

Charakteristische Eigenschaften der konvektiven Grenzschicht mit Cumulusbewölkung

Masterarbeit im Fach Meteorologie
von

Maren Haid

Februar 2017



INSTITUT FÜR METEOROLOGIE UND KLIMAFORSCHUNG
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)

Referent:

Prof. Dr. Christoph Kottmeier

Korreferent:

PD Dr. Michael Kunz



This document is licenced under the Creative Commons Attribution-ShareAlike 4.0 International Licence.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Grundlagen zur konvektiven Grenzschicht	3
2.1	Mathematische Beschreibung von Turbulenz	4
2.1.1	Bildung des Mittelwertes	5
2.1.2	Turbulente Flüsse	5
2.1.3	Taylor's Hypothese	6
2.1.4	Turbulente kinetische Energie	7
2.2	Die konvektive Grenzschicht	7
2.2.1	Grenzschichthöhe	8
2.2.2	Varianz und Schiefe	10
2.2.3	Spektrum der Turbulenz	12
2.2.4	Charakteristische Größen	14
2.2.5	Turbulenzskalierung	15
2.3	Grenzschichtbewölkung	17
2.3.1	Thermodynamik von Grenzschichtwolken	17
2.3.2	Cumuli-Klassen	17
2.3.3	Interaktion mit der Mischungsschicht	18
3	Verwendete Daten	21
3.1	Messaufbau	21
3.2	Doppler-Lidargeräte	22
3.2.1	Funktionsweise und Messgrößen	22
3.2.2	Verwendete Lidargeräte	23
3.2.3	Vergleich HYB und WLS200	24
3.3	Auswahl geeigneter Tage	26
4	Wolkencharakteristika	29
4.1	Bestimmung der Wolkenbasishöhe	29
4.2	Vergleich der Wolkenbasishöhen	32
4.3	Mittlere Wolkenbasishöhe und Trennung von Wolkenschichten	34
4.4	Wolkenobergrenze	34
4.5	Bedeckungsanteil	36
4.6	Lidarmessungen in den Wolken	37

5	Grenzsichthöhendetektion	41
5.1	Thermodynamische Profile aus Radiosondendaten	41
5.2	Aerosolrückstreuverhältnisse	44
5.3	Zeitlich hochaufgelöste Bestimmung der Grenzsichthöhe	46
5.4	Vergleich der Grenzsichthöhen	49
5.5	Wachstumsrate der konvektiven Grenzschicht	52
6	Turbulenzcharakterisierung	55
6.1	Zusätzliche Methoden	55
6.1.1	Spektrum der Energiedichte	55
6.1.2	Unkorreliertes Rauschen	56
6.2	Längenskalen der Turbulenz	57
6.2.1	Wellenlänge des Maximums im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit	57
6.2.2	Integrale Längenskala	59
6.3	Varianzprofile	63
6.3.1	Fehlerberechnung	64
6.3.2	Kombination der Varianzprofile	65
6.3.3	Konvektive Geschwindigkeit	67
6.3.4	Vergleich normierter Profile	68
6.3.5	Bedingte Varianz	70
6.4	Profile der Schiefe	71
7	Zusammenfassung und Schlussfolgerung	73
7.1	Zusammenfassung	73
7.2	Schlussfolgerung	76
	Literaturverzeichnis	81
A	Lidarmessungen für alle Tage und Standorte	83
B	Mathematische Methoden	87
B.1	Gleitender Mittelwert	87
B.2	Logarithmisches Blockmittel	87

1 Einleitung und Zielsetzung

Die atmosphärische Grenzschicht ist der unterste Teil der Atmosphäre, in welcher sich ein Großteil des menschlichen Lebens abspielt. Eine genauere Definition für die atmosphärische Grenzschicht (ABL, *atmospheric boundary layer*) liefert Stull (1988). Er definiert diese als untersten Teil der Troposphäre, welcher direkt durch die Erdoberfläche beeinflusst wird; die Reaktionszeit beträgt dabei etwa eine Stunde. Garratt (1994) erweitert diese Definition und beschreibt die ABL als einen Bereich, in welchem signifikante Impuls- und Wärmeflüsse auftreten.

