versperrung des Windkanalquerschnitts durch größere Versuchsmodelle entgegenzuwirken, lässt sich die Höhe der Versuchsstrecke in beiden Kanälen mit Hilfe einer verstellbaren Decke variieren. Auf diese Weise ist es möglich, den longitudinalen Druckgradienten entlang der Versuchsstrecke zu minimieren. Bestimmen lässt sich der Druckgradient mit Hilfe von Druckmessstellen, die sich in beiden Windkanälen an den Innen-

seiten der Kanalwände in Hauptströmungsrichtung befinden. Die mittlere Deckenhöhe beträgt beim „WOTAN“ 3 m (variabel von 2.75 bis 3.25 m) und beim „BLASIUS“ etwa 1 m. Um unterschiedliche mittlere Anströmrichtungen zu modellieren, lassen sich die Teststrecken beider Kanäle mit Drehscheiben ausrüsten, die in den Kanalboden eingelassen sind. Die Betriebsgeschwindigkeiten der Kanäle lassen sich stufenlos zwischen 0.5 und 20 m/s („WOTAN“) bzw. 15 m/s („BLASIUS“) variieren. Beide Windkanäle sind mit einem computergesteuerten Traversiersystem ausgestattet. Mit diesem ist es möglich, Mess-Sonden mit einer Genauigkeit von 0.1 mm in allen drei Raumrichtungen zu positionieren. Die Traversiersysteme können mit Hilfe eines im Windkanallabor entwickelten Software-Pakets sowohl automatisch als auch halbautomatisch betrieben werden.

In der Natur bilden sich homogene Grenzschichten unter Einflussnahme der Rauigkeit des überströmten Untergrundes über Distanzen von mehreren Kilometern aus. Dieser Prozess erfolgt im Windkanal auf einer Distanz von wenigen Metern, wobei die Rauigkeit des Untergrundes durch systematisch auf dem Kanalboden angeordnete Rauigkeitselemente (z.B. Metallwinkel oder Legosteine) modelliert wird. Da selbst unter Berücksichtigung des verkleinerten Maßstabs die Distanz zwischen dem Einströmrand des Kanals und des Modellgebietes für eine Grenzschichtentwicklung nur mit Hilfe von Rauigkeitselementen meistens zu kurz ist, werden zur Erzeugung großer Wirbel in der Regel Turbulenzgeneratoren eingesetzt, die am Einströmrand des Kanals angebracht sind. Dabei ist sicherzustellen, dass die Strömung innerhalb des späteren Modellgebietes horizontal homogen ist. Das heißt, dass das zeitlich gemittelte Vertikalprofil der Haupt-Windkomponente dort lediglich Variationen aufweist, die im Rahmen der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse liegen. Zeichnungen der bei der Modellierung der „mäßig rauhen“ Grenzschichtströmung verwendeten Turbulenzgeneratoren sowie des Musters der Bodenrauigkeiten sind in den *Abbildungen 3.2* und *3.3* dargestellt.

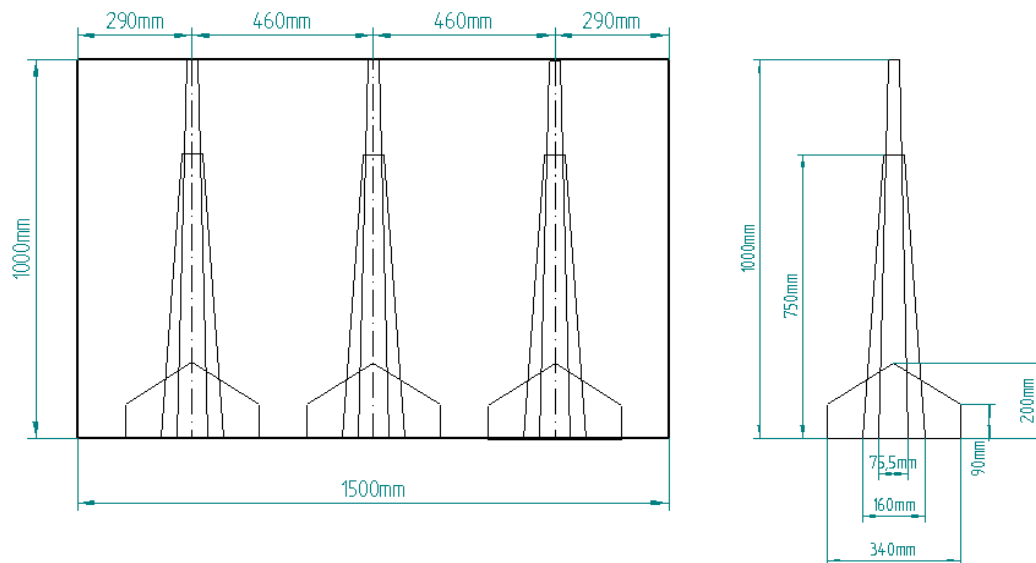


Abbildung 3.2 Zeichnung der bei der Modellierung der „mäßig rauhen“ Grenzschicht im Windkanal „BLASIUS“ verwendeten Turbulenzgeneratoren.

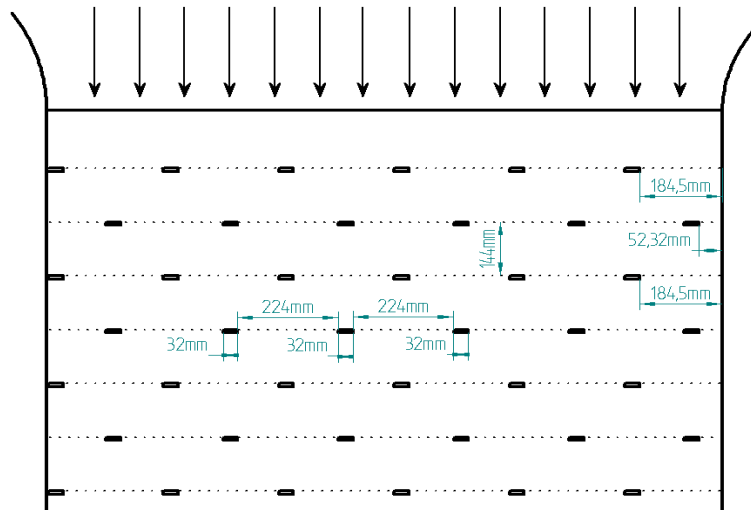


Abbildung 3.3 Zeichnung des bei der Modellierung der „mäßig rauhen“ Grenzschicht im Windkanal „BLASIUS“ verwendeten Musters der Bodenrauigkeiten (Draufsicht im Einströmbereich).

Jeder der drei Turbulenzgeneratoren in *Abbildung 3.2* ist aus drei Einzelflächen zusammengesetzt. Diese Konfiguration sowie die exakte Position der Turbulenzgeneratoren ist wie das Muster der Bodenrauigkeiten das Ergebnis eines iterativen Optimierungsprozesses. Turbulenzgeneratoren und Bodenrauigkeiten sind auch in *Abbildung 3.4* dargestellt, die ein Foto des Anströmungsbereichs der „mäßig rauhen“ Grenzschicht im Windkanal „BLASIUS“ zeigt.

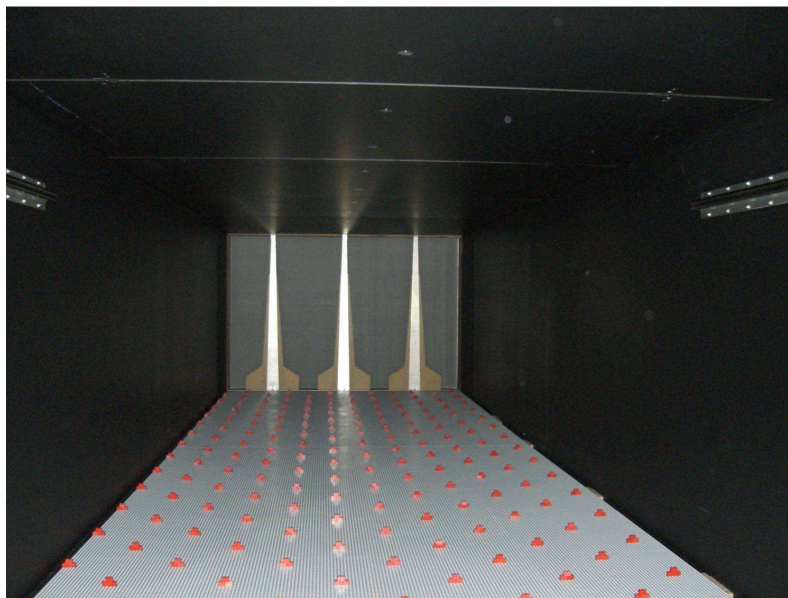


Abbildung 3.4 Anströmungsbereich im Windkanal „BLASIUS“ für die „mäßig raue“ Grenzschicht.

Desweiteren ist zu bedenken, dass es sich, im Gegensatz zur Natur, bei der Strömung im Labor um eine Kanalströmung handelt. Das heißt, das Strömungsfeld ist neben dem Boden auch durch Seitenwände und eine Decke begrenzt.

Diese Begrenzung kann zur Verfälschung der Messergebnisse führen, da es entlang der Mess-Strecke zur Beschleunigung, bzw. Verzögerung der Strömung durch entstehende Druckgradienten kommen kann. Dies hat wiederum zur Folge, dass sich innerhalb des Strömungsfeldes keine „constant flux layer“ ausbilden kann.

Aus diesem Grund sollte für die dimensionslosen Druckgradienten p^* nach VDI 3783/12 am oberen Rand der Grenzschicht gelten:

$$p^* = \frac{\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \delta}{\frac{\rho}{2} \cdot u_{1\delta}^2} \leq 0.05 \quad (3.4)$$

Hierbei bezeichnet δ die Höhe der Grenzschicht, ρ die Dichte der Luft und $u_{1\delta}$ die Strömungsgeschwindigkeit am oberen Rand der modellierten Grenzschicht. Die Minimierung des Druckgradienten p^* ist durch eine Verstellung der Deckenhöhe des Kanals entlang der Hauptströmung möglich. Auf diese Weise lässt sich auch die Bildung einer „constant flux layer“ erzielen.

Die räumliche Begrenzung des Windkanals hat außerdem zur Folge, dass die Strömung einem Hindernis (z.B. in der Form eines Stadtmodells) nicht wie in der Natur gegebenenfalls ausweichen kann. Solche Hindernisse stellen für den Strömungsquerschnitt eines Kanals stets eine Versperrung dar, deren Grad Φ wie folgt bestimmt wird:

$$\Phi = \frac{A_{Modell}}{A_{Windkanal}} \quad (3.5)$$

Während $A_{Windkanal}$ den Strömungsquerschnitt des Windkanals bezeichnet, steht A_{Modell} für die Projektionsfläche des gesamten Modells auf $A_{Windkanal}$. Laut VDI 3783/12 soll der Versperrungsgrad Φ für geschlossene Versuchsstrecken nicht mehr als 0.05, also 5% betragen. Sollte der Grad der Versperrung die 5% überschreiten, muss dies versuchstechnisch über eine Vergrößerung des Strömungsquerschnitts $A_{Windkanal}$ ausgeglichen werden. Erreicht wird dies durch eine höhere Einstellung der Kanaldecke im Modellbereich.

3.1.3 Kriterien zur Überprüfung einer modellierten Grenzschichtströmung auf Naturähnlichkeit

Nachdem geklärt ist, dass die naturähnliche Abbildung turbulenter Strömungs- und Transportprozesse im Windkanal prinzipiell möglich ist, muss vor jeder Messkampagne im Labor sichergestellt werden, dass diese Ähnlichkeit auch gegeben ist. Daher soll nun auf die im EWTL der Universität Hamburg an eine naturähnlich modellierte Grenzschicht gestellten Kriterien eingegangen werden. Zur Veranschaulichung erfolgt die Dar-

stellung am Beispiel einer Grenzschichtströmung, die im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms ‚MetStröm‘ als Teil der vorliegenden Dissertation modelliert wurde. Nach der VDI Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 handelt es sich hierbei um eine mäßig raue Grenzschicht im Maßstab 1:500. Modelliert wurde die Strömung im kleineren der beiden Grenzschichtwindkanäle „BLASIUS“ des EWTl. Dieser Kanal ist für die Modellierung von Grenzschichtströmungen unter neutraler Schichtung geeignet. Es sei angemerkt, dass sich bei der Modellierung dieser Grenzschichtströmung kein Modell im Sinne einer eingebauten Stadt- oder Geländegeometrie im Windkanal befand. Der Boden des Modellgebietes ist wie der Bereich der Anströmung, nur mit den zur Grenzschichtmodellierung benötigten Rauigkeitselementen bedeckt.

Bevor im Folgenden auf die einzelnen Ähnlichkeitskriterien eingegangen wird, soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass der Maßstab bei der naturähnlichen Modellierung einer Grenzschichtströmung eine zentrale Rolle spielt. Ist ein Kriterium für einen bestimmten Maßstab nicht erfüllt, kann das für einen anderen Maßstab durchaus der Fall sein, und umgekehrt. Letztendlich ist es die Aufgabe des Modellierers, eine Grenzschichtströmung zu generieren, für die alle Kriterien unter einem gemeinsamen Maßstab bestmöglich erfüllt sind. So steht vor der Grenzschichtmodellierung in der Regel nur ein, durch die Geometrie des verwendeten Windkanals vorgegebener, Maßstabsbereich fest. Der genaue physikalische Maßstab der modellierten Grenzschichtströmung ist ein Ergebnis der Grenzschichtmodellierung selbst.

Im Rahmen der Qualitätsprüfung modellierter Grenzschichten muss zunächst sichergestellt werden, dass die Strömung beim Eintritt in das Modellgebiet horizontale Homogenität aufweist. Hierzu reicht es nicht aus nachzuweisen, dass die Grenzschichtströmung einen Gleichgewichtszustand erreicht hat und sich somit die Form des zeitlich gemittelten vertikalen Windprofils in Hauptströmungsrichtung nicht weiter ändert. Es muss zusätzlich gezeigt werden, dass die Strömung lateral homogen verläuft. In *Abbildung 3.5* sind für die modellierte Grenzschicht die zeitlich gemittelten Lateralprofile der mit der Referenzwindgeschwindigkeit u_{ref} normierten Hauptströmungskomponente u_1 in 55 m und 100 m Höhe (Naturmaßstab) dargestellt. Die an den Messwerten angetragenen Streubalken repräsentieren die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Zusätzlich zu den Messwerten sind die aus ihnen berechneten Mittelwerte (durchgezogene Linien) sowie die 99.7 % - Konfidenzintervalle (gestrichelte Linien) für die beiden Messhöhen abgebildet. Wie zu erwarten, weisen die Messwerte der beiden Lateralprofile eine Streuung um den jeweiligen Mittelwert auf. Da jedoch für beide Höhen alle Messwerte innerhalb des 99.7 % - Konfidenzintervalls liegen (entspricht einer Abweichung von ± 3 bis 4 %), kann die Strömung dennoch als lateral homogen betrachtet werden.

Als nächster Schritt der Qualitätsprüfung wird das zeitgemittelte, komponentenaufgelöste Vertikalprofil der Windgeschwindigkeit betrachtet, das an mehreren repräsentativen Positionen am Einströmrand des Modellgebietes gemessen wird:

Die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit $\bar{u}_1(z)$ in Hauptströmungsrichtung hängt sowohl von der Höhe ($z = x_3$) als auch von der Rauigkeit des überströmten Kanalbodens ab. Bei nahezu neutraler Schichtung wird das Vertikalprofil $\bar{u}_1(z)$ näherungsweise durch einen Potenzansatz beschrieben:

$$\frac{\bar{u}_1(z)}{\bar{u}_{ref}} = \left(\frac{z - d_0}{z_{ref} - d_0} \right)^\alpha \quad (3.6)$$

Hierbei gelten folgende Bezeichnungen:

α Profilexponent [-]

z Höhe über Grund [m]

z_{ref} Referenzhöhe [m]

$\bar{u}_{ref}$ zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in Hauptwindrichtung in der Referenzhöhe z_{ref} [m/s]

d_0 Nullpunktverschiebung (Verdrängungsdicke) [m]

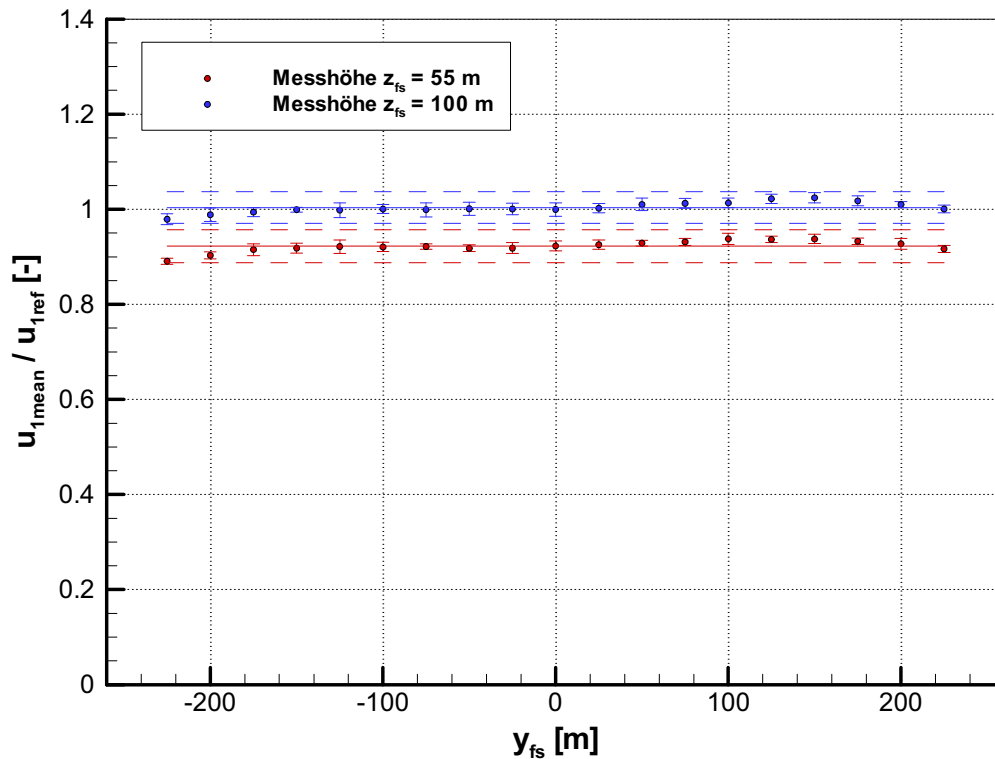


Abbildung 3.5 Laterale Windprofile der im Windkanal „BLASIUS“ modellierten Grenzschicht für 55 m und 100 m Höhe (Naturmaßstab).

Die Nullpunktverschiebung dient der Korrektur des durch die Form und Packungsdichte der Bodenrauigkeiten verursachten vertikalen Versatzes des Geschwindigkeitsprofils. Innerhalb der Prandtl-Schicht verlangen die Qualitätsrichtlinien des EWTL zur Beschrei-

bung des vertikalen Windprofils die möglichst genaue Übereinstimmung mit dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz (vgl. (2.11)):

$$\frac{\bar{u}_1(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln\left(\frac{z - d_0}{z_0}\right) \quad (3.7)$$

Hierbei bezeichnet u_* die Wandschubspannungsgeschwindigkeit in Metern pro Sekunde, κ die dimensionslose von-Karman-Konstante (≈ 0.4) und z_0 die Rauigkeitslänge in Metern. Um jedoch den Verlauf des zeitlich gemittelten vertikalen Windprofils innerhalb der Prandtl-Schicht untersuchen zu können, ist es zunächst nötig, die vertikale Ausdehnung der Prandtl-Schicht zu bestimmen. Als Charakteristikum hierfür eignet sich der zeitlich gemittelte vertikale Impulsfluss $\overline{u_1' u_3'}$, der innerhalb der Prandtl-Schicht höhenunabhängig ist. In *Abbildung 3.6* ist das räumlich gemittelte Vertikalprofil von $-\overline{u_1' u_3'}$ für die im Rahmen dieser Arbeit modellierte Windgrenzschicht dargestellt.

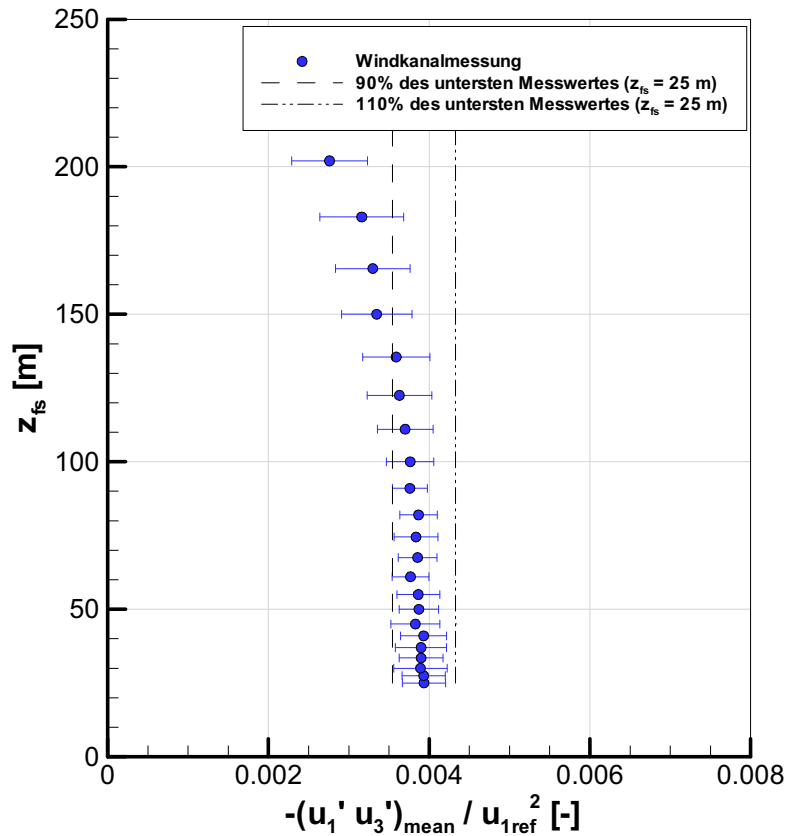


Abbildung 3.6 Höhenprofil der vertikalen turbulenten Flüsse für die im Windkanal „BLASIUS“ modellierte Grenzschicht.

Die Konstanz von $\overline{u_1' u_3'}$ innerhalb der Prandtl-Schicht wird nach Snyder [1981] so ausgelegt, dass die vertikalen turbulenten Flüsse innerhalb der Prandtl-Schicht um maximal 10 % von ihren bodennah gemessenen Werten abweichen. In *Abbildung 3.6* ist dieser Toleranzbereich durch die beiden senkrecht verlaufenden Linien gekennzeichnet, die 90 % bzw. 110 % des in 25 m Höhe (Naturmaßstab) gemessenen Wertes für $-\overline{u_1' u_3'}$ repräsentieren. Wie zu erkennen ist, liegen die im Windkanal gewonnenen Messwerte für $-\overline{u_1' u_3'}$ bis zu einer Höhe von etwa 135 m (Naturmaßstab) innerhalb des ermittelten Toleranzbereichs. Allerdings weist das Vertikalprofil von $-\overline{u_1' u_3'}$ ab einer Höhe von bereits 100 m einen deutlichen Trend zu betragsmäßig niedrigeren Werten auf. Die modellierte Prandtl-Schicht weist daher eine Höhe von ca. 100 m im Naturmaßstab auf.

Das Vertikalprofil von $\bar{u}_1(z)$ innerhalb der ermittelten Prandtl-Schicht ist in *Abbildung 3.7* dargestellt. Die Höhe z ist wieder im Naturmaßstab angegeben. Die Einteilung von Grenzschichtströmungen in unterschiedliche Rauigkeitsklassen findet nach VDI 3783/12 auf der Grundlage des Profilexponenten α und der Rauiglänge z_0 statt.

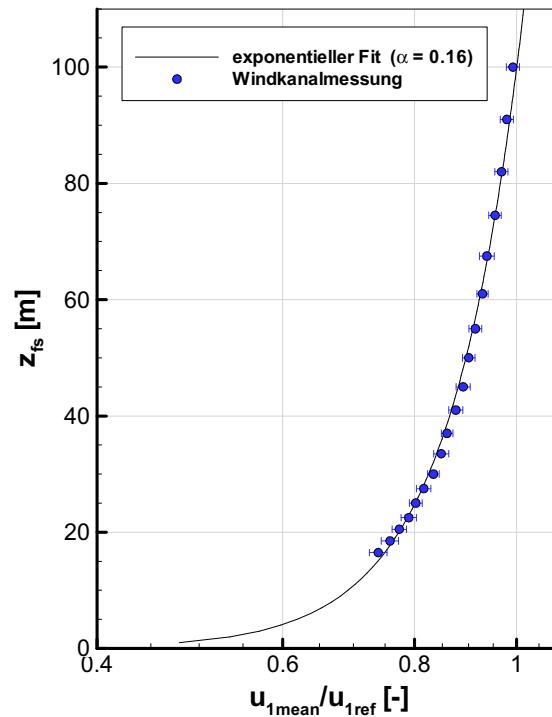


Abbildung 3.7 Vertikalprofil von $\bar{u}_1(z)$ für die im Windkanal „BLASIUS“ modellierte Grenzschicht.

Die vorliegende Grenzschicht weist einen Profilexponenten von $\alpha = 0.16$ auf. Die Rauiglänge z_0 beträgt im Naturmaßstab 0.08 m. Die Grenzschicht wird somit einem mäßig rauen Geländetyp (Grasland, Ackerfläche) zugeordnet. Aufschluss über die physikalische Konsistenz einer modellierten Grenzschichtströmung gibt das Verhältnis des

Profillexponenten α zur Rauigkeitslänge z_0 . Diese beiden Größen stehen in einem funktionalen Zusammenhang, der von Panofsky et al. [1960], Davenport [1963 und 1967], Helliwell [1970] und der ESDU [1972] jeweils auf der Basis von Naturdaten ermittelt wurde. Ausgehend von diesen Arbeiten leitete Counihan [1975] den in *Abbildung 3.8* dargestellten Zusammenhang zwischen α und z_0 her.

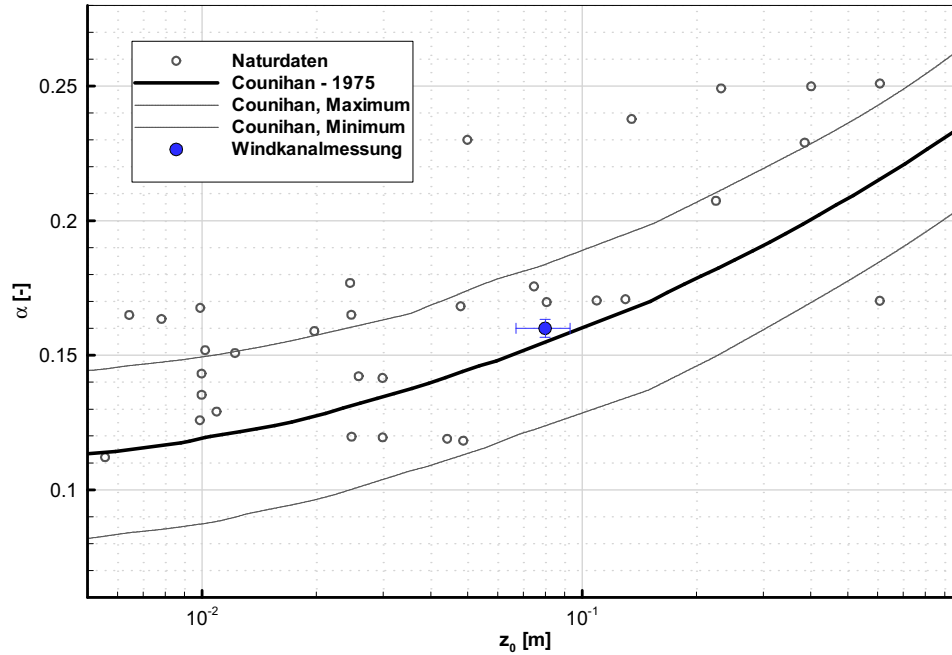


Abbildung 3.8 Von Counihan bestimmter Zusammenhang zwischen dem Profillexponenten α und der Rauigkeitslänge z_0 .

Desweiteren zeigt *Abbildung 3.8*, dass das Verhältnis von α zu z_0 (Naturmaßstab) für die modellierte Grenzschicht zwar von dem funktionalen Zusammenhang nach Counihan abweicht, aber deutlich innerhalb des von Counihan angegebenen Toleranzbereichs liegt.

Ist das zeitlich gemittelte vertikale Windprofil in sich stimmig, so folgt die Überprüfung der Grenzschichtströmung hinsichtlich ihrer Turbulenzeigenschaften. Wie die zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit, unterliegen auch die Turbulenzintensitäten aller drei Geschwindigkeitskomponenten einer vertikalen Verteilung. Die Turbulenzintensität $I_{u_i}(z)$ einer Windkomponente u_i in der Höhe z ist definiert als der Quotient aus der Standardabweichung $\sigma_{u_i}(z)$ und der zeitlich gemittelten Windgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung $\bar{u}_1(z)$:

$$I_{u_i}(z) = \frac{\sigma_{u_i}(z)}{\bar{u}_1(z)} \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, \quad (3.8)$$

wobei sich die Standardabweichungen $\sigma_{u_i}(z)$ innerhalb der bodennahen Atmosphäre (Prandtl-Schicht) näherungsweise wie $\sigma_{u_1}:\sigma_{u_2}:\sigma_{u_3} = 1:0.75:0.5$ verhalten (Lumley, Panofsky [1964]; Arya [1982]). Die Turbulenzintensität ist generell umso höher, je rauer die Grenzschicht ist. In *Abbildung 3.9* ist für die modellierte Grenzschicht das Vertikalprofil der Turbulenzintensität der Komponente in Hauptströmungsrichtung $I_{u_1}(z)$ umgerechnet auf den Naturmaßstab dargestellt. Wie man sieht liegt das Vertikalprofil von $I_{u_1}(z)$ nicht nur innerhalb des nach VDI Richtlinie als „mäßig rau“ klassifizierten Bereichs, sondern entspricht in seiner Form auch dessen vertikalem Verlauf.

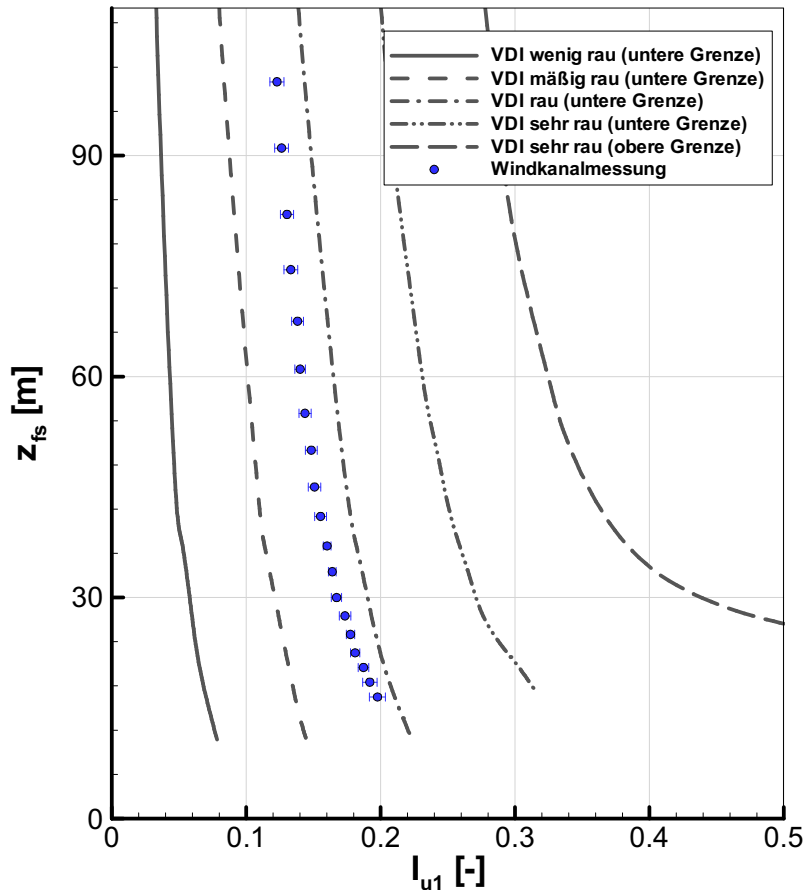


Abbildung 3.9 Vertikalprofil der Turbulenzintensität $I_1(z)$ für die im Windkanal „BLASIUS“ modellierte Grenzschicht sowie die nach VDI-Richtlinie 3783/12 (2000) angegebenen Rauigkeitsbereiche.

Wiederum auf der Basis von Naturmessungen wurde von Counihan [1975] eine funktionale Abhängigkeit der Turbulenzintensität in einer bestimmten Höhe von der Rauigkeitslänge z_0 bestimmt. Diese Referenzhöhe sollte hoch genug gewählt werden, um eine lokale Beeinflussung durch einzelne Rauigkeiten zu vermeiden, jedoch auch gleichzeitig gering genug sein, um für die Rauigkeit des jeweiligen Geländetyps noch strömungsphysikalisch repräsentativ zu sein. Aus diesem Grund wurde die Referenzhöhe von Counihan auf 30 m gesetzt. Der von Counihan [1975] empirisch ermittelte funktionale Zusammenhang zwischen der Rauigkeitslänge z_0 und der Turbulenzintensität I_{u_1} in 30 m Höhe ist zusammen mit Naturdaten in *Abbildung 3.10* dargestellt. Außerdem ist zu erkennen, dass das Verhältnis der im Windkanal modellierten Rauigkeitslänge z_0 (Naturmaßstab) zur Turbulenzintensität $I_{u_1}(z = 30 \text{ m})$ (Naturmaßstab) zwar etwas von Counihans empirischer Kurve abweicht, aber noch innerhalb des Streubereiches der Naturdaten liegt.

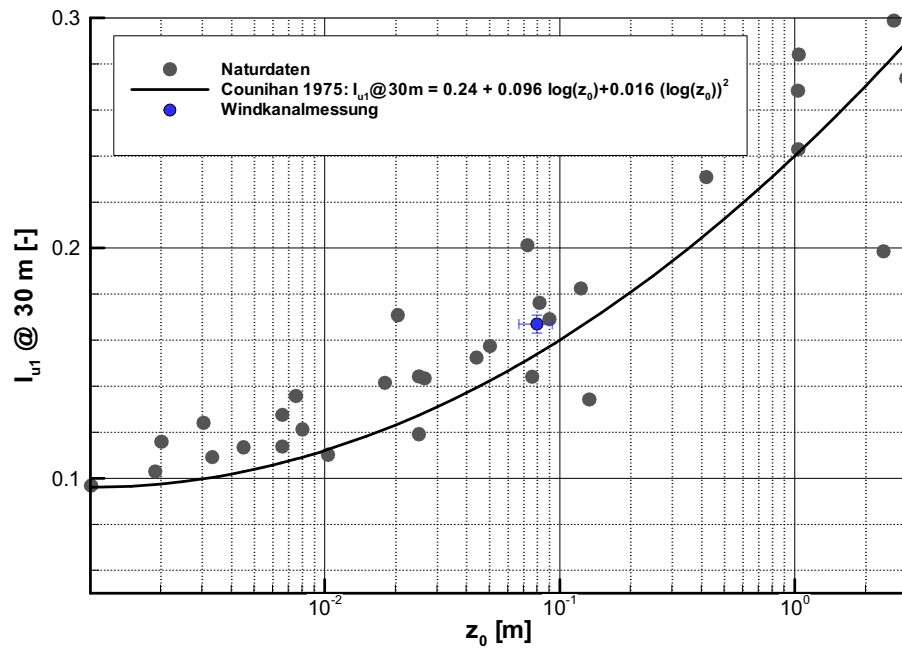


Abbildung 3.10 Funktionaler Zusammenhang zwischen der Turbulenzintensität der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung in 30 m Höhe und der Rauigkeitslänge z_0 nach Counihan [1975].

Ist sichergestellt, dass die vertikale Verteilung der Turbulenzintensitäten den aus Naturdaten empirisch ermittelten Abhängigkeiten entspricht, erfolgt die Überprüfung der integralen Längenmaße der Turbulenz. Das integrale Längenmaß $L_{u_1 x_1}$ ist ein charakteristisches Maß für die großen energiereichen Wirbel einer turbulenten Strömung und weist, ebenso wie die mittlere Windgeschwindigkeit der Hauptströmung und die Turbulenzintensitäten, eine vertikale Verteilung auf. Während auf die genaue Berechnung der $L_{u_1 x_1}$

in Kapitel 4 über das Analyseprogramm für Strömungszeitserien eingegangen wird, erfolgt die Bewertung an dieser Stelle rein qualitativ:

Die Größe der integralen Längenmaße hängt sowohl von der Oberflächenbeschaffenheit des überströmten Untergrundes als auch von der Höhe des Messortes über Grund ab. Je rauer der Untergrund ist, umso turbulenter ist die Strömung und umso geringer ist die charakteristische Wirbelgröße. Desweiteren nehmen die Wirbelgrößen innerhalb der Prandtlschicht mit zunehmender Höhe über Grund zu. Es war wieder Counihan, der 1975 auf der Basis von Naturdaten zwischen den Wirbelgrößen, der Bodenrauigkeit sowie der Höhe einen funktionalen Zusammenhang ableitete. Dargestellt ist dieser gemeinsam mit den im Windkanal ermittelten Wirbelgrößen der modellierten Grenzschicht sowie Ergebnissen aus Feldmessungen in *Abbildung 3.11*. Wie zu erkennen ist, weichen die Windkanalergebnisse für die mit einer Rauigkeitslänge von $z_0 = 0.08 \text{ m}$ als „mäßig rau“ kategorisierten Grenzschicht nicht wesentlich von der Zielfunktion für $z_0 \approx 0.1 \text{ m}$ ab.

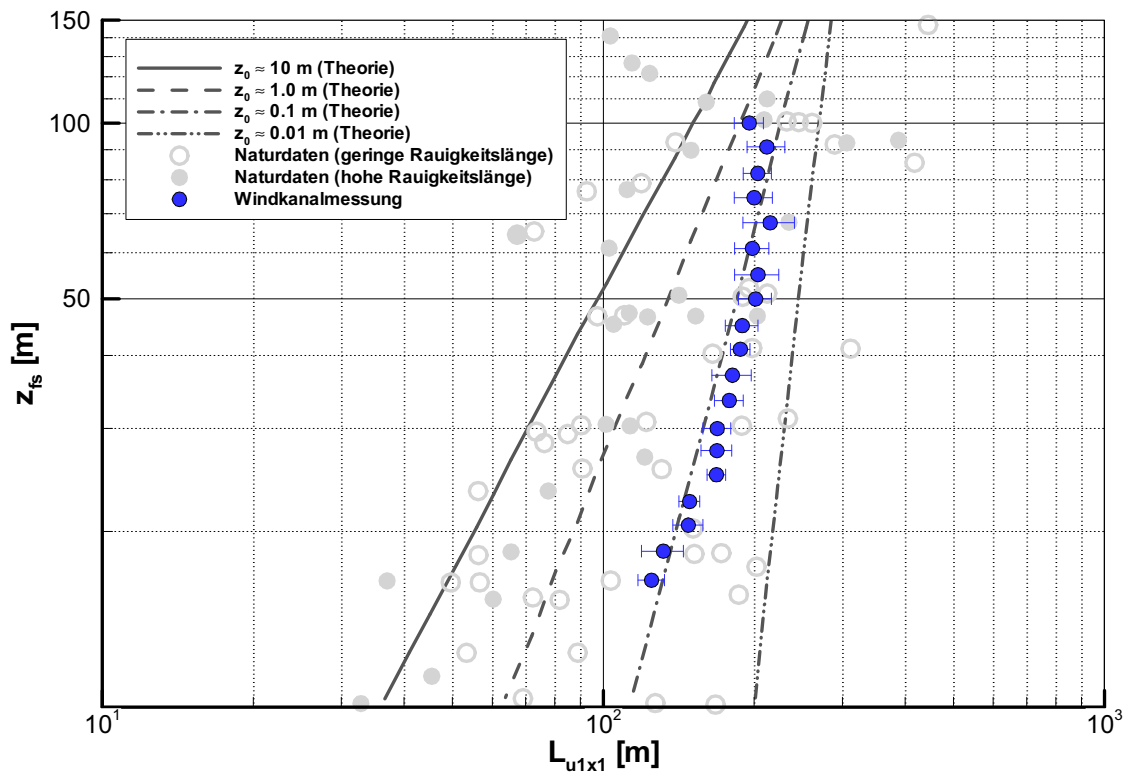


Abbildung 3.11 Funktionaler Zusammenhang zwischen dem integralen Längenmaß L_{u1x1} und der Höhe z sowie der Rauigkeitslänge z_0 nach Counihan [1975].

Desweiteren ist zu überprüfen, ob die spektrale Verteilung der kinetischen Energie der Turbulenz im Windkanalexperiment naturähnlich abgebildet wird. Nach VDI Richtlinie

kann diese Verteilung für den mikrometeorologischen Frequenzbereich durch Ansätze folgender Form angenähert werden:

$$\frac{f \cdot S_{u_1 u_1}(f, z)}{\sigma_{u_1}^2(z)} = \frac{a_1 \cdot f_{red}}{(a_5 + a_2 \cdot f_{red}^{a_3})^{a_4}} \quad (3.9)$$

Hierbei sind:

f	Frequenz der Geschwindigkeitsfluktuationen
$S_{u_1 u_1}(f, z)$	Spektrale Dichteverteilungsfunktion der u_1 -Komponente
f_{red}	reduzierte Frequenz
$a_1 \dots a_5$	Approximationskonstanten
$\sigma_{u_1}^2(z)$	Standardabweichung des Schwankungsanteils der Komponente u_1

In *Abbildung 3.12* ist die normierte spektrale Dichteverteilung der turbulent kinetischen Energie für die u_1 -Komponente der modellierten Grenzschichtströmung dargestellt.

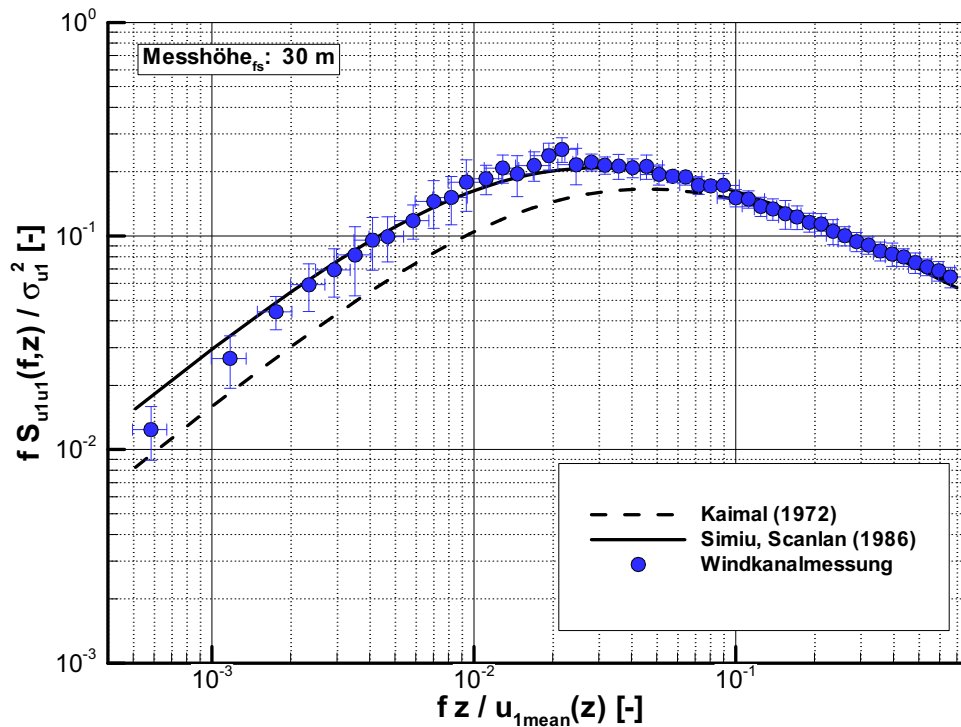


Abbildung 3.12 Räumlich gemittelt normiertes Spektrum der Energiedichte für die u_1 -Komponente der im Windkanal „BLASIUS“ modellierten Grenzschichtströmung, berechnet aus Messungen in 30 m Höhe (Naturmaßstab).

Das abgebildete Spektrum basiert auf einer räumlichen Mittelung neun einzelner Spektren, die aus u_1 -Messungen in 30 m Höhe (Naturmaßstab) berechnet wurden. Die Unsicherheit aufgrund dieser Mittelung ist in Form der horizontal und vertikal an die Datenpunkte angebrachten Streubalken quantifiziert. Wie zu erkennen ist, weist das experimentell ermittelte Spektrum für den Bereich $fz/\bar{u}_1 = 0.002$ bis 0.7 eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Energiedichtespektrum von Simiu & Scanlan [1986] auf.

Zusätzlich zu den bereits genannten Kriterien zur Qualitätsprüfung modellierter Grenzschichten muss gezeigt werden, dass am Einströmrund des Modellgebietes die Richtungsänderungen des horizontalen Windvektors nicht von den Seitenwänden des Windkanals beeinflusst werden. Um dies zu überprüfen, werden die Häufigkeitsverteilungen der lateralen Windrichtungsfluktuationen auf ihre symmetrische Form und ihr nach beiden Seiten gleichmäßig abfallendes Verhalten untersucht. In *Abbildung 3.13* sind die normierten Häufigkeitsverteilungen der lateralen Windrichtungsfluktuationen für vier unterschiedliche Höhen dargestellt. Im Gegensatz zu den vorhergehenden Graphiken in diesem Abschnitt basiert die *Abbildung 3.13* auf Messungen innerhalb einer als „sehr rau“ eingestuften Grenzschichtströmung, die im Windkanal „WOTAN“ modelliert wurde. Wie zu erkennen ist, werden die Häufigkeitsverteilungen mit zunehmender Höhe schlanker, was auf die abnehmende Turbulenzintensität zurückzuführen ist.

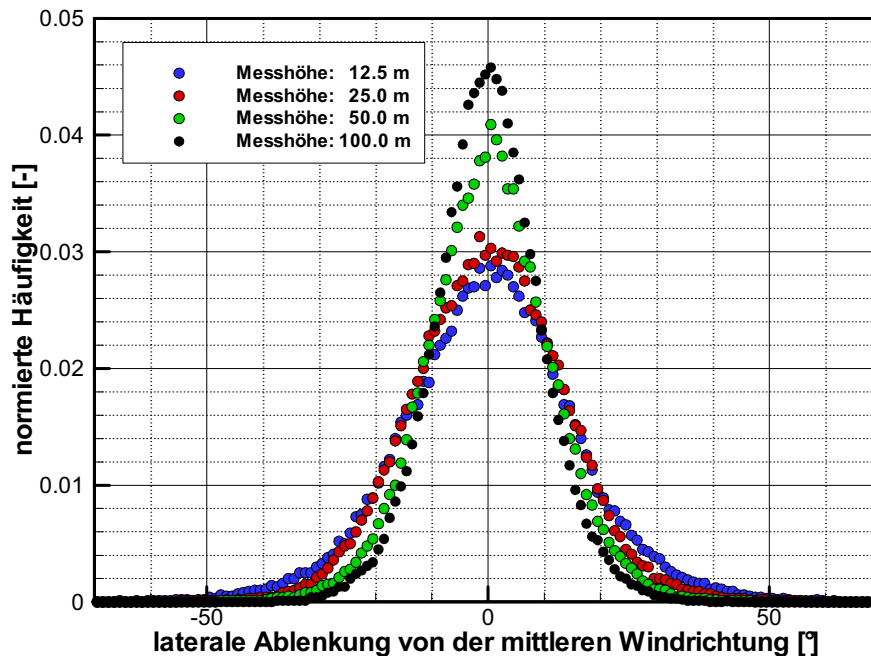


Abbildung 3.13 Häufigkeitsverteilungen der lateralen Windrichtungsfluktuationen in vier verschiedenen Messhöhen (Datengrundlage: sehr raue Grenzschichtströmung im Windkanal „WOTAN“).

3.2 Messtechnik

Ohne detaillierter auf die unterschiedlichen Versuchsaufbauten für Strömungs- und Konzentrationsmessungen einzugehen, werden in diesem Abschnitt die bei der Datengewinnung verwendeten Instrumente und Messverfahren vorgestellt. Während sowohl bei Strömungs- als auch bei Konzentrationsmessungen ein Prandtl-Rohr zur Bestimmung der Referenz-Windgeschwindigkeit verwendet wird, können die eigentlichen Strömungsmessungen innerhalb des Modellgebietes mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers (LDA) oder eines Partikel Image Velocimeters (PIV) realisiert werden. Konzentrationsmessungen werden mit Flammen-Ionisations-Detektoren (FID) durchgeführt. Während in der Regel ein Fast-FID direkt im Modellgebiet zur Erfassung von Spurengaskonzentrationen mit hoher zeitlicher Auflösung innerhalb der sich ausbreitenden Wolke eingesetzt wird, dient ein Standard-FID zur Messung der Hintergrundkonzentration des Tracer-Gases. Daher ist das Standard-FID bei Konzentrationsmessungen stets weit stromaufwärts vor der Quelle positioniert. Das Fast-FID ist, ebenso wie das LDA bei Strömungsmessungen, normalerweise an einer Traversiereinrichtung angebracht, die eine Positionierung der Sonden mit einer Genauigkeit von 0,1 mm ermöglicht. Das Prandtl-Rohr hingegen befindet sich innerhalb der Anströmung des Modellgebietes an einer ortsfesten Position.

3.2.1 Prandtl-Rohr

Beim Prandtl-Rohr handelt es sich um eine pneumatische Sonde, die innerhalb einer Strömung sowohl den statischen als auch den Gesamtdruck misst. Sie dient der Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten. Betrachtet man ein strömendes Fluid, so ist nach dem Gesetz von Bernoulli der Gesamtdruck p_g an einem Ort innerhalb des Fluids gleich der Summe aus dem statischen Druck p_{st} und dem dynamischen Druck p_{dy} . Mit der Fluid-Dichte ρ und der Strömungsgeschwindigkeit u_1 gilt für den dynamischen Druck:

$$p_{dy} = \rho \frac{u_1^2}{2} \quad (3.10)$$

Somit ergibt sich für den Gesamtdruck:

$$p_g = p_{st} + p_{dy} = p_{st} + \rho \frac{u_1^2}{2} \quad (3.11)$$

Löst man diese Gleichung nach der Strömungsgeschwindigkeit u_1 auf, so erhält man:

$$u_1 = \sqrt{2 \frac{p_g - p_{st}}{\rho}} \quad (3.12)$$

Durch gleichzeitige Messung des gesamten und des statischen Drucks lässt sich folglich als Differenz der beiden der dynamische Druck und somit auch die Strömungsgeschwindigkeit u_1 berechnen. Während der Gesamtdruck durch eine Öffnung in der Sondenspitze gemessen wird, die entgegengesetzt zur Strömungsrichtung zeigt, wird der statische Druck durch seitliche Schlitze senkrecht zur Strömungsrichtung erfasst. Das Messprinzip eines Prandtl-Rohrs ist in *Abbildung 3.14* dargestellt.

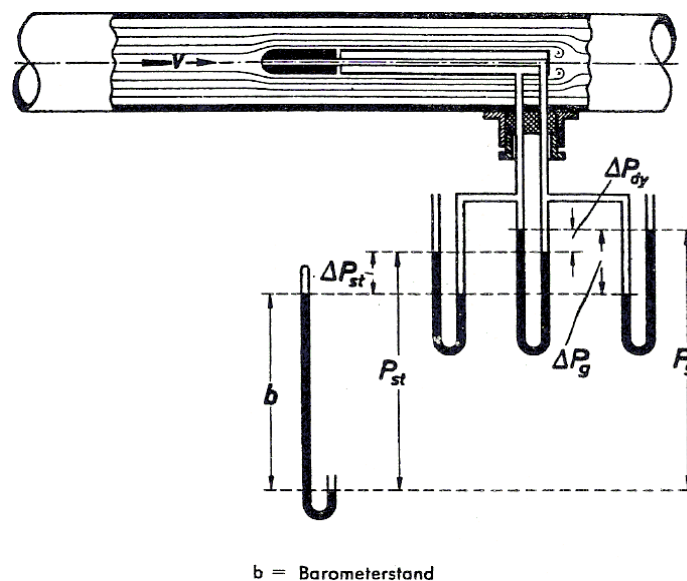


Abbildung 3.14 Messprinzip eines Prandtl-Rohrs (W. Bohl, 1998).

3.2.2 Laser-Doppler-Anemometer (LDA)

Bei der Untersuchung von Strömungen im Labor ist darauf zu achten, dass die Strömung am und in der näheren Umgebung des Messortes nicht durch die Messapparatur selbst gestört wird. Es sind daher berührungslose Messverfahren vorzuziehen. Ein solches Messverfahren bietet die Laser-Doppler-Anemometrie. Aus diesem Grund verfügt das EWTl der Uni Hamburg über mehrere Laser-Doppler-Anemometer (LDA). Strömungsmessungen werden mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung grundsätzlich mit mindestens einem 2D-LDA durchgeführt.

Das Messprinzip eines LDAs basiert auf dem Dopplereffekt. Dieser besagt, dass zwischen empfangener und gesendeter Frequenz einer jeden Welle eine Verschiebung beobachtet wird, sobald Sender und Empfänger eine Relativbewegung zueinander durchführen. Als Welle dient beim LDA das vom Laser emittierte kohärente, monochromatische

Licht. Quelle und Empfänger hingegen wechseln. Der Dopplereffekt tritt beim LDA zweimal auf. Zunächst dient der Laser als stationäre Quelle und ein mit der Strömung ohne Schlupf verdriftendes Nebeltröpfchen als bewegter Empfänger. An diesem Nebeltröpfchen kommt es zu einer Streuung des Laserlichts, weshalb es nun als bewegte Quelle fungiert. Die LDA-Sonde dient wiederum als stationärer Empfänger. Das Messprinzip des LDAs ist in *Abbildung 3.15* schematisch dargestellt.

Bei einem LDA werden von einem Argon-Ion Laser über die LDA-Sonde zwei kohärente Laserstrahlen emittiert. Dieses Strahlenpaar hat seinen Ursprung in einem einzelnen Laserstrahl, der mit Hilfe einer Bragg-Zelle aufgespalten wird. Die beiden Strahlen sind so ausgerichtet, dass sie sich unter der Aufspannung eines Rotationsellipsoides schneiden, das das sogenannte Messvolumen bildet. Hierbei kommt es zur Bildung eines ebenen Interferenzmusters, das bei kohärenten Laserstrahlen gleicher Wellenlänge stationär ist.

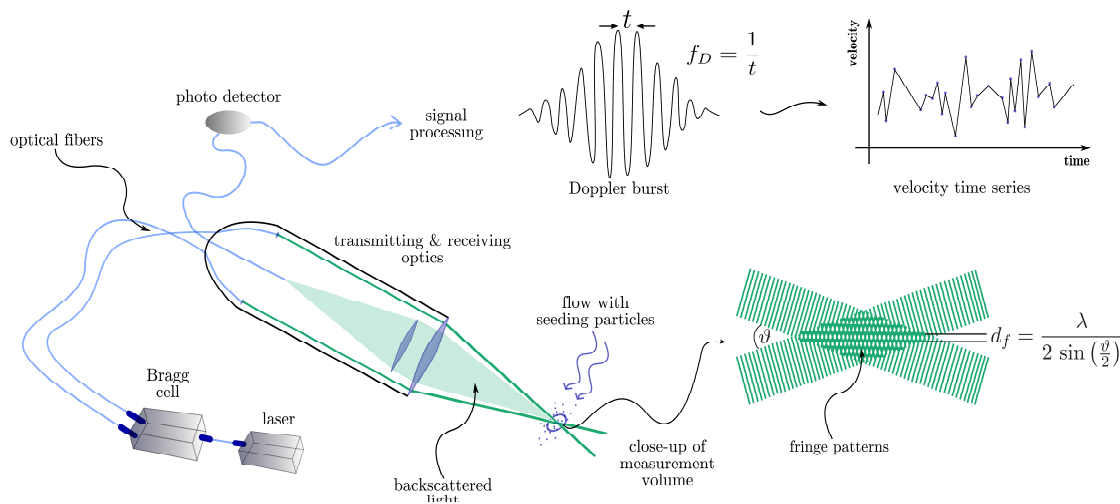


Abbildung 3.15 Messprinzip eines Laser-Doppler-Anemometers (LDA)
(aus Hertwig [2009], nach Jensen [2004]).

Durchquert ein durch Seeding der Strömung beigefügtes Nebeltröpfchen das Messvolumen, wird das Laserlicht an ihm gestreut. Das gestreute Licht ist gegenüber dem einfallenden Licht in seiner Frequenz verschoben. Das Streulichtsignal wird als „Doppler-Burst“ bezeichnet, anhand dessen Frequenz sich die Geschwindigkeit der Partikel senkrecht zu den Interferenzstreifen bestimmen lässt. Das von den Partikeln zurückgestreute Licht wird von der LDA-Sonde empfangen und über eine Lichtleitfaser zum Photodetektor geleitet. Entscheidend für das Verfahren der Laser-Doppler-Anemometrie ist, dass der Strömung im angemessenen Maße Partikel zugeführt werden. Dies geschieht mit Hilfe einer Nebelmaschine. Hieraus resultiert eine Abhängigkeit der Datenrate von der Dichte an zur Rückstreuung zur Verfügung stehender Partikel. Folglich liefern Strömungsmessungen, die mit einem LDA durchgeführt wurden, Zeitserien, die keine konstante Datenrate aufweisen. Wie in Kapitel 4 dargestellt, hat dies wiederum zur Folge, dass diese Zeitserien später für bestimmte Analyseverfahren (wie Autokorrelation und Fast-Fourier-

Transformation) speziell aufbereitet werden müssen. *Abbildung 3.16* zeigt eine LDA-Sonde während einer Messung der horizontalen Windkomponenten. Um den störenden Einfluss der Sonde auf die Strömung zu minimieren, wurde die Sonde horizontal entgegen der Hauptströmungsrichtung ausgerichtet. Um dennoch einen senkrechten Strahlenverlauf zu erhalten, wurde die Sonde mit einem Umlenkspiegel versehen, der sich innerhalb einer nach unten geöffneten und aerodynamisch geformten Kappe befindet.

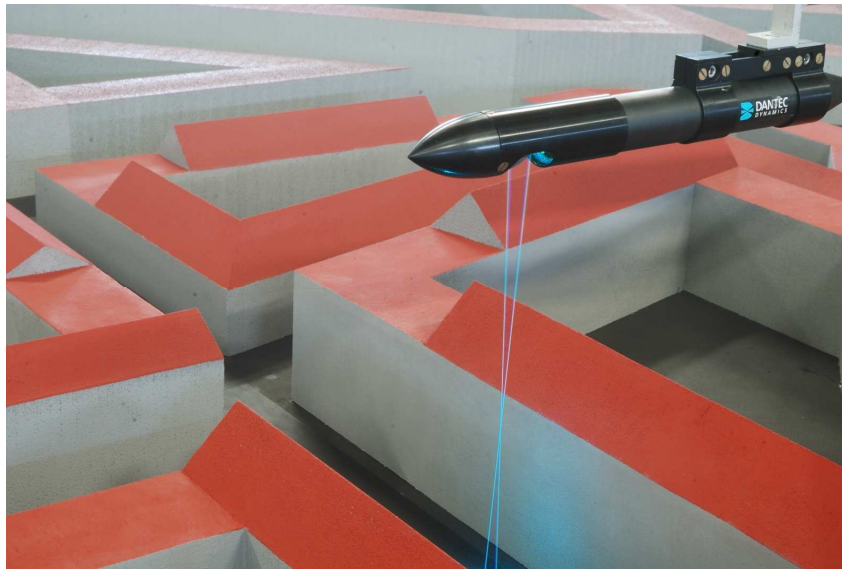


Abbildung 3.16 Laser-Doppler-Anemometer (LDA) im Messbetrieb (mit Umlenkspiegel).

3.2.3 Flammen-Ionisations-Detektor (FID)

Den zentralen Bestandteil sowohl eines Fast- als auch eines Standard-FID stellt eine Brennkammer dar. In ihr wird durch die Zufuhr von Sauerstoff und Wasserstoff eine kohlenwasserstofffreie Flamme erzeugt. Mit Hilfe einer Vakuumpumpe wird im Inneren der Brennkammer ein Unterdruck erzeugt, der das Einstromen von Gasproben in die Brennkammer bewirkt. Dies erfolgt beim Fast-FID über eine dünne Kanüle (siehe *Abbildung 3.17*) und beim Standard-FID über einen Schlauch, an deren Enden sich jeweils eine Düse befindet, über die die Probe in die Brennkammer gelangt. Treten nun zusammen mit der angesaugten Luft auch Spuren des freigesetzten Tracer-Gases (kohlenwasserstoffhaltige Gase wie z.B. Ethan) in die Brennkammer ein, so werden beim Verbrennungsvorgang durch die Freisetzung von Elektronen positiv geladene Ionen erzeugt. Als Folge kann in einem elektrischen Feld ein Strom gemessen werden, wobei eine Sammelelektrode (collector electrode) als Anode und die Brenner-Düse als Kathode dient. Die Stärke des gemessenen Stroms verhält sich dabei proportional zur Masse des verbrannten Tracer-Gases. Auf diese Weise ist es möglich, nach einer Kalibrierung mit Prüfgasen sowohl

die Konzentration des Tracer-Gases im Modellgebiet als auch dessen Hintergrundkonzentration stromaufwärts vom Modellgebiet zu bestimmen. Der Aufbau eines Flammen-Ionisations-Detektors ist in *Abbildung 3.18* schematisch dargestellt.



Abbildung 3.17 Fast-FID im Messbetrieb.

The Flame Ionisation Detector

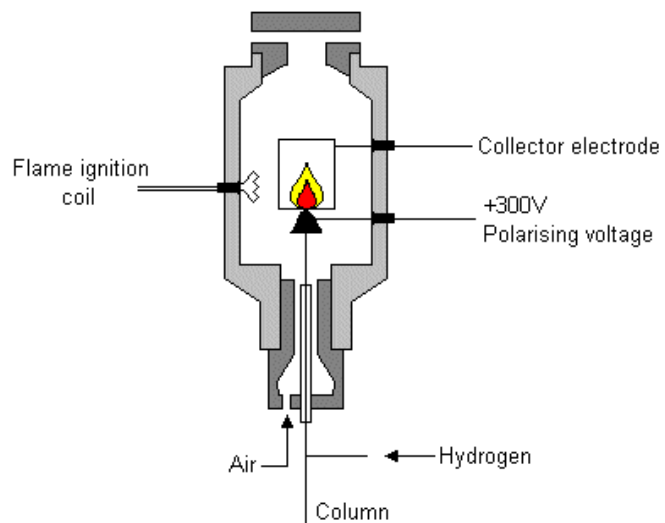


Abbildung 3.18 Schematischer Aufbau eines Flammen-Ionisations-Detektors (FID)
(Quelle: <http://www.shu.ac.uk/schools/sci/chem/tutorials/chrom/gaschrn.htm> ;
Sheffield Hallam University (zuletzt aufgerufen am 27.09.2011)).

Standard- und Fast-FID unterscheiden sich in der zeitlichen Auflösung ihrer Messungen. Dadurch, dass beim verwendeten Fast-FID das Gasgemisch über eine für gewöhnlich etwa 20 cm lange und 0.2 mm dünne (Innendurchmesser) Kanüle direkt in die Brennkammer geführt wird, ist eine Messung der Konzentration mit relativ geringer zeitlicher Verzögerung möglich. Beim Standard-FID hingegen befindet sich die Brennkammer außerhalb des Windkanals, sodass das Gasgemisch erst über einen mehrere Meter langen Schlauch in die Brennkammer gelangt.

Dies führt sowohl zu einem weiteren Vermischen des Tracer-Gases mit der Luft als auch zu einer zeitlichen Verzögerung des Mess-Signals um bis zu 30 s. Mit einem Standard-FID können Konzentrationen mit nur etwa einem Hertz gemessen werden, während mit dem Fast-FID Konzentrationsmessungen mit bis zu mehreren hundert Hertz möglich sind. Auch wenn die zeitliche Verzögerung der Konzentrationsmessung beim Fast-FID mit weniger als einer Sekunde wesentlich geringer ist als beim Standard-FID, so stellt sie dennoch einen systematischen Fehler dar, der bei der späteren Datenaufbereitung und Messdatenauswertung berücksichtigt werden muss. Die Verzögerungszeit ist abhängig von der Länge der Nadel und ihrem Innendurchmesser sowie vom erzeugten Unterdruck. Sie lässt sich also für jede Messkampagne bestimmen und als Parameter im entwickelten Aufbereitungsprogramm für Konzentrationsmessungen angeben.

Kapitel 4

Das Programm zur Analyse von Strömungs-Zeitserien

Einen wesentlichen Bestandteil der vorliegenden Arbeit stellt die Entwicklung, Erprobung und Dokumentation des Software-Programms „FL_ANALYSIS“ zur umfassenden Aufbereitung, Qualitätssicherung und zur Analyse von Strömungsmessdaten dar. Der Datenanalyse zugrunde liegen hierbei Kriterien, die der Qualitätssicherung von LES-Validierungsdaten dienen und bereits im vorangegangenen Kapitel erläutert worden sind. Nach einem zusammenfassenden Überblick über die Struktur des Programms und dessen Bedienung werden die einzelnen Elemente des Programmablaufs ausführlich dargestellt. Hierbei ist der größte Teil der Datenaufbereitung und anschließenden Analyse der Daten gewidmet. Sowohl die ausführliche Dokumentation der vom Programm ausgegebenen Ergebnisdaten als auch deren mögliche Archivierung in einem Referenz-Datensatz für LES-Validierungsdaten (CEDVAL-LES) werden im achten Kapitel dieser Arbeit behandelt.

4.1 Programmstruktur

Die Hauptaufgabe des entwickelten Programms ist die qualitätsgesicherte automatisierte Aufbereitung und Analyse von Strömungs-Zeitserien, die bei Windkanalmessungen mit einem 2D-LDA erzeugt werden. Sowohl die Rohdaten als auch die gewonnenen Ergeb-

nisse werden so aufbereitet und dokumentiert, dass sie auch von Dritten zur Validierung numerischer Modelle genutzt werden können, die Strömungsphänomene auf Grundlage der LES simulieren. Obwohl natürlich auch einzelne Zeitserien mit dem Programm verarbeitet werden können, sieht die versuchstechnische Realität in der Regel anders aus. Da LDA-Strömungsmessungen im Windkanal normalerweise punktweise zeitseriell an unterschiedlichen Orten innerhalb eines bestimmten Mess-Rasters durchgeführt werden, ist es auch sinnvoll, Strömungs-Zeitserien nicht einzeln, sondern für jedes Mess-Raster als Kollektiv systematisch auszuwerten. So müssen beim Starten des Programms sowohl die Anzahl der auszuwertenden Zeitserien als auch die Position der ersten auszuwertenden Zeitserie innerhalb des Mess-Rasters (laufende Nummer) als Parameter übergeben werden. Das Programm durchläuft dann für jede einzelne Zeitserie eine feste Reihenfolge von Funktionen.