Eine wichtige Eigenschaft der ABL ist ihr turbulenter Strömungszustand. Ein Fluid ist dann turbulent, wenn die dimensionslose Reynoldszahl $Re = UL/\nu_k$ einen kritischen Wert überschreitet. Dabei sind U und L die charakteristische Geschwindigkeits- und Längenskala der Strömung und ν_k bezeichnet die kinematische Viskosität der Luft (Wyngaard, 2010). Für die atmosphärische Grenzschicht befindet sich die Reynoldszahl in einer Größenordnung von 10^7 und damit weit oberhalb des kritischen Wertes (Garratt, 1994). Einige wichtige Eigenschaften der Turbulenz sind, dass sie 1) drehend, 2) dreidimensional, 3) nicht linear, 4) stochastisch und 5) diffusiv ist (Lumley und Panofsky, 1964). Befindet sich ein Fluid in einem turbulenten Zustand, kommt es zur Ausbildung von dreidimensionalen Wirbeln, die aufgrund ihrer Nichtlinearität nicht analytisch beschrieben werden können.

Diese dreidimensionalen Wirbel stellen den Haupttransportmechanismus für den Vertikalaustausch in der ABL dar (Garratt, 1994). Sie spielen somit eine wichtige Rolle bei der vertikalen Ausbreitung von Wärme, Feuchte, Impuls, Aerosolen und gasförmigen Schadstoffen. Aus diesem Grund sind quantitative Informationen über turbulente Prozesse für die Erforschung von Stoffausbreitungen in diesem Bereich unerlässlich. Auch in der numerischen Wettervorhersage werden Informationen über die Eigenschaften der Turbulenz benötigt, z.B. um Turbulenzparametrisierungen zu entwickeln.

Turbulenz in der ABL kann über zeitlich hochaufgelöste Messungen der Vertikalgeschwindigkeit charakterisiert werden. Aus diesen Messungen lassen sich Turbulenzparameter wie die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit σ_w^2 , ihre Schiefe μ_w , die integrale Längenskala l_w und die Wellenlänge des Maximums im Energiespektrum der Vertikalgeschwindigkeit λ_w ableiten. Die Bestimmung von Profilen dieser Turbulenzparameter für die ABL finden seit einigen Jahrzehnten, unter anderem anhand von Flugzeugmessungen, statt (z.B. Wyngaard et al. (1971), Kaimal et al. (1976), Lenschow et al. (1980)). In jüngerer Zeit stehen außerdem zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messungen der Vertikalgeschwindigkeit von Doppler-Lidargeräten zur Verfügung (z.B. Lothon et al. (2006), Hogan et al. (2009), Ansmann et al. (2010) und Maurer et al. (2016)). Ein Großteil dieser Arbeiten beschäftigt sich mit der Analyse der Turbulenz für wolkenfreie konvektive Grenzschichten, in denen die Produktion von Turbulenz hauptsächlich durch Freisetzung von Wärme an

der Erdoberfläche stattfindet. An Tagen mit Grenzschichtbewölkung liegt jedoch durch das Freiwerden von Wärme bei der Kondensation von Wasserdampf eine weitere Quelle für Turbulenz vor. Diese hat das Potential die Eigenschaften der Turbulenzparameter zu modifizieren. Es ist also notwendig, diesen Einfluss zu quantifizieren, um zu erkennen, ob dieser beispielsweise die Ausbreitung von Aerosolen oder Schadstoffen beeinflusst. Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, den Einfluss von Cumulusbewölkung auf die turbulenten Eigenschaften der atmosphärischen Grenzschicht zu untersuchen. Diese Untersuchung erfolgt auf Grundlage unterschiedlicher Turbulenzparameter und durch den Vergleich mit Grenzschichten ohne Cumulusbewölkung. Die Umsetzung dieser Ziele beinhaltet die Herausforderung der Bestimmung der Grenzschichthöhe beim Vorhandensein von Grenzschichtwolken. Die Anwesenheit von Wolken führt zu modifizierten Profilen atmosphärischer Variablen, wie beispielsweise der Temperatur und Feuchte, wodurch Bestimmungsmethoden für die Grenzschichthöhe an wolkenfreien Tagen nicht ohne weiteres angewendet werden können. Die Auswertung erfolgt auf den Messungen von fünf Doppler-Lidargeräten, die zeitgleich an drei Standorten, über einen Zeitraum von etwa zwei Monaten, durchgeführt wurden. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten, die auf der Datenbasis von einem Standort erfolgten, bietet dies die Möglichkeit, den Einfluss lokaler Faktoren zu verringern und repräsentative Größen für ein großes Gebiet zu erhalten. Außerdem ergibt sich aus der Auswertung mehrerer Tage eine bessere Statistik für die Datenanalyse.