Beginnend mit dem Einlesen der Zeitserie müssen die Rohdaten zunächst so aufbereitet werden, dass eine sinnvolle Datenanalyse ermöglicht wird. Hierzu gehört zunächst die Entfernung sogenannter Ausreißer aus der Original-Zeitserie. Also solcher Werte, die außerhalb eines frei definierbaren Vertrauensbereiches um das jeweilige arithmetische Mittel liegen (siehe Abschnitt 4.3.1). Das bereits erläuterte Messprinzip des LDAs hat zur Folge, dass die einzelnen Geschwindigkeitsmessungen einer Zeitserie nicht äquidistant erfolgen. Da jedoch später bei der Datenanalyse mit Hilfe einer FFT (Fast Fourier Transformation) auch Spektren der turbulenten kinetischen Energie berechnet werden sollen, muss genau zu diesem Zwecke mit Hilfe eines "Sample and Hold" Algorithmus eine Version der Zeitserie erzeugt werden, deren Zeitschritt konstant und die somit für eine FFT geeignet ist. Als letzter Schritt der Datenaufbereitung wird die von Ausreißern bereinigte Zeitserie mit Hilfe einer Referenz-Windgeschwindigkeit so skaliert, dass man eine vollständig dimensionslose Zeitserie erhält.

Im Anschluss an die Datenaufbereitung erfolgt eine ausführliche statistische Analyse der Zeitserie. Dabei werden diverse Parameter wie Mittelwert, Standardabweichung, Konfidenzintervall für jede Windkomponente sowohl im Modell- als auch im Naturmaßstab bestimmt. Des Weiteren werden mit Hilfe einer Autokorrelation die integralen Längenmaße der Turbulenz bestimmt und mittels einer FFT die Spektren der turbulenten kinetischen Energie erstellt. Sämtliche Ergebnisse können je nach Bedarf parallel zur Datenanalyse ausgegeben werden. Bei der programmtechnischen Umsetzung wurde großer Wert darauf gelegt, dass sämtliche Daten so aufbereitet und dokumentiert werden, dass sie sofort in einen qualitativ hochwertigen und vollständigen Referenz-Datensatz wie CEDVAL-LES eingefügt werden können. So ist jede Datei mit einem ausführlichen Daten-Header versehen, der für Nutzer der Daten alle relevanten Informationen zur Datenerfassung und Aufbereitung enthält. Des Weiteren sind alle Ergebnisdateien mit Standard-Visualisierungssoftware (z.B. „Tecplot“) kompatibel.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird der bisher nur skizzierte Ablauf des Programms im Einzelnen ausführlich erläutert. Zuvor soll jedoch auf die Bedienung des Programms sowie auf die Eingangsdaten eingegangen werden.

4.2 Bedienung des Programms

Um einen Programmablauf durchzuführen, werden drei verschiedene Arten von Eingabe-Dateien benötigt. Zum einen die zu analysierende Strömungs-Zeitserie, zum anderen die sogenannte „wt-ref“-Datei sowie die Logbook-Info-Datei. Die „wt-ref“-Datei enthält die Ergebnisse der parallel zur LDA-Messung stattfindenden Prandtl-Rohr-Messung. In dieser Datei ist somit für jede LDA-Zeitserie eine Referenz-Windgeschwindigkeit in Form eines Mittelwertes enthalten. Die zu analysierende Zeitserie liegt in Form von Rohdaten im binären Datenformat vor. Die Logbook-Info-Datei enthält wichtige Informationen über die Art der Messung und den Versuchsaufbau, die für die Datenanalyse und Dokumentation von Bedeutung sind.

Der Ablauf des Programms kann durch Steuerparameter beeinflusst werden, die dem Programm beim Starten übergeben werden. Dies kann entweder manuell über die System-Konsole oder über eine Batch-Datei erfolgen. Nachfolgend soll kurz etwas näher auf die Eingabe-Dateien und das Starten des Programms eingegangen werden.

4.2.1 Die binäre LDA-Zeitserie

Die Zeitserie wird nach einer LDA-Strömungsmessung mit der BSA Flow Software (V. 4.10 der Firma Dantec) im binären Datenformat extrahiert. Eine schematische Darstellung des Aufbaus einer binären LDA-Zeitserie liefert die *Abbildung 4.1*. Als Binär-Datei besteht eine LDA-Zeitserie aus vier aufeinanderfolgenden Daten-Blöcken mit ihren zugehörigen Daten-Headern. Allen voran gestellt ist der File-Header der Datei.

File Header
Data Header 1
Data 1: Arrival Time (AT) [ms]
Data Header 2
Data 2: Transition Time (TT) [μs]
Data Header 3
Data 3: first Wind Component (U) [m/s]
Data Header 4
Data 4: second Wind Component (V) [m/s]

Abbildung 4.1 schematischer Aufbau einer binären LDA-Zeitserie
(nach BSA Flow Software, Installation & User's Guide, Dantec Dynamics).

Dieser enthält Informationen über die gesamte Zeitserien-Datei, wie z.B. die Raumkoordinaten des Messortes und die Anzahl der Daten-Blöcke. Der erste Daten-Block enthält die Arrival Time (AT). Sie bezeichnet die Zeit, die ein Partikel seit dem Beginn der Datenerfassung benötigt, um ins Mess-Volumen der sich kreuzenden Laser-Strahlen zu gelangen und ist in Millisekunden angegeben. Die Zeit, die das Partikel zum Durchqueren des Mess-Volumens benötigt wird entsprechend als Transition Time (TT) bezeichnet. Angegeben ist sie in Mikrosekunden. Die übrigen zwei Daten-Blöcke enthalten die beiden gemessenen Geschwindigkeits-Komponenten. Unabhängig davon, welche Komponenten tatsächlich mit dem LDA gemessen wurden, wird die erste Komponente mit „U“ und die zweite Komponente mit „V“ bezeichnet. Beide Wind-Komponenten sind in der Einheit Meter pro Sekunde angegeben.

4.2.2 Die „wt-ref“-Datei

Zu jeder in einem sogenannten Projekt zusammengefassten Strömungsmessung, die in der Regel mehrere Zeitserien umfasst, wird durch die im EWTl entwickelte Mess-Software eine „wt-ref“-Datei erstellt. Ein Beispiel einer solchen Datei zeigt *Abbildung 4.2*. Die erste Zeile dieser ASCII-Datei dient als Header. Sie enthält das Datum und die Uhrzeit, zu der die Mess-Software, in diesem Fall das „wt-ref“-Programm, gestartet wurde. Die nachfolgenden Zeilen sind dann jeweils einer Referenz-Strömungsmessung mit dem Prandtl-Rohr zugeordnet. Diese Messung findet in der Regel vor dem Modellgebiet, im Bereich der Anströmung statt.

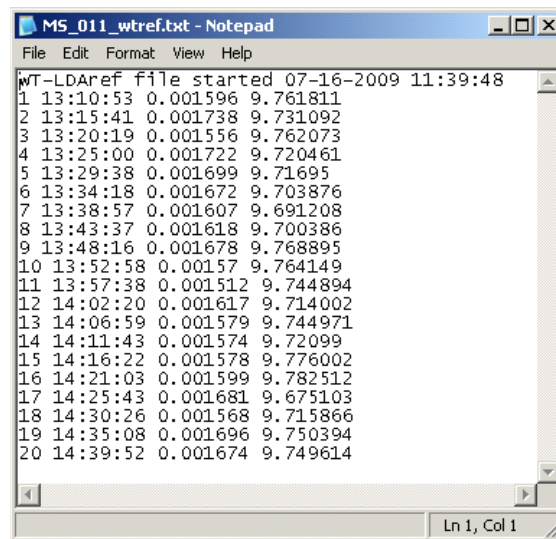


Abbildung 4.2 Beispiel einer „wt-ref“-Datei.

Da die Strömungsmessungen mit LDA und Prandtl-Rohr synchron ablaufen, entspricht die Anzahl der Zeilen in der „wt-ref“-Datei (ohne Header-Zeile) der Anzahl an gemessene-

nen LDA-Zeitserien. Während die ersten drei Spalten lediglich die laufende Nummer (beginnend bei 1), den Start-Zeitpunkt der Messung sowie ein für die weitere Datenverarbeitung nicht relevantes Triggersignal enthalten, ist in der vierten Spalte der mittlere Betrag der u_1 -Komponente abgelegt, die während der LDA-Strömungsmessung mit dem Prandtl-Rohr gemessen wurde. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die „wt-ref“-Datei lediglich die mittlere, mit dem Prandtl-Rohr gemessene Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1_{pt}}$ liefert. Bei dieser handelt es sich im Allgemeinen nicht um die Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1_{ref}}$, die zur Skalierung von Messergebnissen verwendet wird. Bezüglich des Zusammenhangs zwischen $\bar{u}_{1_{pt}}$ und $\bar{u}_{1_{ref}}$ sei an diese Stelle auf die Abschnitte 4.2.4 und 4.3.3 verwiesen.

4.2.3 Die Logbook-Info-Datei

Im regulären Laborbetrieb werden Strömungsmessungen im Rahmen größerer Messkampagnen durchgeführt, die sich über mehrere Tage bis hin zu einigen Monaten erstrecken können. Nun gibt es Parameter, die sich über derartige Zeiträume garnicht, oder zumindest nur selten ändern. Damit aus praktischen Gründen diese nicht bei jedem Programmstart manuell oder über eine Batch-Datei übergeben werden müssen, werden solche Parameter in der sogenannten Logbook-Info-Datei abgelegt. Diese wird bei jedem Programmstart eingelesen und enthält Informationen wie die Bezeichnung der Messkampagne, des aktuellen Projektes, des genutzten Windkanals, der Art der Messung, des verwendeten Messverfahrens, des Messinstruments sowie der gemessenen Größen und der mittleren Windrichtung in der Anströmung. Der Aufbau der Logbook-Info-Datei ist in *Tabelle 4.1* tabellarisch und anhand eines Beispiels dargestellt.

Zeile	Bedeutung	Beispiel
1	Datum	02.11.2009
2	Haupt-Projekt	MetStr (Met Ström)
3	Neben-Projekt	MS01 (Michel-Stadt 01)
4	Windkanal	W (WOTAN); B (BLASIUS)
5	Art der Messung	FL (flow measurement – Strömungsmessung)
6	Mess-Prinzip	LDA (Laser Doppler Anemometrie)
7	Mess-Instrument	LDA01 (Laser Doppler Anemometer 01)
8	mittlere Anströmrichtung (in Zehntel Grad)	1738 (173.8°)
9	1. Wind-Komponente	U (u_1); V (u_2)
10	2. Wind-Komponente	V (u_2); W (u_3)
11	Korrellierte Messung	ncor (keine korrellierteMessung) cor (korrellierte Messung)

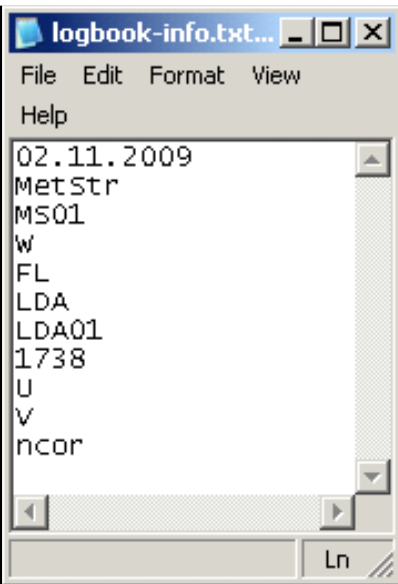


Tabelle 4.1 Tabellarische Übersicht zum Aufbau der Logbook-Info-Datei (links); Beispiel einer Logbook-Info-Datei (rechts).

In der ersten Zeile ist das Datum abgelegt, ab dem die Datei gültig ist. Um zu vermeiden, dass versehentlich mehrere Logbook-Info-Dateien existieren, muß die Datei stets eine ganz bestimmten Namen („logbook-info.txt“) besitzen. Da die Datenauswertung in der Regel parallel zu den Messungen erfolgt, kann die Logbook-Info-Datei bei einem Umbau des Versuchsstandes gelöscht, bzw. entsprechend abgeändert werden. Bei Bedarf kann jede Logbook-Info-Datei reproduziert werden, da sämtliche enthaltenen Informationen ebenfalls im EWTL obligatorischen Versuchslogbuch, das stets über die gesamte Kampagne geführt wird, gespeichert sind.

4.2.4 Starten des Programms

Das Programm kann unter dem Betriebssystem Windows auf zwei verschiedene Arten gestartet werden. Zum einen ist der Start manuell über das Konsolen-Fenster und zum anderen mit Hilfe einer Batch-Datei möglich. Bei beiden Varianten kann der Ablauf des Programms durch Parameter gesteuert werden, die dem Programm beim Startvorgang übergeben werden müssen. Jeder Parameter ist von einem der vier folgenden Datentypen (Klima & Selberherr [2007]):

character: Datentyp für Zeichen und Zeichenketten
integer: Datentyp für ganze Zahlen
double: Datentyp für Gleitpunkt-Zahl (64 Bits Speicherverbrauch)
float: Datentyp für Gleitpunkt-Zahl (32 Bits Speicherverbrauch)

Nachfolgend sollen diese Parameter vorgestellt und ihre Bedeutung erläutert werden:

FL_ANALYSIS: Hierbei handelt es sich um den Namen des Programms. Der Parameter ist somit vom Typ character.

meas_c: Dieser Parameter, ebenfalls vom Typ character, bezeichnet den Namen der zu bearbeitenden Messung. Er ist identisch mit dem Namen des jeweiligen LDA-Projekt-Files.

ts_nbr: Dieser Parameter vom Typ integer gibt die Anzahl der auszuwertenden Zeitserien an. Übersteigt diese Anzahl die Zahl der vorhandenen Zeitserien, so erscheint keine Fehlermeldung, sondern das Programm wird nach der letzten zur Verfügung stehenden Zeitserie beendet.

ts_stn: Durch diesen Parameter, ebenfalls vom Typ integer, wird die Nummer der ersten auszuwertenden Zeitserie angegeben. Mit Hilfe der Parameter ts_nbr und ts_stn ist es somit auch möglich, einzelne Zeitserien bzw. einzelne Blöcke von Zeitserien einer LDA-Messung auszuwerten.

ml_scl: Dieser Parameter bezeichnet den bei der Modellierung im Windkanal verwendeten Modell-Maßstab. Auch dieser Parameter ist vom Typ integer.

Beispiel: Wird `ml_scl` mit dem Wert 500 belegt, so rechnet das Programm mit einem Maßstab von 1:500.

`ref_ht`: Hierbei handelt es sich um die Referenzhöhe, angegeben im Modell-Maßstab. Bei horizontaler Homogenität der Strömung wird der mittlere Betrag der u-Komponente in dieser Höhe als Referenz-Windgeschwindigkeit zur Skalierung der Messergebnisse verwendet. Dieser Parameter ist vom Typ `float`.

`sc_fac`: Mit diesem Parameter, ebenfalls vom Typ `float`, wird der Skalierungsfaktor f_s bezeichnet. Da die Referenz-Geschwindigkeitsmessung mit einem Prandtl-Rohr erfolgt, kann sie unter Umständen nicht am tatsächlichen Referenzort stattfinden. Der Skalierungsfaktor gibt jedoch das Verhältnis von der Geschwindigkeit am Referenzort $\bar{u}_{1ref}$ zu der Geschwindigkeit am Prandtl-Rohr $\bar{u}_{1pt}$ an ($f_s = \bar{u}_{1ref}/\bar{u}_{1pt}$), das aus entsprechenden Referenzmessungen ermittelt wurde.

`l_char`: Dieser Parameter bezeichnet die charakteristische Länge (nicht zu verwechseln mit der Referenzlänge). Sie wird zur Abschätzung der größten im Windkanal vorkommenden Wirbel eingesetzt und ist vom Typ `float`. Sie wird daher in der Regel mit der Kanalbreite gleichgesetzt.

`rel_ht`: Mit diesem Parameter vom Datentyp `float` wird die mittlere Höhe der zur Grenzschichtmodellierung verwendeten Rauigkeitselemente angegeben.

`pl_min` und `pl_max`: Über diese beiden Parameter werden dem Programm das geschätzte Minimum und das geschätzte Maximum der Prandtlschichthöhe übergeben. Beide Parameter sind vom Typ `float`.

`conf_i`: Dieser Parameter gibt an, welches Konfidenzintervall bei der statistischen Zeitserien-Analyse berechnet wird. Konfidenzintervalle werden in Prozent angegeben, wobei `conf_i` ausschließlich die Werte 90.0, 95.0 und 99.0 annehmen darf und ebenfalls vom Typ `double` ist.

`cn_dir`: Über diesen Parameter vom Typ `integer` wird dem Programm die Anzahl an Klassen übergeben, mit der die Histogramme der Windrichtungsfluktuationen gebildet werden.

`cn_spd`: Dieser Parameter vom Typ `integer` gibt die Anzahl an Klassen an, mit der die Histogramme der Windgeschwindigkeitsbeträge gebildet werden.

`fft_nn`: Mit diesem Parameter vom Typ `integer` wird die Anzahl an Werten übergeben, auf die bei der Berechnung der Spektren eine Fast Fourier Transformation angewendet wird. Der Parameter `fft_nn` ist immer als Potenz zur Basis zwei zu wählen ($fft_nn = 2^n$, mit $n \in \mathbb{N}$).

repro1 und repro2: Bei diesen beiden Parametern vom Typ float handelt es sich um die statistischen Messunsicherheiten der beiden gemessenen Windkomponenten (skaliert mit der Referenzwindgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$). Sie sind vom Experimentator anhand von Wiederholungsmessungen zu bestimmen, und stellen somit ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Messungen dar.

o_XXXX: Hierbei handelt es sich um eine Gruppe von Parametern, die bei der Datenausgabe als Schalter dienen. Mit ihnen können Ausgaben, bzw. Ausgabemodi aktiviert und deaktiviert werden. Im Gegensatz zu allen anderen Parametern dürfen sie nur zwei verschiedene Werte annehmen. Nämlich „0“ für „aus“ und „1“ für „ein“. Sie sind somit alle vom Typ integer. Mit den Parametern o_stat, o_tims, o_spec, o_fluc und o_hist werden die Ausgaben einzelner Dateien aktiviert bzw. deaktiviert. Bei diesen Dateien handelt es sich zum einen um die Statistik-Datei, die Informationen aller verarbeiteten Zeitserien enthält, zum anderen aber auch um die einzelnen aufbereiteten Zeitserien, die zugehörigen Spektren der turbulenten kinetischen Energie, die Datei der Windrichtungsfluktuationen und die Histogramme der Geschwindigkeitsbeträge.

Eine zusammenfassende Auflistung aller Parameter und ihre jeweiligen Bedeutung liefert *Tabelle 4.2*. Hierbei fällt auf, dass für nahezu alle Parameter Standard-Werte existieren. Diese werden angenommen, sofern beim Programm-Start keine anderen Werte übergeben werden. Die einzigen Parameter, die keinen Standard-Wert besitzen und daher bei jedem Start übergeben werden müssen, sind der Name des Programms sowie der Name der Messung. Die Übergabe der Parameter erfolgt im manuellen Modus über eine simple Abfrage, während im Batch-Modus die zu übergebenden Parameter mit ihren Werten zusammen in einer Zeile der Batch-Datei stehen müssen. Bis auf die Bedingung, dass der erste Parameter stets der Programm-Name sein muss, ist die Reihenfolge der Parameter beliebig. Ein Beispiel einer solchen Batch-Datei ist in *Abbildung 4.3* dargestellt.

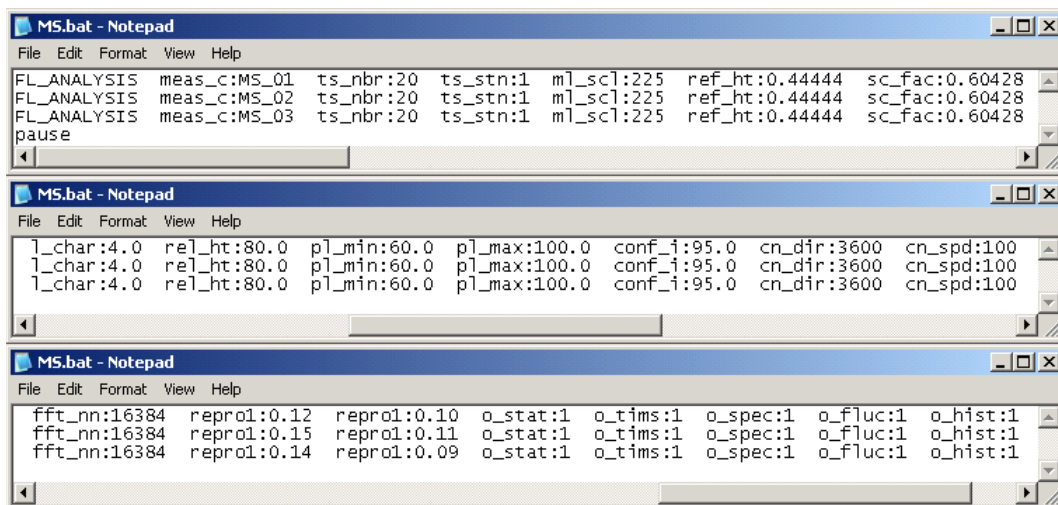


Abbildung 4.3 Beispiel einer Batch-Datei.

Bei der Ausführung dieser Beispiel-Datei wird das Programm dreimal hintereinander aufgerufen und durchlaufen. Zu erkennen ist dies an den drei Zeilen der Batch-Datei, die jeweils mit dem Namen des Programms beginnen. Hierbei werden jedesmal die ersten zwanzig Zeitserien einer LDA-Strömungsmessung verarbeitet. Dies wird ersichtlich durch den Parameter `ts_stn`, der für alle drei Programmläufe mit dem Wert „1“ belegt ist, und den Parameter `ts_nbr`, der jeweils den Wert „20“ aufweist.

Parameter	Bedeutung	Standard-Wert	Datentyp
<code>FL_ANALYSIS</code>	Name des Programms	---	character
<code>meas_c</code>	Name der Messung	---	character
<code>ts_nbr</code>	Anzahl der Zeitserien	1 [-]	integer
<code>ts_stn</code>	Nummer der ersten Zeitserie	1 [-]	integer
<code>ml_scl</code>	modellierter Maßstab	1 [-] (d.h. 1:1)	integer
<code>ref_ht</code>	Referenzhöhe (im Modell-Maßstab)	1.0 [m]	float
<code>sc_fac</code>	Skalierungsfaktor	1.0 [-]	float
<code>l_char</code>	charakteristische Länge (im Modell-Maßstab)	1.0 [m]	float
<code>rel_ht</code>	Höhe der Rauigkeitselemente	0.0 [mm]	float
<code>pl_min</code>	Untergrenze der geschätzten Prandtl-Schicht Höhe	100.0 [m]	float
<code>pl_max</code>	Obergrenze der geschätzten Prandtl-Schicht Höhe	100.0 [m]	float
<code>conf_i</code>	Konfidenzintervall (statistische Analyse)	95.0 [%]	double
<code>cn_dir</code>	Klassenzahl der Histogramme für die Windrichtungen	360 [-]	integer
<code>cn_spd</code>	Klassenzahl der Histogramme für die Geschwindigkeitsbeträge	"0" [-]	integer
<code>fft_nn</code>	Anzahl an Werten, auf die eine Fast Fourier Transformation angewendet wird (Zeitfenster)	16384 [-]	integer
<code>repro1</code>	Reproduzierbarkeit (1. Windkomponente)	999.999 [-]	float
<code>repro2</code>	Reproduzierbarkeit (2. Windkomponente)	999.999 [-]	float
<code>o_stat</code>	Schalter für Ausgabe: "Statistik-Datei"	1 [-] (ein)	integer
<code>o_tims</code>	Schalter für Ausgabe: "Zeitserie"	0 [-] (aus)	integer
<code>o_spec</code>	Schalter für Ausgabe: "TKE-Spektrum"	0 [-] (aus)	integer
<code>o_fluc</code>	Schalter für Ausgabe: "Fluktuationen der Windrichtung"	0 [-] (aus)	integer
<code>o_hist</code>	Schalter für Ausgabe: "Histogramm der Geschwindigkeitsbeträge"	0 [-] (aus)	integer

Tabelle 4.2 Übersicht der Parameter, die zum Starten des Programms benötigt werden.

4.3 Datenaufbereitung

Wie alle experimentell gewonnenen Daten müssen auch die mit dem LDA gemessenen Strömungs-Zeitserien sorgfältig geprüft und in Hinblick auf ihre weitere Verarbeitung

und Analyse aufbereitet werden. Den ersten Schritt bildet dabei die Entfernung sogenannter Ausreißer. Also solcher Werte, die außerhalb eines frei wählbaren Vertrauensbereiches um den Mittelwert liegen. Im Hinblick auf die später folgende Fast Fourier Transformation zur Berechnung von Spektren wird mit Hilfe eines Sample and Hold – Algorithmus aus der LDA-Zeitserie eine äquidistante Zeitserie erzeugt. Des Weiteren wird die Zeitserie der Rohdaten so aufbereitet, dass sie in einer dimensionslosen Form vorliegt. Zeitserien dieser Form lassen sich direkt vergleichen und können unter Zugabe der nötigen Randinformationen auch von Außenstehenden in jeden beliebigen Maßstab umgerechnet oder auf die Verhältnisse in der Natur übertragen werden.

4.3.1 Entfernung von Ausreißern

Da turbulente Strömungen ständigen Schwankungen in Raum und Zeit unterliegen, sind Ergebnisse aus Einzelmessungen nie reproduzierbar. Somit ist eine statistische Betrachtung der Messergebnisse sinnvoll. Es ist naheliegend, zu jeder gemessenen Windkomponente einer LDA Strömungs-Zeitserie eine Verteilung der gemessenen Geschwindigkeitsbeträge zu erstellen. Da es sich beim LDA um ein laseroptisches Messverfahren handelt, können z.B. durch unerwünschte Streueffekte in unmittelbarer Nähe von Hindernissen, Fehlmessungen auftreten, die als Diskontinuitäten in Verteilungen auftauchen. Solche Werte haben keine strömungs-physikalische Bedeutung und müssen daher vor Beginn der Datenanalyse aus den Zeitserien entfernt werden. Bevor jedoch hierauf näher eingegangen wird, soll zunächst die Ungleichung von Bienaymé und Tschebyscheff erläutert werden.

Ungleichung von Bienaymé und Tschebyscheff:

Die Ungleichung von Bienaymé [1853] und Tschebyscheff [1874] gilt für beliebige Verteilungen. Sie besagt, dass die Wahrscheinlichkeit P dafür, dass die absolute Differenz zwischen einer Variablen x und ihrem Mittelwert $\bar{x}$ größer oder gleich y mal der Standardabweichung σ_x ist, kleiner oder gleich $1/y^2$ ist:

$$P(|x - \bar{x}| \geq y\sigma_x) \leq \frac{1}{y^2} \quad \text{mit: } y > 0. \quad (4.1)$$

In *Tabelle 4.3* sind für beliebige Verteilungen zu bestimmten $y\sigma$ -Bereichen die jeweiligen Verteilungsanteile aufgelistet.

Ausgehend von der Ungleichung von Bienaymé und Tschebyscheff, werden vom Programm alle Werte einer Zeitserie, die außerhalb der $4\sigma_x$ -Umgebung um den arithmetischen Mittelwert liegen, als Ausreißer betrachtet und entfernt. Dieser Eingriff erfolgt für die beiden Geschwindigkeitskomponenten stets paarweise. Liegt der Wert der einen Komponente außerhalb der zugehörigen $4\sigma_x$ -Umgebung, wird der Wert der anderen Komponente ebenfalls aus der Zeitserie entfernt.

Bereich	Verteilungstyp	Verteilungsanteil
$\bar{x} \pm 2\sigma$	beliebig	mindestens 75%
$\bar{x} \pm 3\sigma$	beliebig	mindestens 88.89%
$\bar{x} \pm 4\sigma$	beliebig	mindestens 93.75%

Tabelle 4.3 Verteilungsanteile zu bestimmten $y\sigma_x$ -Bereichen ($y = 2, 3$ und 4) beliebiger Verteilungen.

4.3.2 Daten-Resampling

Um für nichtäquidistant gemessene LDA-Zeitserien die Spektren der turbulenten kinetischen Energie berechnen zu können, muss eine Fast Fourier Transformation auf die Daten angewendet werden. Hierzu ist es jedoch nötig, dass die Daten jeder Zeitserie in äquidistanten Zeitschritten vorliegen. Aus diesem Grund wurde ein Resampling-Algorithmus entwickelt, der auf der Methode des „Sample and Hold“ basiert. Mit Hilfe dieses Algorithmus' wird jede Zeitserie unter der Vorgabe eines konstanten Zeitschritts neu abgetastet. Bevor allerdings mit dem Resampling der Zeitserie begonnen werden kann, muß der konstante Zeitschritt festgelegt werden. Hierfür bietet sich der mittlere Zeitschritt Δt der original Zeitserie an, der sich aus dieser als arithmetisches Mittel aller einzelnen Zeitschritte leicht berechnen lässt. Die Funktionsweise des Resampling-Algorithmus' soll kurz anhand der *Abbildung 4.4* erklärt werden:

Diese Abbildung zeigt in Form eines Geschwindigkeits-Zeit-Diagramms die ersten Werte einer LDA-Zeitserie. Dabei bezeichnen die roten Quadrate die gemessenen Originalwerte, während die Resamples blau dargestellt sind. Wie zu erkennen ist, beginnen beide Zeitserien zum selben Zeitpunkt t_0 mit demselben Geschwindigkeitswert. Im Algorithmus wird also der erste Wert der Original-Zeitserie stets in die Resampling-Zeitserie übernommen. Da im Gegensatz zur Zeit die Geschwindigkeit bei einer LDA-Messung nicht kontinuierlich, sondern nur bei Registrierung eines Burst-Signals gemessen wird, liegt zum Zeitpunkt „Null“ einer LDA-Zeitserie in der Regel kein Messwert vor. Daher liegt auch der gemeinsame Anfangswert der beiden Zeitserien nicht zum Zeitpunkt „Null“ vor. Beim Resampling der Original-Zeitserie wird nun wie folgt vorgegangen:

Ausgehend vom gemeinsamen Anfangszeitpunkt wird auf der Zeitachse nacheinander der konstante mittlere Zeitschritt Δt aufgetragen. Nach jedem Zeitschritt wird hierbei der letzte Messwert der Original-Zeitserie dem aktuellen Zeitpunkt der Resampling-Zeitserie zugeordnet. Sollte zum aktuellen Zeitpunkt der Resampling-Zeitserie ein Messwert der Original-Zeitserie vorliegen, wird dieser direkt übernommen. Beim Resampling treten unterschiedliche Fälle auf. Betrachtet man das Zeitintervall zwischen t_0 und t_1 , so fällt auf, dass dieses drei Geschwindigkeitswerte im Original-Signal enthält. Bei Anwendung des Resampling-Algorithmus' wird der dritte Wert dem Zeitpunkt t_1 zugeordnet („sample“), während die anderen beiden Werte in der Resampling-Zeitserie nicht mehr erschei-

nen. Die lokale Datendichte des Original-Signals ist in diesem Zeitintervall also höher, als die mittlere Datendichte der gesamten Zeitserie. Als logische Konsequenz müssen auch Zeitintervalle existieren, in denen die lokale Datendichte geringer ist, als die Mittlere. Trägt man nun z.B. ausgehend vom Zeitpunkt t_1 zweimal den Zeitschritt Δt auf, so findet man in diesem Bereich keinen Geschwindigkeitswert aus dem Original-Signal vor. Der letzte Meßwert der Original-Zeitserie ist also immer noch der Wert, der dem Zeitpunkt t_1 zugeordnet worden ist. Für die Anwendung des Resampling-Algorithmus' bedeutet dies, dass eben dieser Wert auch den Zeitpunkten t_2 und t_3 zugeordnet und somit konstant gehalten wird („hold“). Zum Zeitpunkt t_4 liegt zufällig direkt ein Messwert der Original-Zeitserie vor und wird daher übernommen. Bei gleichmäßigem Seeding am Messort kann es durchaus passieren, dass der zeitliche Abstand zweier Geschwindigkeitsmessungen im Original-Signal mit dem mittleren Zeitschritt Δt der gesamten Zeitserie identisch ist. Wie z.B. bei den beiden Messwerten direkt vor und direkt nach dem Zeitpunkt t_5 . In diesem vorliegenden Fall werden beide Messwerte gesampelt, sodass sie als zeitlich verschoben erscheinen.

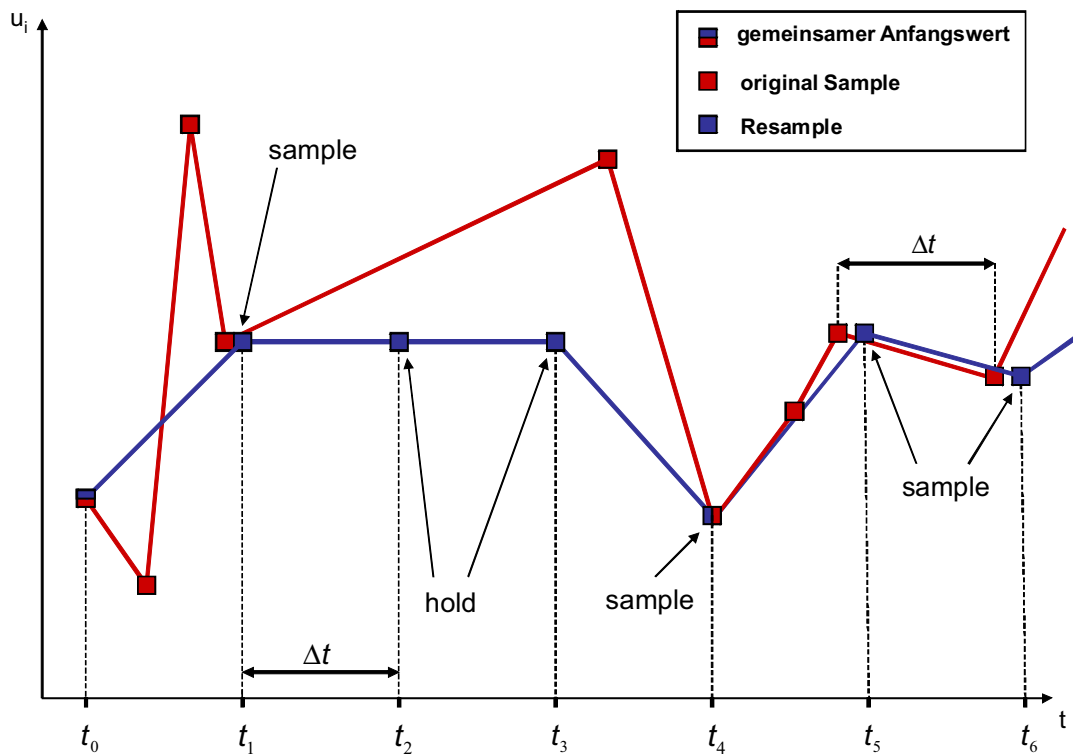


Abbildung 4.4 Anfang einer LDA-Zeitserie (original-Signal (rot) und Resample (blau)).

Nach erfolgreichem Resampling wurde somit auf der Basis der Original-Zeitserie eine zweite Zeitserie generiert, die Werte in einem konstanten zeitlichen Abstand zueinander enthält. Es ist somit möglich eine FFT auf diese Daten anzuwenden, und auf diese Weise

z.B. Spektren der turbulent kinetischen Energie zu berechnen. Des Weiteren wird die Resample-Zeitserie dazu benutzt, um mit Hilfe einer Autokorrelation später das integrale Längenmaß der Turbulenz zu bestimmen.

4.3.3 Skalierung der Strömungs-Zeitserien

Eine der Hauptaufgaben des Projektes innerhalb des DFG Schwerpunktprogramms 1276 (MetStröm), aus dem diese Arbeit hervorgeht, ist die Bereitstellung von Validierungsdaten für LES-Modelle zur Simulation turbulenter Strömungs- und Transportphänomene innerhalb der bodennahen atmosphärischen Grenzschicht (Prandtlschicht). Eine zentrale Rolle nehmen dabei die komplett aufbereiteten und vollständig dokumentierten Strömungsmessreihen ein. Aus ihnen lassen sich problemlos weitere Validierungsdaten ableiten. Somit haben externe Nutzer der Daten die Möglichkeit ihre eigenen entwickelten Algorithmen auf die aufbereiteten Zeitserien anzuwenden, und die Ergebnisse mit denen ihrer Modelldaten zu vergleichen. Auf diese Weise können bei Unterschieden zwischen Windkanal- und Modell-Daten Differenzen aufgrund unterschiedlicher Analysemethoden ausgeschlossen werden. Ein Vergleich zwischen Labordaten aus dem Windkanal und den Daten numerischer Modelle ist allerdings nur vor dem Hintergrund der Ähnlichkeitstheorie möglich, die bereits in Abschnitt 3.1.1 erläutert wurde. Demzufolge müssen Validierungsdaten in einer dimensionslosen Form vorliegen. Dies ist zu erreichen durch eine sinnvolle Skalierung mit entsprechenden Größen. Dieser Abschnitt befasst sich mit der Skalierung und Archivierung der Strömungszeitserien in ihrer ursprünglichen zeitlichen Auflösung.

Da die in der Roh-Zeitserie noch enthaltene Transition Time für die weitere Datenanalyse keine Bedeutung hat, kommt sie in der dimensionslosen skalierten Zeitserie nicht mehr vor. Folglich müssen nur die Arrival Time und die beiden gemessenen Windkomponenten in eine dimensionslose Form überführt werden:

a) Arrival Time:

Als Dimension einer Zeit hat die Arrival Time t_A die Basiseinheit Sekunde. Um sie in ihre dimensionslose Form t^* zu überführen, muss sie mit einer charakteristischen Geschwindigkeit multipliziert und wiederum durch eine charakteristische Länge dividiert werden. Als charakteristische Länge L verwendet das Programm stets eine Länge von einem Meter im Modellmaßstab. Bei der charakteristischen Geschwindigkeit hingegen handelt es sich um die mittlere Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1_{ref}}$ in der vom Experimentator festgelegten Referenz-Höhe. Berechnet wird diese als Produkt aus der mit dem Prandtl-Rohr gemessenen mittleren Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1_{pt}}$ und dem empirisch bestimmten Skalierungsfaktor f_s . Für die dimensionslose Zeit t^* gilt daher:

$$t^* = \frac{t_A \bar{u}_{1_{pt}} f_s}{L} = \frac{t_A \bar{u}_{1_{ref}}}{L} \quad \text{Einheiten:} \quad \left[\frac{s \frac{m}{s}}{m} \right] = [-]. \quad (4.2)$$

Da die Arrival Time in den Rohdaten in Millisekunden vorliegt, wird sie bei der Umrechnung in t^* mit dem Faktor $1/1000$ multipliziert.

b) Windkomponenten:

Um die Daten der gemessenen Windkomponenten in eine dimensionslose Form zu überführen, werden sie mit der mittleren Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ skaliert. Für die dimensionslosen Windgeschwindigkeiten der drei Raumrichtungen gilt daher:

$$\frac{u_1}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{u_2}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{u_3}{\bar{u}_{1ref}} \quad \text{Einheiten: } \left[\frac{m/s}{m/s} \right] = [-]. \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnen u_1 , u_2 und u_3 die Momentanwerte der drei Windkomponenten. Da z.B. bei einer 2D LDA-Messung nur zwei Komponenten des Windvektors gemessen werden, das Format der skalierten Zeitserie jedoch für jede der drei Komponenten eine Spalte vorsieht, wird die Spalte der nicht gemessenen Komponente mit dem Stellvertreter-Wert „999.999“ aufgefüllt.

Tabelle 4.4 bietet eine Übersicht der Spaltenbelegung in den Dateien der aufbereiteten Strömungs-Zeitserien.

Spalte	Inhalt	Größe
1	i	Index
2	t^*	dimensionslose Zeit
3	$u_1/\bar{u}_{1ref}$	dimensionslose Geschwindigkeit (u_1 -Komponente)
4	$u_2/\bar{u}_{1ref}$	dimensionslose Geschwindigkeit (u_2 -Komponente)
5	$u_3/\bar{u}_{1ref}$	dimensionslose Geschwindigkeit (u_3 -Komponente)

Tabelle 4.4 Belegung der Spalten in den Dateien der aufbereiteten Strömungs-Zeitserien.

Um die in dimensionsloser Form vorliegenden Strömungs-Zeitserien für Anwender der Daten effizient nutzbar zu machen, muss das gesamte Verfahren der Datenumrechnung nachvollziehbar sein. Aus diesem Grund ist es erforderlich, dass alle Informationen, die zur Skalierung der Zeitserien nötig sind, den aufbereiteten Daten beigelegt werden. Dies geschieht in der Form eines ausführlichen Daten-Headers, der in jeder Zeitserien-Datei enthalten ist und sowohl die notwendigen Informationen zur Datenaufbereitung als auch solche zum experimentellen Aufbau enthält. Ist dies geschehen, so sind die aufbereiteten

Strömungs-Zeitserien für die Archivierung im LES-Referenzdatensatz CEDVAL-LES qualifiziert. Der ausführlichen Beschreibung dieses Datensatzes sowie der Daten-Dokumentation ist das achte Kapitel dieser Arbeit („*Dokumentation und Archivierung von Ergebnisdaten*“) gewidmet. Zunächst wird im folgenden Abschnitt auf die Analyse der Strömungsdaten eingegangen.

4.4 Datenanalyse

Nach der notwendigen Aufbereitung der gemessenen Rohdaten, ist der Weg nun frei für eine umfassende Datenauswertung. Diese besteht aus einer ausführlichen statistischen Analyse, der Bestimmung des integralen Längenmaßes der Turbulenz sowie einer Spektralanalyse. Als Grundlage der Datenauswertung dient zum einen das im vierten Kapitel vorgestellte Verfahren zur Qualitätssicherung von Windkanal-Strömungsdaten, zum anderen das von Bastigkeit [2011] erstellte Anforderungsprofil für die Erzeugung zeitlich und räumlich hoch aufgelöster Validierungsdaten für LES-Simulationen turbulenter Strömungs- und Transportphänomene. Berechnungen der BSA Flow Software der Firma Dantec können im nachfolgenden Kapitel der Programm-Validierung zum Teil als Referenz herangezogen werden. Wie bereits die skalierten Zeitserien, werden auch die Ergebnisse der Datenanalyse so aufbereitet, dass sie im LES-Referenzdatensatz CEDVAL-LES archiviert und zur Validierung LES-basierter numerischer Modelle herangezogen werden können. Dieser Abschnitt beschäftigt sich jedoch zunächst mit den einzelnen Schritten der Datenanalyse, wobei in Anlehnung an den Algorithmus mit der statistischen Analyse begonnen wird:

4.4.1 Statistische Analyse

Da für LES-Modelle eine Validierung basierend auf Mittelwerten alleine nicht ausreicht, werden für jede gemessene Windkomponente zusätzlich der RMS-Wert (Standardabweichung), das Konfidenzintervall des Mittelwertes sowie die Schiefe und Kurtosis der jeweiligen Verteilung bestimmt. Auch die Erstellung der Histogramme selbst ist Teil der statistischen Analyse. Ferner werden auch die Kovarianz der beiden Komponenten samt Konfidenzintervall berechnet, um z.B. bei einer Messung der u_1 - und u_3 -Komponente Informationen über den vertikalen Impulsfluss und die Ausbildung einer „constant flux layer“ zu erhalten. Abgesehen von den turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeitsbeträge interessieren auch die Fluktuationen in der Windrichtung. Daher wird für jede der gemessenen Zeitserien eine Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen innerhalb der durch die beiden Raumrichtungen aufgespannten Ebene erstellt.

Im Folgenden sollen die Berechnungen der einzelnen statistischen Größen sowie die Erstellung der Verteilungen vorgestellt werden:

a) Arithmetisches Mittel:

Das arithmetische Mittel bezeichnet einen Mittelwert, der sich als Quotient aus der Summe aller beobachteten Werte und deren Anzahl ergibt. Sei N die Anzahl der in einer Zeitserie gemessenen Einzelgeschwindigkeiten u_{ik} , so wird das arithmetische Mittel $\bar{u}_i$ von u_i berechnet als:

$$\bar{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} u_{ik} . \quad (4.4)$$

Das arithmetische Mittel wird sowohl in dimensionsbehafteter Form:

$$\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3 \quad [m/s] \quad (4.5)$$

als auch in der mit $\bar{u}_{1ref}$ skalierten, dimensionslosen Form:

$$\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_{1ref}}, \frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_{1ref}}, \frac{\bar{u}_3}{\bar{u}_{1ref}} \quad [-] \quad (4.6)$$

bestimmt.

b) Standardabweichung (RMS):

Bei der Standardabweichung handelt es sich um ein Maß für die Streuung der Werte einer Variablen (hier der Betrag der Windgeschwindigkeit) um ihr arithmetisches Mittel. Die Standardabweichung σ ist allgemein als die Quadratwurzel der Varianz σ^2 definiert. Für die Varianz $\sigma_{u_i}^2$ der Geschwindigkeitskomponente u_i gilt mit den Bezeichnungen aus a):

$$\sigma_{u_i}^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{ik} - \bar{u}_i)^2 \quad (4.7)$$

Somit folgt für die Standardabweichung:

$$\sigma_{u_i} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{ik} - \bar{u}_i)^2} \quad (4.8)$$

Bezugnehmend auf das zugehörige arithmetische Mittel werden auch die Standardabweichungen sowohl in dimensionsbehafteter Form

$$\sigma_{u_1}, \quad \sigma_{u_2}, \quad \sigma_{u_3} \quad [m/s] \quad (4.9)$$

als auch in dimensionslosen Form

$$\frac{\sigma_{u_1}}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{\sigma_{u_2}}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{\sigma_{u_3}}{\bar{u}_{1ref}} \quad [-] \quad (4.10)$$

bestimmt.

c) *Schiefe*:

Der Grad der Neigung und damit der Asymmetrie einer statistischen Verteilung wird durch die Schiefe (engl.: *skewness*) beschrieben. Die Schiefe zeigt an, ob und wie stark eine Verteilung nach rechts (positive Schiefe) oder nach links (negative Schiefe) geneigt ist. Für die Verteilung der Windkomponente u_i ist die Schiefe $skew(u_i)$ definiert als:

$$skew(u_i) = \frac{1}{N \sigma_i^3} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{i_k} - \bar{u}_i)^3 . \quad (4.11)$$

Normiert mit der dritten Potenz der Standardabweichung handelt es sich bei der Schiefe um eine dimensionslose Kennzahl.

d) *Kurtosis*:

Die Kurtosis oder auch Wölbung (engl.: *flatness*) liefert ein Maß für die Steilheit einer statistischen Verteilung. Die Kurtosis $flat(u_i)$ der statistischen Verteilung der Windkomponente u_i ist wie folgt definiert:

$$flat(u_i) = \frac{1}{N \sigma_i^4} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{i_k} - \bar{u}_i)^4 . \quad (4.12)$$

Normiert mit der vierten Potenz der Standardabweichung handelt es sich auch bei der Kurtosis um eine dimensionslose Kennzahl.

Mittelwert, Varianz, Schiefe und Kurtosis werden in der Statistik als die vier zentralen Momente bezeichnet. Schiefe und Kurtosis werden zusammen auch als höhere Momente bezeichnet. Sie werden als Maß für die Abweichung von der Normalverteilung verwendet.

e) *Kovarianz:*

In Analogie zur Varianz kann für zwei Zufallsvariablen x und y die Kovarianz $covar(x, y)$ berechnet werden. Sie liefert ein Maß für den Zusammenhang zwischen den beiden Variablen. Das Programm berechnet die Kovarianz zwischen den beiden gemessenen Windkomponenten, was einem turbulenten Impulsfluß entspricht. Wurden die Windkomponenten u_1 und u_3 gemessen, so berechnet sich deren Kovarianz zu:

$$\begin{aligned}
 covar(u_1, u_3) &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{1k} - \bar{u}_1)(u_{3k} - \bar{u}_3) \\
 &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (u_{1k}' u_{3k}') \\
 &= \overline{u_1' u_3'} \quad (4.13)
 \end{aligned}$$

Als Mittelwert des Produkts zweier Geschwindigkeiten besitzt die Kovarianz die Dimension einer Geschwindigkeit zum Quadrat. Zur Skalierung wird sie folglich durch das Quadrat der Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ dividiert. Auch die Kovarianzen werden sowohl in ihrer dimensionsbehafteten Form:

$$\overline{u_1' u_2'}, \quad \overline{u_1' u_3'}, \quad \overline{u_2' u_3'} \quad [m^2/s^2] \quad (4.14)$$

als auch in dimensionsloser Form

$$\frac{\overline{u_1' u_2'}}{\bar{u}_{1ref}^2}, \quad \frac{\overline{u_1' u_3'}}{\bar{u}_{1ref}^2}, \quad \frac{\overline{u_2' u_3'}}{\bar{u}_{1ref}^2} \quad [-] \quad (4.15)$$

ausgegeben.

f) *Konfidenzintervall:*

Betrachtet man die über einen endlichen Zeitraum gemessene Strömungs-Zeitserie als Stichprobe einer unendlich langen Zeitserie (Grundgesamtheit), die unter identischen mittleren Randbedingungen bestimmt wurde, so handelt es sich bei den berechneten Mittelwerten lediglich um Schätzwerte der wahren Mittelwerte. Zu jedem Schätzwert lässt sich ein Intervall mit dem Schätzwert im Zentrum angeben, das mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit den wahren Wert enthält. Ein solches Intervall wird als Konfidenzintervall bezeichnet. Es ist umso größer, je höher die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass es

den wahren Wert enthält (Vertrauenswahrscheinlichkeit). Allgemein ist für den Fall einer normalverteilten Grundgesamtheit der Zufallsvariablen x das Konfidenzintervall $conf(\bar{x})$ eines Mittelwertes $\bar{x}$ definiert als:

$$conf(\bar{x}) = \bar{x} \pm \zeta \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} \quad (4.16)$$

Hierbei bezeichnet ζ die Standardnormalvariable (wächst mit steigender Vertrauenswahrscheinlichkeit), σ_x die Standardabweichung und N den Stichprobenumfang. Unter der Annahme einer Normalverteilung berechnet das Zeitserien-Analyseprogramm für Mittelwerte und Kovarianzen der gemessenen Windkomponenten nicht direkt die Konfidenzintervalle mit oberer und unterer Grenze, sondern lediglich den Term:

$$\zeta \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} \quad (4.17)$$

Wie aus Gleichung (5.10) hervorgeht, repräsentiert dieser Term die halbe Länge des Konfidenzintervalls. Das Analyseprogramm berechnet standardmäßig die 95%- Konfidenzintervalle. Optional können beim Programm-Start die Einstellungen so geändert werden, dass die 90%-, bzw. 99%-Konfidenzintervalle berechnet werden. Für diese Konfidenzintervalle sind die Vertrauenswahrscheinlichkeiten mit den zugehörigen Werten der Standardnormalvariablen ζ in *Tabelle 4.5* zusammengefasst.

Standardnormalvariable	Vertrauenswahrscheinlichkeit
zeta = 1.645	90%
zeta = 1.960	95%
zeta = 2.576	99%

Tabelle 4.5 Vertrauenswahrscheinlichkeiten mit zugehörigen Standardnormalvariablen für ausgewählte Konfidenzintervalle.

Wie aus der Definition (4.10) ersichtlich ist, besitzt das Konfidenzintervall dieselbe Dimension wie der zugehörige Mittelwert und die Standardabweichung. Die Skalierung erfolgt im Algorithmus des Analyseprogramms demnach mit der mittleren Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{ref}$. Die Konfidenzintervalle der arithmetischen Mittelwerte der drei Windkomponenten

$$conf(\bar{u}_1), \quad conf(\bar{u}_2), \quad conf(\bar{u}_3) \quad [m/s] \quad (4.18)$$

gehen bei ihrer dimensionslosen Darstellung über in

$$\frac{\text{conf}(\bar{u}_1)}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{\text{conf}(\bar{u}_2)}{\bar{u}_{1ref}}, \quad \frac{\text{conf}(\bar{u}_3)}{\bar{u}_{1ref}} \quad [-] \quad . \quad (4.19)$$

g) Histogramme:

Häufigkeitsverteilungen in Form von Histogrammen werden für jede Zeitserie sowohl von den Geschwindigkeits-Beträgen der beiden Windkomponenten als auch von den Windrichtungs-Fluktuationen erstellt. Bei Letzterem handelt es sich lediglich um die Fluktuationen des Windvektors innerhalb der Ebene, die durch zwei gemessene Windkomponenten aufgespannt wird. Die Bezugsrichtung wird dabei durch den mittleren Windvektor der Zeitserie vorgegeben. Sämtliche Histogramme werden sowohl in absoluter als auch in normierter Form erstellt. Zunächst soll jedoch auf die Histogramme der Geschwindigkeitsbeträge eingegangen werden:

Um ein Histogramm zu erstellen, muss die Anzahl K der Klassen bestimmt werden, auf die die Häufigkeiten verteilt werden sollen. Diese Bestimmung kann im Falle der Geschwindigkeitsbeträge vom Benutzer erfolgen, der die Klassenzahl K beim Starten des Programms mit dem Parameter `cn_spd` übergibt. Geschieht dies nicht, wird für die Erstellung der Histogramme eine Klassenzahl verwendet, die vom Programm berechnet wird. Dieser Berechnung liegt im Algorithmus folgende empirische Formel (Strauch 1956) zugrunde:

$$K = 1 + (\lg n / \lg 2), \quad (4.20)$$

wobei $\lg$ den dekadischen Logarithmus und n den Stichprobenumfang beschreibt. Nach Gleichung (4.20) liegt K im Allgemeinen zwischen zwei ganzen Zahlen. Da jedoch die Klassenzahl stets ganzzahlig ist (vom Typ `integer`) und die Bildung „leerer“ Klassen nach Möglichkeit zu vermeiden ist, wird die nächst-kleinere ganze Zahl als Klassenzahl gewählt. Die im Algorithmus verwendete Formel für die Berechnung der Klassenzahl K lautet somit:

$$K = (\text{int})[1 + (\lg n / \lg 2)] \quad . \quad (4.21)$$

Als nächster Schritt wird die Klassenbreite bestimmt. Dies erfolgt so, dass Minimum und Maximum der Geschwindigkeits-Beträge jeweils in der Mitte der beiden äußeren Klassen liegen. Um dies zu erreichen wird zunächst eine Hilfs-Klassenzahl K_h nach folgender Formel bestimmt:

$$K_h = 2(K - 1) . \quad (4.22)$$

Zur Berechnung der Klassenbreite wird die Differenz aus Maximum und Minimum der Geschwindigkeits-Beträge durch K_h geteilt und mit dem Faktor Zwei multipliziert. Der Zusammenhang zwischen Klassenzahl, Hilfs-Klassenzahl und Klassenbreite ist in *Abbildung 4.5* am Beispiel der Klassenzahl vier veranschaulicht. Da die Windkomponenten einer Zeitreihe in der Regel paarweise gemessen werden, sind Klassenzahl und Hilfs-Klassenzahl, im Gegensatz zur Klassenbreite, für beide Windkomponenten gleich.

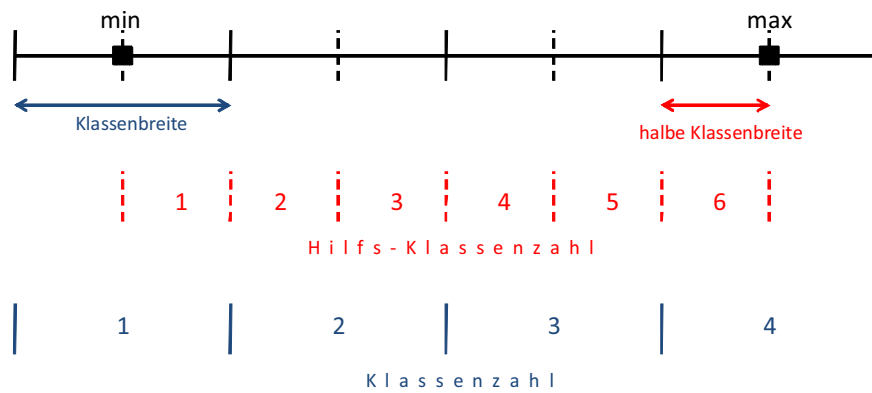


Abbildung 4.5 Klassenbreite, Klassenzahl und Hilfs-Klassenzahl für eine Verteilung mit vier Klassen (Fischer, 2007).

Die Erstellung einer Histogramm-Datei soll nun kurz am Beispiel einer Zeitserie der Windkomponenten u_1 und u_2 erläutert werden:

Sowohl für u_1 als auch für u_2 werden die Grenzen der ersten Klasse so gewählt, dass das jeweilige Minimum der Zeitserie in der Mitte liegt. Außerdem werden die Häufigkeiten von u_1 und u_2 auf Null gesetzt. Nun durchläuft das Programm die gesamte Strömungs-Zeitserie, wobei für jedes u_1 - u_2 -Wertepaar geprüft wird, ob der jeweilige Wert für u bzw. v im Wertebereich der jeweiligen Klasse liegt. Ist dies der Fall, so wird die Häufigkeit dieser Klasse um Eins erhöht. Ansonsten wird sie konstant gehalten. Um sicher zu stellen, dass jeder Messwert nur einer einzigen Klasse zugeordnet wird, dürfen sich die Klassengrenzen nicht überschneiden. Die Klassen sind daher als halb offene Intervalle folgender Form definiert:

$$]x_{min} ; x_{max}] \quad (4.23)$$

Die Variable x dient hierbei als Platzhalter für die Windkomponenten u_1 , u_2 und u_3 . Ist die Zeitserie komplett durchlaufen worden, so werden die ermittelten Häufigkeiten (absolut und normiert) zusammen mit der zugehörigen Klassenmitte in eine Zeile der Histogramm-Datei geschrieben. Als nächsten Schritt werden die Klassengrenzen um die entsprechende Klassenbreite zu höheren Werten verschoben. Auf diese Weise werden alle Klassen des Histogramms nacheinander abgearbeitet.

Bei der Erstellung des Histogramms für die Windrichtungsfluktuationen ist die Vorgehensweise ein wenig anders, daher soll sie hier am Beispiel einer u_1 - u_2 -Zeitserie (Horizontalwindmessung) erläutert werden. Bevor jedoch überhaupt im Windkanal von Windrichtungen gesprochen werden kann, muss ein Referenz-Koordinatensystem definiert werden, das die Richtungen im Windkanal eindeutig festlegt. Wie in *Abbildung 4.6* skizziert, liegt die Hauptströmungsrichtung parallel zu den Kanalwänden und ist als 0° -Richtung definiert. Stromaufwärts liegt die Richtung -180° .

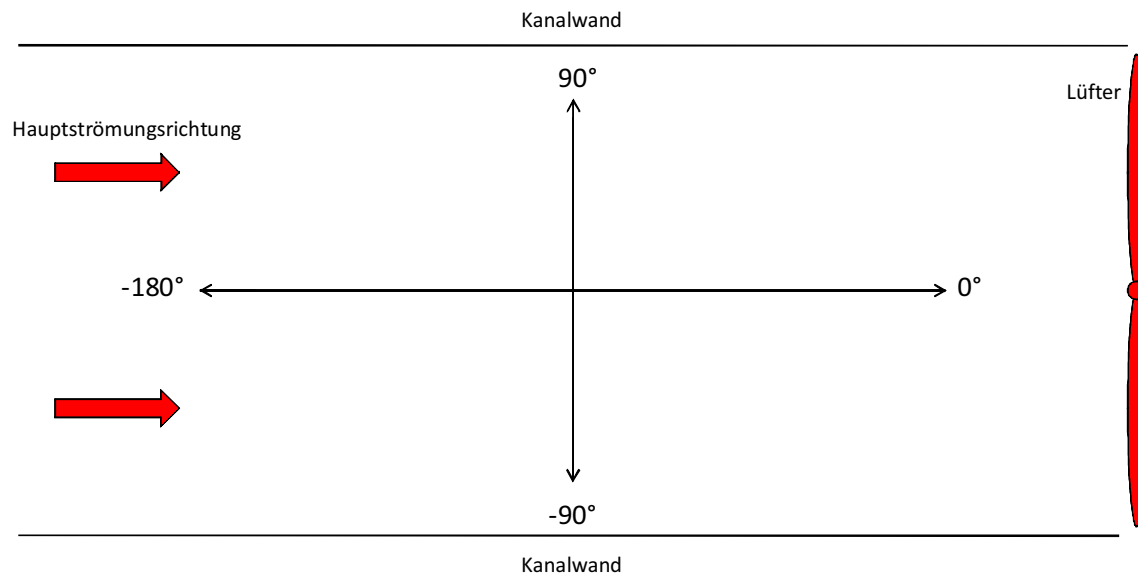


Abbildung 4.6 Skizze des Referenz-Koordinatensystems zur Definition der Windrichtung im Windkanal.

Von hier aus wird die Richtung im mathematisch positiven Sinne (gegen den Uhrzeigersinn) gezählt, sodass die Richtungen -180° und 180° aufeinander liegen würden. Um jedoch die Eindeutigkeit der Windrichtung zu gewährleisten, gehört die 180° nicht mehr zum Wertebereich, sodass jede Windrichtung im Intervall

$$[-180^\circ; 180^\circ[\quad (4.24)$$

liegt. Im Gegensatz zu der Häufigkeitsverteilung der Geschwindigkeitsbeträge, ist der Wertebereich der Windrichtungen also eindeutig begrenzt. Die Anzahl der Klassen, die diesen Bereich mit einer konstanten Breite abdecken, kann beim Starten des Programmes über den Parameter `cn_dir` vom Typ `integer` eingestellt werden. Geschieht dies nicht, wird das Histogramm automatisch mit einer Auflösung von einem Grad erstellt, was einer Klassenzahl von 360 entspricht. Klassenzahl, Hilfs-Klassenzahl und Klassenbreite müssen daher nicht in Abhängigkeit vom Stichprobenumfang bestimmt werden. Als Bezugsrichtung für die Fluktuationen dient die mittlere horizontale Windrichtung $\bar{\beta}$. Um diese zu bestimmen, wird zunächst für jedes Komponentenpaar u_1 - u_2 der Zeitserie die Richtung β_k des horizontalen Windvektors berechnet:

$$\beta_k = \arctan2(u_2, u_1)_k \quad (4.25)$$

Die Funktion `arctan2` ist hierbei wie folgt definiert:

$$\arctan2(\bar{u}_2, \bar{u}_1) = \begin{cases} \arctan(\bar{u}_2/\bar{u}_1) & \bar{u}_1 > 0 \text{ m/s} \\ \pi + \arctan(\bar{u}_2/\bar{u}_1) & \bar{u}_2 \geq 0 \text{ m/s}, \bar{u}_1 < 0 \text{ m/s} \\ -\pi + \arctan(\bar{u}_2/\bar{u}_1) & \bar{u}_2 < 0 \text{ m/s}, \bar{u}_1 < 0 \text{ m/s} \\ \pi/2 & \bar{u}_2 > 0 \text{ m/s}, \bar{u}_1 = 0 \text{ m/s} \\ -\pi/2 & \bar{u}_2 < 0 \text{ m/s}, \bar{u}_1 = 0 \text{ m/s} \\ \text{nicht definiert} & \bar{u}_2 = 0 \text{ m/s}, \bar{u}_1 = 0 \text{ m/s} \end{cases} \quad (4.26)$$

Da `arctan2` alle Winkel im Bogenmaß ausgibt, wird für die Umrechnung in Grad das Ergebnis aus Gleichung (4.25) mit $(360^\circ/2\pi)$ multipliziert.

Die mittlere Windrichtung $\bar{\beta}$ wird als arithmetischer Mittelwert der N Windrichtungen β_k berechnet:

$$\bar{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \beta_k \quad (4.27)$$

Die momentanen Abweichungen ξ_k der Windrichtungen β_k vom Mittelwert $\bar{\beta}$ berechnet das Programm wie folgt:

$$\xi_k = \begin{cases} \beta_k - \bar{\beta} & -180^\circ \leq (\beta_k - \bar{\beta}) < +180^\circ \\ (\beta_k - \bar{\beta}) + 360^\circ & (\beta_k - \bar{\beta}) < -180^\circ \\ (\beta_k - \bar{\beta}) - 360^\circ & (\beta_k - \bar{\beta}) \geq +180^\circ \end{cases} \quad (4.28)$$

Durch die Fallunterscheidung in Gleichung (4.28) ist sichergestellt, dass auch alle momentanen Abweichungen ξ_k im Intervall $[-180^\circ; 180^\circ[$ liegen. Die Gleichung (4.28) lässt sich graphisch als eine Drehung des Koordinatensystems aus *Abbildung 4.7* verstehen, sodass die 0° -Richtung in die mittlere Windrichtung gedreht wird.

Neben den Windrichtungsfluktuationen ξ_k relativ zur mittleren Windrichtung $\bar{\beta}$ wird auch für die Windrichtungen β_k relativ zur Kanalmitte eine Häufigkeitsverteilung erstellt und in derselben Datei abgelegt. Da sowohl die Häufigkeiten der ξ_k als auch die der β_k im Wertebereich $[-180^\circ; 180^\circ[$ über die gleichen Klassen ermittelt werden, durchläuft das Programm zur Erstellung der Häufigkeitsverteilungen alle Klassen nur einmal. Ähnlich wie bei den Histogrammen der Geschwindigkeitsbeträge werden für jede Klasse alle β_k und ξ_k durchlaufen. Je nachdem, ob β_k bzw. ξ_k im jeweiligen Wertebereich der aktuellen Klasse liegen, wird deren Häufigkeit bezüglich dieser Klasse in Einer-Schritten erhöht.

Die so erstellten Häufigkeitsverteilungen der β_k und ξ_k beziehen sich jedoch alle auf das in *Abbildung 4.6* dargestellte Referenz-Koordinatensystem. In der Praxis kommt es allerdings häufig vor, dass unterschiedliche Richtungen der mittleren Anströmung im Windkanal modelliert werden. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn Vergleichsexperimente zu bereits stattgefundenen Feldkampagnen durchgeführt werden. Hierzu wird in der Regel eine in den Kanalboden eingelassene Drehscheibe verwendet, auf der sich die zu untersuchende Modell-Geometrie befindet. In diesem Fall liegt die Hauptströmungsrichtung im Windkanal im Allgemeinen nicht bei 0° , sondern in einer, durch das Feldexperiment vorgegebenen, Richtung $\beta_{af}(\text{approach flow})$. Auf die Fluktuationen relativ zur mittleren Windrichtung hat dies keine Auswirkungen, da hier nur die Abweichungen der einzelnen Windrichtungen von der mittleren Richtung interessieren und nicht die mittlere Windrichtung selbst. Für die Windrichtungen β_k bedeutet die Vorgabe einer bestimmten Richtung der mittleren Anströmung eine Drehung des Referenz-Koordinatensystems aus *Abbildung 4.6*. Es wird somit für die β_k ein zusätzliches Koordinatensystem eingeführt, das speziell für ein Experiment im Windkanal gültig ist. Im Gegensatz zum ursprünglichen Referenzsystem wird die Richtung hier nicht von -180° bis $+180^\circ$, sondern von 0° bis 360° gezählt. Die alte 0° -Richtung entspricht der neuen 180° -Richtung, wobei der Drehsinn erhalten bleibt. Der Wertebereich des neuen Koordinatensystems beträgt also:

$$[0^\circ; 360^\circ[\quad (4.29)$$

Die Richtung der mittleren Anströmung β_{af} , die im neuen Koordinatensystem nun bei 180° liegt, kann je nach Experiment jeden beliebigen Wert innerhalb des Intervalls (4.29) annehmen, was zu einer zusätzlichen Drehung des Koordinatensystems führt. Um die aus einer Strömungsmessung berechneten Windrichtungen vom ursprünglichen Referenz-Koordinatensystem ($\beta_{k(I)}$) in das den Versuchsbedingungen angepasste, neue Koordinatensystem ($\beta_{k(II)}$) zu überführen, ist daher folgende Umrechnung nötig:

$$\beta_{k(II)} = \begin{cases} \beta_{k(I)} + \beta_{af} & 0^\circ \leq (\beta_{k(I)} + \beta_{af}) < 360^\circ \\ \beta_{k(I)} + \beta_{af} + 360^\circ & (\beta_{k(I)} + \beta_{af}) < 0^\circ \\ \beta_{k(I)} + \beta_{af} - 360^\circ & (\beta_{k(I)} + \beta_{af}) \geq 360^\circ \end{cases} \quad (4.30)$$

Wie schon für die β_k (bzw. $\beta_{k(I)}$) und die ξ_k , wird auch für die $\beta_{k(II)}$ eine Häufigkeitsverteilung erstellt. Allerdings im Wertebereich $[0^\circ; 360^\circ[$. Während die Anzahl der Klassen übernommen wird, werden die Klassengrenzen entsprechend umgerechnet. Das anschließende Verfahren zur Erstellung der Häufigkeitsverteilung erfolgt in Analogie zu den $\beta_{k(I)}$ und ξ_k . Das Programm gibt bezüglich der Windrichtung somit drei verschiedene Histogramme in einer Datei aus: zum einen die einfachen Windrichtungen β_k sowohl im ursprünglichen Referenz-Koordinatensystem ($\beta_{k(I)}$) als auch im neuen Modell-spezifischen System ($\beta_{k(II)}$) und zum anderen die Abweichungen ξ_k von der mittleren Windrichtung $\bar{\beta}$. In *Abbildung 4.7* sind diese drei verschiedenen Häufigkeitsverteilungen am Beispiel einer u_1 - u_2 -Zeitreihe dargestellt, die im Windkanal „WOTAN“ innerhalb einer „sehr rauen“ Grenzschichtströmung gemessen wurde.

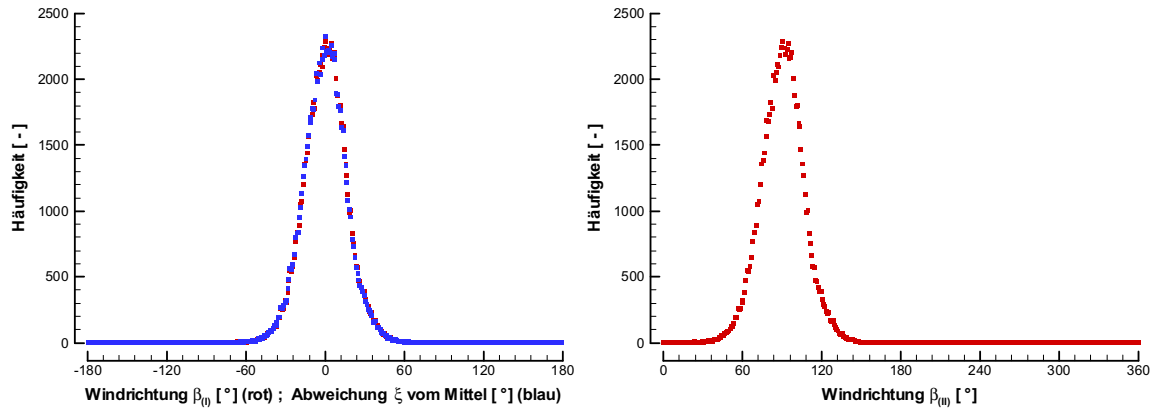


Abbildung 4.7 Beispiel für die Häufigkeitsverteilungen der Windrichtung;
links: Windrichtung $\beta_{(I)}$ im ursprünglichen Referenz-Koordinatensystem
(rot) und Abweichung ξ von der mittleren Windrichtung (blau);
rechts: Windrichtung $\beta_{(II)}$ im neuen, Modell spezifischen
Koordinatensystem bei einer mittleren
Anströmung von $\beta_{af} = 90^\circ$.

Bei den roten Verteilungen handelt es sich jeweils um die direkt aus der Zeitserie berechneten Windrichtungen. Während diese im linken Diagramm relativ zum ursprünglichen Koordinatensystem aufgetragen sind ($\beta_{(I)}$), erfolgte die Darstellung im rechten Diagramm relativ zum Modell spezifischen System ($\beta_{(II)}$) bei einer mittleren Anströmung von

$\beta_{af} = 90^\circ$. Blau dargestellt ist im linken Diagramm die Häufigkeitsverteilung der Abweichungen (ξ) von der mittleren Windrichtung $\bar{\beta}$.

Wie bereits die skalierten Roh-Zeitserien, sind auch die Histogramme der Geschwindigkeitsbeträge und der Windrichtungsfluktuationen sowie die unter den Punkten *a)* bis *e)* aufgeführten statistischen Größen für die Archivierung im LES-Referenzdatensatz CED-VAL-LES vorgesehen. Für nähere Informationen hierüber soll auch an dieser Stelle auf den fünften Abschnitt dieses Kapitels *Dokumentation und Archivierung der Ergebnisse* verwiesen und hier nur auf die Daten-Ausgabe der Ergebnisse eingegangen werden.

Mit Ausnahme der Histogramme werden alle Ergebnisse der statistischen Untersuchung in einer sogenannten Statistik-Datei abgelegt. Diese Datei wird im Gegensatz zur Zeitserien-Datei nicht für jede Zeitserie einzeln, sondern nur für einen Satz gemeinsam ausgewerteter Strömungs-Zeitserien ausgegeben. Hierbei enthält jede Zeile der Statistik-Datei die statistischen Parameter einer Zeitserie. Wird ein Kollektiv von Strömungszeitserien einer LDA-Messung gemeinsam ausgewertet, so erfolgt bei der Auswertung jeder einzelnen Zeitserie eine Überprüfung auf die Existenz der zu dieser Messung gehörigen Statistik-Datei. Diese Überprüfung fällt bei der Analyse der ersten Zeitserie in der Regel negativ aus, sodass die Statistik-Datei neu angelegt wird. Im Anschluss werden Datenheader, Plot-Header und die erste Ergebniszeile mit den Statistikwerten der ersten Zeitserie in die Datei geschrieben. Nach der Auswertung aller weiteren Zeitserien wird nur jeweils eine Zeile mit den Ergebnissen der statistischen Untersuchung an die Statistik-Datei angehängt. Die Spaltenbelegung der Statistik-Datei ist in *Tabelle 4.5* dargestellt. Sämtliche, unter den Punkten *a)* bis *e)* aufgeführten statistischen Größen sind für alle drei Windkomponenten sowohl in dimensionsloser als auch in dimensionsbehafteter Form enthalten. Für die nicht gemessene Komponente werden abgeleitete Größen mit dem Stellvertreter-Wert „999.999“ belegt. Die ersten neun Spalten sind für die Zeitserien-Nummer, die Anzahl von Messwerten sowie die mittlere Datenrate und die Position des Messortes reserviert. Letztere wird sowohl im Modell- als auch im Natur-Maßstab angegeben. Sofern bei den Strömungsmessungen die u_1 -Komponente gemessen wurde, sind in den Zeilen 52 und 53 das integrale Längenmaß der Turbulenz $L_{u_1x_1}$ im Natur- und Modellmaßstab enthalten. Eine genaue Erläuterung dieser Größe sowie die im Algorithmus angewandte Methodik ihrer Bestimmung wird im folgenden Abschnitt 4.4.2 gegeben. Wie schon bei den aufbereiteten Zeitserien, so handelt es sich auch bei der Statistik-Datei um ein universelles Datenformat, das im Windkanallabor der Universität Hamburg sowohl für Strömungs- als auch für Konzentrationsmessungen verwendet wird. Aus diesem Grund sind die Spalten 54 bis 57 für das arithmetische Mittel der dimensionslosen Konzentration, deren zugehörige Standardabweichung sowie die Schiefe und Wölbung der Konzentrationsverteilung vorgesehen. Die letzten vier Spalten (58 bis 61) hingegen sind nicht näher spezifiziert. Sie sind mit der Bezeichnung „flag1“ bis „flag4“ versehen und dienen der Anmerkung eventueller Kommentare bezüglich der Datenqualität oder Versuchsdurchführung.

Die Datenausgabe der Histogramme erfolgt separat von den Ergebnissen der übrigen statistischen Untersuchung. So wird für jedes der beiden ausgegebenen Histogramme einer Zeitserie eine eigene Histogramm-Datei erstellt. Da jedes Histogramm aus genau einer Zeitserie abgeleitet wurde, sind auch die Histogramm-Dateien mit dem gleichen Daten-

header versehen wie die bereits in Abschnitt 4.3.3 erwähnten Dateien der aufbereiteten Zeitserien. Eine Übersicht über die Spaltenbelegung der beiden Histogramm-Dateien wird in *Tabelle 4.6* gegeben.

Histogramm: Windrichtung			Histogramm: Geschwindigkeitsbetrag		
Spalte	Inhalt	Einheit	Spalte	Inhalt	Einheit
1	Fluktuation der Windrichtung um den Mittelwert	[°]	1	Klassennummer	[-]
2	absolute Häufigkeit	[-]	2	1. Windkomponente (dimensionslos)	[-]
3	relative Häufigkeit	[-]	3	2. Windkomponente (dimensionslos)	[-]
---	---	---	4	absolute Häufigkeit 1. Windkomponente	[-]
---	---	---	5	absolute Häufigkeit 2. Windkomponente	[-]
---	---	---	6	relative Häufigkeit 1. Windkomponente	[-]
---	---	---	7	relative Häufigkeit 2. Windkomponente	[-]

Tabelle 4.6 Spaltenbelegung der beiden Histogramm-Dateien.

4.4.2 Integrallängenmaß der Turbulenz

Möchte man für eine turbulente Strömung ein Maß für die großen Wirbel (sog. „Makromaß“ der Turbulenz) erhalten, so kann man auf folgende Weise vorgehen: Man nimmt zwei Sonden, deren Abstand r eine Linie mit der Hauptströmungsrichtung (x_1 -Richtung) bildet. Werden nun mit beiden Sonden Zeitserien der turbulenten Schwankungen der u -Komponente gemessen und miteinander korreliert, so erhält man unter systematischer Variation von r das sogenannte Integrallängenmaß der Turbulenz:

$$\begin{aligned}
 L_{u_1 x_1} &= \frac{1}{\overline{u_1'^2}} \int_0^{\infty} \overline{u_1'(x_1) u_1'(x_1 + r)} dr \\
 &= \frac{1}{(\overline{u_1} - \bar{u}_1)^2} \int_0^{\infty} \overline{(u_1(x) - \bar{u}_1(x_1))(u_1(x_1 + r) - \bar{u}_1(x_1 + r))} dr
 \end{aligned} \tag{4.31}$$

In der Praxis erweist sich diese Methode allerdings als relativ aufwendig. Auf der Grundlage der Taylor-Hypothese (Taylor [1938]) lässt sich das Integrallängenmaß auch indirekt über das Integralzeitmaß

$$\begin{aligned}
 T_{u_1 x_1} &= \frac{1}{u_1'^2} \int_0^\infty \overline{u_1'(t) u_1'(t + \lambda)} d\lambda \\
 &= \frac{1}{(u_1 - \bar{u}_1)^2} \int_0^\infty \overline{(u_1(t) - \bar{u}_1(t))(u_1(t + \lambda) - \bar{u}_1(t + \lambda))} d\lambda
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

bestimmen. Hierzu muss mit einer einzelnen Sonde an einem festen Ort eine Zeitserie von u_1 -Signalen aufgenommen werden. Mit λ wird hierbei die seit Beginn der Zeitserie vergangene Zeit bezeichnet. Da bei einer LDA-Messung die Mess-Signale jedoch nie in kontinuierlicher Form vorliegen, muss die Integration durch eine Summation ersetzt werden. In diesem Fall lässt sich λ als ganzzahliges Vielfaches eines konstanten Zeitschritts Δt ausdrücken. Das Integralzeitmaß erhält man daher über die Autokorrelation der neu abgetasteten Zeitserie. Multipliziert man dieses für die turbulente Strömung charakteristische Zeitmaß mit der der turbulenten Schwankungen überlagerten mittleren Advektions-Geschwindigkeit, so erhält man eine Länge, die wiederum dem Integrallängenmaß entspricht.

In den meisten Fällen werden LDA-Strömungsmessungen am EWTL in Form von u_1 - u_2 - bzw. u_1 - u_3 -Messungen durchgeführt. Das heißt, dass in der Regel aus jeder gemessenen Zeitserie ein Integrallängenmaß $L_{u_1 x_1}$ abgeleitet werden kann. Das Verfahren der Autokorrelation lässt sich anschaulich wie folgt beschreiben: Man nimmt sich eine einzelne Zeitserie und dupliziert diese. Dann legt man die beiden Zeitserien übereinander und ermittelt den Korrelationskoeffizient als Maß für den linearen Zusammenhang zwischen den beiden Zeitserien. Dieser wird in diesem Fall maximal sein, was einem Korrelationskoeffizient von 1,0 entspricht. Beim weiteren Vorgehen werden die beiden identischen Zeitserien jeweils um den Zeitschritt Δt verschoben, wobei jedes Mal aufs Neue der Korrelationskoeffizient bestimmt wird. Da dieses Verfahren eine Zeitserie mit konstantem Zeitschritt Δt voraussetzt, werden hierfür nicht die original LDA-Zeitserien, sondern die neu abgetastete Zeitserien verwendet (s. Abschnitt 4.3.2). Der Korrelationskoeffizient $R_{u_1 u_1}$ wird im Algorithmus des Programms nach folgender Formel berechnet

$$R_{u_1 u_1}(\lambda) = \frac{\frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} [(u_{1k} - \bar{u}_{1k})(u_{1k+j} - \bar{u}_{1k+j})]}{\sqrt{\frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} (u_{1k} - \bar{u}_{1k})^2} \sqrt{\frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} (u_{1k+j} - \bar{u}_{1k+j})^2}}, \tag{4.33}$$

mit:

$$\bar{u}_{1k} = \frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} u_{1k}, \quad \bar{u}_{1k+j} = \frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} u_{1k+j} \quad \text{und} \quad \lambda = j \cdot \Delta t.$$

Speziell im Zusammenhang mit dem Verfahren der Autokorrelation stellt λ für den jeweiligen Korrelationskoeffizienten $R_{u_1 u_1}$ die zeitliche Verschiebung („lag“) der beiden identischen Zeitserien zueinander dar. In der Theorie fällt der Autokorrelationskoeffizient einer turbulenten Zeitserie mit zunehmendem λ in guter Näherung exponentiell ab und strebt gegen Null. Stellt man diesen Verlauf graphisch dar (vgl. *Abbildung 4.8*), so lässt sich das Integralzeitmaß als Inhalt der Fläche interpretieren, die vom Graphen der Autokorrelationsfunktion und der Abszisse eingeschlossen wird. Auch im Analyseprogramm erfolgt die Bestimmung des Integralzeitmaßes über die Berechnung dieser Fläche. Anhand eines Beispiels ist in *Abbildung 4.8* der tatsächliche Verlauf des Korrelationskoeffizienten für die Autokorrelation einer turbulenten Zeitserie dargestellt. Wie zu erwarten hat $R_{u_1 u_1}$ für $\lambda = 0$ s den Wert Eins. Danach nimmt $R_{u_1 u_1}$ aufgrund der Zufälligkeit der turbulenten Schwankungen mit wachsendem λ rasch ab. Dieser Abfall erfolgt zunächst in guter Übereinstimmung zur Theorie nahezu exponentiell. Jedoch ab einem Wert von $\lambda \approx 0.46$ s bleibt der Korrelationskoeffizient zunächst im Mittel konstant, fällt dann fast auf Null ab und steigt später wieder an. Um zu verhindern, dass dieser letzte Bereich, der mit dem Integralzeitmaß der Turbulenz in keinem Zusammenhang mehr steht, die Berechnung des Integralzeitmaßes beeinflusst, wird im Analyseprogramm folgende Kurvenanpassung durchgeführt:

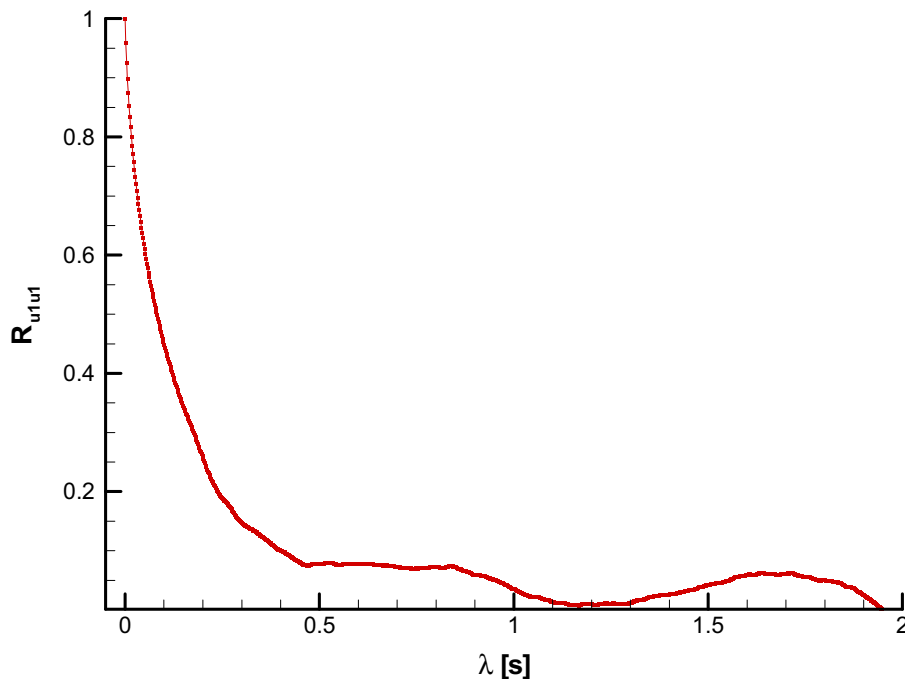


Abbildung 4.8 Verlauf des Korrelationskoeffizienten $R_{u_1 u_1}$ mit der zeitlichen Verschiebung λ für die Autokorrelation einer turbulenten Strömungs-Zeitserie.

Da die Abnahme des Korrelationskoeffizienten zunächst in guter Näherung exponentiell erfolgt, berechnet das Programm die Autokorrelationsfunktion nur so lange, bis einer der beiden Fälle

$$R_{u_1 u_1}[j] - R_{u_1 u_1}[j - 1] \geq 0 \quad (\text{Fall 1}) \quad (4.34)$$

$$R_{u_1 u_1}[j] = 0 \quad (\text{Fall 2}) \quad (4.35)$$

eintritt. Der Buchstabe j bezeichnet hier lediglich den laufenden Index der aufeinanderfolgenden Korrelationskoeffizienten. Der zweite Fall ist der einfachere. In diesem Fall ist der Korrelationskoeffizient kontinuierlich bis auf den Wert Null abgefallen und das Programm kann mit der Berechnung des Integralzeitmaßes beginnen. Weitaus häufiger tritt jedoch bei der Berechnung des Korrelationskoeffizienten irgendwann der erste Fall ein. Das heißt die kontinuierliche Abnahme von $R_{u_1 u_1}$ wird unterbrochen bevor die Autokorrelationsfunktion auf den Wert Null abgefallen ist. In diesem Fall extrapoliert das Programm die weitere Abnahme von $R_{u_1 u_1}$ durch eine exponentiell abklingende Kurve. Für die Berechnung dieser Kurve lohnt sich zunächst die Betrachtung der halb-logarithmischen Darstellung der Kurve aus *Abbildung 4.8*. Diese ist in *Abbildung 4.9 a)* zu finden (rote Kurve). Bei dieser Darstellung erscheint der nahezu exponentiell abklingende Bereich in guter Näherung linear und ist identisch mit dem Bereich, in dem $R_{u_1 u_1}$ kontinuierlich abnimmt und noch vom Programm berechnet wurde. Für die Extrapolation des weiteren Verlaufs von $R_{u_1 u_1}$ bedient sich das Programm des Verfahrens der *linearen Regression*:

Wird z.B. zwischen zwei Messgrößen x und y ein linearer Zusammenhang angenommen, so lässt sich für die gemessenen Wertepaare (x_i, y_i) eine Ausgleichs- oder Regressionsgerade folgender Form berechnen:

$$y = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i y_i) - N \bar{x} \bar{y}}{\sum_{i=1}^N (x_i^2) - N \bar{x}^2} x + \left(\bar{y} - \frac{\sum_{i=1}^N (x_i y_i) - N \bar{x} \bar{y}}{\sum_{i=1}^N (x_i^2) - N \bar{x}^2} \bar{x} \right) = ax + b \quad (4.36)$$

Hierbei bezeichnet a die Steigung der Geraden und b ihren Schnittpunkt mit der Ordinate. N steht für die Anzahl an Wertepaaren und i dient als laufender Index. Für die Extrapolation der Autokorrelationskurve von $R_{u_1 u_1}$ ist jedoch nur die Steigung a der Regressionsgerade von Interesse, da die exakte Lage der Geraden durch den bisherigen Verlauf von $R_{u_1 u_1}$ in Abhängigkeit von λ vorgegeben wird. Führt man in Gleichung (4.36) folgende Substitutionen durch:

$$x = \lambda \quad (4.37)$$

$$y = \ln(R_{uu}) , \quad (4.38)$$

wobei $\ln$ den natürlichen Logarithmus bezeichnet, so erhält man für die Steigung der Regressionsgeraden:

$$a = \frac{\sum_{i=1}^N (\lambda_i \ln(R_{u_1 u_1})_i) - N \bar{\lambda} \overline{\ln(R_{u_1 u_1})}}{\sum_{i=1}^N (\lambda_i^2) - N \bar{\lambda}^2} \quad (4.39)$$

Für den extrapolierten Teil der Autokorrelationskurve ($i > N$) gilt also:

$$\ln(R_{u_1 u_1})_{i>N} = \frac{\sum_{i=1}^N (\lambda_i \ln(R_{u_1 u_1})_i) - N \bar{\lambda} \overline{\ln(R_{u_1 u_1})}}{\sum_{i=1}^N (\lambda_i^2) - N \bar{\lambda}^2} \lambda_{i>N} + b \quad (4.40)$$

bzw.

$$R_{u_1 u_1 i>N} = \exp\left(\frac{\sum_{i=1}^N (\lambda_i \ln(R_{u_1 u_1})_i) - N \bar{\lambda} \overline{\ln(R_{u_1 u_1})}}{\sum_{i=1}^N (\lambda_i^2) - N \bar{\lambda}^2} \lambda_{i>N}\right) \cdot \exp(b) . \quad (4.41)$$

Der durch Gleichung (4.26) beschriebene Verlauf des Autokorrelationskoeffizienten ist in *Abbildung 4.9* anhand der blauen Kurve sowohl in halb-logarithmischer als auch in linearer Darstellung, graphisch dargestellt. Da sich eine exponentiell abfallende Kurve der Null nur asymptotisch nähert, führt das Programm die Extrapolation nur durch, solange die Bedingung $R_{u_1 u_1} \geq 0.001$ (0.1%) erfüllt ist.

Nach dem eben beschriebenen Vorgehen liegt nun eine Autokorrelationskurve vor anhand derer das Programm das Integralzeitmaß bestimmen kann. Die Gleichung (4.32) für das Integralzeitmaß lässt sich auch in folgender Form schreiben:

$$T_{u_1 x_1} = \frac{1}{u_1'^2} \int_0^{\infty} Q_{u_1 u_1}(\lambda) d\lambda \quad (4.42)$$

Bei $Q_{u_1 u_1}$ handelt es sich um eines der neun Elemente des Eulerschen Korrelationstensors. Wendet man nun auf $Q_{u_1 u_1}$ die Schreibweise von Gleichung (4.32) an, so erhält man:

$$\begin{aligned} Q_{u_1 u_1}(\lambda) &= \overline{(u_1(t) - \bar{u}(t)) (u(t + \lambda) - \bar{u}(t + \lambda))} \\ &= \frac{1}{N-j} \sum_{k=0}^{N-j-1} [(u_k - \bar{u}_k)(u_{k+j} - \bar{u}_{k+j})] \end{aligned} \quad (4.43)$$

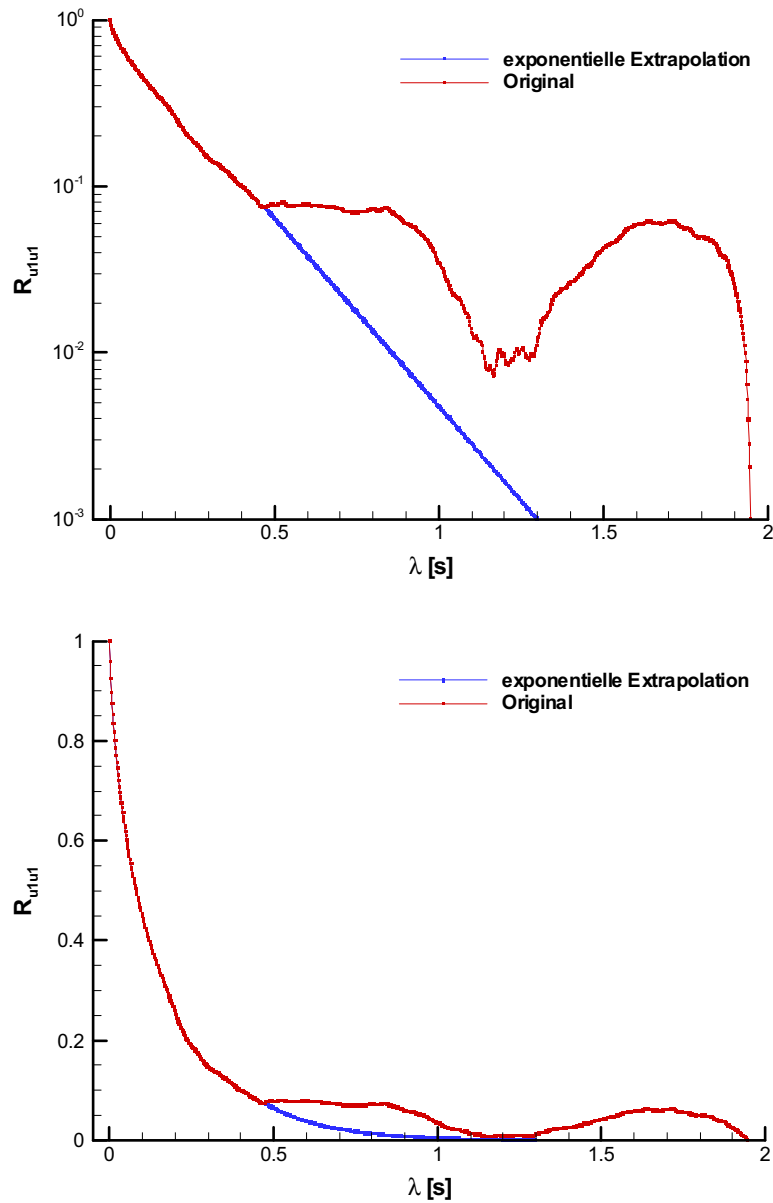


Abbildung 4.9 Verlauf des Korrelationskoeffizienten $R_{u_1 u_1}$ aus Abbildung 4.7 und zugehörige exponentielle Extrapolation (a) halb-logarithmische Darstellung, b) lineare Darstellung).

Dieser Ausdruck entspricht dem Zähler in Gleichung (4.33). Der Korrelationskoeffizient $R_{u_1 u_1}$ lässt sich demnach auch schreiben als:

$$R_{u_1 u_1} = \frac{Q_{u_1 u_1}}{u_1'^2} \quad (4.44)$$

Setzt man nun Gleichung (4.44) in Gleichung (4.42) ein, so ergibt sich für das Integralzeitmaß der Turbulenz:

$$T_{u_1 x_1} = \int_0^{\infty} R_{u_1 u_1}(\lambda) d\lambda \quad (4.45)$$

Die *Abbildung 4.10* zeigt das Integralzeitmaß als integrierte Fläche zwischen der Autokorrelationskurve und der Abszisse.

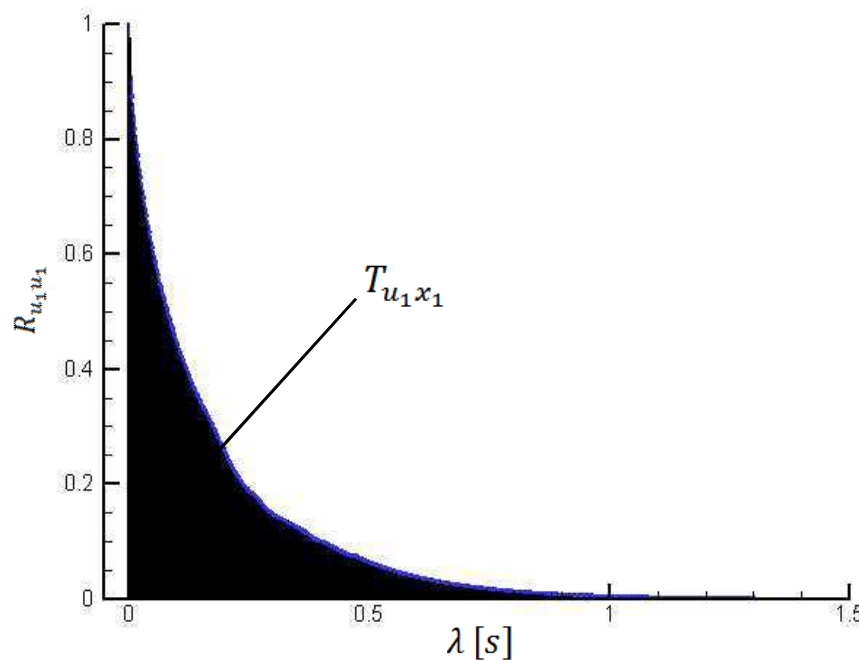


Abbildung 4.10 Integralzeitmaß $T_{u_1 x_1}$ als integrierte Fläche zwischen der Autokorrelationskurve und der Abszisse.

Da jedoch $R_{u_1 u_1}$ bei der Zeitserienanalyse nicht in kontinuierlicher Form, sondern in diskreten Abständen (Δt) vorliegt, muss bei der Berechnung von $T_{u_1 x_1}$ von der Integration zur Summation übergegangen werden:

$$T_{u_1x_1} = \Delta t \sum_i R_{u_1u_1(i)} \quad \forall i \text{ mit } R_{u_1u_1(i)} \geq 0.001 \quad (4.46)$$

Hierbei tritt jedoch folgende Ungenauigkeit auf, die anhand der *Abbildung 4.11* erläutert werden soll: Die Fläche unterhalb der Autokorrelationskurve, die als das Integralzeitmaß $T_{u_1x_1}$ zu interpretieren ist, hat als Begrenzung zur Linken den Wert $L = 0$ und zur Rechten den letzten Wert von λ , für den gilt $R_{u_1u_1}(\lambda) \geq 0.001$. Die in Gleichung (4.46) beschriebene Summation ist in *Abbildung 4.11* graphisch veranschaulicht.

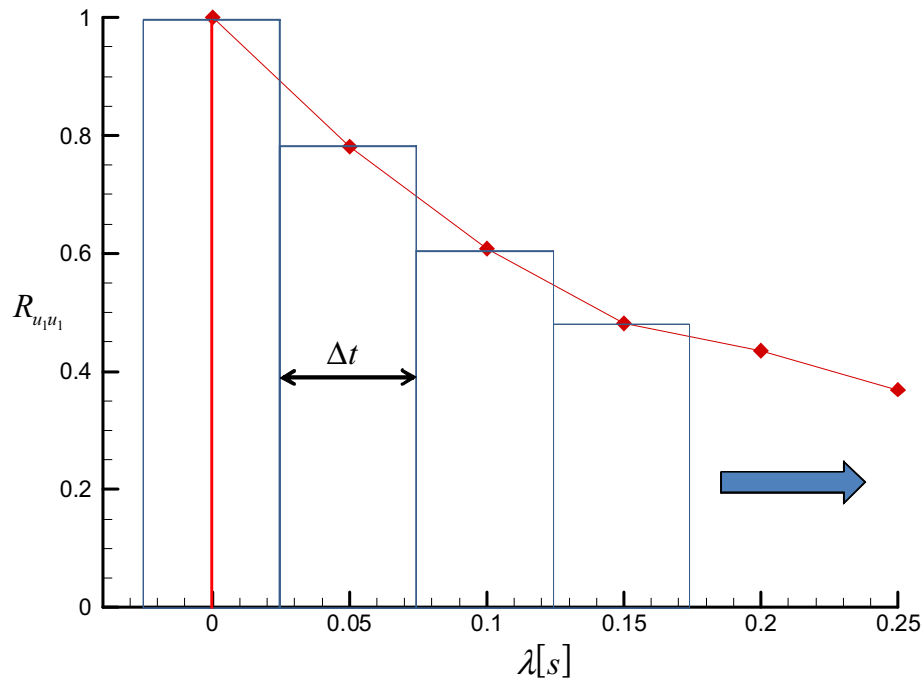


Abbildung 4.11 Graphische Interpretation der Gleichung (4.47) zur Berechnung des Integralzeitmaßes als Fläche unterhalb der Autokorrelationskurve (rot).

Hierbei wird die Fläche unterhalb der Autokorrelationskurve (rote Kurve) als Summe der Flächeninhalte der Rechtecke berechnet, die stets die Breite Δt und die Höhe $R_{u_1u_1}(\lambda)$ aufweisen. Das Problem, das hierbei jedoch auftritt, besteht darin, dass die Fläche der Rechtecke jeweils links und rechts die Grenze der zu berechnenden Fläche unterhalb der Kurve überschreitet. Das Integralzeitmaß würde somit systematisch zu hoch berechnet werden. Anstatt jedoch vom ersten und letzten Rechteck die Hälfte der Fläche abzuziehen, wird Gleichung (4.46) wie folgt abgeändert. Ist N die Anzahl der zur Berechnung von $T_{u_1x_1}$ heranzuziehenden $R_{u_1u_1}$, so gilt:

$$T_{u_1 x_1} = \frac{\Delta t}{2} \sum_{i=0}^{N-2} (R_{u_1 u_1(i)} + R_{u_1 u_1(i+1)}) \quad \forall i \text{ mit } R_{u_1 u_1(i)} \geq 0.001 \quad (4.47)$$

Graphisch betrachtet liegen die Werte von $R_{u_1 u_1}(\lambda)$ nicht mehr mittig auf der Oberkante der Rechtecke wie in *Abbildung 4.11*, sondern seitlich wie in *Abbildung 4.12*. Die Fläche unterhalb der Kurve zwischen zwei Werten von $R_{u_1 u_1}(\lambda)$ wird demnach als Mittelwert von Ober- und Untersumme berechnet.

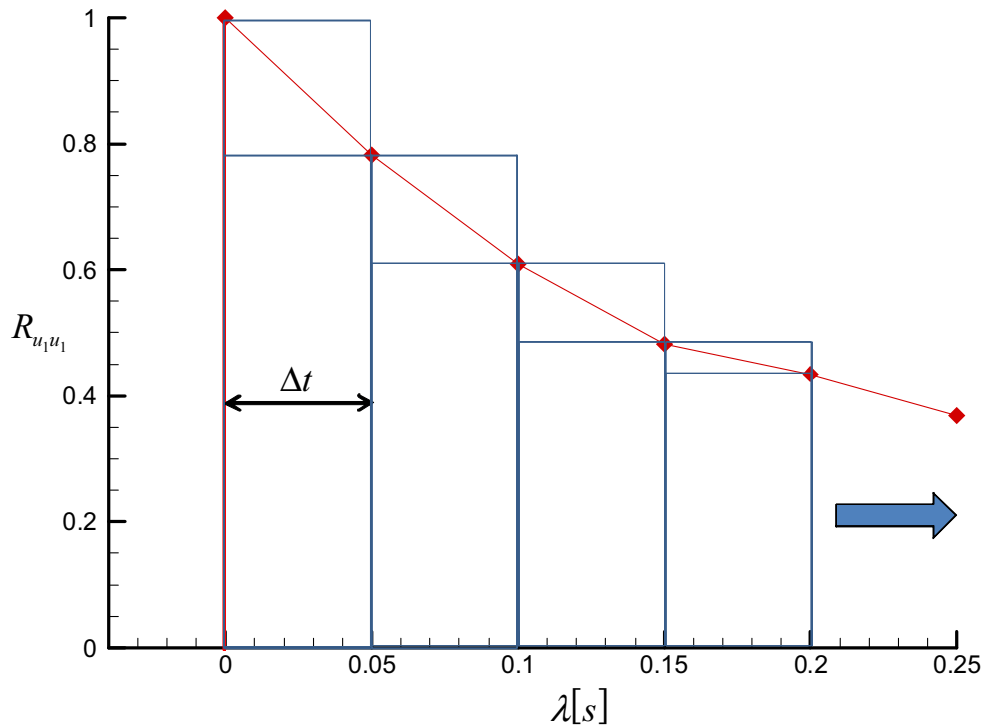


Abbildung 4.12 Graphische Interpretation der Gleichung (4.48) zur Berechnung des Integralzeitmaßes als Fläche unterhalb der Autokorrelationskurve (rot).

Um aus dem Integralzeitmaß das Integrallängenmaß $L_{u_1 x_1}$ zu berechnen, wird Gleichung (4.47) mit der mittleren Advektionsgeschwindigkeit $\bar{u}_1$ multipliziert. Man erhält somit

$$L_{u_1 x_1} = \bar{u}_1 \frac{\Delta t}{2} \sum_{i=0}^{N-2} (R_{u_1 u_1(i)} + R_{u_1 u_1(i+1)}) \quad \forall i \text{ mit } R_{u_1 u_1(i)} \geq 0.001 . \quad (4.48)$$

In *Abbildung 4.13* ist am Beispiel einer mäßig rauhen und einer sehr rauhen Grenzschicht der typische Verlauf des Integrallängenmaßes in doppelt logarithmischer Darstellung mit der Höhe aufgezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die $L_{u_1 x_1}$ aufgrund der zunehmenden Turbulenz mit verstärkter Rauigkeit kleiner werden.

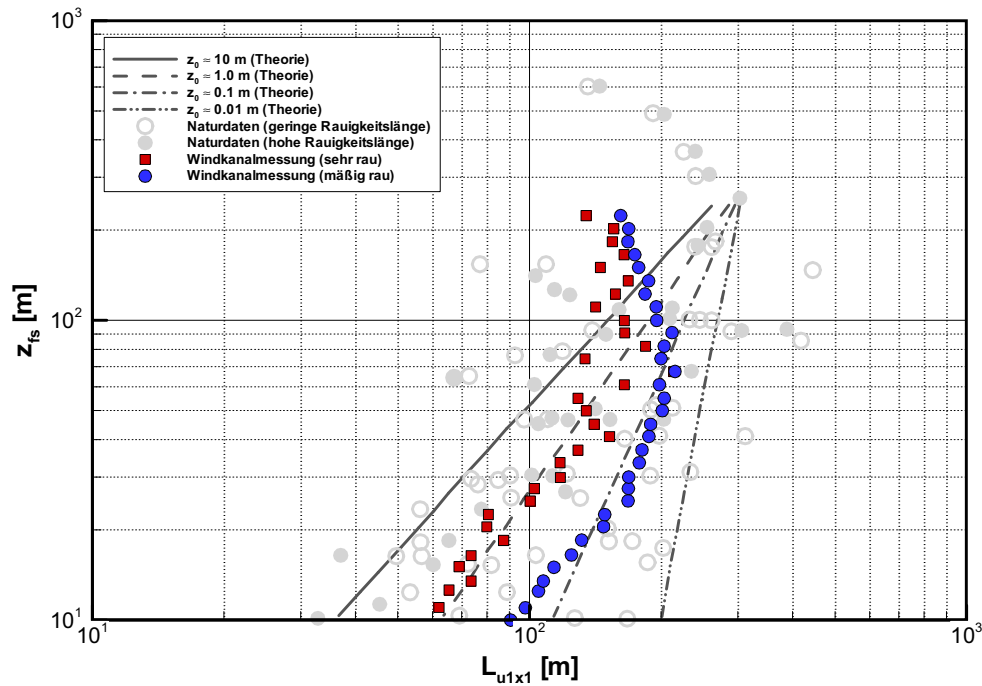


Abbildung 4.13 Vertikaler Verlauf des Integrallängenmaßes $L_{u_1 x_1}$ für eine sehr raue Grenzschicht (rot) (Bastigkeit [2011]) und eine mäßig raue Grenzschicht (blau).

4.4.3 Spektrum der turbulent kinetischen Energie

Um Informationen über die Verteilung der kinetischen Energie auf die unterschiedlichen Wirbelgrößen innerhalb einer turbulenten Strömung zu erhalten, berechnet das Analyseprogramm zu jeder Zeitserie das Spektrum der turbulent kinetischen Energie. Zu diesem Zweck ist im Algorithmus des Programms eine Fast Fourier-Transformation (FFT) enthalten. Hierbei handelt es sich um nichts anderes als eine diskrete Fourier Transformation, die an die binären Rechenoperationen eines Computers angepasst wurde (Stull [1988]). Bei der hier verwendeten FFT handelt es sich um die Funktion „ReFFT“ der „Advanced Analysis Library“ von Lab Windows/CVI (Lab Windows/CVI Advanced Analysis Library Reference Manual [1996]). Da das Analyseprogramm mit der genannten Bibliothek verlinkt ist, kann ReFFT durch einfaches Aufrufen im Algorithmus ausgeführt werden. Das Verfahren der diskreten Fourier-Transformation soll im Folgenden kurz erläutert werden. Eine vollständige Beschreibung findet sich in Stull [1988]:

Aus der Fourier Analyse ist bekannt, dass jede kontinuierliche Funktion durch eine unendliche Fourier-Reihe, also eine unendliche Anzahl an Sinus- und Cosinus-Thermen, beschrieben werden kann. Bei der Analyse experimentell erzeugter Zeitserien liegen die Messwerte jedoch nicht in kontinuierlicher, sondern stets in diskreter Form und endlicher Anzahl vor. In diesem Fall wird hingegen auch nur eine endliche Anzahl an Sinus- und Cosinus-Termen benötigt, um die Fourier-Reihe den Messwerten exakt anzupassen. Mit Hilfe der Eulerschen Identität

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x \quad (4.49)$$

Lässt sich eine diskrete Zeitserie $A(k)$ wie folgt als Fourier-Reihe darstellen:

$$A(k) = \sum_{n=0}^{N-1} F_A(n) e^{i2\pi nk/N} \quad (4.50)$$

Hierbei ist n die Frequenz und $F_A(n)$ die diskrete Fourier-Transformierte. Für die Beschreibung einer Zeitserie bestehend aus N Werten (indiziert von $k = 0$ bis $N - 1$) werden also nicht mehr als N verschiedene Frequenzen benötigt. Die Frequenz n gibt dabei an, wie viele Wellen den zu betrachtenden Zeitraum jeweils ausfüllen (Anzahl der Wellen pro Periode $\mathbb{P} = N\Delta t$). Eine Frequenz von $n = 0$ bezeichnet daher lediglich den Mittelwert der Zeitserie. Des Weiteren kann die Frequenz auch beschrieben werden durch:

$$f = n/\mathbb{P} = n/(N\Delta t) \quad (\text{Wellen pro Sekunde}), \quad (4.51)$$

$$\tilde{n} = 2\pi n/\mathbb{P} = 2\pi n/(N\Delta t) \quad (\text{Radiant pro Sekunde}). \quad (4.52)$$

Bei der Fourier-Transformierten $F_A(n)$ handelt es sich um eine komplexe Zahl, wobei der Realteil die Amplitude der Cosinus-Welle, und der Imaginärteil die Amplitude der Sinus-Welle repräsentiert. Sie ist eine Funktion der Frequenz, da Wellen unterschiedlicher Frequenzen mit unterschiedlichen Amplituden multipliziert werden müssen, um die Zeitserie zu rekonstruieren. Ist die Zeitserie $A(k)$ bekannt, so lassen sich diese Koeffizienten wie folgt bestimmen:

$$F_A(n) = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\frac{A(k)}{N} \right] e^{-i2\pi nk/N}, \quad (4.53)$$

bzw. unter Anwendung der Eulerschen Identität:

$$F_A(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) \cos(2\pi nk/N) - \frac{i}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) \sin(2\pi nk/N) . \quad (4.54)$$

Wählt man als N eine Potenz zur Basis zwei, so ist die Fourier-Transformierte der Frequenzen größer als $N/2$ gleich der konjugiert komplexen Fourier-Transformierten der Frequenzen kleiner als $N/2$. Während die Gleichungen (4.53) und (4.54) eine Darstellung des Signals im Frequenzraum erzeugen, was auch als Fourier-Zerlegung bezeichnet wird, lässt sich mit Hilfe von Gleichung (4.50) das physikalische Signal aus den Frequenzen und den jeweiligen Amplituden rekonstruieren.

Bei der durchzuführenden Spektralanalyse gilt es herauszufinden, welche Anteile der Varianz innerhalb einer Zeitserie bestimmten Frequenzen und somit auch bestimmten Wirbelgrößen zugeordnet werden können. Für die gesamte Varianz der diskreten Zeitserie $A(k)$ gilt:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (A_k - \bar{A})^2 = \sum_{n=1}^{N-1} |F_A(n)|^2 . \quad (4.55)$$

Für die Norm der komplexen Fourier-Transformierten für eine beliebige Frequenz n gilt:

$$|F_A(n)| = \sqrt{[F_{A_{real}}(n)]^2 + [F_{A_{imag}}(n)]^2} . \quad (4.56)$$

Die Funktion „ReFFT“ von Lab Windows benötigt als Eingabe das zu transformierende Feld „X“ sowie dessen Anzahl an Elementen „N“, die eine Potenz zur Basis zwei sein muss ($N = 2^m, m \in \mathbb{N}$). Während der Anwendung wird „X“ mit dem Realteil der Fourier-Transformierten überschrieben. Der Imaginärteil wird in das bis dahin leere Feld „Y“ geschrieben. Nach der Durchführung der FFT gilt also:

$$X = F_{A_{real}}(n) \quad \text{und} \quad Y = F_{A_{imag}}(n) . \quad (4.57)$$

Im Anschluss berechnet das Programm unter Anwendung der Gleichung (4.55) die gesamte Varianz σ^2 der Zeitserie. Hierbei ist zu beachten, dass die Summe über die Frequenzen in Gleichung (4.55) nicht den Fall $n = 0$ beinhaltet. Für diesen Fall vereinfacht sich Gleichung (4.54) zu:

$$F_A(0) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} A(k) , \quad (4.58)$$

sodass $|F_A(0)|$ lediglich den Mittelwert der Zeitserie $A(k)$ repräsentiert und keine Informationen über die Varianz der Zeitserie relativ zu ihrem Mittelwert enthält.

Als nächsten Schritt berechnet das Programm aus der Fourier-Transformierten die diskrete spektrale Energie $E_A(n)$. Hierzu sei angemerkt, dass bei einer Zeitserie von N Messwerten die höchste mit einer Fourier-Transformation auflösbare Frequenz, die sog. Nyquist-Frequenz n_f ($n_f = N/2$) ist. Lässt man den Fall $n = 0$ außer Acht, so spiegeln sich die Werte für $|F_A(n)|^2$ an der Nyquist-Frequenz, sodass gilt:

$$|F_A(n_f - m)|^2 = |F_A(n_f + m)|^2 \text{ mit } m \in \mathbb{N} \text{ und } (n_f - m) > 0 . \quad (4.59)$$

Da jedoch Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz sowieso nicht aufgelöst werden können, werden die $|F_A(n)|^2$ Werte für höhere Frequenzen zurückgespiegelt und zu den Werten der niedrigeren Frequenzen addiert (Stull [1988]). Unter der Voraussetzung, dass es sich bei N um eine gerade Zahl handelt, ist die diskrete spektrale Energie daher wie folgt für zwei Fälle definiert:

1. Fall: $n = 1$ bis $n = (n_f - 1)$

$$E_A(n) = 2|F_A(n)|^2 , \quad (4.60)$$

2. Fall: $n = n_f$

$$E_A(n) = |F_A(n)|^2 . \quad (4.61)$$

Obwohl anhand einer experimentell gewonnenen Zeitserie immer nur ein diskretes Energiespektrum gewonnen werden kann, ist gerade bei Vergleichen mit theoretisch berechneten Spektren (Kaimal et al. [1972], Simiu & Scanlan [1986], von Karman [1948]) die Darstellung kontinuierlicher Spektren üblich. Anstatt die diskrete Spektrale Energie über alle n Frequenzen aufzusummieren, wird davon ausgegangen, dass eine spektrale Energiedichte $S_A(n)$ existiert, die sich über alle Frequenzen integrieren lässt. In diesem Fall geht Gleichung (4.55) über in:

$$\sigma_A^2 = \int_n S_A(n) dn . \quad (4.62)$$

Nach Stull [1988] kann die spektrale Energiedichte wie folgt approximiert werden:

$$S_A(n) = \frac{E_A(n)}{\Delta n} , \quad (4.63)$$

wobei es sich bei Δn um die Differenz benachbarter Frequenzen handelt. Da n die Frequenz in Form von Wellen pro Zeitspanne beschreibt, gilt $\Delta n = 1$. $E_A(n)$ und $S_A(n)$ sind von ihrem jeweiligen numerischen Wert her also gleich. Das Analyseprogramm berechnet jedoch die spektrale Energiedichte S_A bezogen auf die Frequenz f . Nach Gleichung (4.51) besteht zwischen den Frequenzen n und f folgender Zusammenhang:

$$n = f \cdot \mathbb{P} , \quad (4.64)$$

wobei $\mathbb{P}$ die konstante Breite des Zeitfensters bezeichnet, auf das die FFT jeweils angewendet wird. Aufgrund der Konstanz von $\mathbb{P}$ lässt sich die spektrale Energie E_A sowohl als Funktion von n als auch von f schreiben. Es gilt somit:

$$E_A(n) = E_A(f) \quad (4.65)$$

Aufgrund von Gleichung (4.65) berechnet das Analyseprogramm aus den $E_A(n)$ die spektrale Energiedichte in Analogie zu Gleichung (4.63) nach folgender Approximation:

$$S_A(f) = \frac{E_A(f)}{\Delta f} = \frac{E_A(n)}{\Delta f} . \quad (4.66)$$

Die Datenausgabe der Spektren erfolgt sowohl in dimensionsbehafteter als auch in dimensionsloser Form. Eine Übersicht der einzelnen Spalten einer Spektren-Datei liefert *Tabelle 4.7*. Die Berechnung der Frequenz f erfolgt nach Gleichung (4.51). An dieser Stelle sei angemerkt, dass es sich bei N in diesem Fall nicht um die gesamte Länge der Zeitserie handelt, sondern lediglich um die Länge des Abschnittes, auf den die FFT momentan angewendet wird. Skaliert man die Frequenz f mit der Höhe des Mess-Ortes z dividiert durch die mittlere Geschwindigkeit der Hauptströmung $\bar{u}_1(z)$ an diesem Ort, so erhält man die sog. reduzierte Frequenz f_{red} .

Spalte	Inhalt	Größe	Einheit
1	f	Frequenz	$1/s$
2	$fz/\bar{u}_1(z)$	reduzierte Frequenz	---
3	E	kinetische Energie (pro Einheitsmasse)	m^2/s^2
4	$\frac{fS_{u_1u_1}(f, z)}{\sigma_{u_1}^2}$	skalierte spektrale Dichte der kinetischen Energie	---
5	$\frac{a_1 f_{red}}{(a_5 + a_2 f_{red}^{a_3})^{a_4}}$ (Kaimal et al., 1972)	skalierte spektrale Dichte der kinetischen Energie (empirischer Ansatz)	---
6	$\frac{a_1 f_{red}}{(a_5 + a_2 f_{red}^{a_3})^{a_4}}$ (Simiu, Scanlan, 1986)	skalierte spektrale Dichte der kinetischen Energie (empirischer Ansatz)	---
7	$\frac{a_1 f_{red}}{(a_5 + a_2 f_{red}^{a_3})^{a_4}}$ (von Karman, 1948)	skalierte spektrale Dichte der kinetischen Energie (empirischer Ansatz)	---

Tabelle 4.7 Belegung der Spalten in einer Spektren-Datei.

Um die spektrale Dichte der kinetischen Energie $S_{u_1u_1}$ in eine dimensionslose Form zu überführen, wird sie mit der Frequenz f multipliziert und durch die Varianz $\sigma_{u_1}^2$ des Zeitserien-Abschnitts dividiert. Für die Skalierung gilt somit:

$$f \rightarrow f_{red} = \frac{fz}{\bar{u}_1(z)} \quad \text{und} \quad (4.67)$$

$$S_{u_1u_2}(f) \rightarrow \frac{fS_{u_1u_1}(f)}{\sigma_{u_1}^2} . \quad (4.68)$$

Zusätzlich zu den experimentell ermittelten Energiedichten enthält jede Spektren-Datei zum Vergleich in den Spalten fünf bis sieben theoretische Energiedichten nach empirischen Ansätzen von Kaimal et al. [1972], Simiu & Scanlan [1986] sowie von Kármán [1948]. Alle drei Ansätze lassen sich in folgender Form darstellen:

$$\frac{f S_{u_1 u_1}(f, z)}{\sigma_u^2(z)} = \frac{a_1 f_{red}}{(a_5 + a_2 f_{red}^{a_3})^{a_4}} . \quad (4.69)$$

Hierbei bezeichnet f die Frequenz der Geschwindigkeitsfluktuationen, $S_{u_1 u_1}(f, z)$ die spektrale Verteilungsfunktion der Energiedichte der u_1 -Komponente, f_{red} die reduzierte Frequenz und $\sigma_{u_1}(z)$ die Standardabweichung des Schwankungsanteils der u_1 -Komponente. Bei den Platzhaltern a bis e handelt es sich um Approximationskonstanten, die je nach Ansatz variieren. In *Tabelle 4.8* sind diese Konstanten für die drei Ansätze zusammengestellt.

Approximationskonstanten	a ₁	a ₂	a ₃	a ₄	a ₅	f _{red}
<i>Kaimal et al. (1972)</i>	16.8	33.0	1.0	5/3	1.0	$\frac{f}{\bar{u}_1(z)} z$
<i>Simiu, Scanlan (1986)</i>	32.0	50.0	1.0	5/3	1.0	$\frac{f}{\bar{u}_1(z)} z$
<i>von Karman (1948)</i>	4.0	70.78	2.0	5/6	1.0	$\frac{f}{\bar{u}_1(z)} \frac{L_{u_1 x_1}(z)}{z}$

Tabelle 4.8 Approximationskonstanten und reduzierte Frequenz für die Ansätze von Kaimal, Simiu & Scanlan und von Kármán zur Näherung der spektralen Verteilung der kinetischen Energie der Turbulenz (nach VDI 3783 Blatt 12).

Die in der Natur beobachtete Höhenabhängigkeit der spektralen Verteilung der kinetischen Energie der Turbulenz wird in den Ansätzen nach Kaimal und Simiu & Scanlan direkt über die reduzierte Frequenz abgebildet. Im Ansatz nach *von Kármán* kommt die vertikale Variabilität der Spektren indirekt über die Höhenabhängigkeit des bereits bestimmten integralen Längenmaßes der Turbulenz $L_{u_1 x_1}$ zum Ausdruck.

Kapitel 5

Evaluierung des Programms zur Analyse von Strömungs-Zeitserien

Bevor das in Kapitel 4 vorgestellte Programm zur Analyse von LDA-Strömungsdaten für wissenschaftliche Untersuchungen herangezogen werden kann, muss seine Funktionsfähigkeit sichergestellt sein. Es müssen daher Daten generiert werden, anhand derer sämtliche Funktionalitäten des Programms zuverlässig getestet werden können. Von großer Wichtigkeit ist hierbei die eindeutige und möglichst leichte Nachvollziehbarkeit der Ergebnisse mit vertrauenswürdigen Referenzverfahren (z.B. Dantec-BSA Flow Software, Microsoft Excel, MATLAB, MathCAD etc.).

Bei dem zur Evaluierung des Programms erzeugten Test-Datensatz handelt es sich um eine Strömungszeitserie mit ihrer zugehörigen „wt-ref“-Datei. Die Test-Zeitserie mit der Bezeichnung „EVALU001.001“ wurde unter realen Versuchsbedingungen mit einem LDA im Grenzschicht-Windkanal „WOTAN“ der Universität Hamburg aufgenommen. Da sie lediglich der Programm-Evaluierung dienen soll, ist die Zeitserie mit einer Länge von fünf Sekunden und einer mittleren Datenrate von 20 Hz relativ kurz. Die Zeitserie enthält die Beträge der u_1 - und u_2 -Komponenten, die über einer städtischen Rauigkeit („Michel-Stadt“) gemessen wurden. Der Messort lag im Windkanal 400 mm über Grund, was bei einem Modellmaßstab von 1:225 einer Höhe von 90 m in der Natur entspricht.

Die Evaluierung des Analyse-Programms wird in den folgenden Abschnitten ausführlich dokumentiert. Die Reihenfolge der Evaluierungsschritte erfolgt hierbei in enger Anlehnung an den Auswerte-Algorithmus. Als Referenz-Software dienten das Tabellenkalkulationsprogramm „Microsoft Office Excel 2007“ und die „BSA Flow Software“ von Dantec Dynamics.

5.1 Datenaufbereitung

Den ersten Schritt der Evaluierung stellt die Überprüfung der korrekten Datenaufbereitung dar. Dabei wird zunächst das Entfernen von Ausreißern in den Strömungsdaten und im Anschluss das Resampling einer gesamten Strömungs-Zeitserie überprüft. Für diesen Evaluierungs-Schritt wird allein die LDA-Zeitserie „EVALU001.001“, herangezogen.

5.1.1 Entfernung von Ausreißern

Da die Ausreißer als Werte einer Windkomponente definiert sind, die außerhalb einer Vier-Sigma-Umgebung um das jeweilige arithmetische Mittel liegen, müssen zunächst der arithmetische Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt werden. Sowohl die Berechnung der Standardabweichung als auch die des Mittelwertes sind außerdem ein wesentlicher Bestandteil der statistischen Untersuchung einer jeden Strömungs-Zeitserie, der ein eigener Abschnitt in diesem Kapitel gewidmet ist. Aus diesem Grund sollen an dieser Stelle Mittelwert und Standardabweichung beider Windkomponenten zunächst als richtig angenommen werden. Die zugehörige Überprüfung wird an späterer Stelle erfolgen.

Für die Zeitserie „EVALU001.001“ gilt

$$\bar{u}_1 = 5.286 \text{ m/s} , \quad \bar{u}_2 = -0.169 \text{ m/s} \quad (5.1)$$

und

$$\sigma_{u_1} = 1.157 \text{ m/s} , \quad \sigma_{u_2} = 0.794 \text{ m/s} \quad (5.2)$$

wobei $\bar{u}_1$ und $\bar{u}_2$ die arithmetischen Mittelwerte und σ_{u_1} und σ_{u_2} die Standardabweichungen der u_1 - und u_2 -Komponente bezeichnen.

Da die experimentell erzeugte Zeitserie „EVALU001.001“ außerhalb der Vier-Sigma-Umgebung allerdings keine Werte aufweist, wird für diesen Teil der Programmvalidierung (Abschnitt 5.1.1) das Kriterium für Fehlmessungen vorübergehend auf Werte außerhalb der Zwei-Sigma-Umgebung verschärft. Unter Berücksichtigung von (5.1) und (5.2) werden daher, je nach Windkomponente, die Werte als Ausreißer definiert, die außerhalb der folgenden Intervalle liegen:

$$[2.972 \text{ m/s} ; 7.60 \text{ m/s}] \quad (5.3)$$

für die u_1 -Komponente, und

$$[-1.757 \text{ m/s} ; 1.419 \text{ m/s}] \quad (5.4)$$

für die u_2 -Komponente.

Die Zeitserie „EVALU001.001“ enthält demnach einen Ausreißer in der u_1 - und drei Ausreißer in der u_2 -Komponente. In *Abbildung 5.1* ist die gesamte Zeitserie „EVALU001.001“ aufgeführt, wie sie von der BSA Flow Software als Text-Datei ausgegeben wird.

Row#	AT [ms]	TT [us]	u [m/s]	v [m/s]
1	84.226	8.3	3.741	-0.572
2	361.944	9.8	3.247	-0.174
3	392.699	9.8	4.336	-0.556
4	410.221	10.9	3.704	-0.413
5	432.902	8.3	4.320	-0.766
6	551.164	7.0	4.352	-1.291
7	579.709	11.5	3.645	-0.346
8	605.612	10.9	3.754	-0.422
9	742.961	8.5	5.454	0.598
10	802.128	7.9	4.729	-1.147
11	844.809	10.9	3.836	-0.677
12	942.664	11.3	3.362	-1.730
13	952.961	13.4	3.162	-0.933
14	964.088	10.2	3.178	-0.698
15	989.640	8.1	3.845	0.357
16	1081.100	11.5	3.052	-0.099
17	1092.486	9.8	3.226	-0.287
18	1131.479	13.2	3.300	0.668
19	1152.344	10.2	3.566	-0.480
20	1152.662	9.8	3.536	-0.554
21	1239.887	10.9	3.398	1.040
22	1360.457	7.3	5.597	0.220
23	1536.205	6.4	7.064	0.966
24	1548.934	6.6	7.071	0.245
25	1552.272	6.6	6.381	-0.329
26	1574.927	7.5	6.895	0.148
27	1575.645	7.0	6.752	0.127
28	1644.189	7.7	5.320	-1.662
29	1695.726	9.6	5.310	0.058
30	1748.652	7.3	5.022	0.128
31	1782.599	7.3	5.867	-0.722
32	1797.493	7.0	5.904	-0.394
33	1821.221	6.4	5.262	-0.472
34	1829.191	7.3	5.351	-0.455
35	1875.809	6.8	6.183	-0.778
36	1957.340	8.5	5.924	-0.343
37	1960.377	5.1	5.959	0.333
38	1966.495	6.4	5.825	1.038
39	1987.401	8.3	5.471	-0.093
40	2143.244	5.8	6.313	1.233
41	2181.637	8.3	6.205	-0.266
42	2200.703	7.7	5.878	-0.949
43	2230.939	6.8	6.412	0.360
44	2292.492	5.8	6.452	0.473
45	2425.580	7.3	6.792	-0.326
46	2459.922	6.6	6.600	-0.453
47	2488.607	6.2	6.699	-0.474
48	2510.807	7.9	5.833	-0.067
49	2640.924	6.6	5.056	0.501
50	2756.257	8.1	6.609	1.833
51	2769.532	6.8	6.858	1.043
52	2827.757	5.3	7.171	0.234
53	2893.678	8.7	5.779	0.814
54	2913.126	6.4	6.157	0.460
55	2921.871	8.3	4.834	-0.559
56	2953.382	7.5	5.099	0.490
57	3106.187	8.5	5.749	-2.286
58	3114.087	7.7	5.868	-1.464
59	3115.542	6.6	5.022	-2.216
60	3149.851	7.9	5.504	-1.224
61	3219.710	8.3	5.656	0.111
62	3319.832	8.3	4.288	-0.892
63	3329.173	8.1	4.292	-0.963
64	3368.835	11.1	4.095	-0.755
65	3387.958	7.3	4.031	-0.706
66	3513.754	9.8	5.738	-1.655
67	3515.204	9.2	5.724	-1.442
68	3539.443	9.8	4.968	-0.323
69	3583.925	7.3	4.839	-1.439
70	3670.220	7.5	4.838	-0.189
71	3705.293	10.7	4.791	0.314
72	3711.134	6.4	4.781	0.343
73	3715.380	6.6	5.401	-0.064
74	3787.327	9.4	4.919	-1.365
75	3791.852	7.5	5.509	-0.243
76	3849.313	7.5	6.086	-0.108
77	3861.487	6.2	7.075	-0.159
78	3881.657	5.8	6.516	-0.211
79	4018.797	7.3	5.332	0.988
80	4028.205	7.3	4.702	1.065
81	4030.480	9.2	4.581	1.046
82	4037.282	6.6	4.847	0.743
83	4067.310	9.4	4.512	0.257
84	4153.408	7.3	4.450	-0.587
85	4187.848	5.8	6.007	0.098
86	4201.805	6.8	5.647	0.447
87	4213.598	8.7	5.472	-0.177
88	4244.573	7.5	7.177	0.723
89	4292.178	8.1	6.820	0.060
90	4427.881	6.6	6.587	-0.760
91	4486.547	9.0	4.580	-0.016
92	4543.516	7.7	5.190	0.198
93	4559.791	7.3	5.746	0.181
94	4711.488	7.5	4.299	1.300
95	4758.979	8.3	4.902	0.773
96	4787.618	8.3	4.127	-0.493
97	4831.905	8.1	5.031	0.218
98	5057.924	6.0	7.255	-0.535
99	5080.281	6.4	7.158	-1.437
100	5083.961	7.3	7.817	-0.392

Abbildung 5.1 Experimentell erzeugte Evaluierungs-Zeitserie „EVALU001.001“ (exportiert mit BSA Flow Software); Werte außerhalb der Zwei-Sigma Umgebung sind rot umrandet.

Rot markiert sind hierbei die Geschwindigkeitswerte, die außerhalb des Intervalls (5.3) bzw. (5.4) liegen. Sie gelten nach dem Zwei-Sigma-Kriterium als Ausreißer und müssten demnach bei der Datenaufbereitung vom Zeitserien-Analyse-Programm aus der Zeitserie entfernt werden. Dass dies tatsächlich der Fall ist, ist in *Abbildung 5.2* zu erkennen.

The image shows two side-by-side Notepad windows displaying a time series data file. The left window shows the full data, including outliers. The right window shows the data after outliers have been removed. Red arrows in the right window point to the positions where data was removed.

Line	Time [ms]	Time [us]	Velocity [m/s]
1	84.226	8.3	3.741
2	361.944	9.8	3.247
3	392.699	9.8	4.336
4	410.221	10.9	3.704
5	432.902	8.3	4.320
6	551.164	7.0	4.352
7	579.709	11.5	3.645
8	605.612	10.9	3.754
9	742.961	8.5	5.454
10	802.128	7.9	4.729
11	844.809	10.9	3.836
12	942.664	11.3	3.362
13	952.961	13.4	3.162
14	964.088	10.2	3.178
15	989.640	8.1	3.845
16	1081.100	11.5	3.052
17	1092.486	9.8	3.226
18	1131.479	13.2	3.300
19	1152.344	10.2	3.566
20	1152.662	9.8	3.536
21	1239.887	10.9	3.398
22	1360.457	7.3	5.597
23	1536.205	6.4	7.064
24	1548.934	6.6	7.071
25	1552.272	6.6	6.381
26	1574.927	7.5	6.895
27	1575.645	7.0	6.752
28	1644.189	7.7	5.320
29	1695.726	9.6	5.310
30	1748.652	7.3	5.022
31	1782.599	7.3	5.867
32	1797.493	7.0	5.904
33	1821.221	6.4	5.262
34	1829.191	7.3	5.351
35	1875.809	6.8	6.183
36	1957.340	8.5	5.924
37	1960.377	5.1	5.959
38	1966.495	6.4	5.825
39	1987.401	8.3	5.471
40	2143.244	5.8	6.313
41	2181.637	8.3	6.205
42	2200.703	7.7	5.878
43	2230.939	6.8	6.412
44	2292.492	5.8	6.452
45	2425.580	7.3	6.792
46	2459.922	6.6	6.600
47	2488.607	6.2	6.699
48	2510.807	7.9	5.833
49	2640.924	6.6	5.056
50	2769.532	6.8	6.858
51	2827.757	5.3	7.171
52	2893.678	8.7	5.779
53	2913.126	6.4	6.157
54	2921.871	8.3	4.834
55	2953.382	7.5	5.099
56	3114.087	7.7	5.868
57	3149.851	7.9	5.504
58	3219.710	8.3	5.656
59	3319.832	8.3	4.288
60	3329.173	8.1	4.292
61	3368.835	11.1	4.095
62	3387.958	7.3	4.031
63	3513.754	9.8	5.738
64	3515.204	9.2	5.724
65	3539.443	9.8	4.968
66	3583.925	7.3	4.839
67	3670.220	7.5	4.838
68	3705.293	10.7	4.791
69	3711.134	6.4	4.781
70	3715.380	6.6	5.401
71	3787.327	9.4	4.919
72	3791.852	7.5	5.509
73	3849.313	7.5	6.086
74	3861.487	6.2	7.075
75	3881.657	5.8	6.516
76	4018.797	7.3	5.332
77	4028.205	7.3	4.702
78	4030.480	9.2	4.581
79	4037.282	6.6	4.847
80	4067.310	9.4	4.512
81	4153.408	7.3	4.450
82	4187.848	5.8	6.007
83	4201.805	6.8	5.647
84	4213.598	8.7	5.472
85	4244.573	7.5	7.177
86	4292.178	8.1	6.820
87	4427.881	6.6	6.587
88	4486.547	9.0	4.580
89	4543.516	7.7	5.190
90	4559.791	7.3	5.746
91	4711.488	7.5	4.299
92	4758.979	8.3	4.902
93	4787.618	8.3	4.127
94	4831.905	8.1	5.031
95	5057.924	6.0	7.255
96	5080.281	6.4	7.158

Abbildung 5.2 Evaluierungs-Zeitserie „EVALU001.001“ nach dem Entfernen der Ausreißer (rote Pfeile kennzeichnen die ehemalige Position der entfernten Daten).