Die Arbeit ist in sieben Kapitel aufgeteilt. Im 2. Kapitel werden Grundlagen zur mathematischen Beschreibung von Turbulenz in der atmosphärischen Grenzschicht erläutert. Dabei wird auf die konvektive Grenzschicht und auf den Einfluss von Grenzschichtbewölkung detailliert eingegangen. Kapitel 3 gibt einen Überblick über die verwendeten Daten. Zusätzlich werden die verwendeten Doppler-Lidargeräte vorgestellt und ihre Funktionsweise beschrieben. Im 4. Kapitel werden die in den Daten sichtbaren Wolken charakterisiert und ihr Einfluss auf Doppler-Lidarmessungen untersucht. In Kapitel 5 werden die Grenzschichthöhen anhand verschiedenen Messdaten und Methoden bestimmt. Im 6. Kapitel werden Turbulenzprofile für Tage mit und ohne Grenzschichtbewölkung gezeigt und diskutiert. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst.

2 Grundlagen zur konvektiven Grenzschicht

Da es sich bei der atmosphärischen Grenzschicht um eine Grenzschicht im thermodynamischen und fluiddynamischen Sinne handelt, gibt es mehrere Entstehungsmechanismen für Turbulenz. Die drei Hauptmechanismen sind 1. Windscherung an der Erdoberfläche, 2. Konvektion und 3. Windscherung am Übergang von der Mischungsschicht in die freie Atmosphäre. Hinzu kommen interne Prozesse, wie beispielsweise das Freiwerden von Kondensationswärme bei der Wolkenentstehung (Deardorff, 1983).

Abbildung 2.1 zeigt den Tagesgang der atmosphärischen Grenzschicht für einen wolkenfreien Tag. Nach Sonnenaufgang beginnt der Erdboden sich durch die einfallende Sonneneinstrahlung aufzuheizen. Diese Energie gibt dieser durch turbulenten Transport an die darüber liegenden Luftschichten weiter. Dadurch kommt es zum Aufsteigen von Luftmassen und zur Ausbildung der Mischungsschicht. Im Laufe des Tages wächst diese immer weiter an, bis sie um die Mittagszeit ein Maximum erreicht. An ihrem oberen Rand befinden sich die Randzone. Sie stellt den Übergangsbereich von der Mischungsschicht in die freie Atmosphäre dar. Am Boden befindet sich die Prandtlschicht, welche den größten Einfluss der Erdoberfläche spürt. Während der Dämmerung nimmt der Energieeintrag der Erdoberfläche in die Mischungsschicht ab und sie wandelt sich in die Residualschicht um. Nun werden über die Erdoberfläche die darüber liegenden Schichten abgekühlt und es bildet sich eine bodennahe stabile Grenzschicht aus.

Allgemein werden Luftbewegungen in der Atmosphäre über die Navier-Stokes-Bewegungsgleichung beschrieben (Stull, 1988). Für ein inkompressibles Fluid lautet diese:

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3}g - 2\epsilon_{ijk}\Omega_k u_k + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu_k \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.1)$$

Hierbei und im Folgenden wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet (s. z.B. Lumley und Panofsky (1964)). Bei δ_{i3} handelt es sich um das Kronecker-Delta und ϵ_{ijk} ist das Levi-Civita-Symbol. u_k beinhaltet die Komponenten des Windvektors, g ist die Schwerebeschleunigung, Ω_k der Geschwindigkeitsvektor der Erdrotation und ρ die Dichte der Luft. Die Gleichung beschreibt die lokale Änderung des Impulses und dessen Advektion mit dem mittleren Wind. Diese werden durch die Kräfte auf der rechten Seite der Gleichung balanciert: Gravitationskraft (erster Term), dem Einfluss der Erdrotation (zweiter Term), die Druckgradientkraft (dritter Term) und Effekte der Viskosität (letzter Term).