Diese Abbildung zeigt die Zeitserie „EVALU001.001“, wie sie vom Zeitserien-Analyse-Programm nach dem Entfernen der Ausreißer ausgegeben wird. Wie zu erkennen ist, sind die vier Zeilen, in denen ein Ausreißer vorkam, in der Zeitserie nicht mehr enthalten. Ihre ehemaligen Positionen sind durch die roten Pfeile gekennzeichnet.

5.1.2 Resampling (sample and hold)

Zur Überprüfung des Resampling-Algorithmus muss zunächst die mittlere Datenrate bestimmt werden. Wie schon die Bestimmung von Mittelwerten und Standardabweichungen, ist auch die Berechnung der mittleren Datenrate Bestandteil der statistischen Untersuchung einer Zeitserie. Sie wird in diesem Kapitel an späterer Stelle behandelt. Daher soll die mittlere Datenrate mit einem Wert von 20 Hz hier zunächst als korrekt bzw. rep-

räsentativ angenommen werden. Der resultierende mittlere Zeitschritt liegt somit bei 0.05 Sekunden (50.00 ms). Da der Zeitpunkt der ersten Geschwindigkeitsmessung im Resampling-Algorithmus nicht verändert wird, muss im vorliegenden Fall die neu abgetastete Zeitserie ebenfalls bei 84.226 ms beginnen (vgl. *Abbildung 5.1*). Dass dies tatsächlich der Fall ist, ist in *Abbildung 5.3* zu erkennen, die die gesamte neu abgetastete Zeitserie „EVALU001.001“ enthält. Auch alle nachfolgenden Zeitschritte liegen, wie erwartet, jeweils im konstanten Abstand von 50 ms.

t [s]	U [m/s]	v [m/s]
84.226	3.741	-0.572
134.226	3.741	-0.572
184.226	3.741	-0.572
234.226	3.741	-0.572
284.226	3.741	-0.572
334.226	3.741	-0.572
384.226	3.247	-0.174
434.226	4.320	-0.766
484.226	4.320	-0.766
534.226	4.320	-0.766
584.226	3.645	-0.346
634.226	3.754	-0.422
684.226	3.754	-0.422
734.226	3.754	-0.422
784.226	5.454	0.598
834.226	4.729	-1.147
884.226	3.836	-0.677
934.226	3.836	-0.677
984.226	3.178	-0.698
1034.226	3.845	0.357
1084.226	3.052	-0.099
1134.226	3.300	0.668
1184.226	3.536	-0.554
1234.226	3.536	-0.554
1284.226	3.398	1.040
1334.226	3.398	1.040
1384.226	5.597	0.220
1434.226	5.597	0.220
1484.226	5.597	0.220
1534.226	6.752	0.127
1584.226	6.752	0.127
1634.226	5.320	-1.662
1684.226	5.310	0.058
1734.226	5.867	-0.722
1784.226	5.351	-0.455
1834.226	6.183	-0.778
1884.226	6.183	-0.778
1934.226	5.825	1.038
1984.226	5.471	-0.093
2034.226	5.471	-0.093
2084.226	5.471	-0.093
2134.226	6.205	-0.266
2184.226	6.412	0.360
2234.226	6.412	0.360
2284.226	6.452	0.473
2334.226	6.452	0.473
2384.226	6.792	-0.326
2434.226	6.600	-0.453
2484.226	5.833	-0.067
2534.226	5.833	-0.067
2584.226	5.833	-0.067
2634.226	5.056	0.501
2684.226	5.056	0.501
2734.226	6.858	1.043
2784.226	7.171	0.234
2834.226	7.171	0.234
2884.226	4.834	-0.559
2934.226	5.099	0.490
2984.226	5.099	0.490
3034.226	5.099	0.490
3084.226	5.022	-2.216
3134.226	5.504	1.224
3184.226	5.656	0.111
3234.226	5.656	0.111
3284.226	4.292	-0.963
3334.226	4.095	-0.755
3384.226	4.031	-0.706
3434.226	4.031	-0.706
3484.226	5.724	-1.442
3534.226	4.839	-1.439
3584.226	4.839	-1.439
3634.226	4.839	-1.439
3684.226	5.401	-0.064
3734.226	5.401	-0.064
3784.226	5.509	-0.243
3834.226	6.516	-0.211
3884.226	6.516	-0.211
3934.226	6.516	-0.211
3984.226	4.581	1.046
4034.226	4.512	0.257
4084.226	4.512	0.257
4134.226	4.450	-0.587
4184.226	5.472	-0.177
4234.226	7.177	0.723
4284.226	6.820	0.060
4334.226	6.820	0.060
4384.226	6.587	-0.760
4434.226	6.587	-0.760
4484.226	4.580	-0.016
4534.226	5.746	0.181
4584.226	5.746	0.181
4634.226	5.746	0.181
4684.226	4.299	1.300
4734.226	4.902	0.773
4784.226	5.031	0.218
4834.226	5.031	0.218
4884.226	5.031	0.218
4934.226	5.031	0.218
4984.226	5.031	0.218
5034.226	5.031	0.218

Abbildung 5.3 Resampling-Zeitserie von „EVALU001.001“.

Nachdem die zeitliche Abfolge innerhalb der neuen Zeitserie überprüft worden ist, soll nun die angewandte Technik des „sample and hold“ Verfahrens überprüft werden. Hierzu wird aus Gründen der Darstellung die Betrachtung auf die ersten zehn Werte der Original-Zeitserie bzw. die ersten elf Werte der neu abgetasteten Zeitserie beschränkt. Vergleicht man die ersten beiden Zeiten aus der Original-Zeitserie miteinander, so stellt man eine Differenz von 277.718 ms fest (vgl. *Abbildung 5.1*). Dividiert man Diesen durch den mittleren Zeitschritt von 50 ms, so beträgt der ganzzahlige Anteil des Quotien-

ten fünf. Der Zeitschritt im Roh-Signal ist an dieser Stelle also zwischen fünf und sechs-mal so groß wie der mittlere Zeitschritt. Bei der Anwendung des „sample and hold“-Verfahrens müssten folglich die Werte für u_1 und u_2 fünfmal wiederholt werden. Dass dies der Fall ist, ist numerisch in *Abbildung 5.3* und graphisch in *Abbildung 5.4* zu erkennen, die für die u_1 -Komponente des Windes sowohl das Original als auch das neu abgetastete Signal enthalten. Die Werte der zweiten Geschwindigkeitsmessung der Roh-Zeitserie werden somit dem siebten Zeitpunkt der „sample and hold“-Zeitserie zugeordnet.

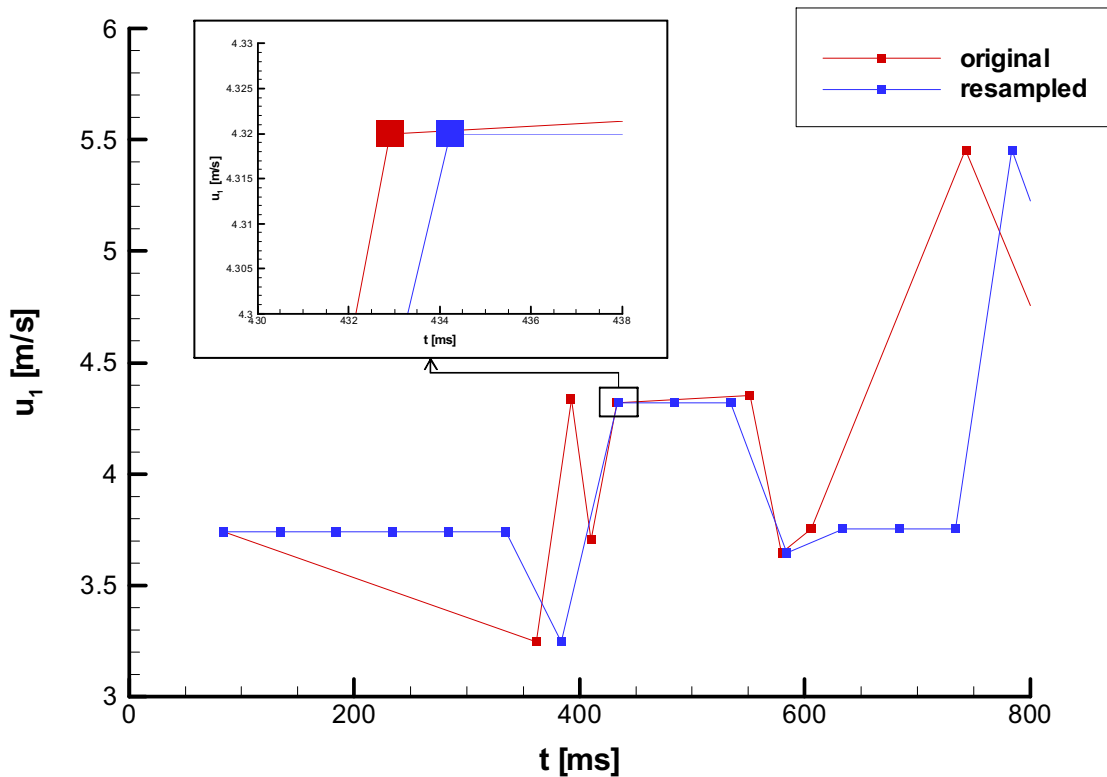


Abbildung 5.4 Ausschnitt aus der Zeitserie „EVALU001.001“ für die u_1 -Windkomponente; rot (Original-Signal); blau (nach „sample and hold“).

Geht man nun 50 ms weiter, so liegen in diesem Zeitintervall drei Geschwindigkeitsmessungen aus der Roh-Zeitserie, was zur Folge hat, dass nur die Werte der dritten Messung dem achten Zeitpunkt der „sample and hold“-Zeitserie zugeordnet werden (vgl. *Abbildung 5.2*, *5.3* und *5.4*). Diese Werte werden aufgrund einer unterdurchschnittlichen Datenrate wiederum für zweimal 50 ms konstant gehalten. Die folgenden zwei Geschwindigkeitsmessungen der Roh-Zeitserie liegen erneut innerhalb des nächsten Zeitschritts, weshalb nur die Werte der zweiten Messung dem elften Zeitpunkt der „sample and hold“-Zeitserie zugeordnet werden.

Somit wurde am Beispiel der ersten Zeitschritte aus der Zeitserie „EVALU001.001“ die korrekte Arbeitsweise des „sample and hold“-Algorithmus’ gezeigt.

5.1.3 Skalierung der Roh-Zeitserie

In *Abbildung 5.5* ist die skalierte und zur Datenarchivierung aufbereitete Version der Zeitserie „EVALU001.001“ dargestellt, wobei der ausführliche Header mit Informationen zur Versuchsdurchführung nicht abgebildet ist.

Time Step	I	T [*]	U/U _{ref}	V/U _{ref}	W/U _{ref}
0	0.454618	0.6930	-0.1059	999.999	
1	1.953630	0.6015	-0.0322	999.999	
2	2.119633	0.8033	-0.1029	999.999	
3	2.214207	0.6863	-0.0765	999.999	
4	2.336633	0.8004	-0.1419	999.999	
5	2.974962	0.8063	-0.2391	999.999	
6	3.129036	0.6753	-0.0640	999.999	
7	3.268850	0.6954	-0.0783	999.999	
8	4.010205	1.0105	0.1108	999.999	
9	4.329563	0.8761	-0.2125	999.999	
10	4.559939	0.7107	-0.1255	999.999	
11	5.088122	0.6228	-0.3205	999.999	
12	5.143702	0.5858	-0.1729	999.999	
13	5.203759	0.5889	-0.1293	999.999	
14	5.341679	0.7124	0.0662	999.999	
15	5.835345	0.5654	-0.0184	999.999	
16	5.896802	0.5977	-0.0531	999.999	
17	6.107267	0.6113	0.1238	999.999	
18	6.219891	0.6607	-0.0889	999.999	
19	6.221605	0.6550	-0.1026	999.999	
20	6.692411	0.6295	0.1926	999.999	
21	7.343200	1.0369	0.0407	999.999	
22	8.291818	1.3088	0.1791	999.999	
23	8.360525	1.3100	0.0453	999.999	
24	8.378539	1.1821	-0.0610	999.999	
25	8.500823	1.2775	0.0275	999.999	
26	8.504701	1.2510	0.0236	999.999	
27	8.874674	0.9857	-0.3079	999.999	
28	9.152850	0.9838	0.0107	999.999	
29	9.438520	0.9304	0.0238	999.999	
30	9.621754	1.0870	-0.1337	999.999	
31	9.702147	1.0938	-0.0730	999.999	
32	9.830220	0.9749	-0.0875	999.999	
33	9.873239	0.9915	-0.0842	999.999	
34	10.124862	1.1455	-0.1440	999.999	
35	10.564938	1.0975	-0.0635	999.999	
36	10.581330	1.1039	0.0617	999.999	
37	10.614351	1.0792	0.1923	999.999	
38	10.727192	1.0137	-0.0172	999.999	
39	11.568372	1.1695	0.2285	999.999	
40	11.775603	1.1496	-0.0492	999.999	
41	11.878509	1.0891	-0.1758	999.999	
42	12.041712	1.1880	0.0667	999.999	
43	12.373953	1.1953	0.0876	999.999	
44	13.092306	1.2584	-0.0604	999.999	
45	13.277672	1.2228	-0.0839	999.999	
46	13.432501	1.2410	-0.0878	999.999	
47	13.552330	1.0807	-0.0125	999.999	
48	14.254650	0.9368	0.0929	999.999	

Abbildung 5.5 Skalierte und zur Archivierung aufbereitete Version der Zeitserie „EVALU001.001“ (ausführlicher Datenheader nicht im Bild).

Da die Zeitserie auf einer Messung der u_1 - und u_2 -Komponente des Windes basiert, das standardisierte Datenformat jedoch Spalten für alle drei Windkomponenten vorsieht, ist

die fünfte Spalte von links erwartungsgemäß durchgehend mit dem Standardwert „999.999“ belegt. Wie der *Abbildung 5.6* entnommen werden kann, beträgt die mit dem Prandtl-Rohr gemessene Geschwindigkeit $\bar{u}_{pt}$ für die Zeitserie „EVALU001.001“ ca. 8.93 m/s.

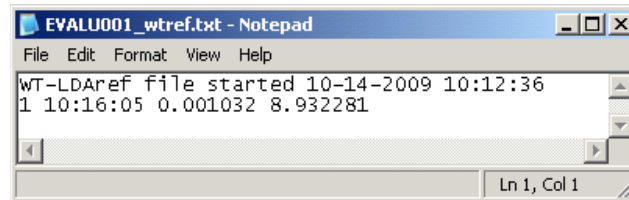


Abbildung 5.6 Zur Messung „EVALU001“ gehörige „wt-ref“-Datei.

Bei einem Skalierungsfaktor von $f_s = 0.60428$ ergibt sich eine Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ von ca. 5.40 m/s. Um die Berechnung der dimensionslosen Zeit t^* sowie der dimensionslosen Quotienten aus Geschwindigkeitskomponente (u_1 und u_2) und Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ zu überprüfen, wird eine Referenz-Berechnung mit dem Tabellenkalkulationsprogramm durchgeführt. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in *Abbildung 5.7* dargestellt. Die Spalten A bis einschließlich E der abgebildeten Tabelle enthalten die Daten der Original-Zeitserie „EVALU001.001“ (vgl. *Abbildung 5.1*). In den Spalten G, H und I sind die dimensionslose Zeit t^* und die mit $\bar{u}_{1ref}$ skalierten Windgeschwindigkeiten u_1 und u_2 enthalten. Zur Berechnung von t^* wurde eine Referenzlänge von einem Meter (Modellmaßstab) verwendet. Vergleicht man die Spalten G bis I der Tabelle mit der vom Programm ausgegebenen aufbereiteten Zeitserie aus *Abbildung 5.5*, so stellt man fest, dass das Zeitserien-Analyse-Programm und das Tabellenkalkulationsprogramm die gleichen Ergebnisse ausgeben.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I		A	B	C	D	E	F	G	H	I
1	Row#	AT [ms]	TT [us]	U [m/s]	V [m/s]		t* [-]	u ₁ / u _{1ref} [-]	u ₂ / u _{2ref} [-]	52	Row#	AT [ms]	TT [us]	U [m/s]	V [m/s]		t* [-]	u ₁ / u _{1ref} [-]	u ₂ / u _{2ref} [-]
2	1	84.226	8.3	3.741	-0.572		0.454618	0.6931	-0.1060	53	51	2769.53	6.8	6.858	1.043		14.948822	1.2706	0.1932
3	2	361.944	9.8	3.247	-0.174		1.953628	0.6016	-0.0322	54	52	2827.76	5.3	7.171	0.234		15.263098	1.3286	0.0434
4	3	392.699	9.8	4.336	-0.556		2.119632	0.8033	-0.1030	55	53	2893.68	8.7	5.779	0.814		15.618913	1.0707	0.1508
5	4	410.221	10.9	3.704	-0.413		2.214208	0.6862	-0.0765	56	54	2913.13	6.4	6.157	0.460		15.723885	1.1407	0.0852
6	5	432.902	8.3	4.320	-0.766		2.336631	0.8004	-0.1419	57	55	2921.87	8.3	4.834	-0.559		15.771087	0.8956	-0.1036
7	6	551.164	7	4.352	-1.291		2.974962	0.8063	-0.2392	58	56	2953.38	7.5	5.099	0.490		15.944171	0.9447	0.0908
8	7	579.709	11.5	3.645	-0.346		3.129037	0.6753	-0.0641	59	57	3106.19	8.5	5.749	-2.286		16.765951	1.0651	-0.4235
9	8	605.612	10.9	3.754	-0.422		3.268851	0.6955	-0.0782	60	58	3114.09	7.7	5.868	-1.464		16.808592	1.0872	-0.2712
10	9	742.961	8.5	5.454	0.598		4.010205	1.0104	0.1108	61	59	3115.54	6.6	5.022	-2.216		16.816446	0.9304	-0.4106
11	10	802.128	7.9	4.729	-1.147		4.329565	0.8761	-0.2125	62	60	3149.85	7.9	5.504	1.224		17.001632	1.0197	0.2268
12	11	844.809	10.9	3.836	-0.677		4.559940	0.7107	-0.1254	63	61	3219.71	8.3	5.656	0.111		17.378703	1.0479	0.0206
13	12	942.664	11.3	3.362	-1.730		5.088122	0.6229	-0.3205	64	62	3319.83	8.3	4.288	-0.892		17.919121	0.7944	-0.1653
14	13	952.961	13.4	3.162	-0.933		5.143701	0.5858	-0.1729	65	63	3329.17	8.1	4.292	-0.963		17.969540	0.7952	-0.1784
15	14	964.088	10.2	3.178	-0.698		5.203760	0.5888	-0.1293	66	64	3368.84	11.1	4.095	-0.755		18.183620	0.7587	-0.1399
16	15	989.64	8.1	3.845	0.357		5.341680	0.7124	0.0661	67	65	3387.96	7.3	4.031	-0.706		18.286838	0.7468	-0.1308
17	16	1081.1	11.5	3.052	-0.099		5.835344	0.5654	-0.0183	68	66	3513.75	9.8	5.738	-1.655		18.965834	1.0631	-0.3066
18	17	1092.49	9.8	3.226	-0.287		5.896801	0.5977	-0.0532	69	67	3515.2	9.2	5.724	-1.442		18.973661	1.0605	-0.2672
19	18	1131.48	13.2	3.300	0.668		6.107270	0.6114	0.1238	70	68	3539.44	9.8	4.968	-0.323		19.104493	0.9304	-0.0598
20	19	1152.34	10.2	3.566	-0.480		6.219891	0.6607	-0.0889	71	69	3583.93	7.3	4.839	-1.439		19.344589	0.8965	-0.2666
21	20	1152.66	9.8	3.536	-0.554		6.221607	0.6551	-0.1026	72	70	3670.22	7.5	4.838	-0.189		19.810375	0.8963	-0.0350
22	21	1239.89	10.9	3.398	1.040		6.692413	0.6295	-0.1927	73	71	3705.29	10.7	4.791	0.314		19.999685	0.8876	0.0582
23	22	1360.46	7.3	5.597	0.220		7.343201	1.0369	0.0408	74	72	3711.13	6.4	4.781	0.343		20.031212	0.8858	0.0635
24	23	1536.21	6.4	7.064	0.966		8.291818	1.3087	0.1790	75	73	3715.38	6.6	5.401	-0.064		20.054130	1.0006	-0.0119
25	24	1548.93	6.6	7.071	0.245		8.360524	1.3100	0.0454	76	74	3787.33	9.4	4.919	-1.365		20.442472	0.9113	-0.2529
26	25	1552.27	6.6	6.381	-0.329		8.378541	1.1822	-0.0610	77	75	3791.85	7.5	5.509	-0.243		20.466896	1.0206	-0.0450
27	26	1574.93	7.5	6.895	0.148		8.500824	1.2774	0.0274	78	76	3849.31	7.5	6.086	-0.108		20.777047	1.1275	-0.0200
28	27	1575.65	7	6.752	0.127		8.504700	1.2509	0.0235	79	77	3861.49	6.2	7.075	-0.159		20.842757	1.3108	-0.0295
29	28	1644.19	7.7	5.320	-1.662		8.874673	0.9856	-0.3079	80	78	3881.66	5.8	6.516	-0.211		20.951627	1.2072	-0.0391
30	29	1695.73	9.6	5.310	0.058		9.152849	0.9838	0.0107	81	79	4018.8	7.3	5.332	0.988		21.691854	0.9878	0.1830
31	30	1748.65	7.3	5.022	0.128		9.438522	0.9304	0.0237	82	80	4028.21	7.3	4.702	1.065		21.742634	0.8711	0.1973
32	31	1782.6	7.3	5.867	-0.722		9.621754	1.0870	-0.1338	83	81	4030.48	9.2	4.581	1.046		21.754914	0.8487	0.1938
33	32	1797.49	7	5.904	-0.394		9.702146	1.0938	-0.0730	84	82	4037.28	6.6	4.847	0.743		21.791628	0.8980	0.1377
34	33	1821.22	6.4	5.262	-0.472		9.830220	0.9749	-0.0874	85	83	4067.31	9.4	4.512	0.257		21.953707	0.8359	0.0476
35	34	1829.19	7.3	5.351	-0.455		9.873239	0.9914	-0.0843	86	84	4153.41	7.3	4.450	-0.587		22.418430	0.8244	-0.1088
36	35	1875.81	6.8	6.183	-0.778		10.124864	1.1455	-0.1441	87	85	4187.85	5.8	6.007	0.098		22.604323	1.1129	0.0182
37	36	1957.34	8.5	5.924	-0.343		10.564936	1.0975	-0.0635	88	86	4201.81	6.8	5.647	0.447		22.679657	1.0462	0.0828
38	37	1960.38	5.1	5.959	0.333		10.581328	1.1040	0.0617	89	87	4213.6	8.7	5.472	-0.177		22.743311	1.0138	-0.0328
39	38	1966.5	6.4	5.825	1.038		10.614351	1.0792	0.1923	90	88	4244.57	7.5	7.177	0.723		22.910502	1.3297	0.1339
40	39	1987.4	8.3	5.471	-0.093		10.727193	1.0136	-0.0172	91	89	4292.18	8.1	6.820	0.060		23.167455	1.2635	0.0111
41	40	2143.24	5.8	6.313	1.233		11.568371	1.1696	0.2284	92	90	4427.88	6.6	6.587	-0.760		23.899925	1.2204	-0.1408
42	41	2181.64	8.3	6.205	-0.266		11.775601	1.1496	-0.0493	93	91	4486.55	9	4.580	-0.016		24.216581	0.8485	-0.0030
43	42	2200.7	7.7	5.878	-0.949		11.878512	1.0890	-0.1758	94	92	4543.52	7.7	5.190	0.198		24.524076	0.9615	0.0367
44	43	2230.94	6.8	6.412	0.360		12.041714	1.1879	0.0667	95	93	4559.79	7.3	5.746	0.181		24.611922	1.0645	0.0335
45	44	2292.49	5.8	6.452	0.473		12.373952	1.1953	0.0876	96	94	4711.49	7.5	4.299	1.300		25.430722	0.7965	0.2408
46	45	2425.58	7.3	6.792	-0.326		13.092308	1.2583	-0.0604	97	95	4758.98	8.3	4.902	0.773		25.687059	0.9082	0.1432
47	46	2459.92	6.6	6.600	-0.453		13.277672	1.2228	-0.0839	98	96	4787.62	8.3	4.127	-0.493		25.841641	0.7646	-0.0913
48	47	2488.61	6.2	6.699	-0.474		13.432502	1.2411	-0.0878	99	97	4831.91	8.1	5.031	0.218		26.080684	0.9321	0.0404
49	48	2510.81	7.9	5.833	-0.067		13.552329	1.0807	-0.0124	100	98	5057.92	6	7.255	-0.535		27.300644	1.3441	-0.0991
50	49	2640.92	6.6	5.056	0.501		14.254648	0.9367	0.0928	101	99	5080.28	6.4	7.158	-1.437		27.421318	1.3261	-0.2662
51	50	2756.26	8.1	6.609	1.833		14.877169	1.2244	0.3396	102	100	5083.96	7.3	7.817	-0.392		27.441182	1.4482	-0.0726

Abbildung 5.7 Ergebnisse der Referenzrechnung mit der Tabellenkalkulation zur Skalierung der LDA-Zeitserien.

5.2 Evaluierung der statistischen Analyse

Die Evaluierung der statistischen Analyse besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil beinhaltet die Überprüfung von Mittelwerten, Standardabweichungen, Kovarianzen und Konfidenzintervallen. Im zweiten Teil erfolgt die Kontrolle der herausgegebenen Histogramme. Als Referenz im ersten Teil würde sich die BSA Flow Software der Firma Dantec anbieten, mit der sich ebenfalls eine Statistik-Datei der Strömungszeitserien erzeugen

lässt. Allerdings wird diese Statistik-Datei auf Grundlage der Rohzeitserien erstellt, während das Zeitserien-Analyse-Programm seine statistischen Berechnungen für die Zeitserien durchführt, bei denen bereits die Ausreißer-Werte durch ihren Vorgänger Wert ersetzt wurden. So lassen sich lediglich die Koordinaten des Messortes sowie die Anzahl der Messwerte und die mittlere Datenrate mit der BSA Flow Software vergleichen. Alle weiteren Kontrollen, wie auch die der Histogramme im zweiten Teil, erfolgen durch den Vergleich mit Ergebnissen des Tabellenkalkulationsprogramm.

5.2.1 Kontrolle der statistischen Größen

Auch für diesen Teil der Evaluierung wird die LDA-Zeitserie „EVALU001.001“ herangezogen. In *Abbildung 5.8* ist ein Ausschnitt der für diese Zeitserie vom Analyse-Programm erstellten Statistik-Datei:

„EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_0000_001_EWTL.stat“

dargestellt. Da die LDA-Messung in diesem Fall nur eine einzige Zeitserie enthält, folgt nach dem Datenheader und der Spaltenbeschriftung auch nur eine Zeile. Zwecks einer übersichtlicheren Darstellung ist die Doppelzeile aus Spaltenbeschriftung und den statistischen Werten der Zeitserie in *Abbildung 5.8* in acht untereinander stehende Doppelzeilen unterteilt worden. Um den Inhalt der Datei auf seine Richtigkeit zu überprüfen, erfolgt ein Vergleich mit der Statistik-Datei, die von der BSA Flow Software ausgegeben wurde. Der Inhalt dieser Datei ist in *Abbildung 5.9* dargestellt.

```

EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_EWTL.stat - Notepad
File Edit Format View Help
# ***** END OF HEADER *****
# "number of time series" "number of samples" "data rate[Hz]" "xfs[m]" "yfs[m]" "zfs[m]" "xm[mm]" "ym[mm]" "zm[mm]"
1 100 20.0 114.817 138.757 90.000 510.3 616.7 400.0

"uref[m/s]" "u/uref[-]" "v/uref[-]" "w/uref[-]" "urms/uref[-]" "vrms/uref[-]" "wrms/uref[-]" "u'v'/uref^2[-]"
5.40 0.9793 -0.0313 999.999 0.2133 0.1463 999.999 0.00493213

"u'w'/uref^2[-]" "v'w'/uref^2[-]" "uconf/uref[-]" "vconf/uref[-]" "wconf/uref[-]" "u[m/s]" "v[m/s]" "w[m/s]"
999.999 999.999 0.0418 0.0287 999.999 5.29 -0.17 999.999

"urms[m/s]" "vrms[m/s]" "wrms[m/s]" "u'v'[m^2/s^2]" "u'w'[m^2/s^2]" "v'w'[m^2/s^2]" "uconf[m/s]" "vconf[m/s]"
1.15 0.79 999.999 0.1437 999.999 999.999 0.226 0.155

"wconf[m/s]" "uskewness" "uflatness" "vskewness" "vflatness" "wskewness" "wflatness" "Luxfs[m]" "Luxm[mm]" "CA*[-]"
999.999 -0.087 2.190 -0.187 3.061 999.999 999.999 321.4 1428.3 999.999

"CA*rms[-]" "CA*skewness" "CA*flatness" "flag1" "flag2" "flag3" "quality flag"
999.999 999.999 999.999 999.999 999.999 999.999 2
    
```

Abbildung 5.8 Ausschnitt der Statistik-Datei „EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_0000_001_EWTL.stat“, die vom Zeitserien-Analyse-Programm erstellt wurde.

Auch in dieser Abbildung ist aus Gründen der Darstellung die lange Doppelzeile in vier untereinander stehende Doppelzeilen unterteilt. Die folgenden Spaltenbezeichnungen aus beiden Statistik-Dateien sind jeweils äquivalent:

„number of time series“	„Row#“,
„number of samples“	„Count“,
„data rate [Hz]“	„Data Rate{1} [#/s]“,
„Xm [mm]“	„X [mm]“,
„Ym [mm]“	„Y [mm]“,
„Zm [mm]“	„Z [mm]“,
„U [m/s]“	„U-Mean [m/s]“,
„V [m/s]“	„V-Mean [m/s]“,
„Urms [m/s]“	„U-RMS [m/s]“,
„Vrms [m/s]“	„V-RMS [m/s]“,
„u'v' [m ² /s ²]“	„U x V [x2]“,
„Uconf [m/s]“	„U-MeanConf [m/s]“,
„Vconf [m/s]“	„V-MeanConf [m/s]“,
„Uskewness [m/s]“	„U-Skew“,
„Uflatness [m/s]“	„U-Flat“,
„Vskewness [m/s]“	„V-Skew“,
„Vflatness [m/s]“	„V-Flat“.

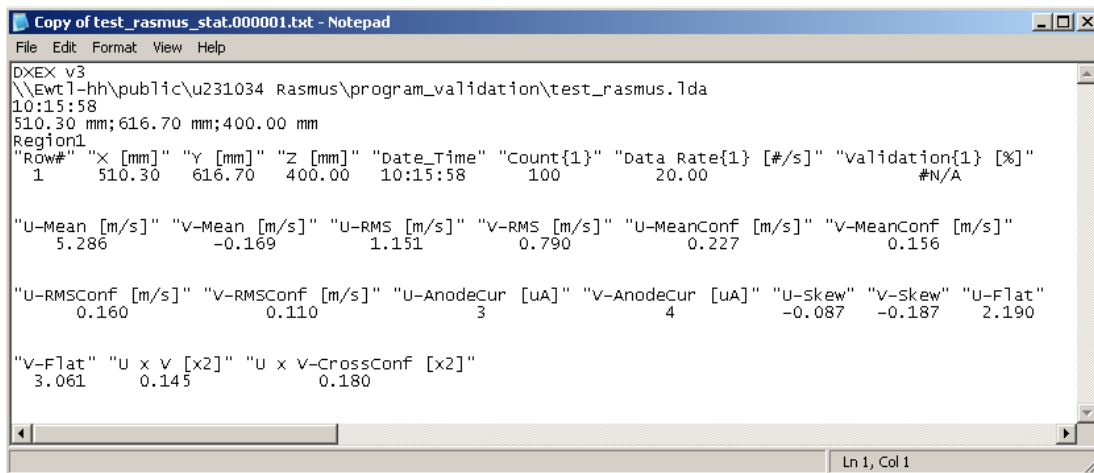


Abbildung 5.9 Inhalt der von der BSA Flow Software ausgegebenen Statistik-Datei.

Aus der ersten Doppelzeile in *Abbildung 5.8* lassen sich die ersten und letzten drei Werte direkt mit den Ergebnissen der BSA Flow Software vergleichen. Wie zu erkennen ist, wird die Nummer der Zeitserie sowie die Anzahl der Messwerte und die Datenrate vom Zeitserien-Analyse-Programm korrekt bestimmt. Desweiteren stimmen auch die im Modellmaßstab angegebenen Koordinaten des Messortes mit den Ergebnissen der BSA Flow Software überein. In der vierten bis sechsten Spalte der *Abbildung 5.8* sind die Koordinaten des Messortes im Naturmaßstab enthalten. Für die Umrechnung der Koordinaten des Messortes von Millimetern im Modellmaßstab in Meter im Naturmaßstab liefert die BSA-Flow Software keine Referenz. Da die Grenzschicht, innerhalb der die Zeitserie aufgenommen wurde, im Maßstab 1:225 modelliert wurde, müssen die Koordinaten im

Modellmaßstab für die notwendige Umrechnung mit dem Faktor 0.225 multipliziert werden. Verfährt man auf diese Weise, so stellt man fest, dass die Koordinaten des Messortes auch im Modellmaßstab korrekt angegeben sind. Da die LDA-Zeitserie „EVALU001.001“ aus einer Strömungsmessung der Geschwindigkeitskomponenten u_1 und u_2 hervorgegangen ist, müssen in der Statistik-Datei des Analyse-Programms alle Größen, die auf einer Messung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente u_3 basieren, mit dem Stellvertreter-Wert „999.999“ besetzt werden. Dies gilt im Übrigen auch für die auf Konzentrationsmessungen basierenden Größen und die „flag1“ bis „flag4“. Wie ein Blick in *Abbildung 5.8* zeigt, ist dies auch der Fall.

Direkt im Anschluss an die Koordinaten des Messortes ist in *Abbildung 5.8* die Referenzwindgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ angegeben. Für diese wurde, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.1.3, ein Wert von 5.40 m/s berechnet. Als nächstes folgen in der Statistik-Datei des Analyse-Programms die arithmetischen Mittelwerte, die Standardabweichungen (RMS), die Kovarianzen sowie die Konfidenzintervalle der Geschwindigkeitskomponenten in der mit $\bar{u}_{1ref}$ skalierten Form. Ein direkter Vergleich dieser Ergebnisse mit denen der BSA Flow Software ist jedoch nur in unskalierter Form möglich. Die Überprüfung der skalierten Ergebnisse lässt sich im Anschluss leicht anhand einer Division durch die Referenzwindgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$ bzw. durch deren Quadrat durchführen. Die zu vergleichenden dimensionsbehafteten Werte sind in *Abbildung 5.8* in der dritten und vierten Doppelzeile zu finden. Wie der Vergleich mit den Werten aus *Abbildung 5.9* zeigt, führt die mit dem Zeitserien-Analyse-Programm durchgeführte Berechnung von Mittelwert und Standardabweichung (RMS) der beiden Windkomponenten u_1 und u_2 jeweils zum gleichen Ergebnis wie die Berechnung mit Hilfe der BSA Flow Software. Die Unterschiede in der berechneten Kovarianz $\bar{u}_1' \bar{u}_2'$ sowie bei den 95% - Konfidenzintervallen der arithmetischen Mittelwerte $\bar{u}_1$ und $\bar{u}_2$ sind von vernachlässigbarer Größe, und vermutlich auf Rundungsunterschiede zurückzuführen. Auf die Evaluierung des Algorithmus bezüglich der 90% - und 99% - Konfidenzintervalle wird an dieser Stelle verzichtet, da sich deren Berechnung lediglich durch den Wert der Standardnormalvariablen z unterscheidet. In der fünften Doppelzeile in *Abbildung 5.8* sind die Schiefe (*skewness*) und die Wölbung (*flatness*) der Häufigkeitsverteilungen der beiden Windkomponenten aufgeführt. Auch diese Werte stimmen mit den Ergebnissen der BSA Flow Software überein.

Somit ist die Überprüfung der dimensionsbehafteten Größen, sofern sie gegen die Referenzergebnisse der BSA Flow Software getestet werden können, erfolgreich abgeschlossen. Hieraus, und aus der ebenfalls positiv überprüften Berechnung der Referenzwindgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$, folgt unmittelbar die erfolgreiche Evaluierung des Algorithmus bezüglich der Berechnung der skalierten Größen.

5.2.2 Erstellung von Häufigkeitsverteilungen

Nachdem die Berechnung der statistischen Parameter im Zeitserien-Analyse-Programm erfolgreich evaluiert worden ist, erfolgt nun die Überprüfung des Algorithmus bezüglich

der Erstellung der Histogramme. Es wird begonnen mit den Histogrammen der Geschwindigkeitsbeträge:

Der erste zu überprüfende Schritt hierbei ist die Bestimmung der Klassenzahl K . Damit diese vom Programm selbst berechnet wird, wurde auf eine Festlegung der Klassenzahl über die Batch-Datei verzichtet. Da die Zeitserie „EVALU001.001“ genau hundert Messwerte enthält, wird nach Gleichung (4.23) eine Klassenzahl von:

$$K = (\text{int})[1 + (\lg 100 / \lg 2)] \approx (\text{int})[7,644] = 7 \quad (5.5)$$

erwartet. In *Abbildung 5.10* ist ein Ausschnitt der Histogramm-Datei:

„EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_0000_001_EWTL.hist“

dargestellt. Da die erste Spalte dieser Datei die Nummer der jeweiligen Klasse, beginnend mit dem Wert „1“, anzeigt, lässt sich in der letzten Zeile die Gesamtanzahl der Klassen direkt ablesen. Wie zu sehen ist, wird die Klassenzahl K vom Analyse-Programm korrekt bestimmt. Nach Gleichung (4.24) wird eine Hilfs-Klassenzahl K_h von:

$$K_h = 2(7 - 1) = 12 \quad (5.6)$$

erwartet. Für die Bestimmung der einzelnen Klassengrenzen ist somit nur noch die Lage von Minimum und Maximum nötig. Hierzu wurden mit der als Referenz dienenden Tabellenkalkulation für die Werte von $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$ (siehe *Abbildung 5.7*) jeweils das Minimum und das Maximum bestimmt. Diese Berechnung ergab folgende Resultate:

$$\begin{aligned} \left(u_1/\bar{u}_{1ref}\right)_{min} &= 0,5654 \quad ; \quad \left(u_1/\bar{u}_{1ref}\right)_{max} = 1,4482 \\ \left(u_2/\bar{u}_{1ref}\right)_{min} &= -0,4235 \quad ; \quad \left(u_2/\bar{u}_{1ref}\right)_{max} = 0,3396 \end{aligned} \quad (5.7)$$

Für die Breite der Hilfs-Klassenzahlen liefert die Tabellenkalkulation somit die Werte:

$$\frac{\left(u_1/\bar{u}_{1ref}\right)_{max} - \left(u_1/\bar{u}_{1ref}\right)_{min}}{12} \approx 0,0736 \quad (5.8)$$

und

$$\frac{\left(u_2/\bar{u}_{1ref}\right)_{max} - \left(u_2/\bar{u}_{1ref}\right)_{min}}{12} \approx 0,0636 \quad (5.9)$$

Gemäß der *Abbildung 4.5* lassen sich nun die Grenzen und Zentren aller Klassen bestimmen, wobei jede Klasse die Breite $2K_h$ besitzt und Minimum und Maximum jeweils das Zentrum der niedrigsten und höchsten Klasse bilden. Die Ergebnisse der Referenzrechnung sind in *Tabelle 5.1* zusammengestellt. Die vom Zeitserien-Analyse-Programm bestimmten Zentren der Klassen sind in der Histogramm-Datei (siehe *Abbildung 5.10*) für die u_1 - und die u_2 -Komponente in der zweiten und dritten Spalte enthalten. Der Vergleich zwischen den mit der Tabellenkalkulation berechneten Klassen-Zentren und denen, die vom Analyse-Programm berechnet wurden, zeigt bei einer Rundung auf die zweite Dezimalstelle eine vollkommene Übereinstimmung. Neben der Klassenzahl wird demnach auch die Anzahl an Hilfsklassen sowie die Lage und Breite sämtlicher Klassen korrekt bestimmt.

Somit folgt nun die Überprüfung der vom Analyse-Programm bestimmten Häufigkeiten, also der Verteilung der Ereignisse auf die verschiedenen Klassen. Hierbei ist zu beachten, dass die Untergrenze einer Klasse innerhalb der Klasse, die Obergrenze jedoch außerhalb der Klasse liegt. In *Abbildung 5.10* befinden sich die absoluten Häufigkeiten der u_1 - und u_2 -Komponente in der vierten und fünften Spalte sowie die normierten relativen Häufigkeiten in der sechsten und siebten Spalte.

```

EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_01_EWTL.hist - Notepad
File Edit Format View Help
# ***** END OF HEADER *****
Variables =
"classnumber [-]" "u/u<sub>ref</sub> [-]" "v/u<sub>ref</sub> [-]"
"occurrence u/u<sub>ref</sub> (abs) [-]" "occurrence v/u<sub>ref</sub> (abs) [-]"
"occurrence u/u<sub>ref</sub> (norm) [-]" "occurrence v/u<sub>ref</sub> (norm) [-]"
ZONE T = "EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_1"
1 0.5654 -0.4236 8 2 0.0800 0.0200
2 0.7125 -0.2964 11 9 0.1100 0.0900
3 0.8597 -0.1692 24 15 0.2400 0.1500
4 1.0068 -0.0420 23 37 0.2300 0.3700
5 1.1540 0.0852 20 25 0.2000 0.2500
6 1.3011 0.2124 13 11 0.1300 0.1100
7 1.4482 0.3396 1 1 0.0100 0.0100
    
```

Abbildung 5.10 Ausschnitt der Histogramm-Datei
„EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_0000_001_01_EWTL.hist“.

Mit Hilfe der Tabellenkalkulation wurden sämtliche Werte der skalierten Zeitserie aus *Abbildung 5.7* jeweils für die u_1 - und u_2 -Komponente ihrer Größe nach aufsteigend sortiert. Mit Hilfe der in *Tabelle 5.1* angegebenen Klassengrenzen ist somit eine schnelle und zuverlässige Einteilung aller Zahlenwerte in die jeweiligen Klassen möglich. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in *Tabelle 5.2* dargestellt. Die Nummern der Klassen jeweils rechts neben den Werten für $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$ sind hierbei mit den Klassenzahlen aus *Abbildung 5.10* und *Tabelle 5.1* identisch. Wie der Vergleich der Klasseneinteilung aus *Tabelle 5.2* mit den Klassengrenzen aus *Tabelle 5.1* zeigt, ist die Zuordnung der einzelnen Zahlenwerte in die zugehörigen Klassen korrekt durchgeführt worden.

Klasse	u_1 / u_{1ref}			u_2 / u_{1ref}		
	Untergrenze	Zentrum	Obergrenze	Untergrenze	Zentrum	Obergrenze
1	0,4918	0,5654	0,6390	-0,4817	-0,4235	-0,3599
2	0,6390	0,7126	0,7862	-0,3599	-0,2963	-0,2327
3	0,7862	0,8598	0,9334	-0,2327	-0,1691	-0,1055
4	0,9334	1,0070	1,0806	-0,1055	-0,0419	0,0217
5	1,0806	1,1542	1,2278	0,0217	0,0853	0,1489
6	1,2278	1,3014	1,3750	0,1489	0,2125	0,2761
7	1,3750	1,4486	1,5222	0,2761	0,3397	0,4033

Tabelle 5.1 Untergrenze, Zentrum und Obergrenze der einzelnen Klassen für beide Windkomponenten.

Ausgehend von der Klasseneinteilung lässt sich für jede Klasse die Häufigkeit bestimmen und aus *Tabelle 5.2* für $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$ die Häufigkeitsverteilungen erstellen. Hierzu wird für jede Windkomponente untersucht, wie oft jede Klasse in der Tabelle vorkommt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in *Tabelle 5.3* für beide Windkomponenten zusammengefasst. Zur Bestimmung der relativen Häufigkeit wurde die absolute Häufigkeit durch die Anzahl der Messwerte dividiert, die in diesem Fall hundert beträgt. Der Vergleich zwischen den hier Schritt für Schritt ermittelten Häufigkeiten in *Tabelle 5.3* und den vom Zeitserien-Analyse-Programm ausgegebenen Häufigkeiten in *Abbildung 5.10* zeigt eine exakte Übereinstimmung. In *Abbildung 5.11* sind die Verteilungen der absoluten Häufigkeit für $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$ in Form von Balken-Histogrammen graphisch dargestellt. Hierbei gibt das linke Histogramm die Verteilung von $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und das rechte die von $u_2/\bar{u}_{1ref}$ wieder.

Im Anschluss folgt die Überprüfung des Algorithmus auf die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung für die zweidimensionalen Windrichtungen und deren Fluktuationen. Bevor jedoch mit der Bestimmung von Häufigkeiten begonnen werden kann, muss für jedes u_1 - u_2 -Wertepaar die Richtung des resultierenden Vektors berechnet werden. Als Grundlage für diese Berechnung dient die in *Abbildung 5.1* dargestellte dimensionsbehaftete Version der Zeitserie „EVALU001.001“. In Analogie zur Gleichung (4.25) erfolgt auch die Referenzrechnung mit Hilfe der Funktion $\arctan2$. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Argumente u_1 und u_2 der Funktion $\arctan2$ in der Tabellenkalkulation im Vergleich

zur Programmiersprache C vertauscht sind. Für die Referenzberechnung der zweidimensionalen Windrichtungen $\beta_{k(I)}$ im festen Koordinatensystem des Windkanals (siehe *Abbildung 4.6*) gilt somit:

$$\beta_{k(I)} = \arctan2(u_1, u_2)_k \quad (5.10)$$

$u_1 / u_{1ref} [-]$	Klasse	$u_2 / u_{1ref} [-]$	Klasse	$u_1 / u_{1ref} [-]$	Klasse	$u_2 / u_{1ref} [-]$	Klasse	$u_1 / u_{1ref} [-]$	Klasse	$u_2 / u_{1ref} [-]$	Klasse
0.5654	1	-0.4235	1	0.8963	3	-0.0843	4	1.0872	5	0.0404	5
0.5858	1	-0.4106	1	0.8965	3	-0.0839	4	1.0890	5	0.0408	5
0.5888	1	-0.3205	2	0.8980	3	-0.0782	4	1.0938	5	0.0434	5
0.5977	1	-0.3079	2	0.9082	3	-0.0765	4	1.0975	5	0.0454	5
0.6016	1	-0.3066	2	0.9113	3	-0.0730	4	1.1040	5	0.0476	5
0.6114	1	-0.2712	2	0.9204	3	-0.0726	4	1.1129	5	0.0582	5
0.6229	1	-0.2672	2	0.9304	3	-0.0641	4	1.1275	5	0.0617	5
0.6295	1	-0.2666	2	0.9304	3	-0.0635	4	1.1407	5	0.0635	5
0.6551	2	-0.2662	2	0.9321	3	-0.0610	4	1.1455	5	0.0661	5
0.6607	2	-0.2529	2	0.9367	4	-0.0604	4	1.1496	5	0.0667	5
0.6753	2	-0.2392	2	0.9447	4	-0.0598	4	1.1696	5	0.0828	5
0.6862	2	-0.2125	3	0.9615	4	-0.0532	4	1.1822	5	0.0852	5
0.6931	2	-0.1784	3	0.9749	4	-0.0493	4	1.1879	5	0.0876	5
0.6955	2	-0.1758	3	0.9838	4	-0.0450	4	1.1953	5	0.0908	5
0.7107	2	-0.1729	3	0.9856	4	-0.0391	4	1.2072	5	0.0928	5
0.7124	2	-0.1653	3	0.9878	4	-0.0350	4	1.2204	5	0.1108	5
0.7468	2	-0.1441	3	0.9914	4	-0.0328	4	1.2228	5	0.1238	5
0.7587	2	-0.1419	3	1.0006	4	-0.0322	4	1.2244	5	0.1339	5
0.7646	2	-0.1408	3	1.0104	4	-0.0295	4	1.2411	6	0.1377	5
0.7944	3	-0.1399	3	1.0136	4	-0.0200	4	1.2509	6	0.1432	5
0.7952	3	-0.1338	3	1.0138	4	-0.0183	4	1.2583	6	0.1508	6
0.7965	3	-0.1308	3	1.0197	4	-0.0172	4	1.2635	6	0.1790	6
0.8004	3	-0.1293	3	1.0206	4	-0.0124	4	1.2706	6	0.1830	6
0.8033	3	-0.1254	3	1.0369	4	-0.0119	4	1.2774	6	0.1923	6
0.8063	3	-0.1088	3	1.0462	4	-0.0030	4	1.3087	6	0.1927	6
0.8244	3	-0.1060	3	1.0479	4	0.0107	4	1.3100	6	0.1932	6
0.8359	3	-0.1036	4	1.0605	4	0.0111	4	1.3108	6	0.1938	6
0.8485	3	-0.1030	4	1.0631	4	0.0182	4	1.3261	6	0.1973	6
0.8487	3	-0.1026	4	1.0645	4	0.0206	4	1.3286	6	0.2268	6
0.8711	3	-0.0991	4	1.0651	4	0.0235	5	1.3297	6	0.2284	6
0.8761	3	-0.0913	4	1.0707	4	0.0237	5	1.3441	6	0.2408	6
0.8858	3	-0.0889	4	1.0792	4	0.0274	5	1.4482	7	0.3396	7
0.8876	3	-0.0878	4	1.0807	5	0.0335	5				
0.8956	3	-0.0874	4	1.0870	5	0.0367	5				

Tabelle 5.2 Zahlenwerte der skalierten Zeitserie ($u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$) aus *Abbildung 5.5* ihrer Größe nach aufsteigend sortiert und der jeweiligen Histogramm-Klasse zugeordnet.

Zur Erstellung der Häufigkeitsverteilungen von $\beta_{k(I)}$, $\beta_{k(II)}$ und ξ_k wurde die Klassenzahl über den Startparameter `cn_dir` auf 120 gesetzt, was einer Auflösung (Klassenbreite) von 3° entspricht. Somit liegt das Zentrum der niedrigsten Klasse für die Verteilungen von $\beta_{k(I)}$ und ξ_k bei $-178,5^\circ$ sowie bei $1,5^\circ$ für die Verteilung von $\beta_{k(II)}$. Die Zentren der höchsten Klassen liegen dementsprechend bei $178,5^\circ$ für $\beta_{k(I)}$ und ξ_k , und bei $358,5^\circ$ für $\beta_{k(II)}$. In *Tabelle 5.4* ist für jedes u_1 - u_2 Wertepaar der Zeitserie „EVALU001.001“ die nach Gleichung (5.10) mit der Tabellenkalkulation berechnete Richtung $\beta_{k(I)}$ sowie die jeweilige Klasse, der $\beta_{k(I)}$ zugeordnet ist, aufgelistet. Die Nummerierung

der Klassen erfolgt hierbei aufsteigend von der niedrigsten zur höchsten Klasse von 1 bis 120. Da die Zeitserie jedoch in 90 m Höhe (Naturmaßstab) aufgenommen wurde, was einer Höhe von ca. 70 m oberhalb der Stadtraugigkeit entspricht, decken die gemessenen Windrichtungen aufgrund der zu niedrigen Turbulenz die 120 Klassen bei Weitem nicht ab.

Klasse	u_1 / u_{1ref}		u_2 / u_{1ref}	
	absolute Häufigkeit [-]	relative Häufigkeit [-]	absolute Häufigkeit [-]	relative Häufigkeit [-]
1	8	0.08	2	0.02
2	11	0.11	9	0.09
3	24	0.24	15	0.15
4	23	0.23	37	0.37
5	20	0.20	25	0.25
6	13	0.13	11	0.11
7	1	0.01	1	0.01

Tabelle 5.3 Absolute und relative Häufigkeiten für $u_1/\bar{u}_{1ref}$ und $u_2/\bar{u}_{1ref}$, abgeleitet aus Tabelle 5.2.

Wie aus Tabelle 5.4 zu entnehmen ist, findet eine Klassenbelegung nur im Bereich der Klassen 51 bis 66 statt, was in Grad ausgedrückt einem Bereich von -30° bis 18° entspricht. An dieser Stelle sei nochmal darauf hingewiesen, dass die Zeitserie im Labor nur über 5 s aufgenommen wurde (entspricht 18,75 min in der Natur), weshalb die Verteilung der Windrichtungen nicht als statistisch repräsentativ angenommen werden kann.

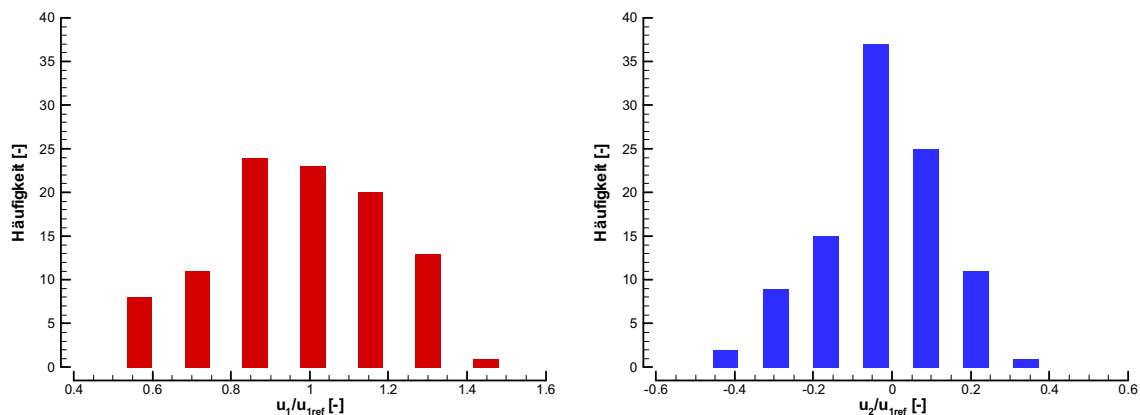


Abbildung 5.11 Vom Analyseprogramm berechnete Häufigkeitsverteilungen von $u_1/\bar{u}_{1ref}$ (links) und $u_2/\bar{u}_{1ref}$ (rechts).

Es mag dem Leser auffallen, dass im Gegensatz zur *Tabelle 5.2* die Windgeschwindigkeiten in *Tabelle 5.4* nicht in skaliert, sondern in dimensionsbehafteter Form vorliegen. In der Tat hat der Divisor bei der Skalierung keinerlei Einfluss auf die resultierende Windrichtung, solange er das Vorzeichen nicht wechselt.

u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	beta (I) [°]	Klasse [-]	u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	beta (I) [°]	Klasse [-]	u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	beta (I) [°]	Klasse [-]
3.741	-0.572	-8.69	58	6.183	-0.778	-7.17	58	4.839	-1.439	-16.56	55
3.247	-0.174	-3.07	59	5.924	-0.343	-3.31	59	4.838	-0.189	-2.24	60
4.336	-0.556	-7.31	58	5.959	0.333	3.20	62	4.791	0.314	3.75	62
3.704	-0.413	-6.36	58	5.825	1.038	10.10	64	4.781	0.343	4.10	62
4.320	-0.766	-10.05	57	5.471	-0.093	-0.97	60	5.401	-0.064	-0.68	60
4.352	-1.291	-16.52	55	6.313	1.233	11.05	64	4.919	-1.365	-15.51	55
3.645	-0.346	-5.42	59	6.205	-0.266	-2.45	60	5.509	-0.243	-2.53	60
3.754	-0.422	-6.41	58	5.878	-0.949	-9.17	57	6.086	-0.108	-1.02	60
5.454	0.598	6.26	63	6.412	0.360	3.21	62	7.075	-0.159	-1.29	60
4.729	-1.147	-13.63	56	6.452	0.473	4.19	62	6.516	-0.211	-1.85	60
3.836	-0.677	-10.01	57	6.792	-0.326	-2.75	60	5.332	0.988	10.50	64
3.362	-1.730	-27.23	51	6.600	-0.453	-3.93	59	4.702	1.065	12.76	65
3.162	-0.933	-16.44	55	6.699	-0.474	-4.05	59	4.581	1.046	12.86	65
3.178	-0.698	-12.39	56	5.833	-0.067	-0.66	60	4.847	0.743	8.72	63
3.845	0.357	5.30	62	5.056	0.501	5.66	62	4.512	0.257	3.26	62
3.052	-0.099	-1.86	60	6.609	1.833	15.50	66	4.450	-0.587	-7.51	58
3.226	-0.287	-5.08	59	6.858	1.043	8.65	63	6.007	0.098	0.93	61
3.300	0.668	11.44	64	7.171	0.234	1.87	61	5.647	0.447	4.53	62
3.566	-0.480	-7.67	58	5.779	0.814	8.02	63	5.472	-0.177	-1.85	60
3.536	-0.554	-8.90	58	6.157	0.460	4.27	62	7.177	0.723	5.75	62
3.398	1.040	17.02	66	4.834	-0.559	-6.60	58	6.820	0.060	0.50	61
5.597	0.220	2.25	61	5.099	0.490	5.49	62	6.587	-0.760	-6.58	58
7.064	0.966	7.79	63	5.749	-2.286	-21.68	53	4.580	-0.016	-0.20	60
7.071	0.245	1.98	61	5.868	-1.464	-14.01	56	5.190	0.198	2.18	61
6.381	-0.329	-2.95	60	5.022	-2.216	-23.81	53	5.746	0.181	1.80	61
6.895	0.148	1.23	61	5.504	1.224	12.54	65	4.299	1.300	16.83	66
6.752	0.127	1.08	61	5.656	0.111	1.12	61	4.902	0.773	8.96	63
5.320	-1.662	-17.35	55	4.288	-0.892	-11.75	57	4.127	-0.493	-6.81	58
5.310	0.058	0.63	61	4.292	-0.963	-12.65	56	5.031	0.218	2.48	61
5.022	0.128	1.46	61	4.095	-0.755	-10.45	57	7.255	-0.535	-4.22	59
5.867	-0.722	-7.02	58	4.031	-0.706	-9.93	57	7.158	-1.437	-11.35	57
5.904	-0.394	-3.82	59	5.738	-1.655	-16.09	55	7.817	-0.392	-2.87	60
5.262	-0.472	-5.13	59	5.724	-1.442	-14.14	56				
5.351	-0.455	-4.86	59	4.968	-0.323	-3.72	59				

Tabelle 5.4 Richtungen $\beta_{k(I)}$ (beta (I)) und zugehörige Klassen für alle u_1 - u_2 -Wertepaare der Zeitserie „EVALU001.001“.

Aus den Klassenzuweisungen in *Tabelle 5.4* lässt sich die Häufigkeitsverteilung der Windrichtung $\beta_{k(I)}$ über die Klassen 51 bis 66 leicht ableiten. In *Tabelle 5.5* sind somit nur noch die Nummern der Klassen 51 bis 66 mit ihren zugehörigen Klassen-Zentren sowie Unter- und Obergrenze und die jeweiligen Häufigkeiten von $\beta_{k(I)}$ in absoluter und relativer Form enthalten. Wie leicht zu erkennen ist, leitet sich die relative Häufigkeit von $\beta_{k(I)}$ mittels Division durch die Gesamtanzahl N an Messwerten der Zeitserie „EVALU001.001“ ($N = 100$) aus den absoluten Häufigkeiten ab. Somit summieren sich die absoluten Häufigkeiten zu 100 und die relativen Häufigkeiten zu 1 auf. Diese Tabelle lässt sich mit den Ergebnissen des Analyseprogramms direkt vergleichen. Die *Abbildung 5.11* zeigt für die Zeitserie „EVALU001.001“ einen Ausschnitt der Ausgabedatei für die

Häufigkeitsverteilungen der Windrichtung. Dieser Ausschnitt enthält den Bereich der Klassen 49 bis 69. Während in der ersten Spalte die fortlaufende Nummer der Häufigkeits-Klassen enthalten ist, sind die zugehörigen Klassenzentren für die Verteilungen der $\beta_{k(I)}$, ξ_k sowie der $\beta_{k(II)}$ in eben dieser Reihenfolge in den Spalten zwei bis vier aufgelistet.

Klasse [-]	Zentrum [°]	Untergrenze [°]	Obergrenze [°]	absolute Häufigkeit [-]	relative Häufigkeit [-]
51	-28.5	-30	-27	1	0.01
52	-25.5	-27	-24	0	0.00
53	-22.5	-24	-21	2	0.02
54	-19.5	-21	-18	0	0.00
55	-16.5	-18	-15	6	0.06
56	-13.5	-15	-12	5	0.05
57	-10.5	-12	-9	7	0.07
58	-7.5	-9	-6	12	0.12
59	-4.5	-6	-3	11	0.11
60	-1.5	-3	0	15	0.15
61	1.5	0	3	13	0.13
62	4.5	3	6	12	0.12
63	7.5	6	9	6	0.06
64	10.5	9	12	4	0.04
65	13.5	12	15	3	0.03
66	16.5	15	18	3	0.03
Summe:				100	1

Tabelle 5.5 Aus Tabelle 5.4 abgeleitete Häufigkeiten (absolut und relativ) von $\beta_{k(I)}$ für die Klassen 51 bis 66 mit zugehörigem Klassen-Zentrum sowie den Unter- und Obergrenzen.

In den Spalten fünf bis zehn sind die Häufigkeiten der Windrichtungen sowohl in absoluter als auch in relativer Form enthalten, wobei die Spalte der relativen Häufigkeit direkt auf die der absoluten Häufigkeit folgt. So sind in den Spalten fünf und sechs die absolute und relative Häufigkeit für $\beta_{k(I)}$ sowie in den Spalten sieben und acht bzw. neun und zehn die entsprechenden Häufigkeiten für ξ_k und $\beta_{k(II)}$ aufgelistet. Für den Vergleich mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.5 sind somit zunächst nur die Spalten eins und zwei sowie fünf und sechs von Interesse. Bevor jedoch ein direkter Vergleich durchgeführt wird, werden zunächst die absoluten und relativen Häufigkeiten für $\beta_{k(I)}$ aus Abbildung 5.11 jeweils aufsummiert. Diese Rechnung liefert als Ergebnis für die absolute Häufigkeit die Zahl „100“ und für die relative Häufigkeit die Zahl „1“. Hiermit wurde sichergestellt, dass der in Abbildung 5.11 dargestellte Ausschnitt aus der Ergebnisdatei so gewählt wurde, dass alle belegten Häufigkeitsklassen enthalten sind und somit ein Vergleich mit Tabelle 5.5 überhaupt sinnvoll ist. Der direkte Vergleich von Tabelle 5.5 mit den Ergebnissen des Analyseprogramms aus Abbildung 5.11 zeigt, dass sowohl Klassen-Nummer und

Klassen-Zentrum als auch die absoluten und relativen Häufigkeiten der $\beta_{k(I)}$ vom Programm korrekt bestimmt und einander zugeordnet werden.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
49	-34.5	-34.5	145.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
50	-31.5	-31.5	148.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
51	-28.5	-28.5	151.5	1	0.0100	0	0.0000	0	0.0000
52	-25.5	-25.5	154.5	0	0.0000	1	0.0100	0	0.0000
53	-22.5	-22.5	157.5	2	0.0200	1	0.0100	0	0.0000
54	-19.5	-19.5	160.5	0	0.0000	1	0.0100	0	0.0000
55	-16.5	-16.5	163.5	6	0.0600	1	0.0100	0	0.0000
56	-13.5	-13.5	166.5	5	0.0500	5	0.0500	0	0.0000
57	-10.5	-10.5	169.5	7	0.0700	7	0.0700	0	0.0000
58	-7.5	-7.5	172.5	12	0.1200	7	0.0700	0	0.0000
59	-4.5	-4.5	175.5	11	0.1100	11	0.1100	0	0.0000
60	-1.5	-1.5	178.5	15	0.1500	16	0.1600	0	0.0000
61	1.5	1.5	181.5	13	0.1300	11	0.1100	0	0.0000
62	4.5	4.5	184.5	12	0.1200	15	0.1500	0	0.0000
63	7.5	7.5	187.5	6	0.0600	9	0.0900	0	0.0000
64	10.5	10.5	190.5	4	0.0400	5	0.0500	0	0.0000
65	13.5	13.5	193.5	3	0.0300	6	0.0600	0	0.0000
66	16.5	16.5	196.5	3	0.0300	2	0.0200	0	0.0000
67	19.5	19.5	199.5	0	0.0000	2	0.0200	0	0.0000
68	22.5	22.5	202.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
69	25.5	25.5	205.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000

Abbildung 5.11 Ausschnitt aus der Ausgabedatei für die Häufigkeitsverteilungen der Windrichtung zur Zeitserie „EVALU001.001“. Spaltenbelegung: 1. Klassennummer [-], 2. Klassenzentrum für die Verteilung der $\beta_{k(I)}$ [°], 3. Klassenzentrum für die Verteilung der $\xi_{k(I)}$ [-], 4. Klassenzentrum für die Verteilung der $\beta_{k(II)}$ [°], 5. absolute Häufigkeit der $\beta_{k(I)}$ [-], 6. relative Häufigkeit der $\beta_{k(I)}$ [-], 7. absolute Häufigkeit der $\xi_{k(I)}$ [-], 8. Relative Häufigkeit der $\xi_{k(I)}$ [-], 9. absolute Häufigkeit der $\beta_{k(II)}$ [-], 10. relative Häufigkeit der $\beta_{k(II)}$ [-].

Im Anschluss folgt nun die Überprüfung des Algorithmus bezüglich der Häufigkeiten von ξ_k . Hierzu muss zunächst aus der *Tabelle 5.4* die mittlere Windrichtung $\bar{\beta}$ bestimmt werden, die nach (4.27) als arithmetisches Mittel der einzelnen Windrichtungen β_k definiert ist. Mit den Werten aus *Tabelle 5.4* ergibt sich somit:

$$\bar{\beta} = \frac{1}{100} \sum_{k=0}^{99} \beta_k \approx -2.19^\circ \quad (5.11)$$

Die nach Gleichung (4.29) mit der Tabellenkalkulation berechneten ξ_k sind zusammen mit den zugehörigen u_1 - und u_2 -Komponenten sowie der jeweiligen Klassennummer in *Tabelle 5.6* aufgelistet. Wie für die $\beta_{k(I)}$ aus *Tabelle 5.4*, lässt sich für die ξ_k aus *Tabelle 5.6* die Häufigkeitsverteilung „manuell“ ableiten. Das Ergebnis ist in *Tabelle 5.7* darges-

tellt. Aufgrund der Tatsache, dass $\bar{\beta}$ mit -2.19° nur gering von der 0° -Richtung des ursprünglichen Koordinatensystems abweicht, ist der Bereich der belegten Klassen für ξ_k gegenüber dem der $\beta_{k(I)}$ nur um eine Klasse verschoben und reicht von 52 bis 67.

u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	ξ [°]	Klasse [-]	u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	ξ [°]	Klasse [-]	u_1 [m/s]	u_2 [m/s]	ξ [°]	Klasse [-]
3.741	-0.572	-6.50	58	6.183	-0.778	-4.98	59	4.839	-1.439	-14.37	56
3.247	-0.174	-0.87	60	5.924	-0.343	-1.12	60	4.838	-0.189	-0.04	60
4.336	-0.556	-5.11	59	5.959	0.333	5.39	62	4.791	0.314	5.94	62
3.704	-0.413	-4.17	59	5.825	1.038	12.30	65	4.781	0.343	6.30	63
4.32	-0.766	-7.86	58	5.471	-0.093	1.22	61	5.401	-0.064	1.51	61
4.352	-1.291	-14.33	56	6.313	1.233	13.24	65	4.919	-1.365	-13.32	56
3.645	-0.346	-3.23	59	6.205	-0.266	-0.26	60	5.509	-0.243	-0.33	60
3.754	-0.422	-4.22	59	5.878	-0.949	-6.98	58	6.086	-0.108	1.18	61
5.454	0.598	8.45	63	6.412	0.36	5.41	62	7.075	-0.159	0.91	61
4.729	-1.147	-11.44	57	6.452	0.473	6.39	63	6.516	-0.211	0.34	61
3.836	-0.677	-7.82	58	6.792	-0.326	-0.55	60	5.332	0.988	12.69	65
3.362	-1.73	-25.04	52	6.6	-0.453	-1.73	60	4.702	1.065	14.96	65
3.162	-0.933	-14.25	56	6.699	-0.474	-1.85	60	4.581	1.046	15.06	66
3.178	-0.698	-10.19	57	5.833	-0.067	1.53	61	4.847	0.743	10.91	64
3.845	0.357	7.50	63	5.056	0.501	7.85	63	4.512	0.257	5.45	62
3.052	-0.099	0.34	61	6.609	1.833	17.69	66	4.45	-0.587	-5.32	59
3.226	-0.287	-2.89	60	6.858	1.043	10.84	64	6.007	0.098	3.13	62
3.3	0.668	13.64	65	7.171	0.234	4.06	62	5.647	0.447	6.72	63
3.566	-0.48	-5.47	59	5.779	0.814	10.21	64	5.472	-0.177	0.34	61
3.536	-0.554	-6.71	58	6.157	0.46	6.47	63	7.177	0.723	7.95	63
3.398	1.04	19.21	67	4.834	-0.559	-4.40	59	6.82	0.06	2.70	61
5.597	0.22	4.44	62	5.099	0.49	7.68	63	6.587	-0.76	-4.39	59
7.064	0.966	9.98	64	5.749	-2.286	-19.49	54	4.58	-0.016	1.99	61
7.071	0.245	4.18	62	5.868	-1.464	-11.82	57	5.19	0.198	4.38	62
6.381	-0.329	-0.76	60	5.022	-2.216	-21.62	53	5.746	0.181	4.00	62
6.895	0.148	3.42	62	5.504	1.224	14.73	65	4.299	1.3	19.02	67
6.752	0.127	3.27	62	5.656	0.111	3.32	62	4.902	0.773	11.15	64
5.32	-1.662	-15.16	55	4.288	-0.892	-9.56	57	4.127	-0.493	-4.62	59
5.31	0.058	2.82	61	4.292	-0.963	-10.45	57	5.031	0.218	4.67	62
5.022	0.128	3.65	62	4.095	-0.755	-8.25	58	7.255	-0.535	-2.02	60
5.867	-0.722	-4.82	59	4.031	-0.706	-7.74	58	7.158	-1.437	-9.16	57
5.904	-0.394	-1.62	60	5.738	-1.655	-13.90	56	7.817	-0.392	-0.68	60
5.262	-0.472	-2.93	60	5.724	-1.442	-11.95	57				
5.351	-0.455	-2.67	60	4.968	-0.323	-1.53	60				

Tabelle 5.6 Abweichungen ξ_k (ξ) von der mittleren Windrichtung $\bar{\beta}$ und zugehörige Klassen für alle u_1 - u_2 - Wertepaare der Zeitserie „EVALU001.001“.

Zur Kontrolle, dass alle ξ_k in *Tabelle 5.7* erfasst wurden, wurde auch hier jeweils über die absoluten und relativen Häufigkeiten aufsummiert, wobei sich als Ergebnisse wieder erwartungsgemäß „100“ für die absoluten und „1“ für die relativen Häufigkeiten ergaben. Es folgt der Vergleich der Daten aus *Tabelle 5.7* mit dem in *Abbildung 5.11* dargestellten Ausschnitt aus der Ausgabedatei für die Windrichtungen. Zunächst ist zu erkennen, dass

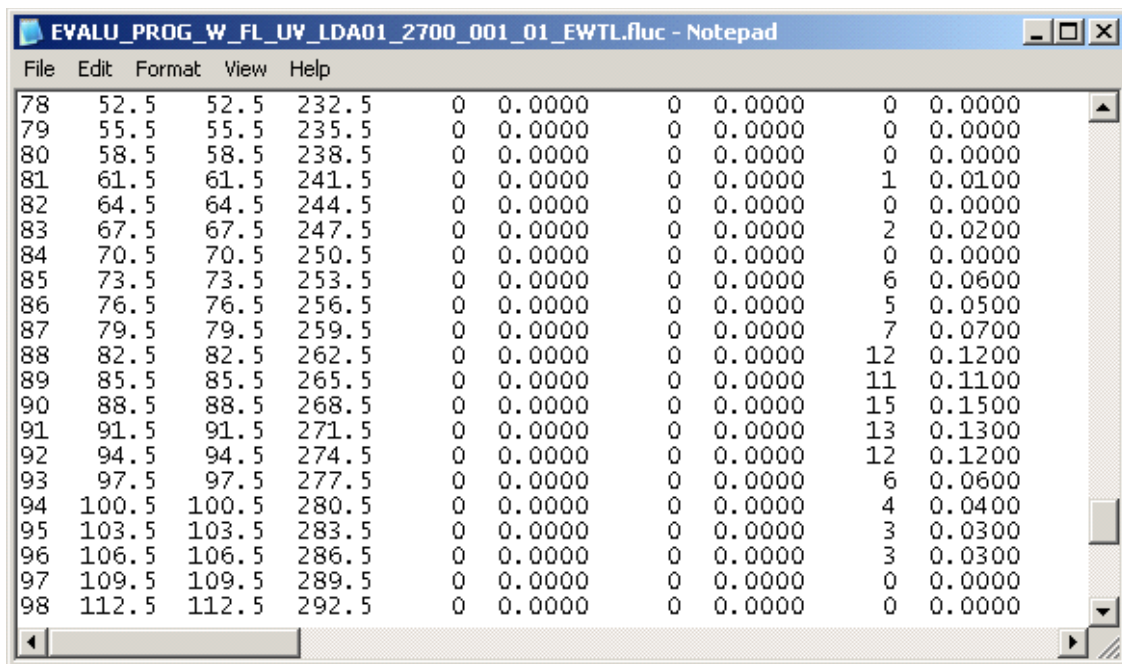
der Klassenbereich 52 bis 67 aus *Tabelle 5.7* mit dem Bereich der von ξ_k besetzten Klassen in *Abbildung 5.11* (Spalten 7 und 8) übereinstimmt. Des Weiteren fällt auf, dass nicht nur der abgedeckte Klassenbereich, sondern auch die Belegung der einzelnen Klassen in *Tabelle 5.7* und *Abbildung 5.11* identisch ist.

Klasse [-]	Zentrum [°]	Untergrenze [°]	Obergrenze [°]	absolute Häufigkeit [-]	relative Häufigkeit [-]
52	-25.5	-27	-24	1	0.01
53	-22.5	-24	-21	1	0.01
54	-19.5	-21	-18	1	0.01
55	-16.5	-18	-15	1	0.01
56	-13.5	-15	-12	5	0.05
57	-10.5	-12	-9	7	0.07
58	-7.5	-9	-6	7	0.07
59	-4.5	-6	-3	11	0.11
60	-1.5	-3	0	16	0.16
61	1.5	0	3	11	0.11
62	4.5	3	6	15	0.15
63	7.5	6	9	9	0.09
64	10.5	9	12	5	0.05
65	13.5	12	15	6	0.06
66	16.5	15	18	2	0.02
67	19.5	18	21	2	0.02
Summe:				100	1

Tabelle 5.7 Aus *Tabelle 5.6* abgeleitete Häufigkeiten (absolut und relativ) von ξ_k für die Klassen 52 bis 67 mit zugehörigem Klassen-Zentrum sowie den Unter- und Obergrenzen.

Als letzte Häufigkeitsverteilung, die es zu überprüfen gilt, folgt die der Windrichtungen $\beta_{k(II)}$ im modellspezifischen Koordinatensystem. Zunächst müssen jedoch aus den $\beta_{k(I)}$ unter Angabe einer mittleren Anströmrichtung, die ungleich 0° ist, mit der Tabellenkalkulation die entsprechenden $\beta_{k(II)}$ berechnet werden. Hierzu wurde in der zum Starten des Programms notwendigen Logbook-Info-Datei die Richtung der mittleren Anströmung β_{af} auf 270° eingestellt. Da es sich beim Wechsel in das modellspezifische Koordinatensystem lediglich um eine Verschiebung des Wertebereichs und anschließende Drehung des ursprünglichen Koordinatensystems handelt, ist zu erwarten, dass sich, im Gegensatz zu den ξ_k , die Häufigkeitsverteilung der $\beta_{k(II)}$ von ihrer Form her nicht von derjenigen der $\beta_{k(I)}$ unterscheidet. Das heißt, die Lage der belegten Klassen zueinander sowie der Grad ihrer Belegung muss erhalten bleiben. Die Verschiebung des Wertebereichs von $[-180; 180[$ auf $[0; 360[$ bedeutet bei der gewählten Auflösung von 3° für die Klassen einer Verteilung eine Zunahme der Klassennummer von 60, wobei zu beachten ist, dass bei Klassennummern größer als 120 eine Subtraktion von 120 zu erfolgen hat. Nach dieser Verschiebung liegt die mittlere Anströmung in der Richtung 180° . Um sie jedoch in die in der Logbook-Info-Datei eingestellten Richtung von $\beta_{af} = 270^\circ$ zu überführen, muss das Koordinatensystem um 90° gegen seine Orientierung gedreht werden. Diese Drehung bedeutet für die Klassennummern einer Verteilung eine Abnahme von 30, wo-

bei zu beachten ist, dass bei Klassennummern kleiner oder gleich 0 eine Addition von 120 zu erfolgen hat. Für den hier vorliegenden Fall resultiert also aus der vorgenommenen Koordinatentransformation eine Verschiebung der Häufigkeitsverteilung von +30 Klassen. Während die Verteilung der $\beta_{k(I)}$ sich über den Klassenbereich 51 bis 66 erstreckt, muss sich die Verteilung der $\beta_{k(II)}$ folglich über den Bereich der Klassen 81 bis 96 erstrecken. Es gilt nun zu überprüfen, ob das Analyseprogramm ebenfalls zu diesem Ergebnis gelangt. Da in *Abbildung 5.11* der zu erwartende Klassenbereich der Ausgabedatei aus Platzgründen nicht enthalten ist, ist dieser separat in *Abbildung 5.12* dargestellt. Da es sich lediglich um einen anderen Ausschnitt derselben Datei handelt, ist die Spaltenbelegung mit der aus *Abbildung 5.11* identisch.



Class	Center $\beta_{k(I)}$	Center $\beta_{k(II)}$	Center $\xi_{k(I)}$	Abs. $\beta_{k(I)}$	Rel. $\beta_{k(I)}$	Abs. $\xi_{k(I)}$	Rel. $\xi_{k(I)}$	Abs. $\beta_{k(II)}$	Rel. $\beta_{k(II)}$
78	52.5	52.5	232.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
79	55.5	55.5	235.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
80	58.5	58.5	238.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
81	61.5	61.5	241.5	0	0.0000	0	0.0000	1	0.0100
82	64.5	64.5	244.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
83	67.5	67.5	247.5	0	0.0000	0	0.0000	2	0.0200
84	70.5	70.5	250.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
85	73.5	73.5	253.5	0	0.0000	0	0.0000	6	0.0600
86	76.5	76.5	256.5	0	0.0000	0	0.0000	5	0.0500
87	79.5	79.5	259.5	0	0.0000	0	0.0000	7	0.0700
88	82.5	82.5	262.5	0	0.0000	0	0.0000	12	0.1200
89	85.5	85.5	265.5	0	0.0000	0	0.0000	11	0.1100
90	88.5	88.5	268.5	0	0.0000	0	0.0000	15	0.1500
91	91.5	91.5	271.5	0	0.0000	0	0.0000	13	0.1300
92	94.5	94.5	274.5	0	0.0000	0	0.0000	12	0.1200
93	97.5	97.5	277.5	0	0.0000	0	0.0000	6	0.0600
94	100.5	100.5	280.5	0	0.0000	0	0.0000	4	0.0400
95	103.5	103.5	283.5	0	0.0000	0	0.0000	3	0.0300
96	106.5	106.5	286.5	0	0.0000	0	0.0000	3	0.0300
97	109.5	109.5	289.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000
98	112.5	112.5	292.5	0	0.0000	0	0.0000	0	0.0000

Abbildung 5.12 Ausschnitt aus der Ausgabedatei für die Häufigkeitsverteilungen der Windrichtung zur Zeitserie „EVALU001.001“. Spaltenbelegung: 1. Klassennummer [-], 2. Klassenzentrum für die Verteilung der $\beta_{k(I)}$ [°], 3. Klassenzentrum für die Verteilung der $\xi_{k(I)}$ [-], 4. Klassenzentrum für die Verteilung der $\beta_{k(II)}$ [°], 5. absolute Häufigkeit der $\beta_{k(I)}$ [-], 6. relative Häufigkeit der $\beta_{k(I)}$ [-], 7. absolute Häufigkeit der $\xi_{k(I)}$ [-], 8. relative Häufigkeit der $\xi_{k(I)}$ [-], 9. absolute Häufigkeit der $\beta_{k(II)}$ [-], 10. relative Häufigkeit der $\beta_{k(II)}$ [-].

Wie aus *Abbildung 5.12* ersichtlich ist, stimmt der vom Programm berechnete Bereich der Klassenbelegung mit dem nach den vorherigen Überlegungen zu erwartenden Klassenbereich von 81 bis 96 überein. Auch die Klassenzentren für die Verteilung der $\beta_{k(II)}$ sind aufgrund der Verschiebung des Wertebereichs erwartungsgemäß um 180° höher als die der $\beta_{k(I)}$ und ξ_k . Desweiteren zeigt der Vergleich mit *Tabelle 5.5* sowie mit *Abbil-*

dung 5.11, dass die Belegung der jeweils entsprechenden Klassen in den beiden Koordinatensystemen identisch ist. In *Abbildung 5.13* sind die vom Analyseprogramm berechneten Verteilungen der absoluten Häufigkeiten graphisch dargestellt. Während im linken Diagramm die Verteilungen der $\beta_{k(I)}$ und ξ_k gemeinsam aufgetragen sind, ist die Häufigkeitsverteilung der $\beta_{k(II)}$ im rechten Diagramm abgebildet.

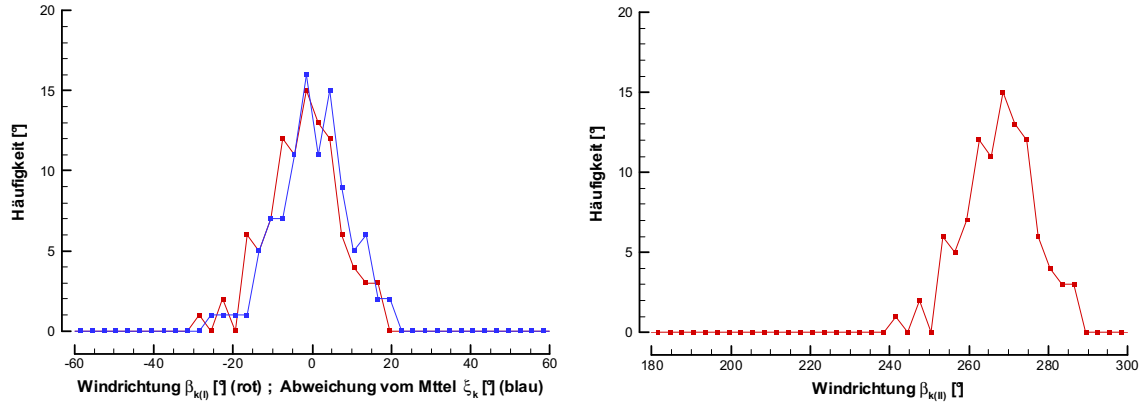


Abbildung 5.13 Vom Analyseprogramm berechnete Verteilungen der absoluten Häufigkeiten (Auflösung: 3°): links: $\beta_{k(I)}$ (rot) und ξ_k (blau); rechts: $\beta_{k(II)}$.

5.3 Bestimmung des Integrallängenmaßes der Turbulenz

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Überprüfung des Algorithmus' bezüglich der Bestimmung des Integrallängenmaßes der Turbulenz. Die Datenbasis hierfür bildet wieder die Zeitserie „EVALU001.001“, genauer gesagt ihre mit der mittleren Datenrate neu abgetastete Form. Aufgrund ihrer Länge von nur 100 Messwerten, die mit einer Frequenz von 20 Hertz über nur 5 Sekunden gemessen wurden, ist diese Zeitserie nicht dafür geeignet, ein Längenmaß der großen energiereichen Wirbel verlässlich abzuleiten. Hierbei geht es lediglich darum, den Algorithmus an sich auf seine korrekte Arbeitsweise hin zu überprüfen. Die Referenzrechnung erfolgt wieder anhand der Tabellenkalkulation Excel und kann in die folgenden drei Schritte unterteilt werden: Zunächst gilt es, die Berechnung der Autokorrelationskurve bis zu dem Punkt zu kontrollieren, an dem später die Extrapolation der Kurve ansetzen soll. Dieser Punkt ist laut Abschnitt 4.4.2 dann erreicht, wenn der Autokorrelationskoeffizient $R_{u_1 u_1}$ das erste Mal wieder zunimmt, sofern er nicht schon vorher den Wert Null erreicht hat. Unter der Annahme, dass der Abfall der Autokorrelationskurve bis zu diesem Punkt in guter Näherung exponentiell erfolgt, wird im zweiten Schritt aus den natürlichen Logarithmen von $R_{u_1 u_1}$ die Steigung a der zugehörigen Regressionsgeraden berechnet und mit dem Ergebnis des Analyseprogramms

verglichen. Zum Schluss erfolgt die Extrapolation der berechneten Autokorrelationskurve mit Hilfe der halblogarithmischen Regressionsgeraden sowie die Berechnung des Integrallängenmaßes als Produkt des über die Abklingzeit integrierten Autokorrelationskoeffizienten mit der mittleren Advektionsgeschwindigkeit $\bar{u}_1$.

Zur Berechnung der Autokorrelation wird die neu abgetastete Version der Zeitserie „EVALU001.001“ herangezogen, die in *Abbildung 5.3* dargestellt ist. Das weitere Vorgehen soll mit Hilfe der *Tabelle 5.8* veranschaulicht werden: Die beiden linken Spalten enthalten den laufenden Index über die hundert Messwerte von 0 bis 99 sowie die als „Original“ bezeichnete Zeitserie der u_1 -Komponente in Metern pro Sekunde.

Index	Original	Duplikat				
		0. Verschiebung	1. Verschiebung	2. Verschiebung	3. Verschiebung	...
[-]	u_1 [m/s]	u_1 [m/s]	u_1 [m/s]	u_1 [m/s]	u_1 [m/s]	...
0	3.741	3.741	3.741	3.741	3.741	...
1	3.741	3.741	3.741	3.741	3.741	...
2	3.741	3.741	3.741	3.741	3.741	...
3	3.741	3.741	3.741	3.741	3.247	...
4	3.741	3.741	3.741	3.247	4.32	...
5	3.741	3.741	3.247	4.32	.	...
6	3.247	3.247	4.32	.	.	...
7	4.32	4.32	.	.	.	...
.	.	.	.	.	4.299	...
.	.	.	.	4.299	4.902	...
.	.	.	4.299	4.902	5.031	...
93	4.299	4.299	4.902	5.031	5.031	...
94	4.902	4.902	5.031	5.031	5.031	...
95	5.031	5.031	5.031	5.031	5.031	...
96	5.031	5.031	5.031	5.031	5.031	
97	5.031	5.031	5.031	5.031		
98	5.031	5.031	5.031			
99	5.031	5.031				

Tabelle 5.8 Schema zur Berechnung der Autokorrelationskoeffizienten mit Hilfe der Tabellenkalkulation.

Von dieser Zeitserie wird ein Duplikat erstellt, das in der dritten Spalte von links enthalten ist. Mit Hilfe der Excel-Funktion KORREL(Matrix1; Matrix2) wird der erste Autokorrelationskoeffizient berechnet, indem für die Matrix1 die Original-Zeitserie und für die Matrix2 ihr Duplikat eingesetzt wird. Das zu erwartenden Ergebnis lautet in diesem Fall „1“. Zur Berechnung der weiteren Korrelationskoeffizienten wird, wie in *Tabelle 5.8* angedeutet, die Duplikat-Zeitserie in Einer-Schritten „nach oben“ verschoben, während die Original-Zeitserie „ortsfest“ bleibt. Die ersten drei Verschiebungen dieser Art sind in den rechten Spalten von *Tabelle 5.8* dargestellt. Die Funktion KORREL wird hierbei stets über die Bereiche von Original und Duplikat angewandt, die einander überlappen. In *Tabelle 5.9* sind die ersten zehn auf diese Weise berechneten Autokorrelationskoeffizienten sowie deren natürliche Logarithmen aufgelistet. Wie zu erkennen ist, ist $R_{u_1 u_1}$ nur bis zum Index sechs monoton fallend und steigt von sechs auf sieben vorübergehend an. Für

den Algorithmus des Analyseprogramms bedeutet dies, dass die Berechnung des Autokorrelationskoeffizienten nur bis zum Index sechs zu erfolgen hat. Folglich muss $R_{u_1u_1}$ aus *Tabelle 5.9* in genau den ersten sieben Werten mit dem vom Programm ausgegebenen R_{UU} übereinstimmen.

Index	$R_{u_1u_1}$ [-]	$\ln(R_{u_1u_1})$ [-]
0	1	0.000
1	0.781	-0.247
2	0.608	-0.497
3	0.482	-0.730
4	0.435	-0.833
5	0.369	-0.997
6	0.359	-1.024
7	0.404	-0.905
8	0.389	-0.944
9	0.311	-1.168

Tabelle 5.9 Die ersten zehn mit der Tabellenkalkulation berechneten Werte des Autokorrelationskoeffizienten und seines natürlichen Logarithmus.

In *Abbildung 5.14* ist der Autokorrelationskoeffizient $R_{u_1u_1}$ in Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung von Original und Duplikat in Form einer vom Analyseprogramm ausgegebenen Text-Datei dargestellt.

Variables = "k" "time[s]" "RUU"		
0	0.0000	1.00000000
1	0.0500	0.78145683
2	0.1000	0.60844994
3	0.1500	0.48205462
4	0.2000	0.43466458
5	0.2500	0.36914930
6	0.3000	0.35922354
7	0.3500	0.30146992
8	0.4000	0.25300157
9	0.4500	0.21232562
10	0.5000	0.17818929
11	0.5500	0.14954118
12	0.6000	0.12549894
13	0.6500	0.10532203
14	0.7000	0.08838904
15	0.7500	0.07417843
16	0.8000	0.06225251
17	0.8500	0.05224396
18	0.9000	0.04384451
19	0.9500	0.03679548
20	1.0000	0.03087974
21	1.0500	0.02591510
22	1.1000	0.02174864
23	1.1500	0.01825204
24	1.2000	0.01531759
25	1.2500	0.01285493
26	1.3000	0.01078820
27	1.3500	0.00905375
28	1.4000	0.00759815
29	1.4500	0.00637657
30	1.5000	0.00535139
31	1.5500	0.00449103
32	1.6000	0.00376899
33	1.6500	0.00316304
34	1.7000	0.00265450
35	1.7500	0.00222773
36	1.8000	0.00186957
37	1.8500	0.00156899
38	1.9000	0.00131674
39	1.9500	0.00110504

Abbildung 5.14 Vom Analyseprogramm erzeugte Ausgabedatei der Autokorrelation zur Zeitserie „EVALU001.001“; (v.l.n.r.: laufender Index k , Verschiebungszeit λ (time), Autokorrelationskoeffizient $R_{u_1u_1}$ (RUU)).

Wie der Vergleich zwischen *Tabelle 5.9* und *Abbildung 5.14* zeigt, stimmen in der Tat die Ergebnisse der Referenzrechnung für $R_{u_1 u_1}$ mit denen vom Programm in den ersten sieben Werten überein. Somit ist sichergestellt, dass der direkt aus der Zeitserie abgeleitete Teil der Autokorrelationskurve korrekt berechnet wurde.

Als nächster Schritt ist nun aus den ersten sieben Werten des natürlichen Logarithmus' von $R_{u_1 u_1}$, die der *Tabelle 5.9* zu entnehmen sind, die Steigung der halblogarithmischen Regressionsgeraden zu bestimmen. Hierzu wurde auf der Grundlage dieser Daten im Tabellenkalkulationsprogramm das Diagramm aus *Abbildung 5.15* erstellt. Neben den aus der Zeitserie berechneten Datenpunkten des Autokorrelationskoeffizienten ist auch die für diese Punkte ermittelte Regressionsgerade samt Geradengleichung dargestellt. Diese Gleichung entspricht in ihrer Form der Gleichung (4.21), sodass die Steigung a den Wert -0.175 aufweist.

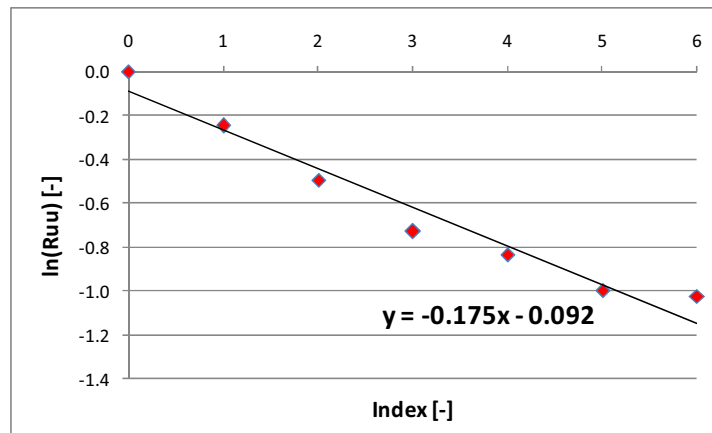


Abbildung 5.15 Mit der Tabellenkalkulation berechnete Ausgleichsgerade für die natürlichen Logarithmen der ersten sieben Werte von $R_{u_1 u_1}$.

Dies bedeutet, dass die vom Analyseprogramm ausgegebene Autokorrelationskurve in der halblogarithmischen Darstellung (vgl. *Abbildung 4.8 a*)) ab dem siebten Wert für $R_{u_1 u_1}$ als Gerade mit der Steigung $a = -0.175$ verlaufen müsste. Um dies zu überprüfen, werden für alle $R_{u_1 u_1}$, die vom Programm ausgegeben werden und in *Abbildung 5.14* dargestellt sind, die natürlichen Logarithmen mit der Tabellenkalkulation bestimmt. Ab dem Index $k = 7$ müsste dann gelten:

$$\ln(R_{u_1 u_1(k)}) - \ln(R_{u_1 u_1(k-1)}) = -0.175 \quad (5.12)$$

In der *Tabelle 5.10* sind neben den vom Programm berechneten Werten für $R_{u_1 u_1}$ auch die mit der Tabellenkalkulation bestimmten natürlichen Logarithmen der $R_{u_1 u_1}$ enthalten. Desweiteren enthält die vierte Spalte für jeden Index $k > 0$ die zugehörige Differenz

(5.12). Wie der Tabelle leicht zu entnehmen ist, beträgt diese Differenz in der Tat ab dem Index $k = 7$ stets -0.175 , sofern sie auf die dritte Dezimalstelle gerundet wird. Hieraus folgt, dass die vom Analyseprogramm berechnete Autokorrelationskurve in ihrer halb-logarithmischen Darstellung, wie erwartet, ab dem siebten Wert für $R_{u_1 u_1}$ als eine Gerade der Steigung $a = -0.175$ verläuft. Eine graphische Darstellung der vom Programm berechneten Autokorrelationskurve sowohl in halb-logarithmischer als auch in linearer Form wird durch die *Abbildung 5.16* gegeben. Somit wurde nicht nur gezeigt, dass das Analyseprogramm den Autokorrelationskoeffizienten während seiner monoton fallenden Phase korrekt berechnet, sondern dass auch die exponentielle Extrapolation den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 4 entsprechend erfolgt.

Index [-]	$R_{u_1 u_1}$ [-]	$\ln(R_{u_1 u_1})$ [-]	$\ln(R_{u_1 u_1(i)}) - \ln(R_{u_1 u_1(i-1)})$ [-]	Index [-]	$R_{u_1 u_1}$ [-]	$\ln(R_{u_1 u_1})$ [-]	$\ln(R_{u_1 u_1(i)}) - \ln(R_{u_1 u_1(i-1)})$ [-]
0	1.00000000	0.00000000	-	20	0.03087974	-3.47765497	-0.17527471
1	0.78145683	-0.24659537	-0.24659537	21	0.02591510	-3.65292947	-0.17527450
2	0.60844994	-0.49684064	-0.25024527	22	0.02174864	-3.82820405	-0.17527458
3	0.48205462	-0.72969785	-0.23285721	23	0.01825204	-4.00347842	-0.17527437
4	0.43466458	-0.83318063	-0.10348277	24	0.01531759	-4.17875344	-0.17527501
5	0.3691493	-0.99655411	-0.16337348	25	0.01285493	-4.35402788	-0.17527445
6	0.35922354	-1.02381041	-0.02725630	26	0.01078820	-4.52930233	-0.17527445
7	0.30146992	-1.19908504	-0.17527463	27	0.00905375	-4.70457624	-0.17527391
8	0.25300157	-1.37435958	-0.17527455	28	0.00759815	-4.87985048	-0.17527424
9	0.21232562	-1.54963424	-0.17527465	29	0.00637657	-5.05512494	-0.17527446
10	0.17818929	-1.72490887	-0.17527463	30	0.00535139	-5.23039894	-0.17527399
11	0.14954118	-1.90018347	-0.17527461	31	0.00449103	-5.40567320	-0.17527427
12	0.12549894	-2.07545797	-0.17527449	32	0.00376899	-5.58094822	-0.17527501
13	0.10532203	-2.25073267	-0.17527470	33	0.00316304	-5.75622169	-0.17527347
14	0.08838904	-2.42600730	-0.17527463	34	0.00265450	-5.93149897	-0.17527728
15	0.07417843	-2.60128187	-0.17527457	35	0.00222773	-6.10677215	-0.17527318
16	0.06225251	-2.77655642	-0.17527455	36	0.00186957	-6.28204682	-0.17527467
17	0.05224396	-2.95183099	-0.17527457	37	0.00156899	-6.45732318	-0.17527636
18	0.04384451	-3.12710577	-0.17527477	38	0.00131674	-6.63259629	-0.17527312
19	0.03679548	-3.30238027	-0.17527450	39	0.00110504	-6.80787375	-0.17527745

Tabelle 5.10 V.l.n.r.: Laufender Index i ; Autokorrelationskoeffizient $R_{u_1 u_1}$ (berechnet mit Analyseprogramm); natürlicher Logarithmus von $R_{u_1 u_1}$ (aus Referenzrechnung); Differenz der aufeinanderfolgenden natürlichen Logarithmen (aus Referenzrechnung nach Gleichung (5.12)).

Als nächstes soll, aus den berechneten Werten $R_{u_1 u_1}$ in Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung λ das Integralzeitmaß $T_{u_1 x_1}$ bestimmt werden. Hierzu werden nach Gleichung (4.48) die Summen $(R_{u_1 u_1(k)} + R_{u_1 u_1(k+1)})$ aufsummiert und das Ergebnis wird mit dem halben konstanten Zeitschritt $\Delta t/2$ multipliziert. Die Bestimmung der Datenrate als reziproker Wert von Δt wurde bereits in Abschnitt 5.2.1 mit 20 Hz als korrekt nachgewiesen. Demzufolge ist ein konstanter Zeitschritt von 0.05 Sekunden zu erwarten. Der Vergleich mit der in *Abbildung 5.14* dargestellten Ausgabedatei zeigt zudem, dass dieser Zeitschritt für die Autokorrelation auch korrekt übernommen wurde. Bildet man für alle $R_{u_1 u_1}$ aus *Tabelle 5.10* die Summe $(R_{u_1 u_1(k)} + R_{u_1 u_1(k+1)})$ und summiert diese wiederum über $k = 0$ bis $k = 38$ auf, so erhält man:

$$\sum_{k=0}^{38} (R_{u_1 u_1(k)} + R_{u_1 u_1(k+1)}) \approx 10.81 \quad (5.13)$$

Nach Multiplikation mit dem halben konstanten Zeitschritt $\Delta t/2$ ergibt sich für das Integralzeitmaß:

$$T_{u_1 x_1} = \frac{\Delta t}{2} \sum_{k=0}^{38} (R_{u_1 u_1(k)} + R_{u_1 u_1(k+1)}) \approx \frac{1}{2} 0.05 s \cdot 10.81 \approx 0.27 s \quad (5.14)$$

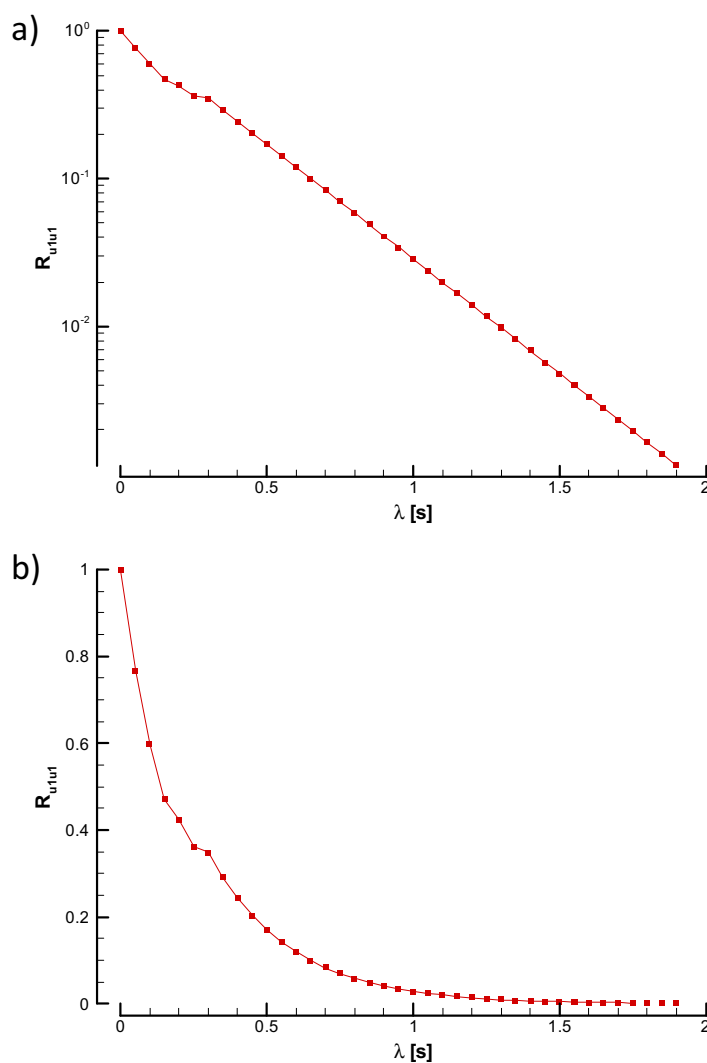


Abbildung 5.16 Graphischer Verlauf des vom Analyseprogramm berechneten Autokorrelationskoeffizienten $R_{u_1 u_1}$ (a) halb-logarithmische Darstellung, b) lineare Darstellung).

Um nun aus dem Integralzeitmaß das Integrallängenmaß abzuleiten, wird ersteres nach Gleichung (4.48) mit der mittleren Advektionsgeschwindigkeit $\bar{u}_1$ multipliziert. Diese beträgt, wie im Abschnitt 5.3.1 gezeigt wurde, 5.29 m/s . Für das Integrallängenmaß $L_{u_1 x_1}$ erhält man somit:

$$L_{u_1 x_1} = \bar{u}_1 T_{u_1 x_1} \approx 5.29 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0.27 \text{ s} \approx 1.43 \text{ m} . \quad (5.15)$$

Der vom Analyseprogramm berechnete Wert des Integrallängenmaßes wird der in *Abbildung 5.8* dargestellten Statistikdatei entnommen. Er liegt demnach im Windkanal bei 1428.3 mm , was auf die zweite Dezimalstelle gerundet, ebenfalls 1.43 m ergibt.

5.4 Verifikation der berechneten Spektren

Als letzter Abschnitt dieses Kapitels folgt an dieser Stelle die Evaluierung des Analyseprogramms bezüglich der Berechnung des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie. Auch hierfür wird als Testdatensatz die Zeitserie „EVALU001.001“ herangezogen. Die Evaluierung erfolgt wieder anhand einer Referenzrechnung, die mit dem Tabellenkalkulationsprogramm durchgeführt wird. Da die Testzeitserie für eine sinnvolle Spektralanalyse der turbulenten Strömung zu kurz ist und hier lediglich die Funktionalität des Algorithmus bezüglich der Berechnung der Spektren überprüft werden soll, werden folgende Maßnahmen getroffen: In der Batch-Datei wird der Startparameter `fft_n` auf den Wert 16 gesetzt. Eine Fourier-Analyse wird somit nur über Fenster aus jeweils 16 aufeinanderfolgenden Werten der Zeitserie durchgeführt. Des Weiteren wird im Quellcode eine Manipulation dahingehend durchgeführt, dass die Fenster selber statt um 100 nur noch um 30 Datenpunkte gegeneinander verschoben werden. Für die lediglich aus 100 Datenpunkten bestehende Zeitserie „EVALU001.001“ ergeben sich somit folgende Analyse-Fenster:

1. Datenpunkte 0 bis 15
2. Datenpunkte 30 bis 45
3. Datenpunkte 60 bis 75.

Aus der Zeitserie sind also für diese drei Fenster die entsprechenden Spektren zu berechnen und arithmetisch zu mitteln. Damit jedoch auf die Test-Zeitserie „EVALU001.001“ eine Fourier-Analyse angewendet werden kann, muss diese in äquidistanten Zeitschritten vorliegen. Aus diesem Grund erfolgt die Fourier-Analyse auf Basis der in *Abbildung 5.3* dargestellten neu abgetasteten Version der Zeitserie „EVALU001.001“.

Die Ergebnisse der nun folgenden Referenzrechnung sind in *Tabelle 5.11* zusammengefasst. Als erster Schritt wird mit für die drei oben angegebenen Fensterbereiche die Fourieranalyse durchgeführt.

N = 16

1. Fenster (0-15):

i [-]	n [-]	U [m/s]	F(n) * N	Re[F(n)]	Im[F(n)]	F(n) ^2	E(n)	S(n)
0	0	3.741	63.743	3.984	0.000			
1	1	3.741	0.892+1.908i	0.056	0.119	0.017	0.035	0.035
2	2	3.741	2.065+2.014i	0.129	0.126	0.033	0.065	0.065
3	3	3.741	-2.273+2.383i	-0.142	0.149	0.042	0.085	0.085
4	4	3.741	-0.531+0.988i	-0.033	0.062	0.005	0.010	0.010
5	5	3.741	-2.142-0.577i	-0.134	-0.036	0.019	0.038	0.038
6	6	3.247	-0.933-0.616i	-0.058	-0.039	0.005	0.010	0.010
7	7	4.32	1.207-1.104i	0.075	-0.069	0.010	0.021	0.021
8	8	4.32	-0.457	-0.029	0.000	0.001	0.001	0.001
9	9	4.32	1.207+1.104i	0.075	0.069	0.010		
10	10	3.645	-0.933+0.616i	-0.058	0.039	0.005		
11	11	3.754	-2.142+0.577i	-0.134	0.036	0.019		
12	12	3.754	-0.531-0.988i	-0.033	-0.062	0.005		
13	13	3.754	-2.273-2.383i	-0.142	-0.149	0.042		
14	14	5.454	2.065-2.014i	0.129	0.126	0.033		
15	15	4.729	0.892-1.908i	0.056	-0.119	0.017		

2. Fenster (30-45):

i [-]	n [-]	U [m/s]	F(n) * N	Re[F(n)]	Im[F(n)]	F(n) ^2	E(n)	S(n)
30	0	6.752	95.437	5.965	0.000			
31	1	6.752	2.759+1.348i	0.172	0.084	0.037	0.074	0.074
32	2	5.32	2.141+2.79i	0.134	0.174	0.048	0.097	0.097
33	3	5.31	0.634-1.472i	0.040	-0.092	0.010	0.020	0.020
34	4	5.867	1.263-0.57i	0.079	-0.036	0.008	0.015	0.015
35	5	5.351	1.11-1.333i	0.069	-0.083	0.012	0.024	0.024
36	6	6.183	-1.131-0.818i	-0.071	-0.051	0.008	0.015	0.015
37	7	6.183	-0.794+0.135i	-0.050	0.008	0.003	0.005	0.005
38	8	5.825	0.633	0.040	0.000	0.002	0.002	0.002
39	9	5.471	-0.794-0.135i	-0.050	-0.008	0.003		
40	10	5.471	-1.131+0.818i	-0.071	0.051	0.008		
41	11	5.471	1.11+1.333i	0.069	0.083	0.012		
42	12	6.205	1.263+0.57i	0.079	0.036	0.008		
43	13	6.412	0.634+1.472i	0.040	0.092	0.010		
44	14	6.412	2.141-2.79i	0.134	-0.174	0.048		
45	15	6.452	2.759-1.348i	0.172	-0.084	0.037		

3. Fenster (60-75):

i [-]	n [-]	U [m/s]	F(n) * N	Re[F(n)]	Im[F(n)]	F(n) ^2	E(n)	S(n)
60	0	5.099	79.937	4.996	0.000			
61	1	5.022	3.916+0.739i	0.245	0.046	0.062	0.124	0.124
62	2	5.504	-1.295-2.267i	-0.081	-0.142	0.027	0.053	0.053
63	3	5.656	-1.808+3.174i	-0.113	0.198	0.052	0.104	0.104
64	4	5.656	-0.215-0.404i	-0.013	-0.025	0.001	0.002	0.002
65	5	4.292	1.157+0.631i	0.072	0.039	0.007	0.014	0.014
66	6	4.095	-1.433-0.573i	-0.090	-0.036	0.009	0.019	0.019
67	7	4.031	1.008+1.469i	0.063	0.092	0.012	0.025	0.025
68	8	4.031	-1.011	-0.063	0.000	0.004	0.004	0.004
69	9	5.724	1.008-1.469i	0.063	-0.092	0.012		
70	10	4.839	-1.433+0.573i	-0.090	0.036	0.009		
71	11	4.839	1.157-0.631i	0.072	-0.039	0.007		
72	12	4.838	-0.215+0.404i	-0.013	0.025	0.001		
73	13	5.401	-1.808-3.174i	-0.113	-0.198	0.052		
74	14	5.401	-1.295+2.267i	-0.081	0.142	0.027		
75	15	5.509	3.916-0.739i	0.245	-0.046	0.062		

Tabelle 5.11 Ergebnisse der Fourier-Analyse mit der Tabellenkalkulation für die drei Analyse-Fenster.

Hierbei ist zu beachten, dass die Tabellenkalkulation als Ergebnis dieser Analyse nicht die komplexe Fourier-Transformierte $F_A(n)$ im Sinne von (4.54), sondern das Produkt $F_A(n) \cdot N$ ausgibt. Für die weitere Berechnung müssen daher sowohl Real- als auch Imaginärteil von $F_A(n)$ durch die Anzahl der eingehenden Datenpunkte ($N = 16$) dividiert werden. Anschließend erfolgt nach (4.56) die Berechnung der Norm von $F_A(n)$. Gemäß (4.60) und (4.61) wird die diskrete spektrale Energie $E(n)$ berechnet, die mit der spektralen Energiedichte $S(n)$ identisch ist. Die spektrale Energiedichte $S(f)$ als Funktion der Frequenz f wird nach Gleichung (4.63) berechnet. Mit einem konstanten Zeitschritt von $\Delta t = 0.05 \text{ s}$ und einem Datenumfang von $N = 16$ gilt im vorliegenden Fall:

$$S(f) = \frac{S(n)}{\Delta f} = \frac{S(n)}{1/(N\Delta t)} = \frac{S(n)}{1.25} . \quad (5.16)$$

Die Berechnung von $S(f)$ wird für alle Fensterbereiche durchgeführt. Anschließend wird auf der Basis der drei Fenster eine mittlere Verteilung der spektralen Energiedichte berechnet. Die Ergebnisse von $S(f)$ für alle drei Analyse-Fenster sowie die resultierenden Mittelwerte sind in *Tabelle 5.12* angegeben.

Frequenz	1. Fenster (0-15)	2. Fenster (30-45)	3. Fenster (60-75)	Mittelwert
f [Hz]	S(f) [m ² /s]	S(f) [m ² /s]	S(f) [m ² /s]	S(f) [m ² /s]
1.250	0.028	0.059	0.099	0.062
2.500	0.052	0.077	0.043	0.057
3.750	0.068	0.016	0.083	0.056
5.000	0.008	0.012	0.001	0.007
6.250	0.031	0.019	0.011	0.020
7.500	0.008	0.012	0.015	0.012
8.750	0.017	0.004	0.020	0.014
10.000	0.001	0.001	0.003	0.002

Tabelle 5.12 Mit der Tabellenkalkulation berechnete spektrale Energiedichte $S(f)$ für die drei Analyse-Fenster sowie die resultierenden Mittelwerte.

Der folgende Schritt besteht darin, die Frequenz f sowie die spektrale Energiedichte $S(f)$ gemäß (4.67) und (4.68) zu skalieren. Die Werte für die Höhe z des Messortes und die dort gemessene mittlere Windgeschwindigkeit $\overline{u_1(z)}$ werden der vom Analyseprogramm erstellten und bereits überprüften Statistikdatei entnommen (vgl. *Abbildung 5.8*). Für die reduzierte Frequenz f_{red} gilt somit:

$$f_{red} = f \frac{0.4}{5.28} \left[s^{-1} \frac{m \cdot s}{m} \right] . \quad (5.17)$$

Zur Skalierung der spektralen Energiedichte wird die Varianz $\sigma_{u_1}^2$ aus $u_1(z)$ für alle drei Fensterbereiche berechnet und anschließend arithmetisch gemittelt. Berechnen lässt sich $\sigma_{u_1}^2$ für jedes Analyse-Fenster als Summe über die quadrierte Norm der komplexen Fourier-Transformierten:

$$\sigma_{u_1}^2 = \sum_{n=1}^{N-1} |F(n)|^2 . \quad (5.18)$$

Wendet man (5.18) auf die drei Analyse-Fenster aus *Tabelle 5.11* an, so erhält man folgende Werte für die Varianz:

$$\sigma_{u_1 \text{ Fenster } 1}^2 = 0.264 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad (5.19)$$

$$\sigma_{u_1 \text{ Fenster } 2}^2 = 0.251 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad (5.20)$$

$$\sigma_{u_1 \text{ Fenster } 3}^2 = 0.344 \text{ m}^2/\text{s}^2 . \quad (5.21)$$

Der Mittelwert der drei einzelnen Varianzen berechnet sich somit zu:

$$\sigma_{u_1 \text{ mean}}^2 = 0.286 \text{ m}^2/\text{s}^2 . \quad (5.22)$$

Mit Hilfe von (5.17) und (5.22) lässt sich die spektrale Energiedichte $S(f)$ in dimensionsloser Form darstellen. In Analogie zu der vom Analyseprogramm ausgegebenen Spektren-Datei sind in *Tabelle 5.13* die Endergebnisse der Referenzrechnung enthalten. Die Spalten enthalten von links nach rechts die Frequenz n , die Frequenz f , die reduzierte Frequenz f_{red} sowie die mit der Frequenz f und der Varianz $\sigma_{u_1 \text{ mean}}^2$ skalierte spektrale Energiedichte $f S_{u_1 u_1}(f)/\sigma_{u_1}^2$. In den letzten drei Spalten sind die theoretischen Verteilungen der skalierten spektralen Energiedichten nach Kaimal, Simiu und Scanlan sowie von von Karman enthalten. Diese wurden wie im Analyseprogramm, auf der Grundlage der *Tabellen 4.7* und *4.8* berechnet. Die vom Analyseprogramm erzielten Ergebnisse der Spektralanalyse sind in *Abbildung 5.16* dargestellt, die einen Ausschnitt aus der Spektren-Ausgabedatei

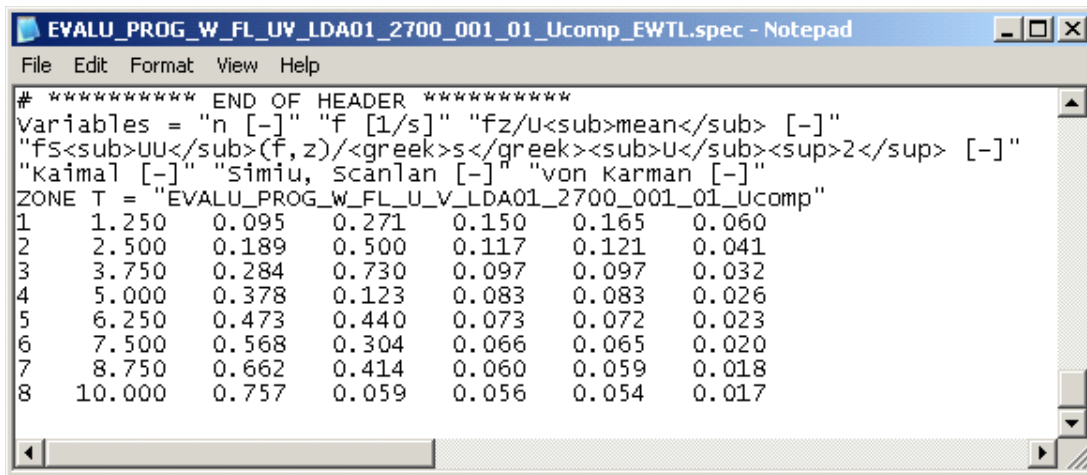
„EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_01_Ucomp_EWTL.spec“

zeigt. Die Spaltenbelegung ist mit der in *Tabelle 5.15* identisch. Der Vergleich von *Abbildung 5.17* mit *Tabelle 5.15* zeigt, dass die Referenzrechnung mit der Tabellenkalkulation das gleiche Ergebnis liefert wie die Berechnungen des Analyseprogramms. Mit der

Überprüfung des Algorithmus zur Spektrenberechnung ist die Evaluierung des Analyseprogramms erfolgreich beendet. Die Evaluierung hat gezeigt, dass das Programm sämtliche von ihm verlangten Arbeitsschritte und Berechnungen korrekt durchführt. Hiermit ist die Rechtfertigung erbracht, das Programm zur systematischen Auswertung von Strömungszeitserien anzuwenden.

n [-]	f [Hz]	fred [-]	f S(f)/sigma^2 [-]	"Kaimal" [-]	"Simiu, Scanlan" [-]	"von Karman" [-]
1	1.250	0.095	0.271	0.150	0.165	0.061
2	2.500	0.189	0.501	0.117	0.121	0.041
3	3.750	0.284	0.731	0.097	0.097	0.032
4	5.000	0.379	0.123	0.083	0.083	0.026
5	6.250	0.473	0.440	0.073	0.072	0.023
6	7.500	0.568	0.305	0.066	0.065	0.020
7	8.750	0.663	0.414	0.060	0.059	0.018
8	10.000	0.758	0.059	0.056	0.054	0.017

Tabelle 5.13 Ergebnisse der Referenzrechnung für die Spektren der turbulent kinetischen Energie (v.l.n.r.: Frequenz n , Frequenz f , reduzierte Frequenz f_{red} , skalierte spektrale Energiedichte $f S_{u_1 u_1}(f)/\sigma_{u_1}^2$, Theoriespektren nach Kaimal, Simiu und Scanlan, von Karman).



```

# ***** END OF HEADER *****
Variables = "n [-]" "f [1/s]" "fz/U<sub>mean</sub> [-]"
"fs<sub>uu</sub>(f,z)/<greek>s</greek><sub>U</sub><sup>2</sup> [-]"
"Kaimal [-]" "Simiu, Scanlan [-]" "von Karman [-]"
ZONE T = "EVALU_PROG_W_FL_U_V_LDA01_2700_001_01_Ucomp"
1 1.250 0.095 0.271 0.150 0.165 0.060
2 2.500 0.189 0.500 0.117 0.121 0.041
3 3.750 0.284 0.730 0.097 0.097 0.032
4 5.000 0.378 0.123 0.083 0.083 0.026
5 6.250 0.473 0.440 0.073 0.072 0.023
6 7.500 0.568 0.304 0.066 0.065 0.020
7 8.750 0.662 0.414 0.060 0.059 0.018
8 10.000 0.757 0.059 0.056 0.054 0.017

```

Abbildung 5.17 Ausschnitt der Spektren-Ausgabedatei „EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_01_Ucomp_EWTL.spec“.

Kapitel 6

Das Programm zur Aufbereitung von Konzentrations-Zeitreihen

Neben Strömungsmessungen stellt die Ausbreitungsmodellierung einen wesentlichen Bestandteil der Arbeiten am EWTl dar. Vorarbeiten zum nachfolgend dargestellten Programm wurden bereits im Rahmen einer Diplomarbeit (Fischer [2007]) und einer Bachelor-Arbeit (Philipp [2010]) geleistet. Gegenstand der Arbeit von Fischer [2007] war die Entwicklung und Evaluierung eines Programms zur statistischen Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens instantan freigesetzter Schadstoffwolken („Puffs“). Diese Untersuchung erfolgte auf der Grundlage von Parametern, die der Charakterisierung der Puff-Ausbreitung dienen und im Vorfeld eindeutig definiert wurden. Parallel zur vorliegenden Arbeit wurde dieses Programm unter Beibehaltung der zugrundeliegenden Analyse- und Auswertestrategie im Rahmen einer Bachelor-Arbeit weiterentwickelt (Philipp, 2010). Diese Weiterentwicklung erfolgte unter dem Hauptaugenmerk einer übersichtlicheren Strukturierung des Algorithmus durch die Auslagerung einzelner Programmteile in verschiedene Unterprogramme. Desweiteren ergaben sich durch den routinemäßigen Einsatz des ursprünglichen Programms im laufenden Betrieb des EWTl Vorschläge zur sicheren Bestimmung einzelner Ausbreitungs-Parameter. Die Umsetzung dieser Vorschläge im Algorithmus des Programms stellte ebenfalls einen wesentlichen Bestandteil der Weiterentwicklung dar. Während das in Kapitel 5 beschriebene Programm für LDA-Strömungszeitserien sowohl der Datenanalyse als auch der Datenaufbereitung dient, ist der Aspekt der Datenaufbereitung in der weiterentwickelten Form des Puff-Analyseprogramms bewusst weggelassen worden. Vielmehr benötigt dieses Programm als Eingabedatei statt der Rohdaten bereits aufbereitete und qualitätsgeprüfte Konzentra-

tionssignale der einzelnen Puff-Ausbreitungen. Für die Aufbereitung und Dokumentation gemessener Konzentrationszeitserien ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein separates Programm mit dem Namen „CC_POST_PROCESSING“ entwickelt worden, das in diesem Kapitel beschrieben werden soll.

6.1 Programmablauf

Im Gegensatz zum Programm „FL_ANALYSIS“, das für LDA-Strömungszeitserien sowohl die Datenaufbereitung als auch Analyse durchführt, dient das Programm „CC_POST_PROCESSING“ einzig der Aufbereitung von Konzentrationszeitserien, die aus Windkanalexperimenten gewonnen wurden. Hierbei wird zwischen zwei unterschiedlichen Arten von Zeitserien unterschieden. Neben den bereits erwähnten Zeitserien zur Untersuchung der Ausbreitung kurzzeitig freigesetzter Puffs, verarbeitet das Programm nun auch Zeitserien kontinuierlicher Freisetzung (Plume-Ausbreitung). Während eine Puff-Zeitreihe die Konzentrationssignale von bis zu einigen hundert kurzzeitigen Gasfreisetzungen enthalten kann, ist die Emissionsquelle im Falle einer kontinuierlichen Freisetzung während der gesamten Zeitreihe geöffnet. Obgleich im Detail unterschiedlich, ist der grundsätzliche Programmablauf für beide Arten von Zeitserien gleich und lässt sich in die drei Schritte des Dateneinlesens, der Datenaufbereitung und der Datenausgabe unterteilen.

Die Eingabe-Datei enthält die während der Messung produzierten Rohdaten und wird von der im EWTl entwickelten eigenen Mess-Software zur Verfügung gestellt. Nach dem Einlesen der Daten wird aus der im Modellgebiet gemessenen Konzentration und der in Luv des Modells gemessenen Hintergrundkonzentration die effektive Konzentration am Messort berechnet. Da diese Konzentration mit einem, wenn auch in der Regel vernachlässigbar kleinen, messtechnisch bedingten Offset versehen sein kann, wird dieser gegebenenfalls korrigiert. Während bei Zeitserien kontinuierlicher Freisetzung der Offset im Vorfeld der Messung bestimmt und dem Programm als Parameter übergeben werden muss, wird er für Puff-Zeitserien vom Programm direkt aus den Konzentrationsdaten bestimmt. Hierfür wird die gesamte Zeitreihe in Sequenzen einzelner Puff-Freisetzungen unterteilt und der ermittelte Offset von der effektiven Konzentration subtrahiert. Je nach zeitlicher Auflösung der Eingangsdaten wird die Zeitreihe mit Hilfe einer Block-Mittelung zeitlich gemittelt. Im Falle einer kontinuierlichen Freisetzung ist die Datenaufbereitung an dieser Stelle beendet. Wird jedoch eine Zeitreihe mehrerer Puff-Freisetzungen gemessen, so kann es sein, dass nicht zwangsläufig alle freigesetzten Puffs den Messort erreichen oder zumindest ein Konzentrationssignal am Messort bewirken, das für eine spätere Datenanalyse verwertet werden kann. Daher findet als letzter Schritt bei der Aufbereitung einer Puff-Zeitreihe eine Sortierung der einzelnen Freisetzungssequenzen statt. Dabei werden alle am Messort registrierten Konzentrationssignale mit einer Qualitätskennzeichnung versehen, nach der sie für eine weitere Datenanalyse entweder als geeignet oder ungeeignet eingestuft sind.

Im Anschluss an die Datenaufbereitung folgt die Ausgabe der vollständig aufbereiteten Puff-Signale. Die Daten liegen hierbei in einer dimensionslosen Form vor und sind mit einem ausführlichen Datenheader versehen, sodass sie sowohl für die Weiterverarbeitung mit dem Puff-Analyse Programm als auch für die Archivierung in der Datenbank CED-VAL-LES geeignet sind.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird zunächst auf die Bedienung des Programms sowie auf die Eingangsdaten eingegangen, bevor eine ausführliche Beschreibung der eben erwähnten Arbeitsschritte erfolgt.

6.2 Bedienung des Programms

Wie beim Programm zur Analyse von Strömungszeitserien, lässt sich auch bei „CC_POST_PROCESSING“ der Programmablauf mit Hilfe von Steuerparametern beeinflussen, die dem Programm beim Starten über eine Batch-Datei übergeben werden. Um einen Programmlauf durchführen zu können, werden zwei verschiedenen Arten von Eingabedateien benötigt. Das ist zum einen die aufzubereitenden Konzentrations-Zeitserien und andererseits die bereits von der Analyse der Strömungszeitserien bekannte Logbook-Info-Datei, die jedoch im Falle von Konzentrationsdaten einen abweichenden Aufbau aufweist. In Analogie zu Abschnitt 4.2 werden im Folgenden die beiden Arten von Eingabedateien näher vorgestellt, bevor auf das Starten des Programms mit Hilfe der Batch-Datei eingegangen wird.

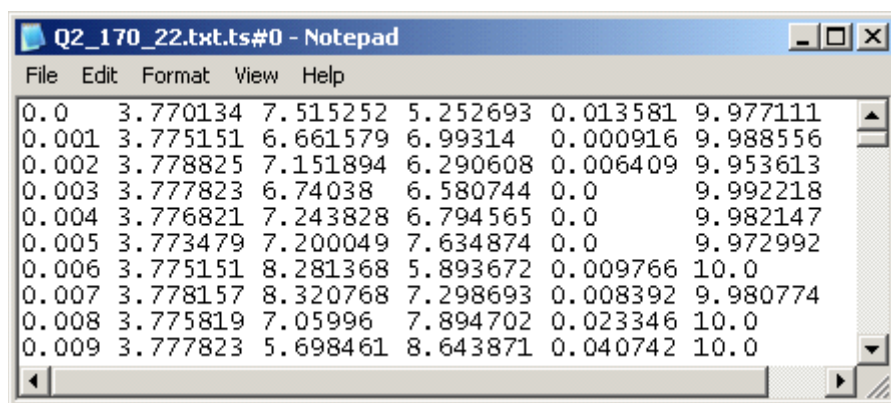
6.2.1 Die Zeitserien-Datei

Die im EWTl der Universität Hamburg entwickelte Mess-Software erstellt nach jeder Konzentrationsmessung eine Zeitserie der aufgenommenen Größen, die für das Programm als Eingabe-Datei dient. Diese enthält neben der fortlaufenden Zeit die Windgeschwindigkeit, die im Modellgebiet gemessene Konzentration des Tracer-Gases, die in Luv des Modellgebietes gemessene Hintergrundkonzentration des Tracer-Gases, das Trigger-Signal der Quelle sowie die relative Quellstärke. Die Spaltenstruktur der Zeitserien-Datei ist in *Tabelle 6.1* dargestellt. In *Abbildung 6.1* ist beispielhaft ein Ausschnitt der ersten zehn Zeilen der Konzentrations-Zeitserien-Datei „Q2_170_22.txt.ts#0“ dargestellt. Auf die einzelnen Größen der Zeitserien-Datei soll nun näher eingegangen werden:

Zeit (Einheit: s): Die Messzeit t einer Zeitserie läuft, stets bei Null beginnend, mit einem konstanten Zeitschritt über die gesamte Puff-Serie und wird in der Eingabe-Datei in Sekunden angegeben. Der konstante Zeitschritt einer Zeitserie hängt von der Sampling-Rate ab.

Spalte	Größe	Einheit
1	Zeit	[s]
2	Windgeschwindigkeit	[m/s]
3	Hintergrundkonzentration (gemessen im Luv des Modellgebietes)	[ppmv]
4	Konzentration (gemessen innerhalb des Modellgebietes)	[ppmv]
5	Trigger-Signal	[V]
6	Durchfluss-Signal	[V]

Tabelle 6.1 Aufbau einer Eingabe-Datei für das Programm „CC_POST_PROCESSING“.



Spalte	Größe	Einheit
1	Zeit	[s]
2	Windgeschwindigkeit	[m/s]
3	Hintergrundkonzentration (gemessen im Luv des Modellgebietes)	[ppmv]
4	Konzentration (gemessen innerhalb des Modellgebietes)	[ppmv]
5	Trigger-Signal	[V]
6	Durchfluss-Signal	[V]

Abbildung 6.1 Die ersten zehn Zeilen der Datei „Q2_170_22.txt.ts#0“ als Beispiel einer Eingabe-Datei für das Programm „CC_POST_PROCESSING“.

Bezugswindgeschwindigkeit (Einheit: m/s): Die Windgeschwindigkeit u_{1pt} wird mit Hilfe eines Prandtl-Rohrs am Beginn der Anlaufstrecke gemessen. Sie stellt die Geschwindigkeit der Hauptströmung dar und wird im zeitlichen Mittel als konstant angenommen. Mit Hilfe eines Skalierungsfaktors, der bereits vor den Konzentrationsmessungen aus Strömungsmessungen gewonnen wurde, lässt sich die am Prandtl-Rohr gemessene Windgeschwindigkeit in eine Referenz-Windgeschwindigkeit umrechnen, die in einer festgelegten Referenz-Höhe innerhalb des Modellgebietes liegt. Die Windgeschwindigkeit wird in der Eingabe-Datei in Metern pro Sekunde angegeben.

Hintergrundkonzentration (Einheit: ppmv): Die Grenzschichtwindkanäle des EWTl stehen jeweils in einer Halle, die während der Messungen geschlossen ist. Aus Gründen der Kontinuität strömt daher die vom Axiallüfter ausgestoßene Luft entlang der Außenwände des Kanals zurück und tritt über die Einström-Düse erneut in den Kanal ein.

Auf diese Weise gelangt bei Konzentrationsmessungen Tracer-Gas nicht nur über die emittierende Quelle, sondern auch über die Anströmung ins Modellgebiet. Die Konzentration des Tracer-Gases, die innerhalb des Modellgebietes aufgrund der Advektion über die Anströmung aufgebaut wird, wird als Hintergrundkonzentration c_b bezeichnet. Sie ist innerhalb des Windkanals räumlich konstant und wird üblicherweise in Luv des Modellgebietes mit Hilfe eines Standard-FIDs gemessen. Durch die periodische bzw. kontinuierliche Freisetzung des Tracer Gases nimmt die Hintergrundkonzentration, über eine gesamte Zeitserie betrachtet, stetig zu. Sie wird in der Eingabe-Datei in ppmv („parts per million“, bezogen auf das Volumen) angegeben.

Konzentration im Modell (Einheit: ppmv): Die innerhalb des Modellgebietes gemessene Konzentration c setzt sich zusammen aus der Hintergrundkonzentration c_b und der Konzentration, die aufgrund der unmittelbaren Freisetzung durch die Quelle am Messort herrscht. Gemessen wird sie in der Regel mit Hilfe eines Fast-FIDs. In der Eingabe-Datei liegt sie in ppmv vor. Die *Abbildung 6.2* zeigt beispielhaft einen Ausschnitt aus einer Zeitserie des innerhalb des Modellgebietes gemessenen Konzentrationssignals. Deutlich ist das Auftreten von drei Puff-Ereignissen am Messort zu erkennen.

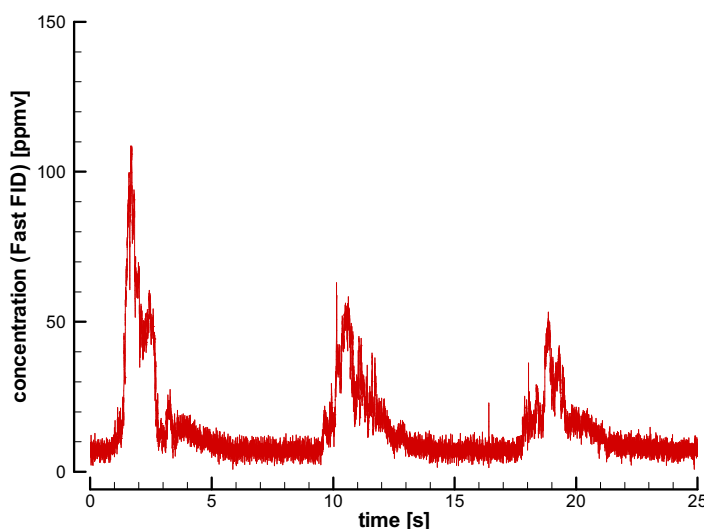


Abbildung 6.2 Ausschnitt der ersten 25 Sekunden der Rohdaten-Puff-Zeitserie „Q2_170_22.txt.ts#0“ für die mit dem Fast FID im Modellgebiet gemessene Konzentration.

Trigger-Signal (Einheit: V): Das TTL-Trigger-Signal *trig* gibt an, ob die Emissionsquelle offen oder geschlossen ist. Diese Angabe erfolgt als elektrische Spannung in Volt. Ist die Quelle geschlossen, so zeigt das Trigger-Signal 0V an, bei geöffneter Quelle hingegen knapp 5V. Über die Zeit lässt sich mit Hilfe des Trigger-Signals auch die Dauer einer Freisetzung bestimmen. Sowohl die Dauer der Freisetzung als auch die Zeit zwischen zwei Freisetzungen, während derer die Quelle geschlossen ist, sind über eine ge-

samte Zeitserie hinweg konstant. Der zeitliche Verlauf des Trigger-Signals innerhalb einer Puff-Zeitserie ist in *Abbildung 6.3* dargestellt.

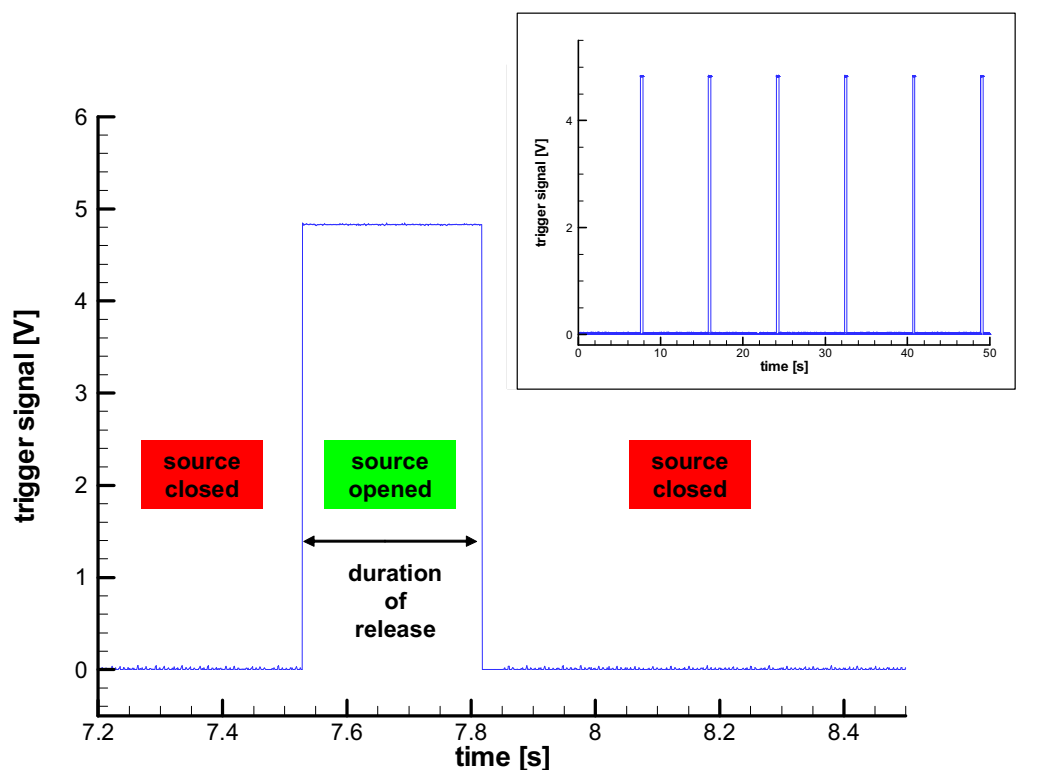


Abbildung 6.3 Zeitlicher Verlauf des Trigger-Signals innerhalb einer Puff-Zeitserie als Indikator für eine geöffnete bzw. geschlossene Quelle.

Durchfluss-Signal (Einheit: V): Für jede Puff-Zeitserie wird eine bestimmte Freisetzungsmenge an Tracer-Gas (i.d.R. Ethan) eingestellt. Das Durchfluss-Signal gibt den tatsächlichen Durchfluss relativ zum Regelbereich des verwendeten MFC (**M**ass **F**low **C**ontroller) an. Diese Angabe erfolgt, ebenso wie die des Trigger-Signals, als elektrische Spannung in Volt. Eine Spannung von 10V entspricht dabei einem tatsächlichen Durchfluss von 100% des Regelbereichs vom MFC.

6.2.2 Die Logbook-Info-Datei

Wie bei der Verarbeitung von Strömungsmessdaten, dient auch bei der Aufbereitung von Konzentrations-Zeitserien die Logbook-Info-Datei der Ablage von Parametern, die sich im Laufe einer Mess-Kampagne nur selten ändern und daher nicht bei jedem Start dem

Programm manuell oder über die Batch-Datei übergeben werden müssen. Der Aufbau der Logbook-Info-Datei ist in *Tabelle 6.2* tabellarisch und anhand eines Beispiels dargestellt.

Zeile	Bedeutung	Beispiel
1	Datum	04.01.2010
2	Haupt-Projekt	MetStr (Met Ström)
3	Neben-Projekt	MS01 (Michel-Stadt 01)
4	Windkanal	W (WOTAN); B (BLASIUS)
5	Art der Messung	CC (concentration measurement – Konzentrationsmessung)
6	Mess-Prinzip	FID (Flammen Ionisations Detektion)
7	Mess-Instrument	FID01 (Flammen Ionisations Detektor 01)
8	mittlere Richtung der Anströmung (in Zehntel Grad)	1800 (180.0°)
9	Freigesetztes Gas	ethane
10	Gaskorrekturfaktor (GKF)	0.5 (GKF für Ethan bezüglich des Kalibriergases Stickstoff)
11	Art der Konzentrationsmessung	puff, plume
12	Bezeichnung der Quelle	S01
13	Quelle: x - Koordinate [mm]	1000.0
14	Quelle: y - Koordinate [mm]	450.0
15	Quelle: z - Koordinate [mm]	20.0

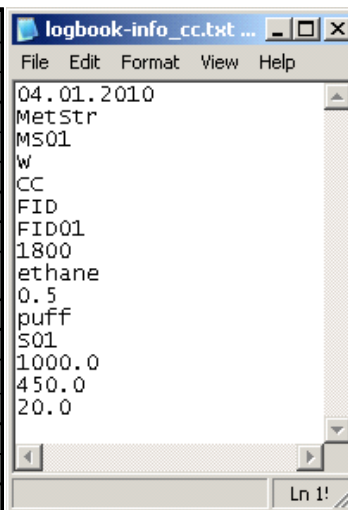


Tabelle 6.2 Tabellarische Übersicht zum Aufbau der Logbook-Info-Datei (links);
Beispiel einer Logbook-Info-Datei (rechts).

Wie zu erkennen ist, stimmt die Belegung der ersten acht Zeilen mit der der Logbook-Info-Datei für Strömungsdaten überein. Die folgenden sieben Zeilen enthalten Angaben speziell für Konzentrations-Zeitreihen. So werden neben dem gewählten Tracer-Gas und der Art der Freisetzung auch der Name der Quelle sowie deren räumliche Koordinaten angegeben. In der zehnten Zeile ist der Gaskorrekturfaktor des Tracer-Gases bezüglich des gewählten Kalibriergases (i.d.R. Stickstoff) enthalten

6.2.3 Starten des Programms

Das Programm lässt sich unter dem Betriebssystem Windows über die Systemkonsole starten. Dies kann entweder per Hand, oder mit Hilfe einer Batch-Datei erfolgen. Letzteres ist generell zu empfehlen, da es zum einen die Möglichkeit bietet, mehrere Zeitserien automatisiert hintereinander zu verarbeiten, und zum anderen das Programm für jeden Lauf eine große Anzahl an Parametern benötigt, die der Steuerung des Programmablaufs dienen. Diese Parameter sind dem Programm in der Regel zu übergeben. Zwar existieren für die meisten dieser Parameter sogenannte Standardwerte, auf die das Programm bei fehlender Übergabe automatisch zurückgreift, allerdings ist ein solches Vorgehen mit äußerster Vorsicht zu gebrauchen und sollte zur Datenaufbereitung zwecks Archivierung niemals angewendet werden. Um das Programm allerdings überhaupt zu starten, ist nur die Übergabe des Programmnamens („CC_POST_PROCESSING“) sowie die des Namens der Eingabe-Datei erforderlich. Die übrigen Parameter sind mit ihrem Namen, ihrer

Bedeutung sowie dem jeweiligen Datentyp und ihrem Standardwert in *Tabelle 6.3* zusammengefasst.

Parameter	Bedeutung	Standardwert	Datentyp
CC_POST_PROCESSING	Name des Programms	---	character
inputf	Name der Zeitserien-Datei	---	character
point_	Nummer des Messortes	000 [-]	integer
number	Nummer der Zeitserie	00 [-]	character
sample	Frequenz der Datenaufnahme während der Messung	1000. [Hz]	double
d_samp	Faktor der bereits vom Messprogramm durchgeführten Signalmittelung	1. [-]	double
blcksz	Blocklänge der noch durchzuführenden Signal-Blockmittelung	10 [-]	integer
t_open	Zeitintervall (mindestens so groß wie die Öffnungszeit der Quelle, aber kleiner als der Zeitraum zwischen zwei Freisetzung)	1. [-]	double
x_meas	Messort: x-Koordinate (im Modellmaßstab)	999.999 [mm]	double
y_meas	Messort: y-Koordinate (im Modellmaßstab)	999.999 [mm]	double
z_meas	Messort: z-Koordinate (im Modellmaßstab)	999.999 [mm]	double
scale_	Modellmaßstab	1 [-] (d.h. 1:1)	integer
sc_fac	Skalierungsfaktor	1. [-]	double
refhgt	Referenzhöhe (im Modellmaßstab)	1. [m]	double
thrhld	Schwellenwert der Dosis zur Puff-Sortierung	999.999 [ppmvs]	double
t_ndle	Ansaugzeit der FID-Nadel	0.111 [s]	double
t_offs	Zeit zur Bestimmung des Signal-Offsets bei Puff-Zeitreihen	0.2 [s]	double
p_offs	Signal-Offset bei Plume-Zeitreihen	0.0 [ppmv]	double
temp__	Umgebungstemperatur während der Messung	21.0 [°C]	double
press_	Umgebungsluftdruck während der Messung	760.0 [mmHg]	double
repro_	Reproduzierbarkeit	999.99 [ppmv]	double
coef_a	Steigung der Kalibrierungsgeraden	--- [(l/h)/V]	double
coef_b	y-Achsen-Abschnitt der Kalibrierungsgeraden	--- [l/h]	double

Tabelle 6.3 Übersicht der Parameter, die zum Starten des Programms „CC_POST_PROCESSING“ benötigt werden.

Im Folgenden sollen alle Parameter, die dem Programm beim Starten übergeben werden können, kurz vorgestellt werden:

`CC_POST_PROCESSING` und `inputf`:

Dies sind die einzigen Parameter, ohne deren Übergabe das Programm nicht starten kann. Während mit `CC_POST_PROCESSING` der Name des Programms übergeben wird, gibt `inputf` den Namen der zu bearbeitenden Eingabe-Datei an. Beide Parameter sind vom Typ `character`.

`point` und `number`:

Bei diesen beiden Parametern vom Typ `integer` handelt es sich um die Nummer des Messortes (`point`) sowie die Nummer der Zeitserie (`number`) an diesem Messort.

`sample`, `d_samp` und `blcksz`:

Durch diese drei Parameter wird die zeitliche Auflösung des Konzentrationssignals bestimmt. Hierbei gibt der Parameter `sample` die Frequenz an, mit der das Signal während der Messung aufgenommen wurde. Der Parameter `d_samp` steht für „down sampling“ und gibt den Faktor an, mit dem das Signal bereits von der Mess-Software gemittelt wurde. Wurde die Konzentration beispielsweise mit `sample = 1000 Hz` aufgenommen und mit `d_samp = 10` gemittelt, so liegen die Daten in der Eingabe-Datei fürs Aufbereitungsprogramm mit einer zeitlichen Auflösung von 100 Hz vor. Während diese beiden Parameter vom Typ `double` sind, handelt es sich bei dem dritten um einen vom Typ `integer`. Der Parameter `blcksz` steht für „blocksize“ und gibt die Länge des Zeitabschnittes (Block) an, über den die Zeitserie vom Aufbereitungsprogramm zeitlich gemittelt werden soll. Die Länge eines solchen Blocks beträgt stets ein ganzzahliges Vielfaches des Zeitschritts der Eingangs-Zeitserie.

`t_open`:

Dieser Parameter vom Typ `double` dient im Falle einer Puff-Zeitserie der Erkennung einzelner Puff-Freisetzungen. Er bezeichnet eine Zeitspanne, die mindestens so lang ist wie die Öffnungsdauer der Quelle, aber kürzer als die Zeitspanne zwischen zwei Öffnungsvorgängen. Sobald beim Durchlaufen einer Puff-Zeitserie das Trigger-Signal der Quelle auf einen Wert von knapp 5 Volt ansteigt, die Quelle also geöffnet wird, beginnt das Programm damit, die Zeitspanne `t_open` schrittweise bis auf Null herunter zu zählen. Innerhalb dieses Zeitraums ist es dem Programm nicht möglich, eine neue Puff-Freisetzung zu registrieren. Auf diese Weise wird verhindert, dass durch Probleme beim Öffnen der Quelle, die sich durch kurzzeitige Schwankungen im Trigger-Signal bemerkbar machen, versehentlich zwei statt einer Puff-Freisetzung registriert werden. Sobald das Trigger-Signal die 2.5 Volt-Grenze überschreitet, gilt die Quelle als geöffnet. Die nächste Puff-Freisetzung kann erst dann registriert werden, wenn die Quelle bereits wieder geschlossen ist.

`x_meas`, `y_meas` und `z_meas`:

Mit diesen Parametern vom Typ `double` werden dem Programm die Koordinaten des Messortes in Millimetern (Modellmaßstab) übergeben.

`scale_`:

Dieser Parameter vom Typ `integer` bezeichnet den verwendeten Modellmaßstab. Weist `scale_` beispielsweise den Wert 500 auf, so liegt ein geometrischer Maßstab von 1:500 vor.

`sc_fac`:

Bei diesem Parameter handelt es sich um den Skalierungsfaktor, mit dessen Hilfe aus der vom Prandtl-Rohr gemessenen Windgeschwindigkeit die Referenz-Windgeschwindigkeit berechnet wird. Er ist vom Typ `double`.

`refhgt`:

Dieser Parameter vom Typ `double` bezeichnet die Referenz-Höhe im Modellmaßstab. Sie wird in Metern angegeben.

`reflth`:

Bei diesem Parameter vom Typ `double` handelt es sich um die Referenz-Länge im Modellmaßstab. Sie wird in Metern angegeben.

`thrhl`:

Dieser Parameter ist vom Typ `double`. Mit ihm wird dem Programm der Dosis-Schwellenwert in `ppmvs` (`ppmv` multipliziert mit der Zeit in s) übergeben, mit dessen Hilfe sich Puffsignale bei einer möglichen späteren Analyse in geeignete und ungeeignete Sequenzen unterscheiden lassen.

`t_ndle`:

Bei diesem Parameter handelt es sich um die Zeit in Sekunden, die das Tracer-Gas benötigt, um vom Messort durch die Kanüle des FIDs in die Brennkammer zu gelangen. Diese Größe bewirkt einen für konstante Messparameter konstanten Versatz zwischen dem Zeitpunkt der Probenahme und dem Registrieren des Messsignals, der entsprechend zu korrigieren ist. Der Wert ist vom Typ `double`.

`t_offs`:

Mit diesem Parameter vom Typ `double` wird im Falle einer Puff-Zeitserie die Zeitspanne zu Beginn einer Puff-Sequenz angegeben, während der, bei sachgemäßer Versuchsdurchführung, eine effektive Konzentration von 0 `ppmv` zu erwarten ist. Sie wird in Sekunden angegeben und dient der Bestimmung eines eventuell vorhandenen Offsets im Puff-Signal.

`p_offs`:

Im Falle einer kontinuierlichen Freisetzung wird mit diesem Parameter vom Typ `double` dem Programm der zuvor bestimmte Offset im Konzentrations-Signal übergeben.

`temp__`:

Dieser Parameter vom Typ `double` gibt die Lufttemperatur der Umgebung während der Messung in Grad Celsius an.

`press_`:

Dieser Parameter vom Typ `double` gibt den umgebenden Luftdruck während der Messung in Torr (mmHg) an. Auf diese Weise kann er direkt am Quecksilberbarometer des Versuchsstandes abgelesen werden.

`repro_`:

Bei diesem Parameter vom Typ `double` handelt es sich um die statistische Messunsicherheit der Konzentrationsmessungen (in ppm_V). Sie ist vom Experimentator anhand von Wiederholungsmessungen zu bestimmen, und stellt somit ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Messungen dar.

`coef_a` und `coef_b`:

Bei diesen beiden Parametern handelt es sich um die Koeffizienten der Kalibrierungsgeraden für den Massen-Durchfluss-Regler. Während `coef_a` die Steigung a der Geraden in Liter pro Stunde pro Volt angibt, bezeichnet `coef_b` ihren Ordinatenabschnitt b in der Einheit Liter pro Stunde. Sie sind vom Typ `double`.

6.3 Datenaufbereitung

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit der Aufbereitung der vorgestellten Eingangs-Daten, sodass diese nach dem Durchlaufen des Programms in einer Form vorliegen, in der sie mit spezieller Analyse-Software, wie zum Beispiel der überarbeiteten Version des Puff-Analyse-Programms (Philipp, 2010) ausgewertet sowie in der Referenzdatenbank CEDVAL-LES veröffentlicht werden können. Teile dieser Datenaufbereitung waren auch Bestandteil der ursprünglichen Version des Puff-Analyse-Programms (Fischer, 2007). In dieser Version bestand der erste Schritt der Daten-Aufbereitung aus der Entfernung von Spikes. Bei diesen handelt es sich um Ausreißer im Konzentrationssignal, die ihre Ursache in Fehldetektionen des Fast-FIDs haben, die unter anderem durch Staubpartikel verursacht werden können, die beim Ansaugen des Tracer-Gases mit in die Brennkammer gelangen. Die Entfernung der Spikes fand mit Hilfe eines Filters statt, der auf einer Frequenzanalyse (FFT) basiert. Obwohl dieses Verfahren prinzipiell funktionierte, erwies sich seine routinemäßige Anwendung als problematisch, da die Filtercharakteristik für jede Zeitserie individuell eingestellt werden musste. Durch die Weiterentwicklungen, die seit 2007 im Algorithmus der Puff-Analyse stattfanden, wurde mittlerweile ein Zustand erreicht, der ein Verbleiben weniger, statistisch nicht signifikanter Spikes im Konzentrationssignal rechtfertigt. Die ursprüngliche Motivation der Spike-Entfernung war die Vermeidung von fehlerhaften Ergebnissen bei der Bestimmung der Puff-Parameter. Diese können jedoch mittlerweile weitgehend unabhängig von der Existenz von Spikes bestimmt werden, sodass im Programm „CC_POST_PROCESSING“ auf eine Entfernung von Spikes verzichtet wird.

Die Datenaufbereitung beginnt daher mit der Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration.

6.3.1 Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration

Sowohl bei Konzentrationsmessungen aufgrund kontinuierlicher Freisetzen als auch bei Puff-Messungen wird über die gesamte Zeitserie kontinuierlich bzw. diskontinuierlich Tracer-Gas freigesetzt, wodurch die Hintergrundkonzentration des Messgases innerhalb der geschlossenen Windkanalhalle stetig ansteigt. Da sich der Anstieg der Hintergrundkonzentration den Konzentrationsfluktuationen der freigesetzten Gaswolken überlagert, weist die vom Fast-FID innerhalb des Modellgebietes gemessene Konzentration c in ihrem zeitlichen Verlauf einen Offset bzw. einen positiven Trend auf, der bei ausbleibender Korrektur als systematischer Fehler in die Datenauswertung eingehen würde. Aus diesem Grund wird als Teil der Datenaufbereitung die mit dem Standard-FID in Luv des Modellgebietes gemessene Hintergrundkonzentration c_b von der im Modellgebiet gemessenen Konzentration c subtrahiert und somit die effektiv gemessene Konzentration c_{eff} berechnet:

$$c_{eff} = c - c_b . \quad (6.1)$$

Theoretisch müsste die Konzentration innerhalb des Modellgebiets stets mindestens so hoch wie die in Luv des Modells gemessene Hintergrundkonzentration sein, sodass c_{eff} immer größer oder gleich Null wäre. Im Falle von Puff-Zeitserien finden die einzelnen Freisetzen zeitlich so versetzt statt, dass zwischen zwei Puff-Ereignissen am Messort immer ein Zeitraum existiert, in dem die Konzentration vom vorherigen Puff bereits ausgewaschen ist, der nächste Puff allerdings noch nicht angekommen ist. Daher ist zu erwarten, dass stets am Anfang und am Ende einer Puff-Freisetzen-Sequenz die effektive Konzentration den Wert Null annimmt. Durch elektronisches Signalrauschen, das sich von c und c_b auch auf c_{eff} überträgt, weist c_{eff} statt einer konstanten Null eine Fluktuation um Null auf. Somit treten auch negative Konzentrationen auf, die jedoch physikalisch keinen Sinn machen. Dennoch werden negative Werte für c_{eff} billigend in Kauf genommen. Der Grund hierfür liegt in dem Additionsverfahren zur Bestimmung der Dosis sowohl bei Puff- als auch bei kontinuierlichen Freisetzen.

6.3.2 Extraktion einzelner Freisetzen-Sequenzen bei Puff-Zeitserien

Um die Handhabung der Puff-Daten für die spätere Auswertung sowie ihre graphische Darstellung mit dem Programm Tecplot zu vereinfachen, wird die Rohdaten-Zeitserie in Sequenzen einzelner Puff-Freisetzen zerlegt.

Anhand des Trigger-Signals, das zu jedem Zeitpunkt den Status der Quelle (geöffnet oder geschlossen) angibt, erkennt das Programm, wann eine neue Freisetzen beginnt. So werden sämtliche Werte der in der Zeitserien-Datei enthaltenen Größen zwischen zwei Anstiegen des Trigger-Signals von 0 auf knapp 5 Volt jeweils einer gemeinsamen Puff-

Freisetzung zugeordnet. Zusätzlich wird eine weitere Größe eingeführt. Hierbei handelt es sich um die interne Zeit t_{int} , die für jede Freisetzung beim Öffnen der Quelle bei $t_{int} = 0s$ startet und mit dem darauffolgenden Öffnen endet. Dies hat zur Folge, dass ausgegebene Puff-Zeitserien nie in Form durchgängiger Zeitserien, sondern stets als Aneinanderreihung einzelner Freisetzungssequenzen mit der Zeitskala t_{int} vorliegen. In der *Abbildung 6.4* ist das Konzentrationssignal eines Puffs vor und nach seiner Extraktion aus der Zeitserie zusammen mit dem Trigger-Signal dargestellt.

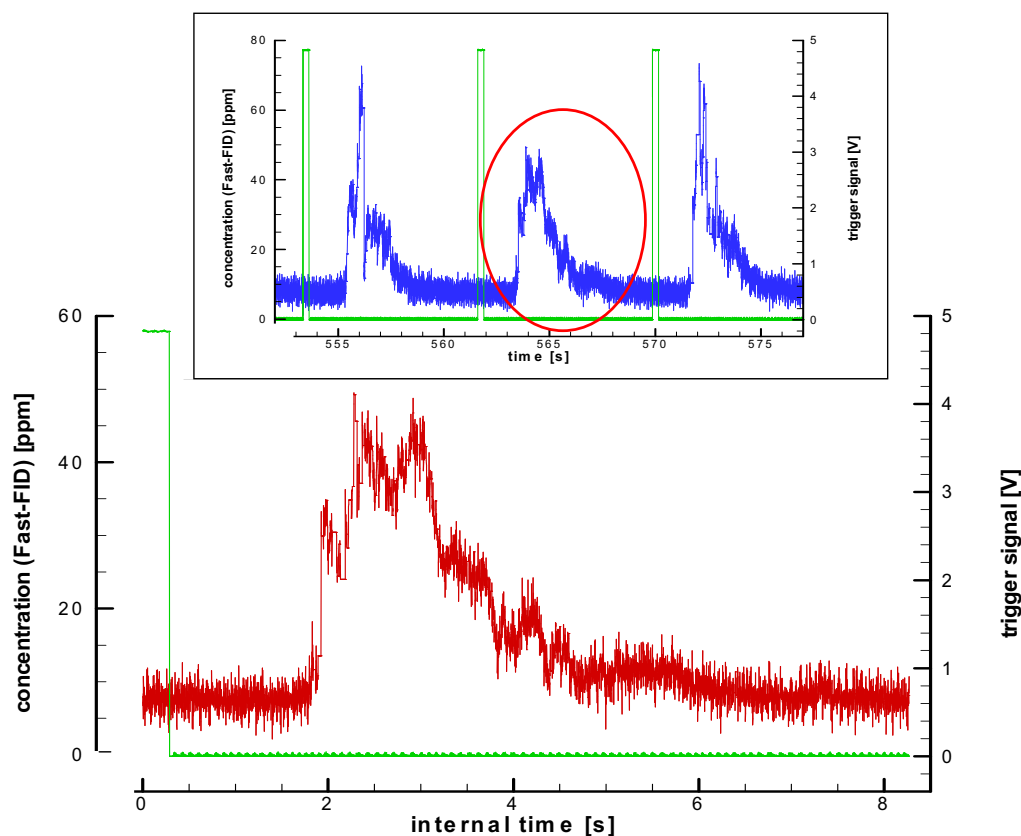


Abbildung 6.4 Konzentrations- und Trigger-Signal eines Puffs

Oben: innerhalb der Rohdaten-Zeitserie; aufgetragen gegen die absolute Zeit (time)
Unten: nach der Extraktion; aufgetragen gegen die interne Zeit (internal time).

6.3.3 Offset-Korrektur des Konzentrationssignals

Auch nach der in (6.1) durchgeführten Subtraktion kann es vorkommen, dass, trotz Abwesenheit eines Konzentrationssignals, c_{eff} im Mittel von Null abweicht. Dies ist dann der Fall, wenn die Konzentrationsmessung mit einem Offset c_{offs} belegt ist. Um diesen Offset zu korrigieren, muss er zunächst bestimmt werden. Da es sich bei dem Offset um

die Differenz zwischen der gemessenen und der tatsächlichen Konzentration handelt, muss im Konzentrationssignal ein Zeitbereich gefunden werden, in dem die Konzentration c_{eff} , bei Abwesenheit eines Offsets, einen bekannten Wert annehmen muss, der mit dem gemessenen Signal von c_{eff} verglichen werden kann. Hierfür bietet sich der Wert Null an, der immer dann vorliegen muss, wenn sichergestellt ist, dass am Messort lediglich die Hintergrundkonzentration anliegt. Da bei Zeitserien kontinuierlicher Freisetzung ständig Tracer-Gas emittiert wird, muss zu jedem Zeitpunkt am Messort mit einer Konzentration von $c_{eff} > 0 \text{ ppmv}$ gerechnet werden. Somit muss in diesem Fall die Existenz eines Offsets im Vorfeld der Messung bestimmt, gegebenenfalls korrigiert oder dem Programm beim Starten in Form des Parameters `p_offs` übergeben werden. Im Falle der Puff-Zeitserien wird bei sachgemäßer Versuchsdurchführung immer zu Beginn einer Freisetzungs-Sequenz, bevor der Puff den Messort im Modellgebiet erreicht hat, eine effektive Konzentration mit dem Wert Null erwartet. Diese Zeitspanne ist zum einen abhängig vom Versuchsaufbau und dessen Durchführung (Abstand: Quelle-Messort; mittlere Anströmgeschwindigkeit), zum anderen aber auch von der Variabilität der *arrival time* innerhalb einer Zeitserie. Für die Bestimmung des Offsets muss daher für jede Puff-Zeitserie ein Zeitintervall abgeschätzt werden, das mit dem Öffnen der Quelle beginnt und dessen Länge auf jeden Fall kürzer ist als die minimale *arrival time* dieser Zeitserie. Die Länge dieses Zeitintervalls wird dem Programm beim Start durch den Parameter `t_offs` übergeben. Bei der Bestimmung des Offsets wird für jede Freisetzungs-Sequenz einer Zeitserie der Mittelwert von c_{eff} über das so gewählte Zeitintervall berechnet. Anschließend wird über alle Mittelwerte nochmals gemittelt und das Ergebnis als die Offset-Konzentration c_{offs} des Signals festgelegt. Dieses Verfahren ist umso sicherer, je mehr Freisetzungs-Sequenzen in einer Zeitserie enthalten sind, und je länger das Zeitintervall gewählt werden kann, das durch den Parameter `t_offs` festgelegt wird. Die vom Offset bereinigte Konzentration c_{corr} wird schließlich berechnet als die Differenz aus c_{eff} und c_{offs} :

$$c_{corr} = c_{eff} - c_{offs} \quad (6.2)$$

6.3.4 Zeitliche Blockmittelung des Konzentrationssignals

Durch die Anwesenheit sich überlagernder elektromagnetischer Felder ist das im Windkanal gemessene Konzentrations-Signal mit einem elektronisch verursachten Rauschen versehen. Um dieses Rauschen vor der Datenanalyse weitestgehend zu reduzieren, wird das Konzentrations-Signal in der Regel mit 1000 Hz abgetastet, obwohl es vom Fast-FID nur mit ca. 100 Hz aufgelöst werden kann. Es liegt also ein Oversampling des Signals vor. Dieses Oversampling ermöglicht eine zeitliche Mittelung des abgetasteten Signals ohne Informationsverlust im Zeitbereich. Dies geschieht entweder während der Messung über ein Downsampling durch die Mess-Software oder durch das Aufbereitungsprogramm mit Hilfe der hier vorzustellenden Blockmittelung. Damit alle Größen innerhalb der Zeitserie weiterhin synchron verlaufen, wird die Blockmittelung sowohl für die in *Tabelle 6.1* zusammengefassten Eingangsgrößen als auch für die vom Programm neu

berechneten Größen c_{eff} und c_{corr} durchgeführt. Dabei kommt es zu keiner Überlappung der stets gleich langen Blöcke. Das heißt, bei einer Blocklänge von x Werten werden zunächst die ersten x Werte zu einem Wert gemittelt, danach die zweiten x Werte und so weiter. Die Blocklänge ist dem Programm beim Start durch den Parameter `blocksz` zu übergeben.

Für Zeitserien kontinuierlicher Freisetzungen stellt die Blockmittelung den letzten Schritt innerhalb der Datenaufbereitung dar.

6.3.5 Sortierung der Freisetzungs-Sequenzen bei Puff-Zeitserien

Für Puff-Zeitserien endet die Datenaufbereitung mit der Sortierung der einzelnen Freisetzungs-Sequenzen im Hinblick auf ihre Verwertbarkeit für spätere Untersuchungen zur Puff-Ausbreitung. In der ursprünglichen Version des Puff-Analyse-Programms (Fischer, 2007) fand eine Aussortierung der Freisetzungs-Sequenzen statt, bei denen das Puff-Signal so schwach war, dass der Puff nicht als am Messort angekommen gezählt werden konnte. Es musste als Kriterium der Puff-Detektion ein zuvor festzulegender Konzentrationsschwellenwert überschritten werden und über eine ebenfalls vorher festzulegende Überschreitungszeit überschritten bleiben. Bei dem hier beschriebenen Aufbereitungsprogramm findet hingegen keine Aussortierung von Freisetzungs-Sequenzen statt. Im Hinblick auf die Verwendung der Konzentrationsdaten zu Validierungszwecken numerischer Modelle werden stattdessen alle aufgezeichneten Freisetzungs-Sequenzen beibehalten und lediglich in solche unterteilt, die sich zur Analyse der Puff-Ausbreitung eignen, und solche, die aufgrund des zu schwachen Signals eventuell nicht geeignet sind. Hierbei wird jede Freisetzungs-Sequenz mit einer Qualitätskennzeichnung versehen. Bei dieser handelt es sich um eine Zahl vom Typ `integer`, die als „*quality flag*“ bezeichnet wird und die Werte „0“ und „1“ annehmen kann. Während die Freisetzungs-Sequenzen mit der Kennzeichnung „0“ ohne Einschränkungen zur Untersuchung der Puff-Ausbreitung geeignet sind, ist die Kennzeichnung „1“ für die Sequenzen vorgesehen, deren Konzentrationssignale für eine Bestimmung der Puff-Parameter, die der Charakterisierung der Puff-Ausbreitung dienen, nicht geeignet sind. Die Bestimmung des „*quality flag*“ erfolgt anhand eines Schwellenwertes für die Dosis, die während der Freisetzungs-Sequenz am Messort registriert wird. Bei der Dosis (*dosage*) handelt es sich um das Integral der Konzentration c am Messort r über die Zeit t (vgl. Fischer [2007]):

$$D(r) = \int_{t_0}^{t_N} c(r, t) dt . \quad (6.3)$$

Sie lässt sich also graphisch als die Fläche zwischen der Kurve des Konzentrationssignals und der Null-Linie der Konzentration interpretieren. Die Zeiten t_0 und t_N markieren hierbei den Anfangs- und den Endpunkt der Freisetzungs-Sequenz, während die Konzentration c im vorliegenden Fall identisch mit c_{corr} ist. Da die Konzentration im Windkanal-Experiment nicht kontinuierlich, sondern nur in diskreten Zeitschritten gemessen wird, wird die Dosis im Algorithmus des Programms nicht durch Integration, sondern durch Summenbildung bestimmt. Die Gleichung (6.3) geht dabei über in:

$$D(\mathbf{r}) = \sum_{i=0}^N c_{corr}(\mathbf{r}, t_i) \cdot \Delta t , \quad (6.4)$$

wobei der Index i über alle Mess-Zeitpunkte der Freisetzungs-Sequenz läuft. Die Bestimmung der Dosis, wie sie in (6.4) formuliert ist, unterscheidet sich von der, die im Algorithmus des ursprünglichen Puff-Analyseprogramms zur Anwendung kam. Bisher wurde die Dosis nicht über die gesamte Freisetzungs-Sequenz ermittelt, sondern nur zwischen *arrival time* und *leaving time*. Dies liegt daran, dass bisher für die effektive Konzentration c_{eff} keine negativen Werte zugelassen wurden. Stattdessen wurde diesen ein Wert von 0 ppm_V zugewiesen. Dies ist zwar physikalisch sinnvoll, hat jedoch zur Konsequenz, dass bei der Summation der Konzentration über die gesamte Freisetzungs-Sequenz die Dosis auch in solchen Zeitabschnitten monoton ansteigen würde, in denen kein physikalisches Konzentrations-Signal am Messort anliegt. Durch die Toleranz negativer Werte in c_{corr} wird ein solches Ansteigen verhindert, da positive und negative Anteile der Dosis sich in diesen Zeitabschnitten aufheben. Die aufsummierte Konzentration wird daher erst dann deutlich ansteigen, wenn der Puff den Messort erreicht hat und dort ein entsprechendes Konzentrations-Signal bewirkt.

Der Schwellenwert für die Dosis, anhand dessen die Bestimmung des „*quality flag*“ erfolgt, ist vom Benutzer des Programms, bzw. des Experimentators festzulegen und dem Programm durch den Parameter `thrhd` zu übergeben. Auf die Verwendung des „*quality flag*“ wird im Datenheader der aufbereiteten Zeitserien-Datei hingewiesen und auch der angesetzte Dosis-Schwellenwert ist dort dokumentiert. Der „*quality flag*“ selbst wird für alle Freisetzungs-Sequenzen, die in der Ausgabedatei in Form von Zonen abgelegt sind, im Zonen-Header angegeben.

6.3.6 Skalierung der Zeitserie

Die aufbereitete Zeitserie als einzige Ausgabe-Datei des Programms liegt in dimensionsloser Form vor. Hierzu müssen die beiden Größen „Zeit“ und „Konzentration“ unter Anwendung einer Dimensionsanalyse so skaliert werden, dass jeweils eine neue Größe (gekennzeichnet mit „*“) resultiert, die ohne Einheiten behaftet ist. Neben der Konzentration c_{corr} muss im Falle einer kontinuierlichen Freisetzung die Zeit t und im Falle einer Puff-Zeitserie die Zeit t_{int} skaliert werden. Bei der Skalierung muss jedoch beachtet werden, dass sowohl die gemessene Zeit t als auch die interne Zeit t_{int} lediglich die Zeitpunkte angeben, zu denen die Konzentration innerhalb der Brennkammer des Fast-FID detektiert wurde, nachdem das Gasgemisch über die Kanüle des FID vom eigentlichen Messort angesaugt wurde. Sämtliche Zeiten sind daher mit einem konstanten Offset versehen, der genau der Zeit t_{needle} entspricht, die das Gasgemisch benötigt, um den Weg innerhalb der Kanüle vom Messort in die Brennkammer des Fast-FID zurückzulegen. Bei der Skalierung muss daher die Zeit t_{needle} von der Zeit t bzw. t_{int} subtrahiert werden. Diese Skalierung erfolgt in Analogie zur Skalierung der Arrival Time t_A im Analyseprogramm für LDA-Strömungszeitserien. Die dimensionslose t^* Zeit für die aufbereiteten Konzentrationsdaten berechnet sich somit zu:

$$t^* = (t - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1pt} f_s}{L_{ref}} = (t - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1ref}}{L_{ref}} \quad (6.5)$$

für kontinuierliche Freisetzung und

$$t^* = (t_{int} - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1pt} f_s}{L_{ref}} = (t_{int} - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1ref}}{L_{ref}} \quad (6.6)$$

für Puff-Freisetzung. Hierbei steht $\bar{u}_{1pt}$ für die mit dem Prandtl-Rohr gemessene zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit, f_s für den aus den vorangegangenen Strömungsmessungen bestimmten Skalierungsfaktor und L_{ref} für die Referenzlänge. Im Gegensatz zu den Strömungszeitserien wird L_{ref} hier nicht im Modellmaßstab, sondern als 1 m im Naturmaßstab angegeben.

Bei der zu skalierenden Konzentration handelt es sich um die vom Offset bereinigte Konzentration c_{corr} . Sie soll im Folgenden nur noch als c bezeichnet werden. Nach VDI-Richtlinie 3783/12 lässt sich im Falle einer kontinuierlich emittierenden Punktquelle die skalierte Konzentration c^* wie folgt berechnen:

$$c^* = \frac{c \cdot \bar{u}_{1ref} \cdot L_{ref}^2}{q_V} . \quad (6.7)$$

Für die Skalierung von Konzentrationen kurzzeitiger Freisetzung leitete Harms (2010) folgende Abhängigkeit her:

$$c^* = \frac{c \cdot L_{ref}^3}{Q_V} . \quad (6.8)$$

Bei Q_V handelt es sich um das jeweils freigesetzte Gasvolumen. Dieses berechnet sich als Produkt des konstanten Volumenstroms q_V und der Freisetzungsdauer. Die Freisetzungsdauer ist die durch das Trigger-Signal vorgegebene Zeit t_{trig} , während der die Quelle geöffnet ist. An dieser Stelle soll kurz auf die Berechnung des Volumenstroms q_V aus dem Durchfluss-Signal q_S der Rohdaten eingegangen werden:

Bei Konzentrationsmessungen ist zu beachten, dass in regelmäßigen Abständen eine Kalibrierung des Massen-Durchfluss-Reglers durchgeführt wird. Diese Kalibrierung erfolgt am EWTL der Universität Hamburg mit Hilfe eines Vol-U-Meters der Firma Brooks, wobei als Kalibriergas Stickstoff (N_2) verwendet wird. Durch das Einstellen unterschiedlicher Öffnungsweiten des Massen-Durchfluss-Reglers bei gleichzeitiger Messung des

Volumenstroms mit Hilfe des Vol-U-Meters, liegt das Ergebnis der Kalibrierung schließlich als Kalibrierungskurve in Form einer Geraden vor. Der prinzipielle Verlauf einer solchen Kalibrierungsgeraden ist in *Abbildung 6.5* dargestellt. Sie zeigt die Abhängigkeit des in Litern pro Stunde gemessenen Volumenstroms vom bereits aus den Rohdaten bekannten Durchfluss-Signal des Massen-Durchfluss-Reglers. Das Durchfluss-Signal q_S an der Abszisse ist als Spannung in Volt angegeben. Multipliziert man diese Spannung mit dem Faktor „10“, so erhält man den Öffnungsgrad des Durchfluss-Reglers als Anteil der maximalen Öffnungsweite in Prozent. Die Kalibrierungsgerade ist durch ihre Steigung a und ihren Schnittpunkt b mit der Ordinate eindeutig bestimmt. Die Gerade in *Abbildung 6.5* weist eine Steigung von $a = 34.5 [(l/h)/V]$ sowie einen Ordinatenabschnitt von $b = 5.5 [l/h]$ auf.

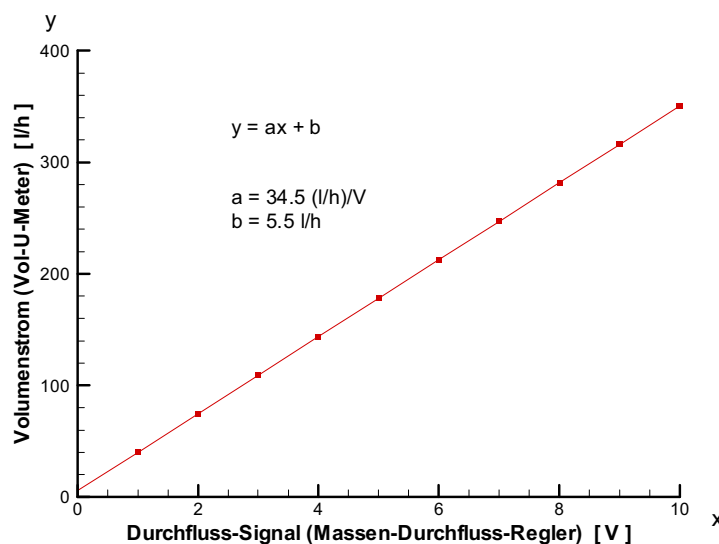


Abbildung 6.5 Prinzipieller Zusammenhang zwischen dem Durchfluss-Signal des Massen-Durchfluss-Reglers und dem Volumenstrom.

Jede Kalibrierung findet im Labor naturgemäß unter individuellen Randbedingungen statt. Daher werden vor der Erstellung der Kalibrierungsgeraden alle Messergebnisse auf Normalbedingungen nach DIN 1343 (Luftdruck: 1013.25 hPa und Temperatur: 0 °C) umgerechnet. Die Kalibrierungsgerade ist somit nur unter Normbedingungen gültig. Um nach einer Konzentrationsmessung aus dem Durchfluss-Signal der Rohdaten den Volumenstrom berechnen zu können, muss demnach die Kalibrierungsgerade für die jeweiligen während des Zeitraums der Messung geltenden Bedingungen umgerechnet werden. Damit das Programm diese Umrechnung ausführen kann, müssen ihm die Kalibrierungsgerade unter Normbedingungen sowie der Luftdruck und die Umgebungstemperatur während des Zeitraums der Messung übergeben werden. Letztere erhält das Programm beim Starten als Parameter in Torr (*mmHg*) und Grad Celsius. Der Luftdruck muss somit nicht umgerechnet werden, sondern er kann direkt am Quecksilberbarometer des Versuchs-

standes abgelesen werden. Die Kalibrierungsgerade erhält das Programm ebenfalls als Startparameter in Form der beiden Koeffizienten a und b .

Neben Luftdruck und Temperatur ist ebenfalls zu bedenken, dass zur Kalibrierung Stickstoff verwendet wurde, die Konzentrationsmessungen jedoch in der Regel mit Ethan durchgeführt werden. Die Kalibrierungsgerade erfährt daher zur korrekten Berechnung des Volumenstroms eine weitere Modifikation in Form eines Stoff-spezifischen Gaskorrekturfaktors (GKF). Bei einer Kalibrierung mit Stickstoff beträgt der GKF für Ethan 0,5. Der GKF wird dem Programm nicht beim Starten als Parameter übergeben, sondern automatisch aus der Logbook-Info-Datei eingelesen. Der Volumenstrom q_V ist vom Programm in Kubikmeter pro Sekunde zu berechnen (SI Einheiten). Temperatur und Luftdruck müssen daher in Kelvin bzw. Pascal vorliegen sowie die Koeffizienten a und b in Kubikmeter pro Sekunde pro Volt bzw. Kubikmeter pro Sekunde. Für die Berechnung des Volumenstroms q_V aus den Rohdaten kann somit folgende Formel aufgestellt werden:

$$q_V = GKF \cdot f_V \cdot ((q_S \cdot a) + b) \cdot \frac{p_{ref} \cdot (T_{ref} + T_C)}{T_{ref} \cdot (f_p \cdot p_{mmHg})}, \quad (6.9)$$

mit:

q_V	Volumenstrom [m^3/s]
GKF	Gaskorrekturfaktor $[-]$ (für Ethan: $GKF = 0.5$)
f_V	Faktor zur Umrechnung von l/h in m^3/s ($f_V = 2.78 \cdot 10^{-7}$)
q_S	Signal des Massen-Durchfluss-Reglers [V]
a	Steigung der Kalibrierungsgeraden [$(l/h)/V$]
b	Ordinatenabschnitt der Kalibrierungsgeraden [l/h]
p_{ref}	Referenzdruck (Normalbedingungen) [Pa] ($p_{ref} = 101325 Pa$)
T_{ref}	Referenztemperatur (Normalbedingungen) [K] ($T_{ref} = 273.15 K$)
T_C	Temperatur in Grad Celsius [$^{\circ}C$]
f_p	Faktor zur Umrechnung von $mmHg$ in Pa ($f_p = 133.322$)
p_{mmHg}	Druck in Millimeter Quecksilbersäule [$mmHg$].

Sollte zur Konzentrationsmessung ein Tracer-Gas x benutzt werden, dessen GKF_x bezüglich Stickstoff unbekannt ist, so kann dieser unter der Kenntnis der Standarddichte sowie der spezifischen Wärmekapazität des Gases x nach folgender Formel berechnet werden:

$$GKF_x = \frac{0.3106 \cdot f_K}{\rho_x \cdot c_{p_x}}, \quad (6.10)$$

mit: f_K Korrekturfaktor des Gases x für die Molekularstruktur $[-]$

ρ_x Dichte des Gases x bei Normalbedingungen [kg/m^3]
 c_{p_x} spezifische Wärmekapazität des Gases x [$kcal/kg\ K$]
 0,3106 Produkt aus der Dichte von Stickstoff bei Normalbedingungen und der spezifischen Wärmekapazität von Stickstoff [$kcal/m^3\ K$].

Für den Korrekturfaktor f_c gilt:

$f_K = 1.030$ für einatomige Gase
 $f_K = 1.000$ für zweiatomige Gase
 $f_K = 0.941$ für dreiatomige Gase
 $f_K = 0.880$ für mehratomige Gase

In den *Tabellen 6.4* und *6.5* ist die Spaltenbelegung der aufbereiteten Zeitserien-Datei für den Fall einer Puff-Zeitserie (*Tabelle 6.4*) und den Fall einer kontinuierlichen Freisetzung (*Tabelle 6.5*) dokumentiert.

Spalte	Bezeichnung	Einheit
1	dimensionslose (interne) Zeit t^*	[-]
2	skalierte Konzentration $c^* \cdot 10^{-6}$	[-]
3	"quality-flag"	[-]

Tabelle 6.4 Spaltenbelegung einer aufbereiteten Puff-Zeitserien.

Wie zu erkennen ist, wird aus Gründen der Darstellung die skalierte Konzentration c^* stets mit dem Faktor 10^{-6} multipliziert ausgegeben.

Spalte	Bezeichnung	Einheit
1	dimensionslose Zeit t^*	[-]
2	skalierte Konzentration $c^* \cdot 10^{-6}$	[-]

Tabelle 6.5 Spaltenbelegung einer aufbereiteten Plume-Zeitserie.

Kapitel 7

Evaluierung des Programms zur Aufbereitung von Konzentrations-Zeitserien

Wie das Programm zur Aufbereitung und Analyse von LDA-Strömungsdaten bedarf auch das Aufbereitungsprogramm für Konzentrationsdaten einer sorgfältigen Evaluierung, bevor sein routinemäßiger Einsatz aufgenommen werden kann. Da das Programm sowohl Konzentrations-Zeitserien kontinuierlicher als auch kurzzeitiger Freisetzung aufbereitet, wurde die in diesem Kapitel dokumentierte Evaluierung des Programms in zwei Abschnitte unterteilt. Der erste Abschnitt hat die Evaluierung bezüglich kurzzeitiger Freisetzung zum Inhalt. Die Evaluierung der Aufbereitung von Zeitserien kontinuierlicher Freisetzung wird im zweiten Abschnitt behandelt.

Für beide Evaluierungen muss jeweils ein Test-Datensatz in Form einer Zeitserie generiert werden. Die Erzeugung der Test-Datensätze erfolgt unter den folgenden zwei Gesichtspunkten:

1. Die Zeitserie muss für das Programm eine reale Herausforderung darstellen. Das heißt die Daten müssen prinzipiell geeignet sein, um alle Schritte der vom Programm durchzuführenden Datenaufbereitung an ihnen überprüfen zu können.
2. Die vom Programm gelieferten Ergebnisse müssen eindeutig nachvollziehbar und mit Hilfe von Referenz-Software (z.B. Microsoft Excel, MATLAB, MathCAD etc.) leicht überprüfbar sein.

Als Referenz-Software für die in diesem Kapitel beschriebene Evaluierung diente das Tabellenkalkulationsprogramm „Microsoft Office Excel 2007“, das bereits bei der Evaluierung des Analyseprogramms für Strömungsmessdaten zum Einsatz kam.

7.1 Evaluierung bezüglich kurzzeitiger Freisetzungen (Puff)

Für die Evaluierung des Programms in Bezug auf kurzzeitige Freisetzungen wurde als Test-Datensatz eine synthetische Puff-Zeitreihe erzeugt. Hierzu wurden der im Windkanal WOTAN aufgenommenen Puff-Zeitreihe „S4_P001_01Hamburg.dat.ts#0“ zwei aufeinanderfolgende Puff-Freisetzungen entnommen und in sechsfacher Ausführung aneinandergehängt. Während das Konzentrationssignal der ersten Freisetzung auf einen Puff zurückzuführen ist, der den Messort erreicht hat, weist das Signal der zweiten Freisetzung eindeutig auf einen Puff hin, der den Messort verfehlte und in unbekanntem Abstand vorbei gezogen ist. Sowohl das Trigger-Signal als auch das vom Fast-FID gemessene Konzentrationssignal der beiden Freisetzungen sind in *Abbildung 7.1* dargestellt.

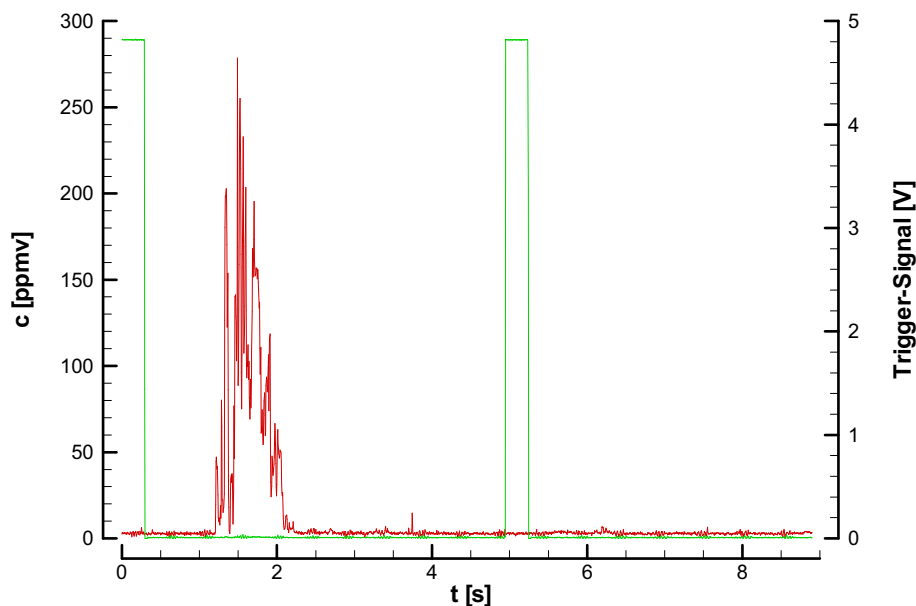


Abbildung 7.1 Konzentrations- und Trigger-Signal zweier aufeinander zusammen folgender Freisetzungen aus der Puff-Zeitreihe „S4_P001_01Hamburg.dat.ts#0“.

Um die synthetische Puff-Zeitreihe in ihren Anforderungen als Test-Datensatz zur Evaluierung des Programms so realistisch wie möglich zu gestalten, wurde sichergestellt,

dass die Zeitserie nicht genau mit dem Anfang einer Freisetzung beginnt und dementsprechend auch nicht mit dem Ende einer Freisetzung abschließt. Dies entspricht dem allgemeinen Fall einer Konzentrationsmessung im Windkanal-Labor. Hierzu wurde dem, in *Abbildung 7.1* dargestellten Signal sowohl am Anfang als auch am Ende jeweils eine Sequenz entnommen und so an die beiden Enden der synthetische Zeitserie angehängt, dass der periodische Ablauf der Zeitserie gewahrt bleibt. Die so entstandene Test-Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ ist in Form des vom Fast-FID gemessenen Konzentrationssignals und des Trigger-Signals der Quelle in *Abbildung 7.2* dargestellt.

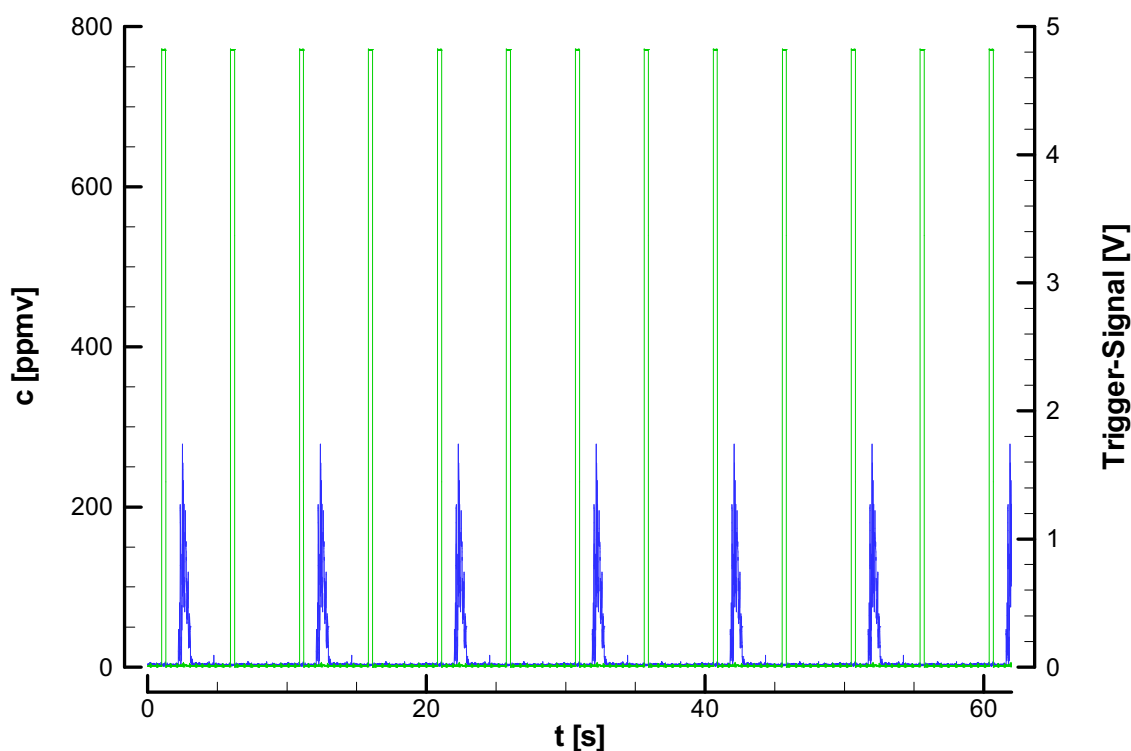
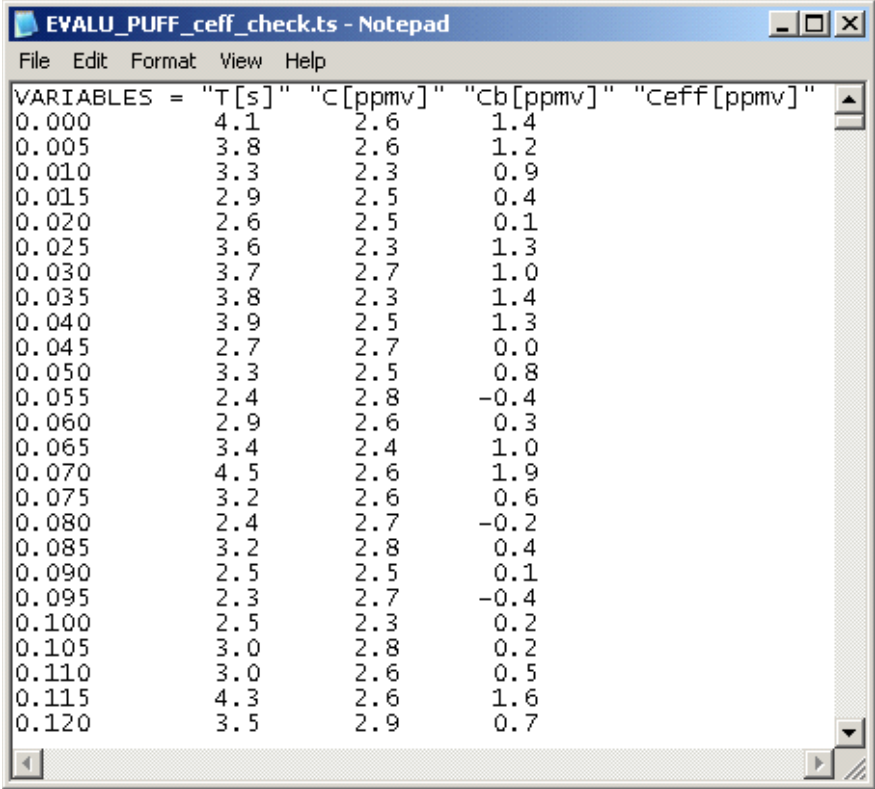


Abbildung 7.2 Konzentrations- und Trigger-Signal der synthetischen Test-Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“.

Nachdem der Test-Datensatz vorliegt, kann nun mit der Evaluierung des Programms bezüglich der Aufbereitung von Puff-Zeitserien begonnen werden. Die Evaluierung der einzelnen Arbeitsschritte erfolgt in der durch den Programmablauf vorgegebenen Reihenfolge.

7.1.1 Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration

Da das Programm als einzige reguläre Ausgabe die bereits komplett aufbereitete und entdimensionalisierte Konzentrationszeitserie liefert, muss zur Überprüfung der korrekten Berechnung von c_{eff} eine zusätzliche Ausgabedatei erzeugt werden. Hierbei handelt es sich ebenfalls um eine Zeitserie, die neben den Rohdaten der gemessenen Konzentrationen c und c_b auch die direkt aus den Rohdaten gewonnene effektiv gemessene Konzentration c_{eff} enthält. Für die Test-Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ ist dies die Datei „EVALU_PUFF_ceilf_check.ts“. Die ersten 26 Zeilen dieser Zeitserie inklusive Header sind in *Abbildung 7.3* dargestellt.



	T[s]	C[ppmv]	Cb[ppmv]	Ceff[ppmv]
0.000	4.1	2.6	1.4	
0.005	3.8	2.6	1.2	
0.010	3.3	2.3	0.9	
0.015	2.9	2.5	0.4	
0.020	2.6	2.5	0.1	
0.025	3.6	2.3	1.3	
0.030	3.7	2.7	1.0	
0.035	3.8	2.3	1.4	
0.040	3.9	2.5	1.3	
0.045	2.7	2.7	0.0	
0.050	3.3	2.5	0.8	
0.055	2.4	2.8	-0.4	
0.060	2.9	2.6	0.3	
0.065	3.4	2.4	1.0	
0.070	4.5	2.6	1.9	
0.075	3.2	2.6	0.6	
0.080	2.4	2.7	-0.2	
0.085	3.2	2.8	0.4	
0.090	2.5	2.5	0.1	
0.095	2.3	2.7	-0.4	
0.100	2.5	2.3	0.2	
0.105	3.0	2.8	0.2	
0.110	3.0	2.6	0.5	
0.115	4.3	2.6	1.6	
0.120	3.5	2.9	0.7	

Abbildung 7.3 Ausschnitt aus der Zeitserie „EVALU_PUFF_ceilf_check.ts“.

Gemäß Gleichung (6.1) resultieren die Werte der vierten Spalte von links aus der Subtraktion der Werte der dritten- von denen der zweiten Spalte. Die Richtigkeit dieser Berechnung soll nun mit Hilfe der Referenz-Software überprüft werden. Hierfür wird der in *Abbildung 7.3* dargestellte Ausschnitt der Zeitserie „EVALU_PUFF_ceilf_check.ts“ in die Tabellenkalkulation eingeladen. Anschließend wird die vom Programm durchgeführte Berechnung von c_{eff} mit dem Referenz-Programm für jeden Zeitschritt wiederholt und das jeweilige Ergebnis von dem des Programms abgezogen. Die berechneten Differenzen müssten bei korrekter Funktionsweise des Programms stets den Wert Null annehmen.

In *Abbildung 7.4* ist ein Arbeitsblatt der Tabellenkalkulation dargestellt, das in den Spalten A bis F die Daten aus *Abbildung 7.3* enthält. Die Spalte H enthält die genannten Differenzen, die bei korrekter Funktionsweise des Programms Null sein müssten. Es gilt:

$$Spalte_H = Spalte_F - (Spalte_D - Spalte_E) \quad (7.1)$$

Wie aus *Abbildung 7.4* ersichtlich ist, nehmen die Zellen in Spalte H Werte von -0,1 bis 0,1 an. Eine nähere Untersuchung dieser Werte zeigt jedoch, dass die Abweichungen von Null in Spalte H ihre Ursache in der gerundeten Darstellung der Konzentrationswerte haben. Sie sind daher vernachlässigbar.

	A	B	C	D	E	F	G	H
1	VARIABLES	=	T[s]	C[ppm _v]	Cb[ppm _v]	Ceff[ppm _v]		Ceff - (C - Cb) [ppm _v]
2			0	4.1	2.6	1.4		-0.1
3			0.005	3.8	2.6	1.2		0
4			0.01	3.3	2.3	0.9		-0.1
5			0.015	2.9	2.5	0.4		0
6			0.02	2.6	2.5	0.1		0
7			0.025	3.6	2.3	1.3		0
8			0.03	3.7	2.7	1		0
9			0.035	3.8	2.3	1.4		-0.1
10			0.04	3.9	2.5	1.3		-0.1
11			0.045	2.7	2.7	0		0
12			0.05	3.3	2.5	0.8		0
13			0.055	2.4	2.8	-0.4		0
14			0.06	2.9	2.6	0.3		0
15			0.065	3.4	2.4	1		0
16			0.07	4.5	2.6	1.9		0
17			0.075	3.2	2.6	0.6		0
18			0.08	2.4	2.7	-0.2		0.1
19			0.085	3.2	2.8	0.4		0
20			0.09	2.5	2.5	0.1		0.1
21			0.095	2.3	2.7	-0.4		0
22			0.1	2.5	2.3	0.2		0
23			0.105	3	2.8	0.2		0
24			0.11	3	2.6	0.5		0.1
25			0.115	4.3	2.6	1.6		-0.1
26			0.12	3.5	2.9	0.7		0.1

Abbildung 7.4 In das Tabellenkalkulationsprogramm eingeladener Ausschnitt der Zeitserie „EVALU_PUFF_ceff_check.ts“ (vgl. *Abbildung 7.3*) und Überprüfung der Berechnung von c_{eff} .

7.1.2 Extraktion einzelner Freisetzungs-Sequenzen

Wie anhand des Trigger-Signals aus *Abbildung 7.2* ersichtlich ist, finden innerhalb der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ dreizehn Puff-Freisetzungen statt. Genauso ist zu erkennen, dass das Ende der Zeitserie nicht mit dem erneuten Öffnen der Quelle bzw. einem Zeitschritt davor endet, was zur Folge hat, dass die letzte Freisetzungssequenz

nicht vollständig innerhalb der Zeitserie liegt. Da jedoch nur komplette Freisetzungssequenzen vom Programm extrahiert werden, ist zu erwarten, dass die Anzahl der vom Programm extrahierten Freisetzungssequenzen Zwölf beträgt.

In *Abbildung 7.5* ist die System-Konsole dargestellt, die die Bildschirmausgabe des Programms „CC_POST_PROCESSING“ während der Verarbeitung der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ enthält. Rot umrandet ist der Statusbericht bezüglich der Extraktion der Freisetzungssequenzen. Demnach hat das Programm erwartungsgemäß exakt zwölf Freisetzungen extrahiert. Da die Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ auf die oben beschriebene Art synthetisch generiert wurde, sind jeweils sechs der zwölf extrahierten Freisetzungssequenzen einander identisch, sodass lediglich zwei unterschiedliche Konzentrations-Signale extrahiert wurden.

```

C:\WINDOWS\system32\cmd.exe

*****
* W I N D  T U N N E L - D A T A *
*       A N A L Y S I S         *
*                               *
*   CC POST PROCESSING         *
*                               *
* author: R. Fischer           *
* e-mail: rasmus.fischer@zmvw.de *
*****

The adjustments of this run are:

input-file           : EVALU_PUFF.txt.ts#0
main project name    : MetStr
sub project name     : MS01
wind tunnel          : W
model-scale          : 225
scale-factor         : 0.521173
reference height     : 0.267 [m]
wind direction       : 180.0 [deg]
type of measurement  : CC
name of source       : S01
released gas         : ethane
threshold            : 5.00 [ppmv]
sampling frequency   : 1000.00 [Hz]
block size           : 75
time correction      : 0.150 [s]
x-position for release : 1000.0 [mm]
y-position for release : 450.0 [mm]
z-position for release : 20.0 [mm]
x-position for measurement : 716.0 [mm]
y-position for measurement : -103.0 [mm]
z-position for measurement : 6.7 [mm]
coefficient a        : 30.00 [(l/h)/U]
coefficient b        : 0.90 [l/h]

Input-file EVALU_PUFF.txt.ts#0 has been opened!
time series loaded!

U (prandtl-tube): 3.46 m/s    U (reference): 1.81 m/s

samples: 12401
12 releases extracted!
duration of release:
min: 0.29 s
max: 0.29 s
mean: 0.29 s
offset: 0.4 ppmv
releases block-averaged!
6 puffs detected (out of 12 releases)! (threshold: 5.0 ppmv)

Goodbye!

```

Abbildung 7.5 Bildschirmausgabe des Programms „CC_POST_PROCESSING“ während der Verarbeitung der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“

In *Abbildung 7.6* sind diese beiden Signale der effektiv gemessenen Konzentration c_{eff} zusammen mit dem Trigger-Signal der Quelle gegen die interne Zeit t_{int} graphisch aufgetragen. Nummeriert man die Freisetzungen der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ beginnend bei Eins der Reihe nach durch, so repräsentiert das linke Signal in *Abbildung 7.6* die ungeraden Freisetzungssequenzen und das rechte Signal die geraden Freisetzungssequenzen (vgl. *Abbildung 7.2*). Diese *Abbildung* basiert auf der Ausgabedatei „EVALU_PUFF_coffs_check.ts“, die extra zum Zwecke der Evaluierung generiert wurde und keine Standard-Ausgabe darstellt.

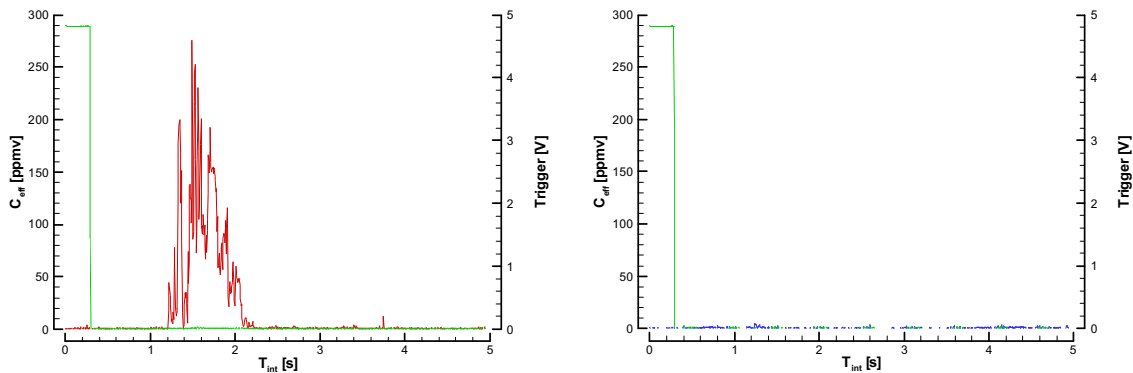


Abbildung 7.6 Effektiv gemessene Konzentration und Trigger-Signal der beiden unterschiedlichen aus der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ extrahierten Typen von Freisetzungssequenzen aufgetragen gegen die interne Zeit t_{int} .

7.1.3 Offset-Korrektur des Konzentrationssignals

Um das Programm bezüglich der Offset-Korrektur des Konzentrationssignals zu testen, muss zuvor die Bestimmung des Offsets überprüft werden. Hierfür ist es nach Abschnitt 6.4.2 zunächst notwendig, den Parameter t_{offset} festzulegen. Während es im Experiment erstrebenswert ist, t_{offset} möglichst lang zu wählen, um einen entsprechend großen Stichprobenumfang von c_{eff} zu erhalten, wird an dieser Stelle aus Gründen der Darstellung t_{offset} mit 0,05 Sekunden relativ kurz gewählt. Das Programm hat also für alle zwölf Freisetzungssequenzen der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ die effektiv gemessene Konzentration über die ersten 0,05 Sekunden arithmetisch zu mitteln, um aus den so erhaltenen zwölf Mittelwerten erneut das arithmetische Mittel und somit die Offset-Konzentration c_{offset} zu bestimmen. Da jeweils sechs Freisetzungssequenzen der Zeitserie einander identisch sind, ist es zur Überprüfung dieser Berechnung ausreichend, die zweite Mittelung anstatt über alle zwölf-, nur über zwei aufeinanderfolgende Freisetzungssequenzen durchzuführen. In *Abbildung 7.7* sind zwei Ausschnitte der bereits in 7.1.2 erwähnten Ausgabedatei „EVALU_PUFF_coffs_check.ts“ dargestellt. Bei diesen handelt es sich um die jeweils ersten 0,05 Sekunden der ersten beiden extrahierten Freisetzungssequenzen der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“. Blau umrandet ist jeweils die

interne Zeit t_{int} und rot die effektiv gemessene Konzentration c_{eff} . Die Offset-Konzentration c_{offs} errechnet sich somit als das arithmetische Mittel aller in Abbildung 7.7 rot umrandeten Werte für c_{eff} .

Wie der Abbildung 7.8 zu entnehmen ist, beträgt das Ergebnis der Referenzrechnung 0,4 ppm_v. Dieser Wert stimmt mit dem vom Programm ermittelten Offset überein, der der in Abbildung 7.5 abgebildeten Bildschirmausgabe des Programms zu entnehmen ist (blau umrandet). Als nächster Schritt muss geprüft werden, ob die Berechnung von c_{corr} vom Programm korrekt durchgeführt wird.

EVALU_PUFF_coffs_check.ts - Notepad

File Edit Format View Help

VARIABLES = "T [s]" "T_{int} [s]" "C [ppmv]"
 "C_b [ppmv]" "C_{eff} [ppmv]" "trigger [v]"

ZONE T="puff-release 0"

T [s]	T_{int} [s]	C [ppmv]	C_b [ppmv]	C_{eff} [ppmv]	trigger [v]
0.995	0.000	2.7	2.4	-0.3	4.83
1.000	0.005	2.4	3.3	0.8	4.82
1.005	0.010	2.7	2.8	0.1	4.82
1.010	0.015	2.6	3.5	0.9	4.82
1.015	0.020	2.7	2.8	0.0	4.82
1.020	0.025	2.6	2.8	0.2	4.82
1.025	0.030	2.5	2.7	0.2	4.82
1.030	0.035	2.6	3.3	0.7	4.82
1.035	0.040	2.3	3.2	0.9	4.82
1.040	0.045	2.5	2.8	0.3	4.82
1.045	0.050	2.4	2.7	0.3	4.82

EVALU_PUFF_coffs_check.ts - Notepad

File Edit Format View Help

ZONE T="puff-release 1"

T [s]	T_{int} [s]	C [ppmv]	C_b [ppmv]	C_{eff} [ppmv]	trigger [v]
5.945	0.000	2.5	3.4	0.9	4.83
5.950	0.005	2.6	2.5	-0.1	4.82
5.955	0.010	2.5	2.4	-0.1	4.82
5.960	0.015	2.6	2.8	0.2	4.82
5.965	0.020	2.4	3.0	0.5	4.82
5.970	0.025	2.6	3.1	0.4	4.82
5.975	0.030	2.3	2.7	0.4	4.82
5.980	0.035	2.6	3.2	0.6	4.82
5.985	0.040	2.5	3.3	0.8	4.82
5.990	0.045	2.7	3.1	0.4	4.82
5.995	0.050	2.5	2.1	-0.4	4.82

Abbildung 7.7 Die ersten 0,05 Sekunden der ersten beiden Freisetzungssequenzen der Zeitserie „EVALU_PUFF_coffs_check.ts#0“.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
1	puff-release 0 [ppm _v]:	-0.3	0.8	0.1	0.9	0.0	0.2	0.2	0.7	0.9	0.3	0.3
2	puff-release 1 [ppm _v]:	0.9	-0.1	-0.1	0.2	0.5	0.4	0.4	0.6	0.8	0.4	-0.4
3												
4	Offset-Konzentration:	0.4	ppm _v									

Abbildung 7.8 In das Tabellenkalkulationsprogramm eingeladene Konzentrationswerte c_{eff} der ersten 0,05 Sekunden für die beiden unterschiedlichen Freisetzungssequenzen sowie die als Mittelwert berechnete Offset-Konzentration.

Für diese Überprüfung werden wieder beispielhaft die ersten 0,05 Sekunden der beiden Freisetzungssequenzen herangezogen. Die Ergebnisse der Referenzrechnung sind in *Abbildung 7.9* dargestellt.

	A	B	C	D	E	F	G
1	puff-release 01:				puff-release 02:		
2	Zeit [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]		Zeit [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]
3	0	-0.3	-0.6		0	0.9	0.6
4	0.005	0.8	0.5		0.005	-0.1	-0.5
5	0.01	0.1	-0.3		0.01	-0.1	-0.5
6	0.015	0.9	0.5		0.015	0.2	-0.2
7	0.02	0.0	-0.3		0.02	0.5	0.2
8	0.025	0.2	-0.1		0.025	0.4	0.1
9	0.03	0.2	-0.1		0.03	0.4	0.1
10	0.035	0.7	0.3		0.035	0.6	0.2
11	0.04	0.9	0.5		0.04	0.8	0.5
12	0.045	0.3	-0.1		0.045	0.4	0.0
13	0.05	0.3	-0.1		0.05	-0.4	-0.7

Abbildung 7.9 Aus c_{eff} mit der Tabellenkalkulation berechnete Konzentration c_{corr} für die ersten 0.05 Sekunden der beiden Freisetzungssequenzen.

Zum Vergleich dieser Ergebnisse mit denen des Programms wird erneut eine zusätzliche Ausgabe mit der Bezeichnung „EVALU_PUFF_ccorr_check.ts“ erzeugt. Zwei Ausschnitte dieser Datei mit jeweils den ersten 0,05 Sekunden der beiden Freisetzungssequenzen sind in der *Abbildung 7.10* dargestellt. Hierbei wurden die interne Zeit t_{int} blau und die um den Offset korrigierte Konzentration c_{corr} rot eingerahmt. Der Vergleich der Werte von c_{corr} aus *Abbildung 7.10* mit denen aus *Abbildung 7.9* weist eine komplette Übereinstimmung auf. Als zusätzliche Kontrolle lässt sich aus beiden Freisetzungssequenzen über die ersten 0,05 Sekunden jeweils der Mittelwert von c_{corr} berechnen. Mittelt man wiederum diese beiden Werte, so ergibt diese Rechnung bei korrekter Bestimmung des Konzentrations-Offsets einen Mittelwert von 0 ppm_v.

EVALU_PUFF_ccorr_check.ts - Notepad

File Edit Format View Help

VARIABLES = "T [s]" "T_{int} [s]"
 "C_{eff} [ppmv]" "C_{corr} [ppmv]" "Trigger [v]"

ZONE T="puff-release 0"

T [s]	C _{eff} [ppmv]	C _{int} [s]	C _{corr} [ppmv]	Trigger [v]
0.995	0.000	-0.3	-0.6	4.83
1.000	0.005	0.8	0.5	4.82
1.005	0.010	0.1	-0.3	4.82
1.010	0.015	0.9	0.5	4.82
1.015	0.020	0.0	-0.3	4.82
1.020	0.025	0.2	-0.1	4.82
1.025	0.030	0.2	-0.1	4.82
1.030	0.035	0.7	0.3	4.82
1.035	0.040	0.9	0.5	4.82
1.040	0.045	0.3	-0.1	4.82
1.045	0.050	0.3	-0.1	4.82

EVALU_PUFF_ccorr_check.ts - Notepad

File Edit Format View Help

ZONE T="puff-release 1"

T [s]	C _{eff} [ppmv]	C _{int} [s]	C _{corr} [ppmv]	Trigger [v]
5.945	0.000	0.9	0.6	4.83
5.950	0.005	-0.1	-0.5	4.82
5.955	0.010	-0.1	-0.5	4.82
5.960	0.015	0.2	-0.2	4.82
5.965	0.020	0.5	0.2	4.82
5.970	0.025	0.4	0.1	4.82
5.975	0.030	0.4	0.1	4.82
5.980	0.035	0.6	0.2	4.82
5.985	0.040	0.8	0.5	4.82
5.990	0.045	0.4	0.0	4.82
5.995	0.050	-0.4	-0.7	4.82

Abbildung 7.10 Vergleich der ersten 0,05 Sekunden der beiden Freisetzungssequenzen der Zeitserie „EVALU_PUFF_ccorr_check.ts“.

7.1.4 Zeitliche Blockmittelung des Konzentrationssignals

Die Zeitserie „S4_D006_01.dat.ts#0“, der die beiden Freisetzungssequenzen der synthetischen Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ entstammen, wurde mit 1000 Hz aufgenommen, wobei während der Messung bereits ein Downsampling auf 200 Hz stattgefunden hat. Zur Überprüfung der Blockmittelung wird in der Batch-Datei der Startparameter `blcksz` auf den Wert Vier gesetzt, sodass eine zeitliche Auflösung von 50 Hz zu erwarten ist. Auch zur Kontrolle der zeitlichen Mittelung wurde eine zusätzliche Ausgabe mit der Bezeichnung „EVALU_PUFF_ave_check.ts“ erzeugt. Diese Datei enthält die zeitlich gemittelten Werte der Zeit t , der internen Zeit t_{int} , der Konzentrationen c_{eff} und c_{corr} sowie des Trigger-Signals $trig$. Die Überprüfung der Blockmittelung erfolgt exemplarisch anhand der jeweils ersten acht Werte der beiden unterschiedlichen Freisetzungssequenzen. Diese sind als Ausschnitte der Datei „EVALU_PUFF_ave_check.ts“ in *Abbildung 7.11* dargestellt. Hierbei sollte es sich bei den Werten der ersten Zeile einer Freisetzungssequenz jeweils um die Mittelwerte aus den ersten vier Zeilen der Ausgabedatei „EVALU_PUFF_ccorr_check.ts“ handeln, sowie bei der zweiten Zeile um die der zweiten vier. Die *Abbildung 7.12* zeigt das für die Referenzrechnung erstellte Arbeitsblatt. Die Referenzrechnung wurde sowohl für die erste- (links) als auch für die zweite Freisetzungssequenz (rechts) durchgeführt. Im oberen Teil des Arbeitsblattes sind jeweils die

ersten acht Werte von t , t_{int} , c_{eff} , c_{corr} und $trig$ der 200 Hz Sequenzen enthalten. Bei der gewählten Blocklänge von Vier entspricht dies genau zwei Blöcken pro Sequenz.

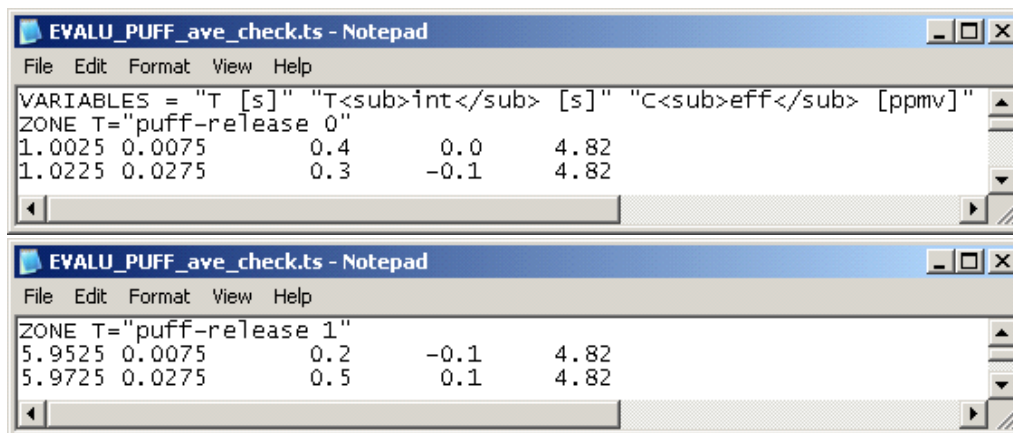


Abbildung 7.11 Ausschnitte der ersten beiden Block-Mittelwerte von t , t_{int} , c_{eff} , c_{corr} und $trig$ der ersten beiden Freisetzungssequenzen aus der gemittelten Zeitserie „EVALU_PUFF_ave_check.ts“.

Kenntlich gemacht sind diese durch die farbigen Rahmen, wobei der erste Block jeweils rot und der zweite Block jeweils blau umrandet sind.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K
1	puff-release 01:						puff-release 02:				
2	t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger[V]		t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger [V]
3	0.995	0	-0.3	-0.6	4.83		5.945	0	0.9	0.6	4.83
4	1	0.005	0.8	0.5	4.82		5.95	0.005	-0.1	-0.5	4.82
5	1.005	0.01	0.1	-0.3	4.82		5.955	0.01	-0.1	-0.5	4.82
6	1.01	0.015	0.9	0.5	4.82		5.96	0.015	0.2	-0.2	4.82
7	1.015	0.02	0.0	-0.3	4.82		5.965	0.02	0.5	0.2	4.82
8	1.02	0.025	0.2	-0.1	4.82		5.97	0.025	0.4	0.1	4.82
9	1.025	0.03	0.2	-0.1	4.82		5.975	0.03	0.4	0.1	4.82
10	1.03	0.035	0.7	0.3	4.82		5.98	0.035	0.6	0.2	4.82
11											
12	block 01:						block 01:				
13	t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger[V]		t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger [V]
14	1.0025	0.0075	0.4	0.0	4.82		5.9525	0.0075	0.2	-0.1	4.82
15											
16	block 02:						block 02:				
17	t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger[V]		t [s]	tint [s]	ceff [ppm _v]	ccorr [ppm _v]	trigger [V]
18	1.0225	0.0275	0.3	-0.1	4.82		5.9725	0.0275	0.5	0.1	4.82

Abbildung 7.12 Arbeitsblatt zur Referenzrechnung der Blockmittelung am Beispiel der jeweils ersten beiden Blöcke der beiden unterschiedlichen Freisetzungssequenzen.

Der untere Teil des Arbeitsblattes enthält für die vier verschiedenen Blöcke die mit der Tabellenkalkulation berechneten arithmetischen Mittelwerte.

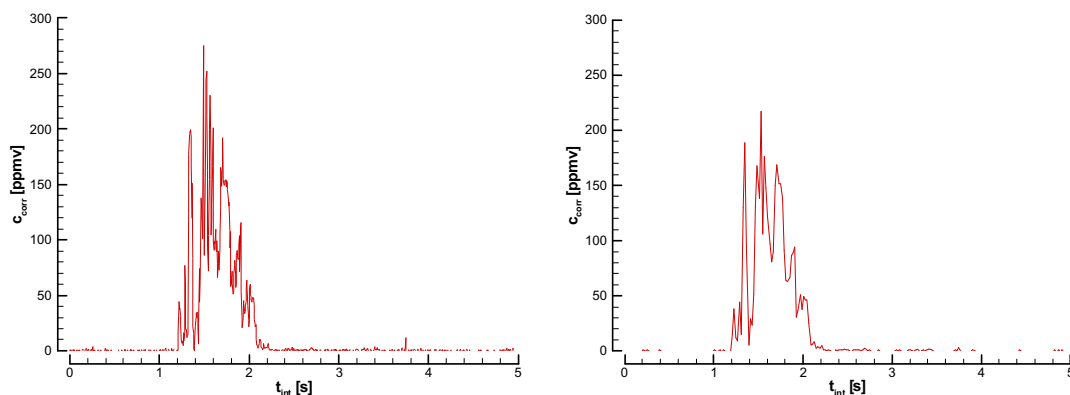


Abbildung 7.13 Konzentrationssignal c_{corr} der ersten Freisetzungssequenz vor der Blockmittelung (links) und nach der Blockmittelung mit der Blocklänge Vier (rechts).

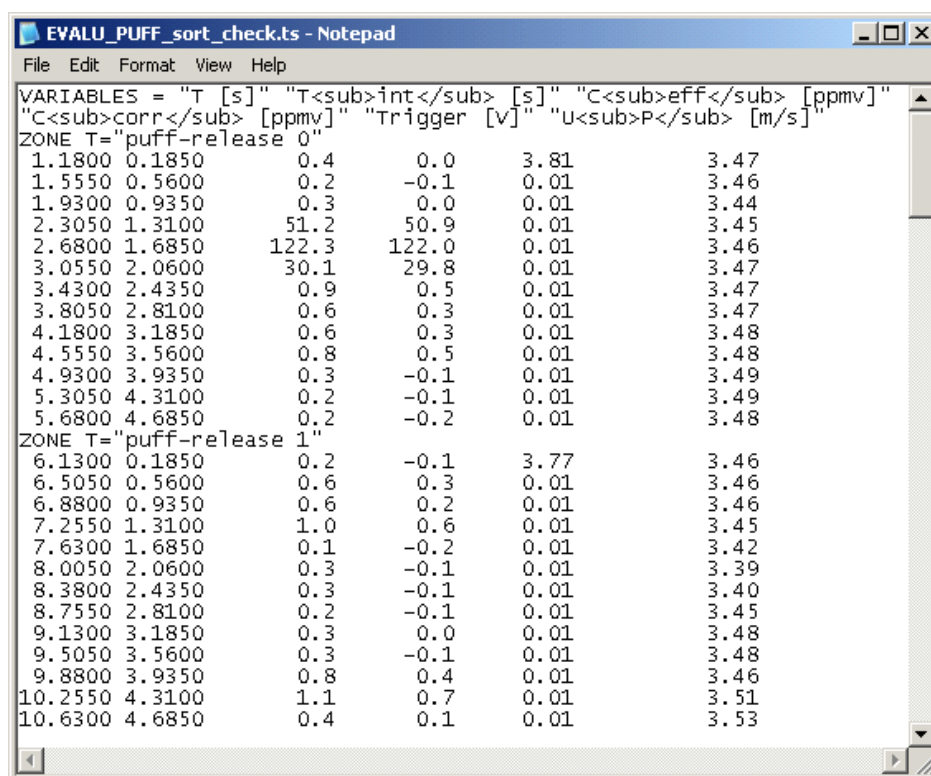
Der Vergleich dieser Ergebnisse mit denen des Programms aus *Abbildung 7.11* zeigt eine komplette Übereinstimmung, womit die korrekte Arbeitsweise des Programms bezüglich der zeitlichen Blockmittelung demonstriert wurde. Zur Veranschaulichung der zeitlichen Blockmittelung ist in *Abbildung 7.13* das Konzentrationssignal c_{corr} der ersten Freisetzungssequenz sowohl vor der Mittelung (links) als auch nach der Mittelung (rechts) dargestellt.

7.1.5 Sortierung der Freisetzungs-Sequenzen

Als nächstes gilt es zu überprüfen, ob das Programm in Abhängigkeit des angelegten Schwellenwertes der Dosis in der Lage ist, Freisetzungssequenzen, die zu keinem bzw. einem zu schwachen Puff-Signal am Messort geführt haben, entsprechend zu kennzeichnen. Betrachtet man das in *Abbildung 7.2* dargestellte Konzentrationssignal der synthetischen Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“, so gewinnt man rein visuell den Eindruck, dass nur jede zweite Puff-Freisetzung zu einem Puff-Signal am Messort geführt hat, also die Hälfte aller Puffs den Messort verfehlt haben. Wählt man für den Parameter des Dosis-Schwellenwerts (`thrld`) in der Batchdatei 5 ppmvs, so erhält man nach dem Starten des Programmes die in *Abbildung 7.5* dargestellte Bildschirmausgabe. Der Kurzbericht über den Anteil der Puffs, die vom Programm als am Messort angekommen registriert wurden, ist gelb gekennzeichnet. Hiernach haben von den zwölf freigesetzten Puffs tatsächlich nur sechs den Messort erreicht. Um aber die Registrierung angekommener Puffs genauer untersuchen zu können, soll zunächst die Dosis der beiden unterschiedlichen Freisetzungssequenzen bestimmt werden. Anschließend wird das Programm viermal mit unterschiedlichen Dosis-Schwellenwerten laufen gelassen. Zunächst mit einem Schwel-

lenwert knapp unterhalb der niedrigsten der beiden Dosen, dann mit einem knapp oberhalb dieser, anschließend mit einem knapp unterhalb der höchsten Dosis und schließlich mit einem Schwellenwert knapp oberhalb der höchsten Dosis. Die zu erwartende Anzahl der am Messort registrierten Puffs lautet bei dieser Reihenfolge Zwölf, Sechs, Sechs und Null.

Zur Berechnung der Dosen der beiden Freisetzungssequenzen wurde aus Gründen der einfacheren Darstellung das Programm mit einer zeitlichen Mittelung der Blocklänge 75 laufen gelassen. In der *Abbildung 7.14* sind die vom Programm berechneten Ergebnisse dieser Mittelung für die kompletten beiden ersten Freisetzungssequenzen dargestellt. Die Berechnung der Dosis erfolgt gemäß der Gleichung (6.4). Wie aus den Werten für t bzw. t_{int} in *Abbildung 7.14* zu entnehmen ist, beträgt der konstante Zeitschritt Δt 0,375 Sekunden.



EVALU_PUFF_sort_check.ts - Notepad					
File Edit Format View Help					
VARIABLES = "T [s]" "T_{int} [s]" "C_{eff} [ppmv]" "C_{corr} [ppmv]" "Trigger [V]" "U_P [m/s]"					
ZONE T= "puff-release 0"					
1.1800	0.1850	0.4	0.0	3.81	3.47
1.5550	0.5600	0.2	-0.1	0.01	3.46
1.9300	0.9350	0.3	0.0	0.01	3.44
2.3050	1.3100	51.2	50.9	0.01	3.45
2.6800	1.6850	122.3	122.0	0.01	3.46
3.0550	2.0600	30.1	29.8	0.01	3.47
3.4300	2.4350	0.9	0.5	0.01	3.47
3.8050	2.8100	0.6	0.3	0.01	3.47
4.1800	3.1850	0.6	0.3	0.01	3.48
4.5550	3.5600	0.8	0.5	0.01	3.48
4.9300	3.9350	0.3	-0.1	0.01	3.49
5.3050	4.3100	0.2	-0.1	0.01	3.49
5.6800	4.6850	0.2	-0.2	0.01	3.48
ZONE T= "puff-release 1"					
6.1300	0.1850	0.2	-0.1	3.77	3.46
6.5050	0.5600	0.6	0.3	0.01	3.46
6.8800	0.9350	0.6	0.2	0.01	3.46
7.2550	1.3100	1.0	0.6	0.01	3.45
7.6300	1.6850	0.1	-0.2	0.01	3.42
8.0050	2.0600	0.3	-0.1	0.01	3.39
8.3800	2.4350	0.3	-0.1	0.01	3.40
8.7550	2.8100	0.2	-0.1	0.01	3.45
9.1300	3.1850	0.3	0.0	0.01	3.48
9.5050	3.5600	0.3	-0.1	0.01	3.48
9.8800	3.9350	0.8	0.4	0.01	3.46
10.2550	4.3100	1.1	0.7	0.01	3.51
10.6300	4.6850	0.4	0.1	0.01	3.53

Abbildung 7.14 Zahlenwerte von t , t_{int} , c_{eff} , c_{corr} , $trig$ und u_{1pt} für die ersten beiden Freisetzungssequenzen der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ nach einer zeitlichen Mittelung mit der Blocklänge 75.

Summiert man jeweils für die beiden Freisetzungssequenzen die Werte von c_{corr} über die interne Zeit auf, so erhält man:

203.7 ppm_v für die erste Freisetzungssequenz („puff-release 0“) und

1.6 ppm_V für die zweite Freisetzungssequenz („puff-release 1“).

Nach Multiplikation dieser beiden Summen mit dem mittleren Zeitschritt Δt ergeben sich für die Dosen der beiden Sequenzen:

$D_1 = 76,4 \text{ } ppm_V \cdot s$ für die erste Freisetzungssequenz („puff-release 0“) und

$D_2 = 0,6 \text{ } ppm_V \cdot s$ für die zweite Freisetzungssequenz („puff-release 1“).

Die vier Dosis-Schwellenwerte werden nach den oben genannten Kriterien wie folgt gesetzt:

$thrhd_1 = 0,5 \text{ } ppm_V \cdot s$,

$thrhd_2 = 0,7 \text{ } ppm_V \cdot s$,

$thrhd_3 = 76,3 \text{ } ppm_V \cdot s$ und

$thrhd_4 = 76,5 \text{ } ppm_V \cdot s$.

Die für die Puff-Registrierung relevante Stelle innerhalb der Bildschirmausgabe des Programms ist für die Läufe mit den vier unterschiedlichen Schwellenwerten in *Abbildung 7.15* dargestellt.

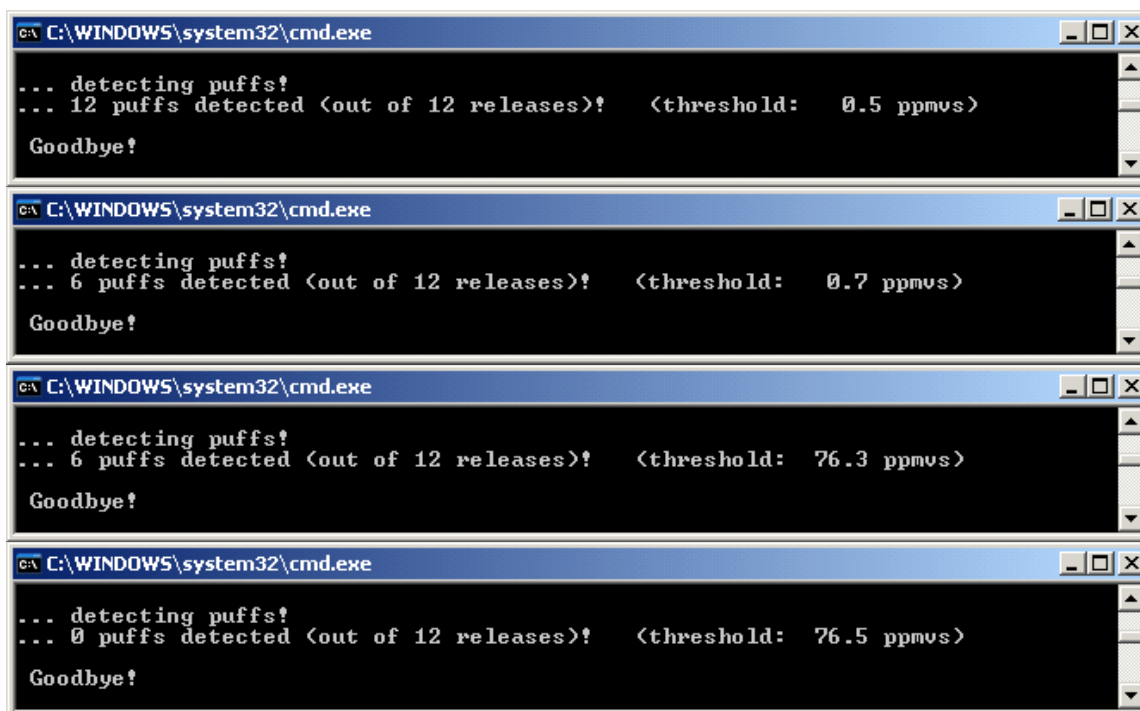


Abbildung 7.15 Ausschnitt der Bildschirmausgabe für die vier Programmläufe mit unterschiedlichen Dosis-Schwellenwerten.

Entsprechend der oben gestellten Erwartung erkennt das Programm für die vier Läufe mit wachsendem Schwellenwert zunächst zwölf, dann zweimal sechs und schließlich keinen Puff mehr. Damit kann auch dieser Teil der Datenaufbereitung als evaluiert gelten.

7.1.6 Skalierung der Zeitserie

Als letzter Schritt der Evaluierung des Programms bezüglich der Aufbereitung von Puff-Daten erfolgt die Überprüfung der Zeitserien-Skalierung. Auch dieser Teil der Programm-Evaluierung wird am Beispiel der Zeitserie „EVALU_PUFF.txt.ts#0“ durchgeführt. Die Zahlenwerte der für die folgenden Berechnungen relevanten Konstanten, die dem Programm entweder über die Batch- oder die Logbook-Info-Datei übergeben werden, sind in *Tabelle 7.1* aufgeführt. Die Skalierung von Puff-Zeitserien erfolgt für die Zeit t_{int} nach Gleichung (6.6) und für die Konzentration c_{corr} nach Gleichung (6.8). Mit den Werten aus *Tabelle 7.1* gilt für die dimensionslose Zeit:

$$t^* = (t_{int} - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1pt} \cdot f_s}{L_{ref}} = (t_{int} - 0.15 \text{ s}) \frac{\bar{u}_{1pt} \cdot 0.6}{1.0 \text{ m}} . \quad (7.2)$$

Die mittlere, mit dem Prandtl-Rohr gemessene Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1pt}$ berechnet sich als das arithmetische Mittel der in der rechten Spalte in *Abbildung 7.14* enthaltenen Zahlenwerte zu rund 3,46 m/s. Für die dimensionslose Zeit t^* gilt somit:

$$t^* = 2.076 \text{ s}^{-1} \cdot (t_{int} - 0.15 \text{ s}) . \quad (7.3)$$

Parameter		Bezeichnung	Wert
Skalierungsfaktor	f_s	sc_fac	0.6
Steigung der Kalibrierungsgeraden	a	coef_a	30.0 [(l/h)/V]
Ordinatenabschnitt der Kalibrierungsgeraden	b	coef_b	0.9 [l/h]
Temperatur	T_C	temp__	22.5 [°C]
Luftdruck	p_{mmHg}	press_	750.0 [mmHg]
Referenzlänge	L_{ref}	reflth	1.0 [m]
Ansaugzeit der FID-Nadel	t_{needle}	t_ndle	0.15 [s]
Gaskorrekturfaktor	GKF	GKF	0.5 [-]

Tabelle 7.1 Für die Evaluierung der Zeitserien-Skalierung gewählte Konstanten.

Zur Skalierung der Konzentration ist zunächst das pro Freisetzung emittierte Gasvolumen Q_V als Produkt des Volumenstroms q_V und der Freisetzungsdauer t_{trig} zu bestimmen. Mit den Werten aus *Tabelle 7.1* gilt für q_V nach (6.9):

$$q_V = GKF \cdot f_V \cdot ((q_S \cdot a) + b) \cdot \frac{p_{ref} \cdot (T_{ref} + T_C)}{T_{ref} \cdot (f_p \cdot p_{mmHg})}$$

$$= q_S \cdot x + y \quad , \quad (7.4)$$

mit:

$$x \approx 45.733 \cdot 10^{-7} \text{ (m}^3/\text{s)/V}$$

$$y \approx 1.372 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s} .$$

Zur Überprüfung der Berechnung des Volumenstroms wurde eine weitere Ausgabedatei mit der Bezeichnung „EVALU_PUFF_vol_flow_check.ts“ erzeugt. Ein Ausschnitt dieser Datei mit der internen Zeit t_{int} , dem Durchfluss-Signal q_S und dem berechneten Volumenstrom q_V für die beiden ersten Freisetzungssequenzen ist im linken Teil der *Abbildung 7.16* dargestellt. Der rechte Teil hingegen enthält die Ergebnisse der nach Gleichung (7.4) durchgeführten Referenzrechnung. Wie zu erkennen ist, liegt eine gute Übereinstimmung zwischen den vom Programm und den mit der Tabellenkalkulation berechneten Volumenströmen vor. Die mittlere Abweichung beträgt ungefähr 0,08 %. Des Weiteren geht aus *Abbildung 7.16* hervor, dass der Volumenstrom als zeitlich konstant angesehen werden kann. Aus diesem Grund bezeichnet q_V von nun an das arithmetische Mittel der im linken Teil von *Abbildung 7.16* enthaltenen Werte des Volumenstroms. Dieses berechnet sich zu:

$$q_V = 1.65 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^3}{\text{s}} . \quad (7.5)$$

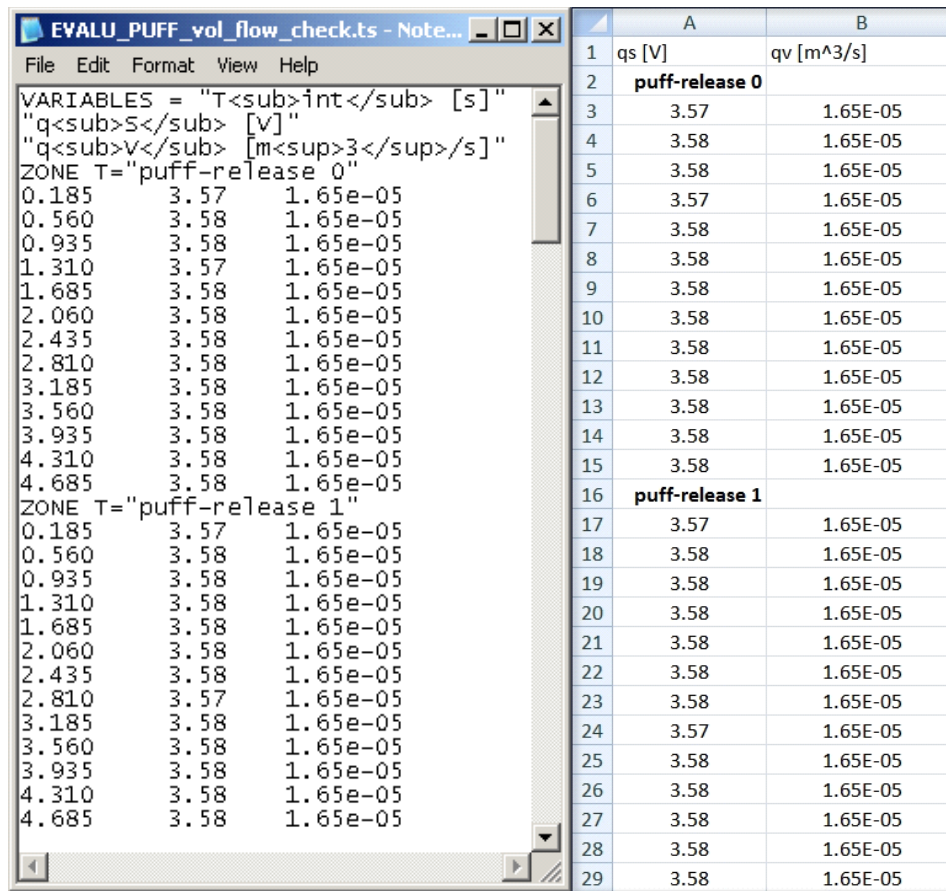
Mit einer Freisetzungsdauer von $t_{trig} = 0.295 \text{ s}$ im Modellmaßstab ergibt sich pro Freisetzung ein emittiertes Gasvolumen von:

$$Q_V = q_V \cdot t_{trig} \approx 4.9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \quad (= 4.9 \text{ cm}^3) . \quad (7.6)$$

Mit der Kenntnis des freigesetzten Gasvolumens ist nun die Skalierung der Konzentration und somit die Berechnung von c^* möglich. Mit einer Referenzlänge L_{ref} von 1,0 m im Modellmaßstab erhält man nach (6.8):

$$c^* = \frac{c_{corr} \cdot L_{ref}^3}{Q_V} \approx \frac{c_{corr} \cdot (1.0 \text{ m}^3)}{4.9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3} . \quad (7.7)$$

Die *Abbildung 7.17* zeigt im linken Teil einen Ausschnitt der regulär vom Programm ausgegebenen Datei der aufbereiteten und skalierten Zeitserie. Dieser Ausschnitt enthält die dimensionslose Zeit t^* , die dimensionslose Konzentration c^* multipliziert mit dem Faktor 10^{-6} sowie die Qualitätskennzeichnung der jeweiligen Freisetzungssequenz. Im rechten Teil sind zum Vergleich die Ergebnisse der Referenzrechnungen für t^* und c^* zusammen mit den Werten der internen Zeit t_{int} und der Konzentration c_{corr} dargestellt.

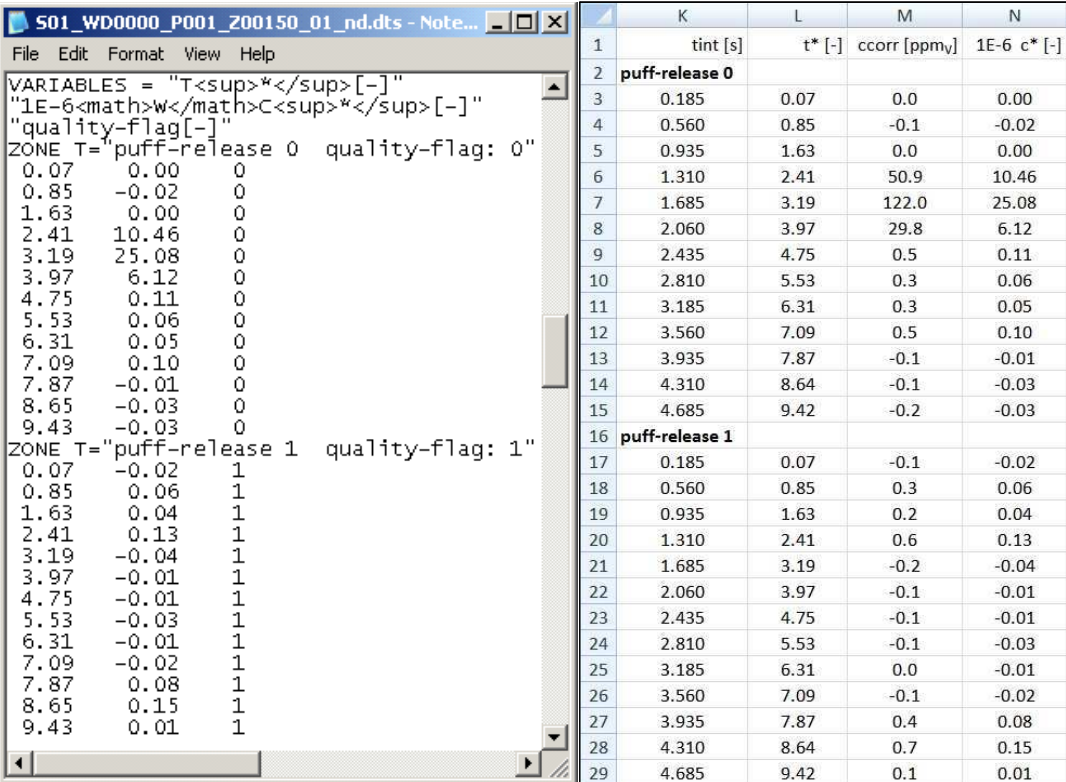


	A	B
1	qs [V]	qv [m^3/s]
2	puff-release 0	
3	3.57	1.65E-05
4	3.58	1.65E-05
5	3.58	1.65E-05
6	3.57	1.65E-05
7	3.58	1.65E-05
8	3.58	1.65E-05
9	3.58	1.65E-05
10	3.58	1.65E-05
11	3.58	1.65E-05
12	3.58	1.65E-05
13	3.58	1.65E-05
14	3.58	1.65E-05
15	3.58	1.65E-05
16	puff-release 1	
17	3.57	1.65E-05
18	3.58	1.65E-05
19	3.58	1.65E-05
20	3.58	1.65E-05
21	3.58	1.65E-05
22	3.58	1.65E-05
23	3.58	1.65E-05
24	3.57	1.65E-05
25	3.58	1.65E-05
26	3.58	1.65E-05
27	3.58	1.65E-05
28	3.58	1.65E-05
29	3.58	1.65E-05

Abbildung 7.16 Links: vom Programm ausgegebene interne Zeit t_{int} , Durchfluss-Signal q_s und Volumenstrom q_v für die ersten beiden Freisetzungssequenzen (zeitlichen Mittelung mit der Blocklänge 75); rechts: Durchfluss-Signal q_s und der mit der Tabellenkalkulation berechnete Volumenstrom q_v .

Wie zu sehen ist, stimmen sowohl die vom Programm berechneten Werte für c^* als auch diejenigen für t^* exakt mit den entsprechenden Ergebnissen der Referenzrechnung über-

ein. Des Weiteren sei an dieser Stelle angemerkt, dass der Dosis-Schwellenwert für den Programmlauf, dessen Ausgabe ausschnittsweise im linken Teil von *Abbildung 7.17* zu sehen ist, bei 76,3916 ppm_{Vs} liegt. Wie in Abschnitt 7.1.5 gezeigt wurde, detektiert das Programm bei diesem Schwellenwert genau sechs der zwölf freigesetzten Puffs als am Messort angekommen. Wie aus den Konzentrationssignalen in *Abbildung 7.1* und 7.2 ersichtlich ist, handelt es sich hierbei um jede zweite Freisetzung, beginnend mit der Freisetzung Nummer Null. Für den in *Abbildung 7.17* dargestellten Ausschnitt der aufbereiteten Zeitserie bedeutet dies, dass die erste enthaltene Freisetzungssequenz („puff-release 0“) mit der Qualitätskennzeichnung „0“, und die zweite Freisetzungssequenz („puff-release 1“) mit der Qualitätskennzeichnung „1“ versehen werden muss. Wie in *Abbildung 7.17* zu sehen, wird diese Kennzeichnung vom Programm korrekt durchgeführt.



	K	L	M	N
	tint [s]	t* [-]	ccorr [ppm _V]	1E-6 c* [-]
1				
2	puff-release 0			
3	0.185	0.07	0.0	0.00
4	0.560	0.85	-0.1	-0.02
5	0.935	1.63	0.0	0.00
6	1.310	2.41	50.9	10.46
7	1.685	3.19	122.0	25.08
8	2.060	3.97	29.8	6.12
9	2.435	4.75	0.5	0.11
10	2.810	5.53	0.3	0.06
11	3.185	6.31	0.3	0.05
12	3.560	7.09	0.5	0.10
13	3.935	7.87	-0.1	-0.01
14	4.310	8.64	-0.1	-0.03
15	4.685	9.42	-0.2	-0.03
16	puff-release 1			
17	0.185	0.07	-0.1	-0.02
18	0.560	0.85	0.3	0.06
19	0.935	1.63	0.2	0.04
20	1.310	2.41	0.6	0.13
21	1.685	3.19	-0.2	-0.04
22	2.060	3.97	-0.1	-0.01
23	2.435	4.75	-0.1	-0.01
24	2.810	5.53	-0.1	-0.03
25	3.185	6.31	0.0	-0.01
26	3.560	7.09	-0.1	-0.02
27	3.935	7.87	0.4	0.08
28	4.310	8.64	0.7	0.15
29	4.685	9.42	0.1	0.01

Abbildung 7.17 Links: vom Programm ausgegebene interne dimensionslose Zeit t^* , dimensionslose Konzentration c^* und Qualitätskennzeichnung für die ersten beiden Freisetzungssequenzen; rechts: interne Zeit t_{int} , mit dem Tabellenkalkulationsprogramm berechnete interne dimensionslose Zeit t^* , Konzentration c_{corr} und die mit dem Tabellenkalkulationsprogramm berechnete skalierte Konzentration c^* für die ersten beiden Freisetzungssequenzen.

Der folgende Abschnitt 7.2 befasst sich im Folgenden mit der Evaluierung bezüglich kontinuierlicher Freisetzungen.

7.2 Evaluierung bezüglich kontinuierlicher Freisetzungen (Plume)

Wie bereits aus der Beschreibung des Aufbereitungsprogramms für Konzentrationsdaten in Kapitel 6 deutlich wurde, bestehen keine grundsätzlichen Unterschiede zwischen der Aufbereitung von Zeitserien kurzzeitiger und kontinuierlicher Freisetzungen. Im Gegensatz zu Puff-Zeitserien bleiben jedoch Zeitserien kontinuierlicher Freisetzungen in ihrer ursprünglichen Struktur erhalten und werden nicht in einzelne Sequenzen zerlegt. Des Weiteren ist die Berechnung eines eventuell vorhandenen Offsets im Konzentrationssignal aus Zeitserien kontinuierlicher Freisetzungen nicht möglich, weshalb dieser im Vorfeld der Messung bestimmt und dem Programm bei Bedarf zur Korrektur als Parameter übergeben werden muss. Der Hauptunterschied liegt jedoch in der Skalierung der Konzentration, die für kontinuierlich emittierende Punktquellen nach Gleichung (6.7) erfolgt. Alle anderen Schritte der Datenaufbereitung wie die Berechnung der effektiven Konzentration, die Korrektur des Konzentrationssignals um den bekannten Offset sowie die Block-Mittelung der Zeitserie, erfolgen auf die gleiche Weise, wie bei den Puff-Zeitserien, die bereits im Abschnitt 7.1 ausführlich untersucht worden ist. Aus diesem Grund soll im Folgenden nur noch die Skalierung von Zeitserien kontinuierlicher Freisetzungen überprüft werden. Als Test-Datensatz dient die Zeitserie „EVALU_PLUME.txt.ts#0“, deren Konzentrations- und Trigger-Signal in *Abbildung 7.18* dargestellt ist.

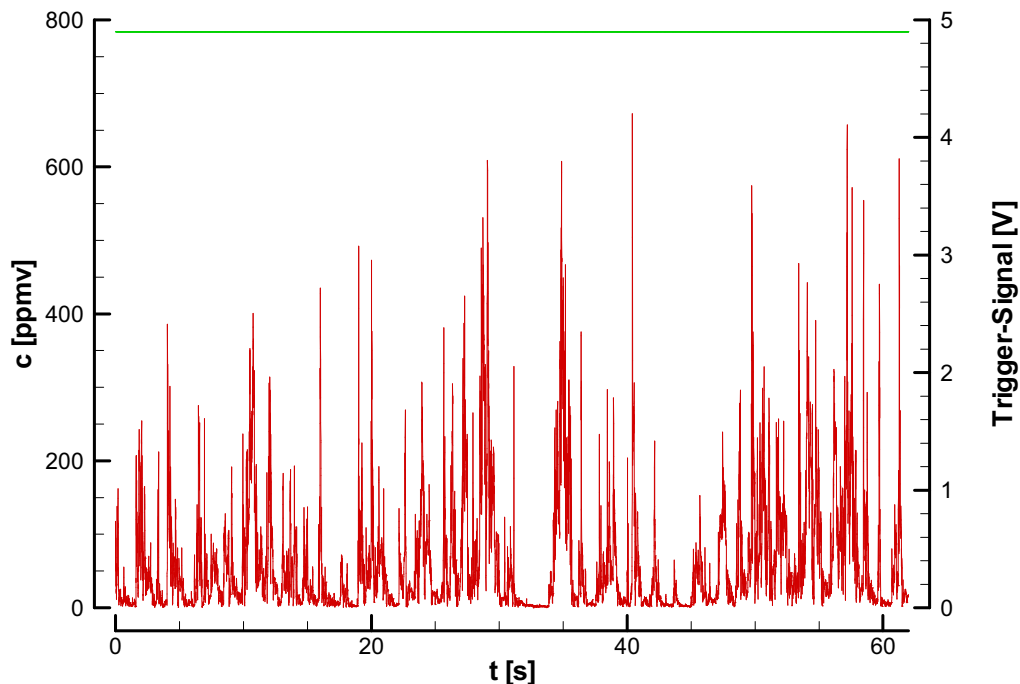
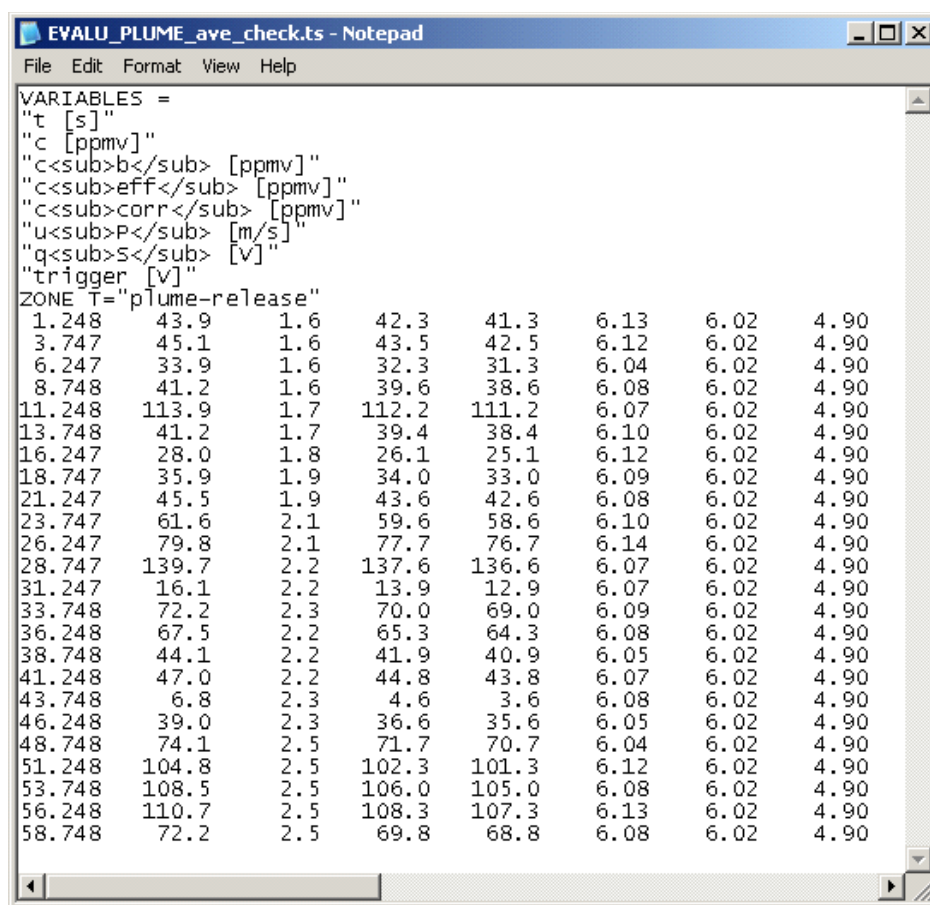


Abbildung 7.18 Konzentrations- und Trigger-Signal der Test-Zeitserie „EVALU_PLUME.txt.ts#0“.

Bei dieser Test-Zeitserie handelt es sich um die ersten 62 Sekunden der im Windkanal WOTAN gemessenen Zeitserie „Michelstadt_CM_029.txt.ts#0“. Diese wurde mit 1000 Hz aufgenommen, aber bereits während der Messung auf eine Frequenz von 200 Hz gemittelt. Da in diesem Abschnitt nur die Zeitserien-Skalierung als letzter Schritt der Datenaufbereitung evaluiert wird, sollen die vorhergehenden Schritte an dieser Stelle kurz zusammengefasst werden: Nach der Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration wird von dieser der durch die Batch-Datei zu übergebende Konzentrationsoffset abgezogen. Für die Evaluierung wird dieser als Beispiel auf 1,0 ppm_v gesetzt. Die anschließende Block-Mittelung erfolgt bei einer Block-Länge von 500, sodass das gemittelte Signal eine zeitliche Auflösung von 0,4 Hz aufweist. Das Ergebnis dieser Block-Mittelung ist sowohl für sämtliche gemessenen Größen der Zeitserie als auch für die Abgeleiteten Größen c_{eff} und c_{corr} in *Abbildung 7.19* dargestellt.



VARIABLES =

- "t [s]"
- "c [ppmv]"
- "c_b [ppmv]"
- "c_{eff} [ppmv]"
- "c_{corr} [ppmv]"
- "u_p [m/s]"
- "q_s [v]"
- "trigger [v]"

ZONE T="plume-release"

1.248	43.9	1.6	42.3	41.3	6.13	6.02	4.90
3.747	45.1	1.6	43.5	42.5	6.12	6.02	4.90
6.247	33.9	1.6	32.3	31.3	6.04	6.02	4.90
8.748	41.2	1.6	39.6	38.6	6.08	6.02	4.90
11.248	113.9	1.7	112.2	111.2	6.07	6.02	4.90
13.748	41.2	1.7	39.4	38.4	6.10	6.02	4.90
16.247	28.0	1.8	26.1	25.1	6.12	6.02	4.90
18.747	35.9	1.9	34.0	33.0	6.09	6.02	4.90
21.247	45.5	1.9	43.6	42.6	6.08	6.02	4.90
23.747	61.6	2.1	59.6	58.6	6.10	6.02	4.90
26.247	79.8	2.1	77.7	76.7	6.14	6.02	4.90
28.747	139.7	2.2	137.6	136.6	6.07	6.02	4.90
31.247	16.1	2.2	13.9	12.9	6.07	6.02	4.90
33.748	72.2	2.3	70.0	69.0	6.09	6.02	4.90
36.248	67.5	2.2	65.3	64.3	6.08	6.02	4.90
38.748	44.1	2.2	41.9	40.9	6.05	6.02	4.90
41.248	47.0	2.2	44.8	43.8	6.07	6.02	4.90
43.748	6.8	2.3	4.6	3.6	6.08	6.02	4.90
46.248	39.0	2.3	36.6	35.6	6.05	6.02	4.90
48.748	74.1	2.5	71.7	70.7	6.04	6.02	4.90
51.248	104.8	2.5	102.3	101.3	6.12	6.02	4.90
53.748	108.5	2.5	106.0	105.0	6.08	6.02	4.90
56.248	110.7	2.5	108.3	107.3	6.13	6.02	4.90
58.748	72.2	2.5	69.8	68.8	6.08	6.02	4.90

Abbildung 7.19 Mit einer Blocklänge von 500 Werten gemittelte Test-Zeitserie „EVALU_PLUME_ave_check.ts“ (v.l.n.r.: t , c , c_b , c_{eff} , c_{corr} , u_{1pt} , q_s , $trig$).

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, liegen die Daten tatsächlich in einer Auflösung von 0,4 Hz vor. Die Berechnungen von c_{eff} und c_{corr} erfolgten ebenfalls korrekt.

7.2.1 Skalierung der Zeitserie

Für die zur Skalierung der Zeitserie notwendigen Parameter wie Skalierungsfaktor, Temperatur, Luftdruck, Referenzlänge, Ansaugzeit, Gaskorrekturfaktor sowie Steigung und Ordinatenabschnitt der Kalibriergeraden, werden die Werte aus *Tabelle 7.1* übernommen. Für die Skalierung der Zeit ergibt sich somit aus (6.5):

$$t^* = (t - t_{needle}) \frac{\bar{u}_{1pt} f_s}{L_{ref}} = (t - 0.15 \text{ s}) \frac{\bar{u}_{1pt} \cdot 0.6}{1.0 \text{ m}} . \quad (7.8)$$

Die mittlere mit dem Prandtl-Rohr gemessene Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1pt}$ berechnet sich als das arithmetische Mittel der in der sechsten Spalte von links in *Abbildung 7.19* enthaltenen Zahlenwerte zu rund 6,086 m/s. Für die dimensionslose Zeit ergibt sich somit:

$$t^* \approx 3.65 \text{ s}^{-1} \cdot (t - 0.15 \text{ s}) . \quad (7.9)$$

Zur Berechnung der skalierten Konzentration c^* muss, wie bei den Puff-Zeitreihen, zunächst der Volumenstrom q_V ermittelt werden. Da die Parameter der Kalibrierungsgeraden ebenso wie Temperatur und Luftdruck aus Abschnitt 7.1 übernommen wurden, ist der Volumenstrom mit dem aus Gleichung (7.4) identisch und es gilt:

$$q_V = q_S \cdot x + y , \quad (7.10)$$

mit:

$$\begin{aligned} x &\approx 45.733 \cdot 10^{-7} \text{ (m}^3/\text{s)/V} \\ y &\approx 1.372 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s} . \end{aligned}$$

Die korrekte Berechnung des während einer Messung als konstant anzusehenden Volumenstroms wurde bereits im Abschnitt 7.1 demonstriert. Das Durchfluss-Signal in (7.10) kann daher durch seinen arithmetischen Mittelwert ersetzt werden. Dessen Wert von 6,02 V lässt sich aus den Werten für q_S in *Abbildung 7.19* entnehmen. Für den Volumenstrom gilt somit:

$$q_V \approx 2.767 \cdot 10^{-5} \left[\frac{\text{m}^3}{\text{s}} \right] . \quad (7.11)$$

Mit der Kenntnis des Volumenstroms ist es nun möglich, die dimensionslose Konzentration c^* zu berechnen. Nach Gleichung (6.7) gilt:

$$c^* \approx \frac{c_{corr} \cdot \bar{u}_{1ref}}{2.767 \cdot 10^{-5}} . \quad (7.12)$$

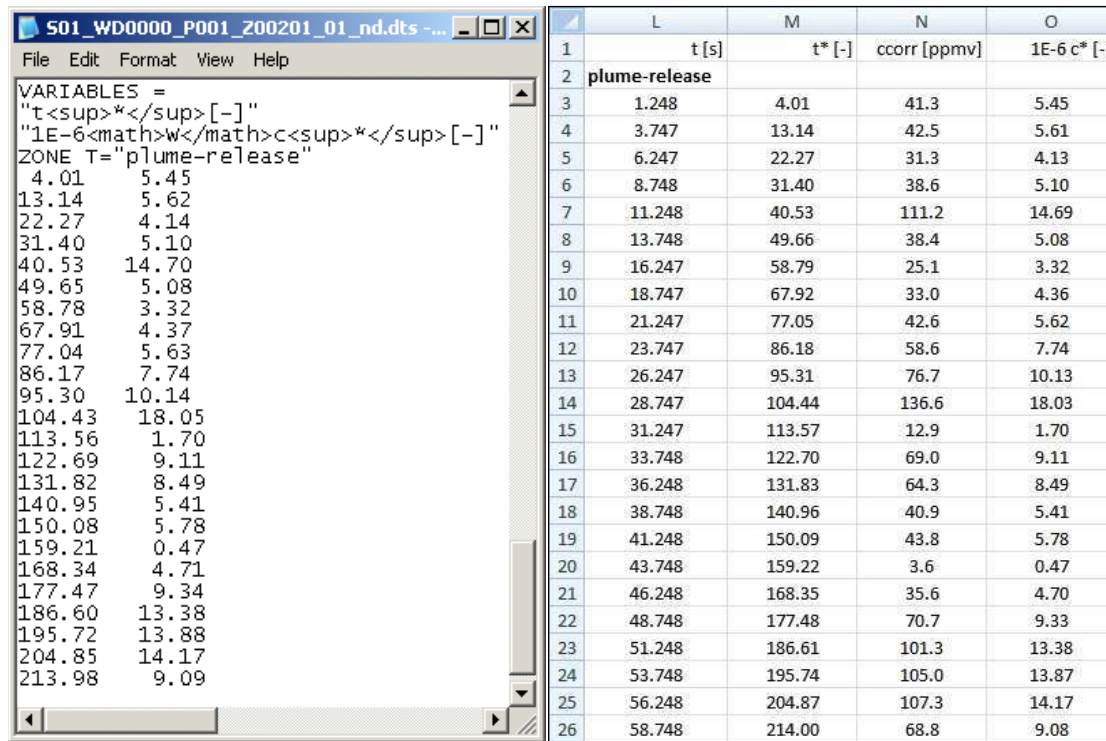
Wie aus (7.8) und (7.9) hervorgeht, gilt für die Referenz-Windgeschwindigkeit $\bar{u}_{1ref}$:

$$\bar{u}_{1ref} = \bar{u}_{1pt} \cdot 0.6 \approx 3.65 \left[\frac{m}{s} \right] . \quad (7.13)$$

Gleichung (7.12) vereinfacht sich somit zu:

$$c^* \approx c_{corr} \cdot (1.32 \cdot 10^5) . \quad (7.14)$$

Die vom Programm berechneten Werte der dimensionslosen Zeit t^* und der skalierten Konzentration c^* sind im linken Teil der *Abbildung 7.20* dargestellt.



	L	M	N	O
	t [s]	t* [-]	ccorr [ppmv]	1E-6 c* [-]
1				
2	plume-release			
3	1.248	4.01	41.3	5.45
4	3.747	13.14	42.5	5.61
5	6.247	22.27	31.3	4.13
6	8.748	31.40	38.6	5.10
7	11.248	40.53	111.2	14.69
8	13.748	49.66	38.4	5.08
9	16.247	58.79	25.1	3.32
10	18.747	67.92	33.0	4.36
11	21.247	77.05	42.6	5.62
12	23.747	86.18	58.6	7.74
13	26.247	95.31	76.7	10.13
14	28.747	104.44	136.6	18.03
15	31.247	113.57	12.9	1.70
16	33.748	122.70	69.0	9.11
17	36.248	131.83	64.3	8.49
18	38.748	140.96	40.9	5.41
19	41.248	150.09	43.8	5.78
20	43.748	159.22	3.6	0.47
21	46.248	168.35	35.6	4.70
22	48.748	177.48	70.7	9.33
23	51.248	186.61	101.3	13.38
24	53.748	195.74	105.0	13.87
25	56.248	204.87	107.3	14.17
26	58.748	214.00	68.8	9.08

Abbildung 7.20 Links: Ausgabe des Programms (dimensionslose Zeit t^* und skalierte Konzentration c^*); rechts: Ergebnisse der Referenzrechnung (Zeit t , dimensionslose Zeit t^* , Konzentration c_{corr} , skalierte Konzentration c^*).

Der rechte Teil zeigt zum Vergleich die mit der Tabellenkalkulation aus t und c_{corr} berechneten Werte für t^* und c^* . Wie im Abschnitt 7.1 sind auch bei dieser Darstellung die Werte für c^* mit dem Faktor 10^{-6} multipliziert worden. Vergleichend stellt man zwischen den Ergebnissen des Programms und denen der Referenzrechnung eine hohe Übereinstimmung fest. Demzufolge werden auch Konzentrationszeitserien kontinuierlicher Freisetzungen vom Programm korrekt aufbereitet und skaliert.

Hiermit ist die Evaluierung des Aufbereitungsprogramms für Konzentrationsdaten erfolgreich abgeschlossen.

Kapitel 8

Dokumentation und Archivierung von Ergebnisdaten

Im Anschluss an die Datenanalyse und Datenaufbereitung findet bei den beiden entwickelten Programmen „FL_ANALYSIS“ und „CC_POST_PROCESSING“ die Ausgabe der Ergebnisse bzw. der aufbereiteten Zeitserien statt. Während auf die Spaltenbelegung der einzelnen Ausgabedateien bereits in den Kapiteln 4 und 6 eingegangen wurde, befasst sich dieses Kapitel mit der Dokumentation der Daten sowie deren Archivierung innerhalb des Referenz-Datensatzes CEDVAL-LES. Dieser Datensatz dient der Validierung von Large Eddy Simulations (LES) Modellen, deren Anwendung innerhalb der Prandtl-Schicht liegt. Die Struktur des Datensatzes wurde in Anlehnung an die des bereits etablierten Datensatzes CEDVAL (bzw. CEDVAL-RANS) (Leitl [2000]) entwickelt. Im folgenden Abschnitt werden für die Ausgabedateien der Programme „FL_ANALYSIS“ und „CC_POST_PROCESSING“ ausführliche Erläuterungen zum Daten-Header geliefert. Der Abschnitt 8.2 hingegen befasst sich mit dem Aufbau und Inhalt des Referenz-Datensatzes CEDVAL-LES.

8.1 Datenheader der Ausgabedateien

Um eine sichere und sinnvolle Nutzung der im Windkanallabor erzeugten Validierungsdaten zu gewährleisten, muss der Weg der Datenaufbereitung und Weiterverarbeitung für jeden Nutzer nachvollziehbar sein. Hierzu ist es von großer Wichtigkeit, dass essentielle Informationen, wie zum Beispiel die Referenzgrößen, die zur Skalierung der gemessenen

Größen verwendet werden, untrennbar von den Ergebnissen der Datenauswertung an den Anwender weitergegeben werden. Aus diesem Grund sind alle Dateien, die archiviert und innerhalb des Referenzdatensatzes CEDVAL-LES zur Nutzung bereitgestellt werden, mit einem ausführlichen Daten-Header versehen. Von Seiten des Programms „FL_ANALYSIS“ handelt es sich hierbei um die Dateien der aufbereiteten Zeitserien, der Statistik-Dateien sowie der Spektren-Dateien und der Dateien der Histogramme (Windrichtung und Betrag). Die einzige Ausgabe des Programms „CC_POST_PROCESSING“ stellen aufbereitete Konzentrationszeitserien dar. Die Daten-Header dieser Dateien werden im Folgenden ausführlich vorgestellt:

a) aufbereitete Zeitserie

Zunächst sei angemerkt, dass es sich beim Daten-Header aufbereiteter Zeitserien um einen allgemeinen Header für EWTl-Daten handelt, der sowohl in Strömungs- als auch in Konzentrationszeitserien eingesetzt wird. Beispiele dieses Daten-Headers liefern die *Abbildungen 8.1, 8.2 und 8.3*. Unterteilt ist der Header in vier Abschnitte. Diese Abschnitte und die in ihnen enthaltenen grundlegenden Informationen werden von der Auswerte- und Aufbereitungs-Software automatisch erstellt. Auch wenn die Header-Größe von der Software fest vorgegeben ist, so ist doch innerhalb des Headers ausreichend Platz vorgesehen, um gegebenenfalls zusätzliche Informationen manuell oder mit Hilfe weiterer Programme nachzutragen. Der Header, wie er in den *Abbildungen 8.1, 8.2 und 8.3* zu sehen ist, enthält lediglich die vom Zeitserien-Analyseprogramm erzeugten Informationseinträge. Daher ist auch der erste Header-Abschnitt („DATA DESCRIPTION“) leer. Hier erfolgt in der Regel ein Verweis auf separate Dateien innerhalb des jeweiligen Datensatzes, die den Versuchsaufbau, das Modellgebiet sowie die Datenerzeugung und Aufbereitung in ausführlicher Form dokumentieren. Der zweite Abschnitt des Headers („GENERAL INFORMATION“) enthält allgemeine Informationen über die Messung, unabhängig davon, ob es sich um eine Strömungs- oder Konzentrationsmessung handelt. Hierzu gehören der Name (Abkürzung) des Haupt- und Neben-Projekts, der Name des genutzten Windkanals sowie der verwendete Modell-Maßstab und die Referenzhöhe sowohl im Modell- als auch im Natur-Maßstab. Des Weiteren sind enthalten die Referenz-Windgeschwindigkeit in der Referenzhöhe des Modells, die Windrichtung der Modell-Anströmung sowie die Referenzlänge im Modell- und Naturmaßstab. Für den Fall, dass ein real existierendes Modellgebiet im Windkanal vermessen wird, ist die letzte Zeile des Abschnitts für die entsprechende UTM-Zone vorgesehen. Der dritte Header-Abschnitt („FLOW MEASUREMENTS“) enthält spezielle Informationen für den Fall einer Strömungsmessung. Als Beispiel sei hier auf die *Abbildung 8.1* verwiesen. Sollte es sich bei der jeweiligen Zeitserie nicht um eine Strömungsmessung handeln (siehe *Abbildung 8.2 und 8.3*), so ist jede der vorgegebenen Zeilen mit dem „#“-Zeichen auskommentiert. Liegt eine Strömungsmessung vor, so ist in der ersten Zeile nochmal die Art der Messung zusammen mit dem angewandten Messverfahren angegeben. Im Beispiel aus *Abbildung 8.1* ist dies die Laser Doppler Anemometrie (LDA). In den folgenden drei Zeilen sind die Anzahl und die Bezeichnung der Daten-Spalten sowie die gemessenen Windkomponenten angegeben. Im Anschluss folgen die Koordinaten des Messortes. Zunächst im Modell- und anschließend im Natur-Maßstab. Für den Fall, dass es sich bei dem Windkanal-Modell um die Nachbildung eines in der Natur existierenden Modellgebiets handelt, kann

in den nächsten zwei Zeilen die horizontale Position des Messortes in UTM-Koordinaten (Easting und Northing) angegeben werden. Die letzte Zeile dieses Abschnittes enthält für jede der skalierten Windgeschwindigkeitskomponenten die aufgrund von Wiederholungsmessungen ermittelte Messgenauigkeit als Maß der Reproduzierbarkeit. Der vierte und letzte Abschnitt des Daten-Headers („CONCENTRATION MEASUREMENTS“) ist ausschließlich für Informationen zu Konzentrationsmessungen vorgesehen. Im Beispiel aus *Abbildung 8.1* ist daher jede Zeile mit dem „#“-Zeichen auskommentiert. Beispiele des Daten-Headers für den Fall von Konzentrationszeitserien liefern die *Abbildungen 8.2* (Puff-Zeitserie) und *8.3* (Zeitserie einer kontinuierlichen Freisetzung). Die erste Zeile gibt an, ob es sich bei der Konzentrationszeitserie um die Signale kurzzeitiger Freisetzungen („CC puff“), oder das Signal einer kontinuierlichen Freisetzung („CC plume“) handelt. Wie beim Abschnitt für Strömungsdaten sind auch hier die zweite und dritte Zeile für die Anzahl der Spalten und deren Bezeichnung reserviert. In den nächsten zwei Zeilen folgen der Name des freigesetzten Gases sowie die verwendete Quellstärke in Litern pro Stunde. Im Falle einer Zeitserie von Puff-Freisetzungen (siehe *Abbildung 8.2*) enthalten die folgenden vier Zeilen die Freisetzungsdauer in Sekunden, die Anzahl der freigesetzten Puffs, die Anzahl der Puff-Signale deren Dosis den angesetzten Schwellenwert überschreiten sowie den Dosis-Schwellenwert selbst (in $\text{ppm}_V \cdot \text{s}$). Handelt es sich um die Zeitserie einer kontinuierlichen Freisetzung, dient in diesen vier Zeilen der Schriftzug „continuous release“ als Platzhalter. In den folgenden sechzehn Zeilen sind Ortskoordinaten enthalten, wobei die ersten acht die Position des Freisetzungsortes und die letzten acht die Position des Messortes beschreiben. Die drei Koordinaten sind für jeden Ort sowohl im Modellmaßstab in Millimetern als auch im Naturmaßstab in Metern angegeben. Falls erforderlich können die horizontalen Positionen von Quelle und Messort auch hier wieder in UTM-Koordinaten angegeben werden. In der letzten Zeile des Abschnittes ist die aus Wiederholungsmessungen gewonnene Messgenauigkeit der Konzentration c^* in skaliert Form angegeben. Hierbei ist zu beachten, dass der angegebene Wert, genauso wie c^* in der Zeitserie, mit dem Faktor 10^{-6} .

Es sei noch darauf hingewiesen, dass speziell für den Fall einer Zeitserie von Puff-Freisetzungen der Bereich zwischen den Header-Abschnitten „GENERAL INFORMATION“ und „FLOW MEASUREMENTS“ dazu genutzt wird, den Datennutzer darüber zu informieren, dass auf die Dosis jedes Puff-Signals ein Schwellenwert angewendet wird. Ein Signal, dessen Dosis diesen Schwellenwert nicht erreicht wird mit dem Qualitätskennzeichen („quality-flag“) „1“ markiert, da es für die Analyse der Puff-Ausbreitung gegebenenfalls ungeeignet ist (siehe *Abbildung 8.2*).

b) Histogramm-Dateien und Spektrum-Datei

Da sowohl die vom Programm „FL_ANALYSIS“ erzeugten Histogramm-Dateien als auch die Spektrum Datei immer aus einer einzigen Zeitserie abgeleitet werden, wird für diese Dateien der gleiche Daten-Header verwendet wie für die aufbereiteten Zeitserien. Es gelten folglich die unter *a)* angegebenen Informationen für Strömungsdaten.

```

EVALU_PROG_W_FL_UV_LDA01_2700_001_01_EWTL.ts - Notepad
File Edit Format View Help

# EWTL post-processed LDA time series
#
# ***** DATA DESCRIPTION *****
#
#
#
# ***** GENERAL INFORMATION *****
# EVALU [main project name]
# PROG [sub project name]
# WOTAN [wind tunnel facility]
# 1:225 [model - scale]
# 100.00 [zref - full scale [m]]
# 444.44 [zref - model scale [mm]]
# 5.40 [Uref - model [m/s]]
# 270.00 [approach flow direction [°]]
# 1.0 [Lref - model scale [m]]
# 225 [Lref - full scale [m]]
# [utm zone]
#
#
#
#
#
#
# ***** FLOW MEASUREMENTS *****
# FL (LDA) [measurement type]
# 5 [number of columns]
# "I" "T*" "U/Uref" "V/Uref" "W/Uref" [labels]
# UV [measured components]
# 510.30 [measurement location X - model scale [mm]]
# 616.70 [measurement location Y - model scale [mm]]
# 400.00 [measurement location Z - model scale [mm]]
# 114.82 [measurement location X - full scale [m]]
# 138.76 [measurement location Y - full scale [m]]
# 90.00 [measurement location Z - full scale [m]]
# [measurement location utm Easting [m]]
# [measurement location utm Northing [m]]
# 0.034 0.029 [confidence interval {U,V}/Uref [-]]
#
#
#
#
#
#
# ***** CONCENTRATION MEASUREMENTS *****
# [measurement type]
# [number of columns]
# [labels]
# [released gas]
# [source strength [l/h]]
# [release duration [s]]
# [number of released puffs]
# [number of detected puffs, which dosage exceeds the dosage threshold]
# [discard threshold/minimum dosage - model scale [ppmvs] ]
# [source location X - model scale [mm]]
# [source location Y - model scale [mm]]
# [source location Z - model scale [mm]]
# [source location X - full scale [m]]
# [source location Y - full scale [m]]
# [source location Z - full scale [m]]
# [source location utm Easting [m]]
# [source location utm Northing [m]]
# [measurement location X - model scale [mm]]
# [measurement location Y - model scale [mm]]
# [measurement location Z - model scale [mm]]
# [measurement location X - full scale [m]]
# [measurement location Y - full scale [m]]
# [measurement location Z - full scale [m]]
# [measurement location utm Easting [m]]
# [measurement location utm Northing [m]]
# [1E-6 * confidence interval [-]]
#
#
#
#
#
#
# 10:15:58 [date of measurement]
# ***** END OF HEADER *****

```

Abbildung 8.1 Beispiel des Zeitserien-Daten-Headers für eine LDA-Strömungsmessung.

```

S01_WD0000_P001_Z00150_01_nd.dts - Notepad
File Edit Format View Help

# EWTl post-processed puff dispersion measurement
#
# ***** DATA DESCRIPTION *****
#
#
# ***** GENERAL INFORMATION *****
# MetStr [main project name]
# MS01 [sub project name]
# W [wind tunnel facility]
# 1:225 [model scale]
# 266.7 [zref - model scale [mm]]
# 60.01 [zref - full scale [m]]
# 2.08 [uref - model [m/s]]
# 0.00 [wind direction [°]]
# 1000.0000 [Lref - model scale [mm]]
# 225.0 [Lref - full scale [m]]
#
# PLEASE NOTE: A threshold is applied to the dosage of each puff signal!
#               signals, which dosage did not reach this threshold are labeled
#               with the quality-flag "1" and might not be adequate for the analysis
#               of puff-dispersion!
#
#
# ***** FLOW MEASUREMENTS *****
# # [measurement type]
# # [number of columns]
# # [labels]
# # [measured components]
# # [measurement location X - model scale [mm]]
# # [measurement location Y - model scale [mm]]
# # [measurement location Z - model scale [mm]]
# # [measurement location X - full scale [m]]
# # [measurement location Y - full scale [m]]
# # [measurement location Z - full scale [m]]
# # [measurement location utm Easting [m]]
# # [measurement location utm Northing [m]]
# # [confidence intervall {U,V,W}/Uref[-]]
#
#
#
#
#
#
# ***** CONCENTRATION MEASUREMENTS *****
# cc_puff [measurement type]
# 3 [number of columns]
# "T" "C" "quality-flag" [labels]
# ethane [released gas]
# 59.35 [source strength [l/h]]
# 0.29 [release duration [s]]
# 12 [number of released puffs]
# 6 [number of detected puffs, which dosage exceeds the dosage threshold]
# 5.00 [dosage threshold - model scale [ppmvs]]
# 0.00 [source location X - model scale [mm]]
# 0.00 [source location Y - model scale [mm]]
# 0.00 [source location Z - model scale [mm]]
# 0.00 [source location X - full scale [m]]
# 0.00 [source location Y - full scale [m]]
# 0.00 [source location Z - full scale [m]]
# # [source location utm Easting [m]]
# # [source location utm Northing [m]]
# 716.00 [measurement location X - model scale [mm]]
# -103.00 [measurement location Y - model scale [mm]]
# 6.70 [measurement location Z - model scale [mm]]
# 161.10 [measurement location X - full scale [m]]
# -23.17 [measurement location Y - full scale [m]]
# 1.51 [measurement location Z - full scale [m]]
# # [measurement location utm Easting [m]]
# # [measurement location utm Northing [m]]
# 0.20 [1E-6 * confidence intervall [-]]
#
#
#
#
#
#
# ***** END OF HEADER *****

```

Abbildung 8.2 Beispiel des Zeitserien-Daten-Headers für eine Konzentrationsmessung (Puff-Freisetzung).

```

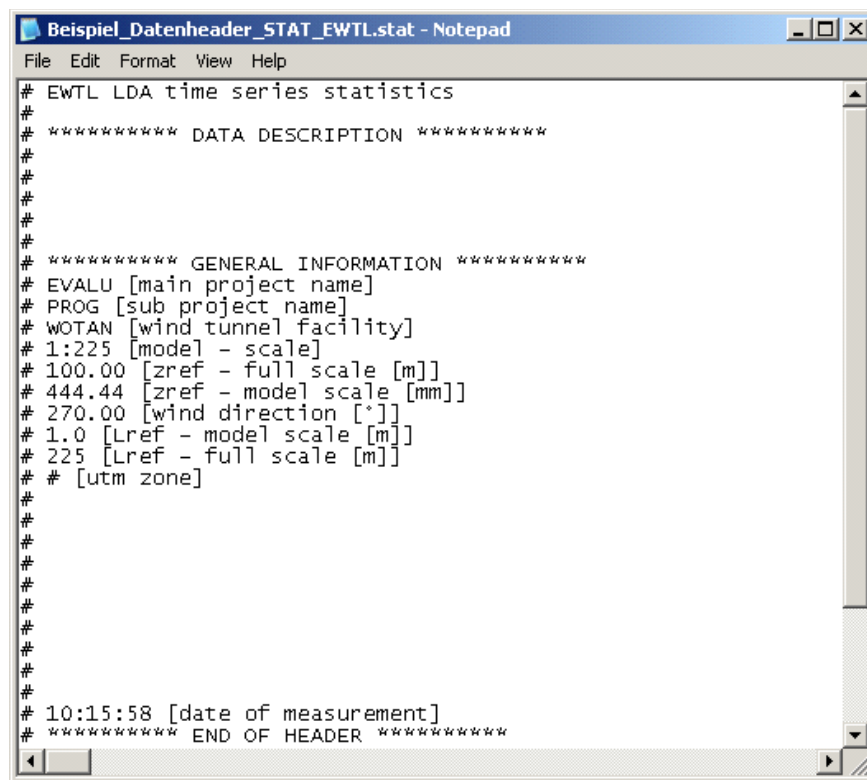
S01_WD0000_P001_200201_01_nd.dts - Notepad
File Edit Format View Help
# EWTl post-processed puff dispersion measurement
#
# ***** DATA DESCRIPTION *****
#
#
#
# ***** GENERAL INFORMATION *****
# MetStr [main project name]
# MS01 [sub project name]
# W [wind tunnel facility]
# 1:300 [model scale]
# 266.7 [zref - model scale [mm]]
# 80.01 [zref - full scale [m]]
# 3.65 [Uref - model [m/s]]
# 0.00 [wind direction [°]]
# 0.0033 [Lref - model scale [m]]
# 1.0 [Lref - full scale [m]]
#
#
#
#
#
#
# ***** FLOW MEASUREMENTS *****
# # [measurement type]
# # [number of columns]
# # [labels]
# # [measured components]
# # [measurement location X - model scale [mm]]
# # [measurement location Y - model scale [mm]]
# # [measurement location Z - model scale [mm]]
# # [measurement location X - full scale [m]]
# # [measurement location Y - full scale [m]]
# # [measurement location Z - full scale [m]]
# # [measurement location utm Easting [m]]
# # [measurement location utm Northing [m]]
# # [confidence interval {U,V,W}/Uref[-]]
#
#
#
#
#
#
# ***** CONCENTRATION MEASUREMENTS *****
# CC plume [measurement type]
# 2 [number of columns]
# "T" "C" [labels]
# ethane [released gas]
# 99.48 [source strength [l/h]]
# "continuous release" [release duration [s]]
# "continuous release" [number of released puffs]
# "continuous release" [number of detected puffs, which dosage exceeds the dosage threshold]
# "continuous release" [dosage threshold - model scale [ppmv]]
# 0.00 [source location X - model scale [mm]]
# 0.00 [source location Y - model scale [mm]]
# 0.00 [source location Z - model scale [mm]]
# 0.00 [source location X - full scale [m]]
# 0.00 [source location Y - full scale [m]]
# 0.00 [source location Z - full scale [m]]
# # [source location utm Easting [m]]
# # [source location utm Northing [m]]
# 716.00 [measurement location X - model scale [mm]]
# -103.00 [measurement location Y - model scale [mm]]
# 6.70 [measurement location Z - model scale [mm]]
# 214.80 [measurement location X - full scale [m]]
# -30.90 [measurement location Y - full scale [m]]
# 2.01 [measurement location Z - full scale [m]]
# # [measurement location utm Easting [m]]
# # [measurement location utm Northing [m]]
# 0.13 [1E-6 * confidence interval [-]]
#
#
#
#
#
#
# ***** END OF HEADER *****

```

Abbildung 8.3 Beispiel des Zeitserien-Daten-Headers für eine Konzentrationsmessung (kontinuierliche Freisetzung).

c) Statistik-Datei

Im Gegensatz zu den bisher behandelten Ausgabedateien ist die vom Programm „FL_ANALYSIS“ ausgegebene Statistik-Datei nicht einer bestimmten einzelnen Zeitserie zugeordnet. Sie wird stets für eine Gruppe von Zeitserien gemeinsam ausgegeben. Diese Zeitserien müssen aus einer gemeinsamen LDA-Messung hervorgegangen und auch zusammen ausgewertet worden sein. Der Daten-Header einer solchen Statistik-Datei ist in *Abbildung 8.4* beispielhaft dargestellt. Bei diesem Daten-Header handelt es sich um eine verkürzte Version des Daten-Headers der aufbereiteten Zeitserien. Da die Statistik-Datei nicht auf eine bestimmte Zeitserie allein Bezug nimmt, fällt der dritte Abschnitt („FLOW MEASUREMENTS“ bzw. „CONCENTRATION MEASUREMENTS“) des Zeitserien Daten-Headers weg, sodass nur die beiden Abschnitte „DATA DESCRIPTION“ und „GENERAL INFORMATION“ enthalten sind.



```
# EWTL LDA time series statistics
#
# ***** DATA DESCRIPTION *****
#
#
#
#
# ***** GENERAL INFORMATION *****
# EVALU [main project name]
# PROG [sub project name]
# WOTAN [wind tunnel facility]
# 1:225 [model - scale]
# 100.00 [zref - full scale [m]]
# 444.44 [zref - model scale [mm]]
# 270.00 [wind direction [°]]
# 1.0 [Lref - model scale [m]]
# 225 [Lref - full scale [m]]
# # [utm zone]
#
#
#
#
#
#
#
# 10:15:58 [date of measurement]
# ***** END OF HEADER *****
```

Abbildung 8.4 Beispiel des Statistik-Daten-Headers (LDA-Strömungsmessung).

8.2 Der Referenz-Datenfundus CEDVAL-LES

Beim Datensatz CEDVAL-LES handelt es sich um einen Referenz-Datensatz zur Validierung von LES-Modellen, die Strömungs- und Ausbreitungsprozesse innerhalb der

Prandtl-Schicht simulieren. Obwohl CEDVAL-LES aufgrund der enthaltenen Mittelwerte auch zur Validierung von RANS basierten Modellen verwendet werden kann, liegt das Hauptanwendungsgebiet in der Validierung von LES-Modellen. Der strukturelle Aufbau von CEDVAL-LES ist in *Abbildung 8.5* dargestellt. Er erfolgte in Anlehnung an den der CEDVAL Datenbank (Leitl [2000]), die jedoch nur zur Validierung von RANS- Modellen entwickelt wurde. Wie in *Abbildung 8.5* zu sehen, erfolgt die Archivierung der Validierungsdaten über vier Ebenen.

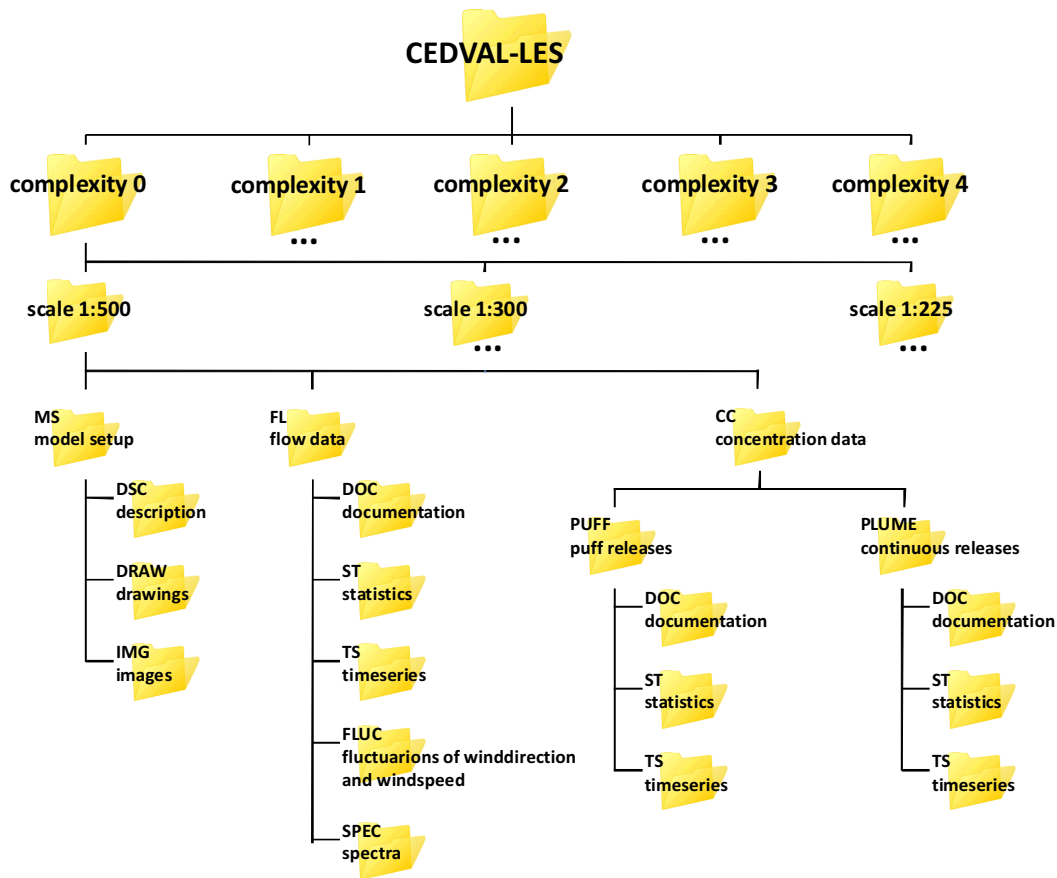


Abbildung 8.5 Struktur des Referenz-Datensatzes CEDVAL-LES.

Nach Bastigkeit [2011] müssen LES-Validierungsdatensätze Testfälle unterschiedlicher Komplexität enthalten, um somit die Evaluierung eines Modell-Codes bereits im Laufe seiner Entwicklung zu ermöglichen. Die erste Ebene des CEDVAL-LES Datensatzes bilden daher die fünf unterschiedlichen Komplexitätsstufen, auf denen Strömungs- und Ausbreitungsexperimente im Windkanallabor durchgeführt werden. Sie sind bezeichnet als „complexity 0“ bis „complexity 4“, wobei die Komplexität mit der laufenden Nummer ansteigt. So werden auf der Stufe „0“ sogenannte „leere“ Grenzschichtströmungen bei neutraler Schichtung untersucht. Dies soll heißen, dass für diese Testfälle kein geometrisches Modell in der Messstrecke des Windkanals errichtet wurde, sondern der Ka-

nalboden ausschließlich mit den Rauigkeits-elementen zur Grenzschichtmodellierung versehen ist. Für diese Komplexitätsstufe wurden drei unterschiedliche naturähnliche Grenzschichten in den beiden Windkanälen „WOTAN“ und „BLASIUS“ am EWTl in Hamburg modelliert und ausführlich dokumentiert. Auf der nächsthöheren Stufe „1“ wird die Umströmung einzelner Hindernisse einfacher Geometrien untersucht. Hierbei handelt es sich um Würfel sowie würfelfähnliche Häuser und Gebäuderinge mit Flach- oder Spitzdach. Wie auch die Testfälle höherer Komplexitätsstufen, werden diese Untersuchungen innerhalb einer der bereits in Stufe „0“ modellierten Grenzschichten durchgeführt. Für Komplexitätsstufe „2“ werden die Einzelhindernisse aus Stufe „1“ systematisch zu regelmäßigen Feldern angeordnet, sodass eine hoch idealisierte urbane Rauigkeitsstruktur entsteht. Hierbei ist es nicht zwingend erforderlich, dass alle Gebäude die gleiche Geometrie aufweisen. Als Komplexitätsstufe „3“ hat Bastigkeit [2011] die sogenannte „Michelstadt“ entworfen. Hierbei handelt es sich um eine weniger idealisierte Stadt-Struktur, bestehend aus Gebäuderingen mit typisch mitteleuropäischen Hinderniskennzahlen. Während die erste Version der „Michelstadt“ lediglich Gebäuderinge unterschiedlicher Höhen mit Flachdächern aufwies, wurde in der zweiten Version, durch die Kombination von Flach und Spitzdächern, mit der Annäherung an eine komplexere Stadtstruktur begonnen. Die „Michelstadt“ schließt somit die Lücke zwischen den hoch idealisierten Rauigkeitsstrukturen der Würfelfelder und einem realistischen Stadtmodell. Letzteres bildet bereits die Komplexitätsstufe „4“. Als Beispiele seien hier die Modelle des Central Business Districts von Oklahoma City genannt (vergl. Harms [2010] und Harms et al. [2011]).

Die Basis aller Testfälle innerhalb von CEDVAL-LES bildet die Komplexitätsstufe „0“. Das heißt alle Testfälle jeglicher Komplexität werden unter Verwendung einer der unter Stufe „0“ vermessenen und dokumentierten Grenzschichtströmungen durchgeführt. Die zur Zeit enthaltenen drei Grenzschichten bilden die zweite Ebene des CEDVAL-LES Datensatzes und sollen an dieser Stelle zusammenfassend vorgestellt werden:

In *Abbildung 8.5* sind die Grenzschichten durch ihre unterschiedlichen Maßstäbe gekennzeichnet. Teilt man die Grenzschichten aufgrund ihrer Rauigkeitslänge z_0 und dem Profilexponenten α in unterschiedliche Rauigkeitsklassen ein, so erhält man nach VDI-Richtlinie 3783 Blatt 12 eine „mäßig raue“ Grenzschicht im Maßstab 1:500, eine „raue“ im Maßstab 1:300 und eine „sehr raue“ im Maßstab 1:225. Eine Übersicht der drei modellierten Grenzschichten liefert *Tabelle 8.1*, wobei die Rauigkeitslängen z_0 im Naturmaßstab angegeben sind.

Rauigkeitsklasse (VDI)	$z_0 [m]$	$\alpha [1]$	Maßstab
"mäßig rau"	0.08	0.16	1:500
"rau"	0.2	0.18	1:300
"sehr rau"	1.53	0.27	1:225

Tabelle 8.1 Rauigkeitsklasse, Rauigkeitslänge z_0 , Profilexponent α und Maßstab der drei naturähnlichen Windgrenzschichten.

Die dritte Ebene des Referenz-Datenfundus bilden die unterschiedlichen Arten von Validierungsdaten bzw. die für die Modellvalidierung erforderlichen Informationen. Diese sind unterteilt in den Modell-Aufbau („MS model setup“), Strömungsdaten („FL flow data“) und Konzentrationsdaten („CC concentration data“). Während Konzentrationsdaten nicht für jeden Testfall vorliegen, sind Strömungsmessungen als notwendige Vorarbeit auch bei Konzentrationsmessungen für jeden Testfall durchzuführen. Daher sind für jeden durchgeführten Testfall stets Strömungsdaten vorhanden. Außerdem sind auch die Informationen zum Modell-Aufbau ein fester Bestandteil eines jeden Satzes von Validierungsdaten. Wie in *Abbildung 8.5* zu sehen, enthält der Ordner „MS model setup“ drei weitere Ordner. Von diesen enthält einer („DSC description“) eine ausführliche Beschreibung der jeweiligen Komplexitätsstufe sowie vom sich im Windkanal befindenden Modell. Des Weiteren sind Informationen zur Geometrie des jeweiligen Windkanals sowie des verwendeten Koordinatensystems enthalten. Im Ordner „DRAW drawings“ befinden sich detaillierte Zeichnungen sowohl vom eigentlichen Modellgebiet als auch von den zur Grenzschichterzeugung verwendeten Turbulenzgeneratoren und Rauigkeitselementen sowie von deren geometrischer Anordnung. Eine fotografische Dokumentation des Modell-Aufbaus wird mit dem Ordner „IMG images“ geliefert. Im Falle, dass für den jeweiligen Testfall auch Konzentrationsmessungen durchgeführt wurden, sind in den beiden letzten Ordnern Zeichnungen und Fotos der verwendeten Quellen sowie von deren Positionierung im Modellgebiet enthalten.

Die Strömungsdaten in CEDVAL-LES sind in fünf Ordner unterteilt. Der erste („DOC documentation“) enthält eine ausführliche Dokumentation der verwendeten Grenzschichtströmung. Dabei handelt es sich stets um die „leere“ Grenzschicht aus Komplexitätsstufe „0“, die nach ihrer Entwicklung in der Anströmung auf das jeweilige Modellgebiet trifft. Des Weiteren ist hier eine Übersicht der Messorte anhand der mit dem Traversiersystem abgefahrenen Raster enthalten. Die übrigen Ordner enthalten sämtliche bereits aus den vorherigen Abschnitten bekannte Ausgabedateien des Zeitserien-Analyse-Programms. Hierbei sind die Statistik-Dateien im Ordner „ST statistics“, die aufbereiteten Zeitserien im Ordner „TS timeseries“, die Spektrum-Dateien im Ordner „SPEC spectra“ und sämtliche Histogramm-Dateien im Ordner „FLUC fluctuations“ abgelegt.

Wie im Fall der Strömungsdaten enthält auch der Ordner mit den Konzentrationsdaten eine ausführliche Dokumentation der verwendeten Grenzschichtströmung („DOC documentation“) sowie eine Übersicht der einzelnen Mess- und zugehörigen Quellorte. Auch für Konzentrationsmessungen werden einzelne Zeitserien sorgfältig aufbereitet und im Ordner „TS timeseries“ archiviert. Wie für die Strömungszeitserien gibt es auch für die Konzentrationszeitserien Statistik-Dateien, die je nach Art der Gasfreisetzung („plume“ oder „puff“) Statistiken unterschiedlicher Parameter enthalten.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Als probater Kompromiss zwischen den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen und der direkten numerischen Simulation stellt auf dem Gebiet der numerischen Modellierung urbaner Strömungs- und Transportphänomene die Large Eddy Simulation mittlerweile das Mittel der Wahl dar. Da Strömungs- und Ausbreitungsmodelle in der Praxis oft in Entscheidungsprozesse involviert sind, die mit weitreichenden politischen, ökonomischen und ökologischen Konsequenzen verbunden sein können, bedürfen sie generell einer umfangreichen und systematischen Validierung. Hierbei hat die Qualität der zur Validierung herangezogenen Daten einen maßgeblichen Einfluss auf das Ergebnis der Validierung selbst. Aufgrund der momentanen, also zeitabhängigen Einström- und Randbedingungen stellen LES-Algorithmen in Bezug auf Qualität und Umfang wesentlich höhere Anforderungen an Validierungsdaten als RANS-basierte Modelle (Bastigkeit [2011]). Im Gegensatz zu Naturmessungen, die stets unter unkontrollierbaren mittleren Randbedingungen ablaufen, sind sorgfältig durchgeführte Labormessungen in Grenzschichtwindkanälen in der Lage, solche Validierungsdaten zu liefern. Im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanzierten Schwerpunktprogramms ‚MetStröm‘ war das Environmental Windtunnel Laboratory (EWTL) am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg mit dieser Aufgabe betraut.

Im Laufe der Projektarbeit in ‚MetStröm‘ wurden unterschiedliche naturähnliche Grenzschichtströmungen in den Grenzschichtwindkanälen „BLASIUS“ und „WOTAN“ am EWTL modelliert. Diese Grenzschichtströmungen dienten als Basis für die Modellierung urbaner Hindernisumströmungen mit unterschiedlicher geometrischer Komplexität. Auf diese Weise wurde eine Reihe von Messkampagnen durchgeführt, bei denen jeweils Da-

tenmengen in einem Umfang anfielen, die manuell nicht mehr innerhalb vertretbarer Zeiträume verarbeitet werden können. Dies erforderte die Entwicklung eines automatisierten Datenaufbereitungs- und Analyseverfahrens.

Neben der reinen Datenproduktion ist es ebenfalls Aufgabe des durchführenden Labors, die generierten Daten den potentiellen Nutzern in einer Form zur Verfügung zu stellen, die eine sichere Handhabung und Anwendung gewährleistet. Hierzu gehören neben der Datenaufbereitung vor allem die Qualitätssicherung sowie eine ausführliche Dokumentation. Die eigentliche Bereitstellung der Validierungsdaten hat in einer übersichtlichen und leicht verständlichen Form zu erfolgen. Hierfür bietet sich ein klar strukturierter Datensatz an, auf den online zugegriffen kann, und der die Daten zum Herunterladen bereitstellt. Die Dokumentation der Daten hat so zu erfolgen, dass die für die Datenanwendung essentiellen Informationen, wie z.B. Koordinaten des Messortes, Modellierungsmaßstab und zur Skalierung der Daten verwendete Referenzgrößen, mit den numerischen Daten direkt verbunden sind.

Aus diesen Gründen wurde innerhalb der ‚MetStröm‘-Projektarbeit ein umfassendes Software-Paket entwickelt, das die Aufbereitung, Qualitätssicherung und Analyse von gemessenen Strömungs- und Konzentrationsdaten automatisiert durchführt. Die entwickelten Software Programme wurden mit Hilfe etablierter Referenz-Software anhand geeigneter Test-Datensätze ausführlich evaluiert. Die zur LES-Validierung bestimmten Daten werden von der Software in einem Format ausgegeben, das eine schnellstmögliche Archivierung und Veröffentlichung dieser in einer Validierungsdatenbank erlaubt. Zu diesem Zweck wurde nach dem Vorbild des bereits für die Validierung von RANS-Modellen existierenden Datensatzes CEDVAL der Datensatz CEDVAL-LES erstellt. Das speziell entwickelte Archivierungsformat der Validierungsdaten enthält einen für alle Arten von Messungen einheitlichen und ausführlichen Daten-Header, der sämtliche für die direkte Nutzung der Daten notwendigen Informationen enthält. Zusätzliche Informationen über den experimentellen Aufbau, die Geometrien sowohl einzelner Modelle als auch der verwendeten Turbulenzgeneratoren und Rauigkeitselemente sind in Form von detaillierten Zeichnungen und ausführlichen Text-Dateien im Datensatz CEDVAL-LES in separaten Ordnern abgelegt. Die Datenbank wurde im Internet unter „<http://www.mi.uni-hamburg.de/CEDVAL-LES-V.6332.0.html>“ veröffentlicht. Sie steht der wissenschaftlichen Gemeinschaft kostenlos zur Verfügung und wird fortwährend durch neue Messdaten ergänzt.

Anhang

Anhang A:

Kurzfassungen der Ergebnisse (deutsch/*englisch*)

Die vorliegende Dissertation entstand am EWTl (Environmental Wind Tunnel Laboratory) der Universität Hamburg im Rahmen des DFG Schwerpunktprogramms „MetStröm“. Die Aufgabe des EWTl innerhalb dieses Projektes bestand in der systematischen Erzeugung umfangreicher und qualitativ hochwertiger Referenzdatensätze zur Validierung von LES-Modellen, die Strömungs- und Ausbreitungsphänomene innerhalb der atmosphärischen Prandtl-Schicht simulieren. Aufgrund der hohen Anforderungen im Bezug auf Qualität und Quantität von LES-Validierungsdaten (Bastigkeit [2011]) fielen bei jeder durchgeführten Messkampagne sehr große Datenmengen an, die für eine spätere Modell-Validierung sorgfältig aufbereitet und dokumentiert werden müssen. Das Ziel dieser Dissertation bestand daher in der Entwicklung eines umfangreichen Software-Pakets zur automatisierten Aufbereitung, Analyse und Dokumentation von Strömungs- und Konzentrationsdaten, die in Grenzschichtwindkanälen experimentell erzeugt werden. Daher musste der Prozess der Datenverarbeitung so konzipiert werden, dass die aufbereiteten Daten direkt in die LES-Validierungsdatenbank CEDVAL-LES übernommen und so der wissenschaftlichen Gemeinschaft zur Verfügung gestellt werden können.

Als Ergebnis dieser Arbeit wurden die beiden Software-Programme „FL_ANALYSIS“ und „CC_POST_PROCESSING“ entwickelt. Während es sich bei „FL_ANALYSIS“ um ein Programm zur Aufbereitung, Analyse und Dokumentation von Strömungsdaten handelt, dient das Programm „CC_POST_PROCESSING“ Aufbereitung und Dokumentation von Konzentrationsdaten.

Im Anschluss an die Softwareentwicklung folgte eine ausführliche Evaluierung der entwickelten Programme. Zu diesem Zweck wurden die Test-Datensätze „EVALU001.001“ (mit der zugehörigen „wt-ref“-Datei „EVALU001_wtref“), „EVALU_PUFF“ und „EVALU_PLUME“ erzeugt, anhand derer die Evaluierung durchgeführt wurde. Als Referenz dienten hierbei die „BSA Flow Software“ von Dantec Dynamics und das Tabellenkalkulationsprogramm „Microsoft Office Excel 2007“. Die Evaluierung des Programms „FL_ANALYSIS“ erfolgte bezüglich der folgenden Punkte:

- Entfernung von Ausreißern
- Resampling (Abtasten der Roh-Zeitreihe mit einem konstanten Zeitschritt nach der Methode „sample and hold“)
- Skalierung der Roh-Zeitreihe
- Berechnung der statistischen Größen
- Erstellung von Häufigkeitsverteilungen
- Bestimmung des Integrallängenmaßes der Turbulenz
- Berechnung des Turbulenzspektrums

Die Evaluierung des Programms „CC_POST_PROCESSING“ erfolgte bezüglich der Punkte:

- Berechnung der effektiv gemessenen Konzentration
- Extraktion einzelner Freisetzungs-Sequenzen
- Offset-Korrektur des Konzentrationssignals
- zeitliche Blockmittelung des Konzentrationssignals
- Sortierung der Freisetzungs-Sequenzen
- Skalierung der Zeitserie

Als Ergebnis der Evaluierungen konnte die korrekte Arbeitsweise der beiden entwickelten Programme bezüglich aller aufgeführten Punkte festgestellt werden.

This dissertation was composed at the EWTl (Environmental Wind Tunnel Laboratory) at the University of Hamburg within the DFG (German Research Foundation) priority program ‚MetStröm‘. In this project, the EWTl was instructed with the systematic generation of spatio-temporally high resolved datasets for the validation of LES-models, simulating flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary layer. Due to the high quality and quantity requirements of LES-validation data (Bastigkeit [2011]), immense amounts of data accumulated during each measurement campaign. With regard to their use as a validation reference, these data have to be processed and documented very carefully. Hence, the aim of this dissertation was the development of a comprehensive set of software tools that allow for an automated post-processing, analysis, and documentation of flow and dispersion data that were generated by boundary layer wind-tunnel modeling. For this reason, the data post-processing had to be designed in a way that qualifies the processed data for the publication within the LES-validation database CEDVAL-LES.

As a result of this work, the two software-programs „FL_ANALYSIS“ and „CC_POST_PROCESSING“ were developed. While „FL_ANALYSIS“ was created for the post-processing, analysis, and documentation of experimental flow data, the program „CC_POST_PROCESSING“ is used for post-processing and documentation concentration data from dispersion measurements. In connection with the software development, a circumstantial evaluation of the software tools was carried out. For this purpose, the test datasets „EVALU001.001“ (together with the corresponding „wt-ref“-file „EVALU001_wtref“), „EVALU_PUFF“ and „EVALU_PLUME“ were generated. Reliable reference results were given by the „BSA Flow Software“ from Dantec Dynamics and by „Microsoft Office Excel 2007“. The evaluation of „FL_ANALYSIS“ was carried out with respect to the following aspects:

- *elimination of outliers*
- *resampling according to the method of „sample and hold“*
- *scaling of the raw time-series*
- *calculation of statistic parameters*
- *calculation of frequency distributions*
- *identification of the integral length scale of turbulence*

- *calculation of the energy density spectrum of turbulence*

The evaluation of „ CC_POST_PROCESSING” focused on the following topics:

- *calculation of the effective measured concentration*
- *extraction of single sequences of releases*
- *offset correction of the concentration signal*
- *block averaging of the concentration signal*
- *sortation of the sequences of releases*
- *scaling oft the time-series*

As a result of the evaluations, the accurate method of operation could be verified for both processing codes having regard to all specified aspects.

Anhang B:

Verwendete Hilfsmittel

Neben der angegebenen Literatur (siehe Literaturverzeichnis) wurde die vorliegende Dissertation unter der Verwendung folgender Hilfsmittel angefertigt:

- Die Dissertation wurde mit dem Textverarbeitungsprogramm „Microsoft Office Word 2007“ geschrieben.
- Abbildungen und Tabellen wurden mit Hilfe der Programme „Tecplot 10“, „Microsoft Office PowerPoint 2007“, „Microsoft Office Excel 2007“, „Microsoft Office Word 2007“, „FastStone Capture“, „Paint“ und „SmartSketch“ angefertigt.
- Die entwickelten Software-Programme „CC_POST_PROCESSING“ und „FL_ANALYSIS“ wurden in der Programmiersprache C geschrieben. Als Entwicklungsumgebung diente das Programm „Open Watcom IDE“.
- Bei der Evaluierung der Programme „CC_POST_PROCESSING“ und „FL_ANALYSIS“ dienten die Programme „Microsoft Office Excel 2007“ und „BSA Flow Software“ als Referenz-Software.
- Zur Gewinnung der Messdaten wurde neben der „BSA Flow Software“ auch von der Labor eigenen Mess-Software (entwickelt von B. Leidl) Gebrauch gemacht („WT_meas“, „WT_ref“, „WT_profit“, „WT_config“, „WT_cal“, „WT_pos“).
- Spektren wurden mit Hilfe der Funktion „ReFFT“ der „Advanced Analysis Library“ von Lab Windows/CVI berechnet.

Anhang C:

Liste der Veröffentlichungen

Nachfolgend sind die Veröffentlichungen aufgeführt, die aus der vorliegenden Dissertation hervorgegangen sind:

Konferenzbeiträge:

Fischer, R., Bastigkeit, I., Leitl, B., Schatzmann, M., (2011). „Compiling an LES-specific validation data base from systematic wind tunnel modeling of flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary layer“, International Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena (PHYSMOD 2011), August 22-24, 2011, Hamburg, Germany.

Fischer, R., Bastigkeit, I., Leitl, B., Schatzmann, M., (2010). „Generation of spatio-temporally high resolved datasets for the validation of LES-models simulating flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary layer“, Fifth International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2010), May 23-27, 2010, Chapel Hill, North Carolina, USA.

Fischer, R., Herbst, I., Leitl, B., Schatzmann, M., (2009). „Generation of spatio-temporally high resolved validation datasets for large eddy simulations of flow and dispersion phenomena within the lower atmospheric boundary layer“, International Workshop on Physical Modeling of Flow and Dispersion Phenomena (PHYSMOD 2009), August 24-26, 2009, Brussels, Belgium.

Forschungsberichte:

Bastigkeit, I., Fischer, R., Leitl, B., Schatzmann, M., (2011), DFG-Forschungsschwerpunkt MetStröm – Projekt: „Erzeugung zeitlich und räumlich hochaufgelöster Validierungsdaten für LES-Simulationen turbulenter Strömungs- und Transportphänomene“, Arbeitsbericht (zweite Förderungsphase), Januar 2011, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, Hamburg.

Herbst, I., Fischer, R., Leidl, B., Schatzmann, M., (2008), DFG-Forschungsschwerpunkt MetStröm – Projekt: „Erzeugung zeitlich und räumlich hochaufgelöster Validierungsdaten für LES-Simulationen turbulenter Strömungs- und Transportphänomene“, Zwischenbericht, Dezember 2008, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, Hamburg.

Anhang D:

Daten-CD

Der vorliegenden Dissertation ist eine CD beigelegt, die sämtliche Dateien der entwickelten Programme „FL_ANALYSIS“ und „CC_POST_PROCESSING“ sowie die zur Evaluierung benötigten Daten enthält. Der Inhalt der CD ist wie folgt strukturiert:

Zwei Hauptordner:

- „Strömungsdaten“
- „Konzentrationsdaten“

„Strömungsmessungen“:

Der Ordner „Strömungsmessungen“ enthält im Ordner „**Programm**“ alle Dateien des Programms „FL_ANALYSIS“. Im Ordner „**Programm_2sigma**“ sind die Dateien der Version von „FL_ANALYSIS“ enthalten, die speziell zur Evaluierung des Entfernens von Ausreißern erzeugt wurde. Bei dieser Version werden alle Werte außerhalb einer Zwei-Sigma-Umgebung (zweifache Standardabweichung) um den arithmetischen Mittelwert als Ausreißer betrachtet und aus der Zeitserie entfernt. Im Ordner „Evaluierungsdaten“ sind alle Dateien enthalten, die bei der Evaluierung von „FL_ANALYSIS“ benötigt bzw. erzeugt wurden. Der Ordner „**Evaluierungsdaten**“ enthält wiederum die Ordner „Eingabe“, „Ausgabe“ und „Ausgabe_2sigma“. Im Ordner „**Eingabe**“ sind folgende Dateien enthalten:

- EVALU001.001.bin (Evaluierungszeitserie im binären Datenformat)
- EVALU001.001.txt (Evaluierungszeitserie im Textformat)
- EVALU001_wtref.txt (zur Zeitserie EVALU001.001 gehörige „wt-ref“-Datei)
- logbook-info.txt (verwendete Logbook-Info-Datei)
- evalu.bat (verwendete Batch-Datei)

Der Ordner „**Ausgabe**“ enthält die bei der Evaluierung von „FL_ANALYSIS“ erzeugten Dateien für den Fall des regulären Ausreißer-Kriteriums (Vier-Sigma-Umgebung). Die Ausgabedateien sind in ihrem jeweiligen Unterordner abgelegt:

- „AUTOCORR“ (Autokorrelation)
- „FLUC_direction“ (Histogramme der Windrichtungsfluktuationen)
- „FLUC_speed“ (Histogramme der Geschwindigkeitsbeträge)
- „OUTLIERS_deleted“ (Zeitserie nach dem Entfernen der Ausreißer (wurden in

- „SPEC“ (Spektrum der turbulent kinetischen Energie)
- „STAT“ (Statistik-Datei)
- „TS“ (zur Archivierung aufbereitete Zeitserie)
- „TS_resamp“ (Zeitserie nach durchgeführtem Resampling)

Der Ordner „Ausgabe_2sigma“ enthält die entsprechenden Ausgabedateien für den Fall des abgewandelten Ausreißer-Kriteriums (Zwei-Sigma-Umgebung). Die Struktur des Hauptordners „Strömungsdaten“ ist in *Abbildung A.1* dargestellt.

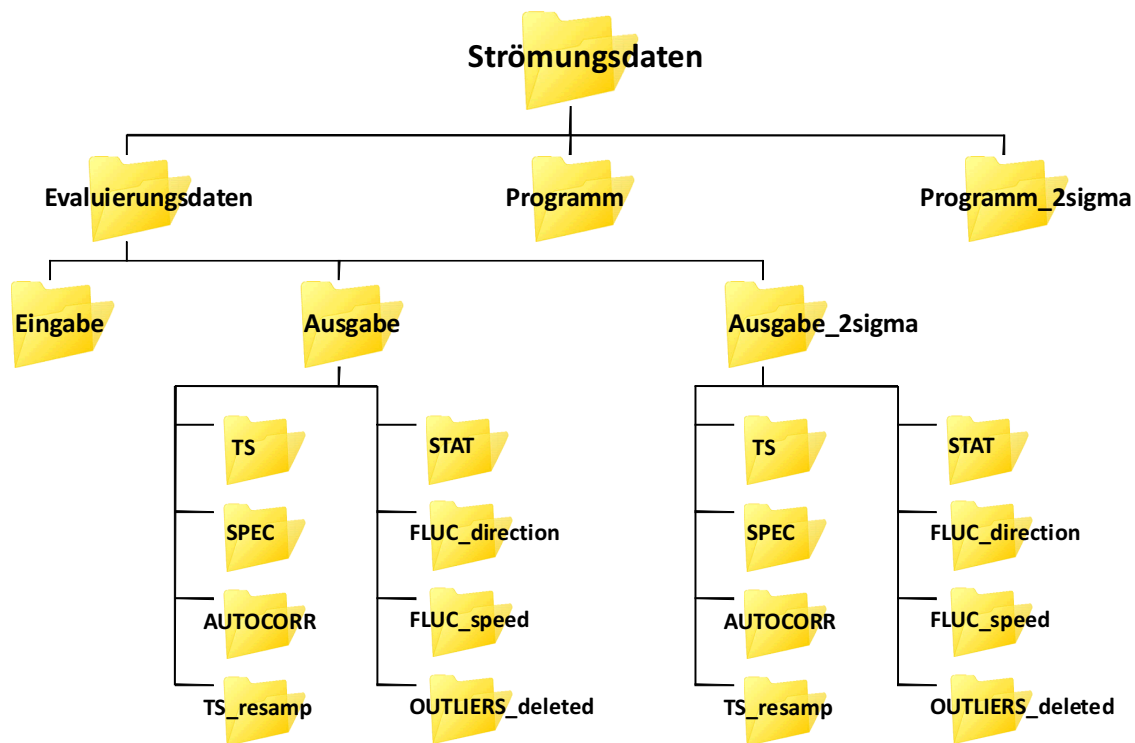


Abbildung A.1 Struktur des Hauptordners „Strömungsdaten“.

„Konzentrationsmessungen“:

Die Struktur des Hauptordners „Konzentrationsmessungen“ ist in *Abbildung A.2* dargestellt. Der Ordner „Konzentrationsmessungen“ enthält im Ordner „Programm“ alle Dateien des Programms „CC_POST_PROCESSING“. Der Ordner „Ursprungsdaten“ enthält die vollständigen Zeitserien, denen die Evaluierungsdaten entnommen wurden:

- S4_P001_01Hamburg.dat.ts#0 (ursprüngliche Puff-Zeitserie)
- Michelstadt_CM_029.txt.ts#0 (ursprüngliche Plume-Zeitserie)
- Q2_170_22.txt.ts#0 (Beispiel-Zeitserie (*Abbildungen 6.1* und *6.2*))

Im Ordner **„Evaluierungsdaten“** sind alle Dateien enthalten, die bei der Evaluierung von **„CC_POST_PROCESSING“** benötigt bzw. erzeugt wurden. Er ist jedoch unterteilt in die beiden Ordner **„Puff-Freisetzung“** und **„Plume-Freisetzung“**. Diese beiden Ordner enthalten jeweils einen Ordner mit der Bezeichnung **„Eingabe“** und einen mit der Bezeichnung **„Ausgabe“**. Der zum Ordner **„Puff-Freisetzung“** gehörige Ordner **„Eingabe“** enthält folgende Dateien:

- EVALU_PUFF.txt.ts#0 (Evaluierungszeitserie)
- logbook-info_cc.txt (verwendete Logbook-Info-Datei)
- puff_batch.bat (verwendete Batch-Datei)

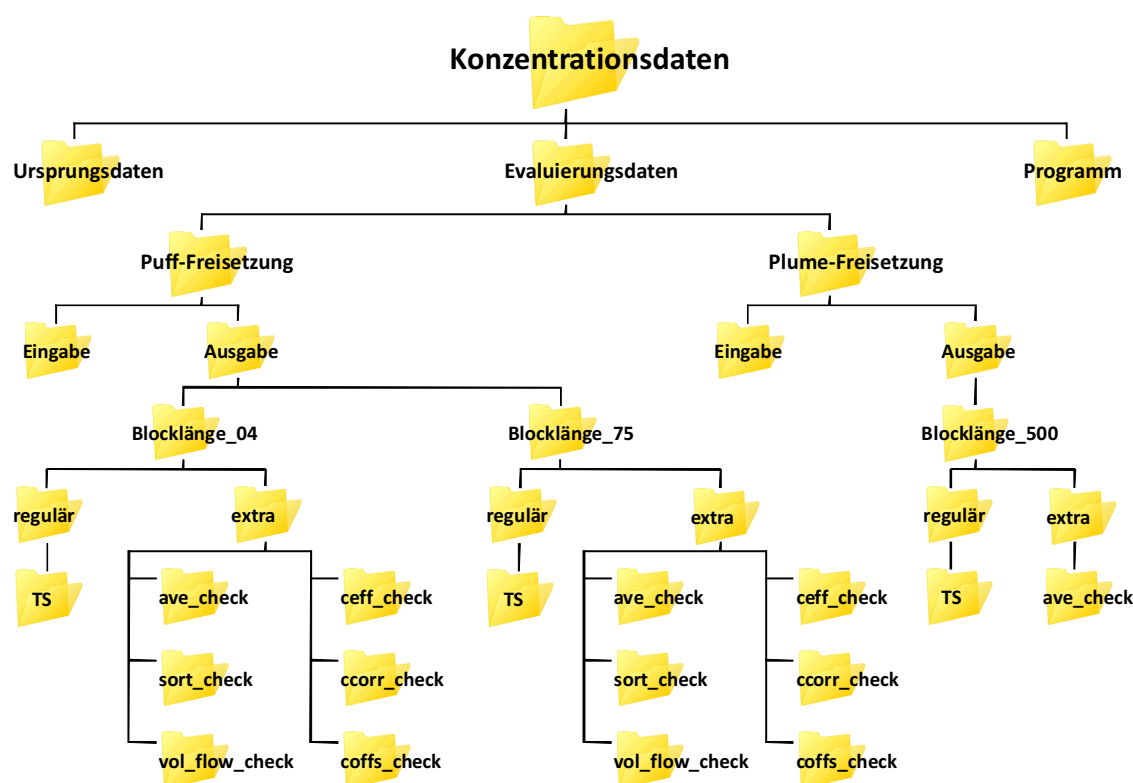


Abbildung A.2 Struktur des Hauptordners „Konzentrationsdaten“.

Der zum Ordner **„Plume-Freisetzung“** gehörige Ordner **„Eingabe“** enthält entsprechend die Dateien:

- EVALU_PLUME.txt.ts#0 (Evaluierungszeitserie)
- logbook-info_cc.txt (verwendete Logbook-Info-Datei)
- plume_batch.bat (verwendete Batch-Datei)

Da für die Puff-Daten das Programm zweimal mit unterschiedlicher zeitlicher Mittelung (Blocklänge 4 und Blocklänge 75) durchlaufen wurde, ist der im Ordner **„Puff-Freisetzung“** abgelegte Ordner **„Ausgabe“** in die beiden Ordner **„Blocklänge_04“** und

„**Blocklänge_75**“ unterteilt. In jedem dieser beiden Ordner wird zwischen der regulären Ausgabe, die das Programm standardmäßig erzeugt, und den speziell zum Zweck der Programm-Evaluierung erzeugten Ausgaben unterschieden. Während sich die reguläre Ausgabe im Ordner „regulär“ befindet, sind alle speziell zur Evaluierung erzeugten Ausgaben im Ordner „extra“ abgelegt. Der Ordner „**regulär**“ enthält als einzige Standard-Ausgabe von „CC_POST_PROCESSING“ die aufbereitete Zeitserie:

- S01_WD0000_P001_Z00150_01_nd.dts (abgelegt im Ordner „**TS**“)

Der Ordner „**extra**“ enthält die folgenden, speziell zur Evaluierung erzeugten Dateien:

- EVALU_PUFF_ave_check.ts (abgelegt im Ordner „**ave_check**“)
- EVALU_PUFF_ccorr_check.ts (abgelegt im Ordner „**ccorr_check**“)
- EVALU_PUFF_ceff_check.ts (abgelegt im Ordner „**ceff_check**“)
- EVALU_PUFF_coffs_check.ts (abgelegt im Ordner „**coffs_check**“)
- EVALU_PUFF_sort_check.ts (abgelegt im Ordner „**sort_check**“)
- EVALU_PUFF_vol_flow_check.ts (abgelegt im Ordner „**vol_flow_check**“)

Dieser Aufbau ist für die beiden Ordner „Blocklänge_04“ und „Blocklänge_75“ identisch.

Analog aufgebaut ist die Struktur der Ausgabe für die „**Plume-Freisetung**“. Da in diesem Fall das Programm nur für eine zeitliche Mittelung (Blocklänge 500) durchlaufen wurde, enthält der Ordner „**Ausgabe**“ nur den Ordner „**Blocklänge_500**“. Wie bei den Puff-Daten ist auch hier die Ausgabe wieder in die Bereiche „regulär“ und „extra“ unterteilt. Der Ordner „**regulär**“ enthält als Standard-Ausgabe die aufbereitete Zeitserie:

- S01_WD0000_P001_Z00201_01_nd.dts (abgelegt im Ordner „**TS**“)

Der Ordner „**extra**“ enthält die speziell zur Evaluierung erzeugte Datei:

- EVALU_PLUME_ave_check.ts (abgelegt im Ordner „**ave_check**“)

Literaturverzeichnis

- Arya, S. Pal, (1999). „Air pollution meteorology and dispersion“, Oxford University Press, New York.
- Bastigkeit, I., (2011). “Erzeugung von Validierungsdaten für wirbelauflösende mikroskalige Strömungs- und Ausbreitungsmodelle”, Dissertation, Meteorologie, Universität Hamburg, Hamburg.
- Bienaymé, J., (1853). “Considérations à l’Appui de la Découverte de Laplace sur la Loi de Probabilité dans la Méthode des Moindres Carrés”, *Compte Rendu des Séances de l’Académie des Sciences Paris*, 37, 309-324.
- Bohl, W., (1998). “Technische Strömungslehre”, Vogel Buchverlag, Würzburg.
- Britter, R. E., Disabatino S., Caton, F., Cooke, K., Simmonds, P., Nickless, G., (2002). “Results from three field tracer experiments at the neighborhood scale in the city of Birmingham, UK”, *Water Air Soil Pollut.-Focus*, 2, no. 5-6, 79-90.
- Britter, R. E. and Hanna, S.R., (2003). “Flow and Dispersion in Urban Areas”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2003. 35:469-96.
- Counihan, J., (1975). “Adiabatic atmospheric boundary layers: A review and analysis of data from the period 1880-1972”, *Atmospheric Environment*, 1975, pp. 871-905.
- Dabberdt, W. F. & Hoydysh, W. G. (1991). “Street canyon dispersion: Sensitivity to block shape and entrainment”, *Atmospheric Environment*, Volume 25, Issue 7, 1991, Pages 1143-1153.
- Dantec Dynamics, (2002). “BSA Flow Software Installation & User’s guide Vol. 1”, Skovlunde, Denmark.
- Davenport, A. G., (1963). “The relationship of wind structure to wind loading”, Paper 2. N.P.L. Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures. H.M.S.O. London.
- Davenport, A. G., (1967). “The dependence of wind loads on meteorological parameters”, Paper 2. Conf. on wind Loads on Buildings. Univ. Toronto Press. Toronto.
- Davidson, M. J., Myline, K. R., Jones, C. D., Phillips, J. C., Perkins, R. J. et al., (1995). “Plume dispersion through large groups of obstacles – a field investigation”, *Atmospheric Environment*, 29, 3245-3256.

- Davidson, M. J., Snyder, W. H., Lawson, R. E., Hunt, J. C. R., (1996). "Plume dispersion from point sources upwind of groups of obstacles – wind tunnel simulations", *Atmospheric Environment*, 30, 3715-3725.
- ESDU, (1985). "Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part II: single point data for strong winds (neutral atmosphere)", Item No. 85020, Engineering Sciences Data Unit, London.
- Etling, D., (2002). "Theoretische Meteorologie", Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Fischer, R., (2007). "Ein Programm zur statistischen Untersuchung des Ausbreitungsverhaltens instantan freigesetzter Schadstoffwolken in komplexer urbaner Bebauung", Diplomarbeit, Meteorologie, Universität Hamburg, Hamburg.
- Fisher, B., Kukkonen, J., Piringer, M., Rotach, M. W., Schatzmann, M., (2006). "Meteorology applied to urban air pollution problems: concepts from COST 715", *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6, 555-564.
- Foken, T., (2003). „Angewandte Meteorologie“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Hall, D.J., Macdonald, R., Walker, S., Spanton, A. M., (1996). "Measurement of dispersion within simulated urban arrays – a small scale wind tunnel study", BRE Client Rep. 178/96, Build. Res. Establ., Garston, Watford, UK.
- Hanna, S. R., Chang, J. C., (2001). "Use of the Kit Fox field data to analyze dense gas dispersion modeling issues", *Atmospheric Environment*, 35, 2231-2241.
- Harms, F., (2010). "Systematische Windkanaluntersuchungen zur Charakterisierung instationärer Ausbreitungsprozesse einzelner Gaswolken in urbanen Rauigkeitsstrukturen", Dissertation, Meteorologie, Universität Hamburg, Hamburg.
- Harms, F., Leitl, B., Schatzmann, M., Patnaik, G., (2011). "Validating LES-based flow and dispersion models", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 99 (2011), 289-295.
- Heidorn, K. C., (1978). "A Chronology of Important Events in the History of Air Pollution Meteorology to 1970", *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 59, December 1978, pp. 1589-1589.
- Helliwell, N. C., (1970). "Wind over London", Unpublished Note – Met. Off.
- Hertwig, D., (2009). "Detection of Coherent Structures in Atmospheric Boundary Layer Flows: A Comparative Wind Tunnel Study using POD, LSE, and Wavelets", Diplomarbeit, Meteorologie, Universität Hamburg, Hamburg.
- Hertwig, D., Leitl, B., Schatzmann, M., (2011). "Organized turbulent structures – Link between experimental data and LES", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 99 (2011), 296-307

- Hosker, R. P., (1985). "Flow around isolated structures and building clusters: a review", ASHRAE Trans., 91, 1671-1692.
- Hoydysh, W. G. & Dabbert, W. F., (1988). "Kinematics and dispersion characteristics of flows in asymmetric street canyons", Atmospheric Environment, Volume 22, Issue 12, 1988, Pages 2677-2689.
- Jensen, K. D., (2004). "Flow measurements", Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 26 (4): 400-419.
- Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y. & Cote, O. R., (1972). "Spectral characteristics of surface layer turbulence", 98, 563-589, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society.
- Klima, R. & Selberherr, S., (2007). "Programmieren in C", Springer-Verlag/Wien.
- Kraus, H., (2004), "Die Atmosphäre der Erde", Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Leitl, B., (2000), „Validation Data for Microscale Dispersion Modelling“, EUROTRAC newsletter, no. 22, autumn 2000, pp. 28-32.
- Louka, P., Belcher, S. E. & Harrison, R. G., (2000), "Coupling between air flow in streets and the well-developed boundary layer aloft", Atmospheric Environment, Volume 34, Number 16, 2000, pp. 2613-2621.
- Macdonald, R. W., Griffiths, R. F., Cheah, S. C., (1997). "Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures", Atmospheric Environment, 31, 783-795.
- Nakamura, Y., Oke, T. R., (1988). "Wind, temperature and stability conditions in an E-W oriented canyon", Atmospheric Environment, 22, 2691-2700.
- National Instruments Corporation, (1996). "LabWindows/CVI Advanced Analysis Library Reference Manual", July 1996 Edition, Austin, TX.
- Oke, T. R., (1978). "Boundary Layer Climates", Methuen & Co Ltd, London.
- Panofsky, H. A., Blackadar, A. K. & Mc Vehl, G. E., (1960). "The diabatic wind profile", Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 86. 390.
- Pasquill, F. & Smith, F., (1974), "Atmospheric Diffusion", Ellis Horwood, Sussex, England.
- Philipp, A., (2010). "Weiterentwicklung eines effizienten Auswerteprogrammes für im Windkanal gemessene Schadstoffwolkenausbreitung", Bachelor Thesis, Meteorologie, Universität Hamburg, Hamburg.
- Pichler, H., (1997). "Dynamik der Atmosphäre", 3., aktualisierte Aufl. – Heidelberg; Berlin; Oxford: Spektrum, Akad. Verl., 1997.

- Population Reference Bureau, (2008). "2008 World Population Data Sheet", www.prb.org/pdf08/08WPDS_Eng.pdf, Washington, D.C.
- Sagaut, P., (2004). "Large Eddy Simulation for Incompressible Flows", 2nd Edition, Springer, An Introduction.
- Schatzmann, M., (2001). "Turbulenz und Grenzschicht – Vorlesung für Studierende der Meteorologie", Meteorologisches Institut der Universität Hamburg.
- Schatzmann, M. & Leidl, B., (2009). "Evaluation of Numerical Flow and Dispersion Models for Applications in Industrial and Urban Areas", Chemical Engineering & Technology, vol 32, no. 2, pp. 241-246.
- Schatzmann, M. & Leidl, B., (2011). "Issues with validation of urban flow and dispersion CFD models", J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 99 (2011), 169-186.
- Simiu, E. & Scanlan, R. H., (1986). "Wind effects on structures – Part A: The Atmosphere", John Wiley & Sons.
- Snyder, W. H., (1981), "Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion, report no. 600/8-81-009", Environmental Sciences Research Laboratory, Office of Research and Development, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC 27711.
- Stull, R. B., (1988). "Boundary Layer Meteorology", Kluwer Academic Publishers.
- Taylor, G. I., (1938). "The spectrum of turbulence", Proceedings of the Royal Society A. 164, 476-490.
- Townsend, A. A., (1976). "The structure of turbulent shear flow", Cambridge University Press.
- Tschebyscheff, P. L., (1874). "Sur les quadratures", J. Math. Pures Appl. 19, 19-34.
- VDI-Richtlinie (2000). "Umweltmeteorologie - Physikalische Modellierung von Strömungs- und Ausbreitungsvorgängen in der atmosphärischen Grenzschicht, Windkanalanwendungen", VDI 3783/12, Dezember 2000, VDI/DIN-Handbuch Reinhaltung der Luft, Band 1b.
- von Kármán, T., (1948). "Progress in the statistical theory of turbulence", Proceedings of the National Academy of Sciences, Washington D.C., S. 530/539.

Danksagung

Die Anfertigung der vorliegenden Dissertation wurde durch die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des geförderten Schwerpunktprogramms 1276 „MetStröm“ („Skalenübergreifende Modellierung in der Strömungsmechanik und Meteorologie“) ermöglicht.

Herrn Professor Schatzmann und Herrn Professor Leitl danke ich für die umfassende Betreuung dieser Dissertation sowie dafür, dass ich meine Arbeit auf internationalen Konferenzen präsentieren durfte.

Desweiteren bedanke ich mich bei der gesamten Windkanalarbeitsgruppe für die kritische Nutzung der entwickelten Programme sowie für ein besonders angenehmes Betriebsklima, in dem ich mich stets sehr wohl gefühlt habe.

Ein besonderer Dank geht an meine Familie, die immer an mich geglaubt hat und auf deren Unterstützung ich mich stets verlassen konnte.

Zu guter Letzt danke ich Annette für das aufgebrachte Verständnis, die Geduld, die Aufmunterungen und die vielen schönen Momente des vergangenen Jahres.