Das folgende Kapitel befasst sich mit der mathematischen Beschreibung von Turbulenz. Danach folgen eine ausführliche Betrachtung der konvektiven Grenzschicht und eine Einführung wichtiger Parameter zur Charakterisierung der Turbulenz in dieser Schicht. Das

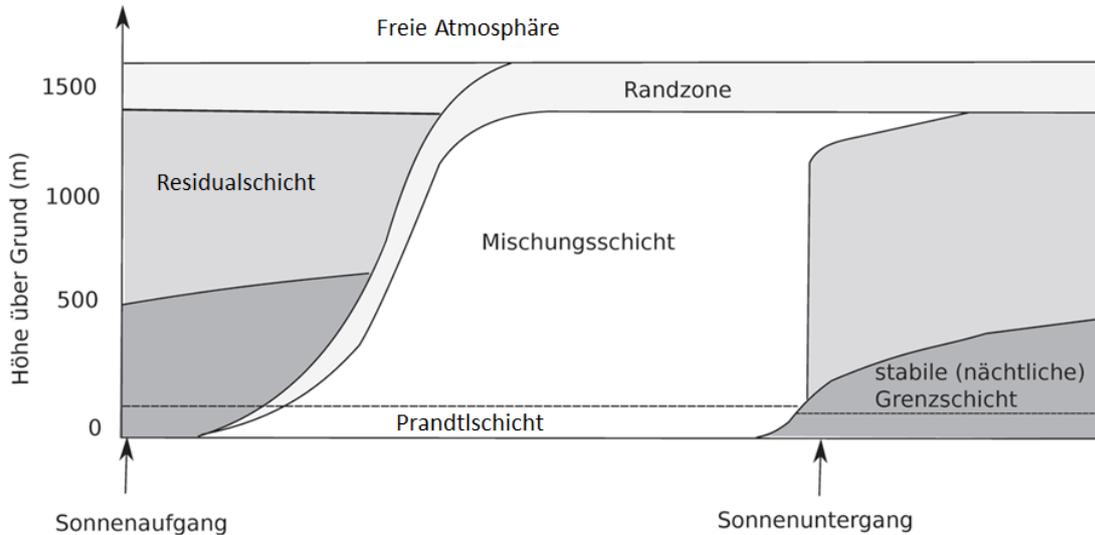


Abbildung 2.1: Tagesgang der atmosphärischen Grenzschicht. Bei Sonnenaufgang bildet sich eine Mischungsschicht aus, welche durch eine Randzone von der freien Atmosphäre darüber getrennt ist. Bei Sonnenuntergang geht die Mischungsschicht in die Residualschicht über. Bodennah entwickelt sich eine stabile Grenzschicht. Über den ganzen Tagesverlauf existiert eine Prandtlschicht (nach Träumner (2013)).

letzte Kapitel befasst sich mit den Eigenschaften von Grenzschichtwolken und deren Einfluss auf die Turbulenz in der Grenzschicht.

2.1 Mathematische Beschreibung von Turbulenz

Turbulenz in der Atmosphäre lässt sich als Ansammlung dreidimensionaler Wirbel unterschiedlicher Größenordnung veranschaulichen. Um diese analysieren zu können ist eine mathematische Formulierung notwendig. Diese leitet sich aus experimentellen Erkenntnissen ab (Oertel, 2002).

Die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors sind turbulent, das bedeutet, zu jedem Zeitpunkt sind diese unregelmäßig im Raum verteilt und an jedem Punkt im Raum fluktuieren sie chaotisch mit der Zeit. Betrachtet man ein Experiment mit $N > 1$ Realisierungen, bedeutet dies, dass der Wert der Variable an einem bestimmten Punkt zu einer bestimmten Zeit sich zufällig von Durchführung zu Durchführung unterscheidet (Wyngaard, 2010). Die mathematische Darstellung einer turbulenten Variable $u(\mathbf{x}, t)$ erfolgt als die Summe ihres Mittelwertes $\bar{u}(\mathbf{x}, t)$ und ihrer Schwankung $u'(\mathbf{x}, t)$ um diesen Wert:

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}, t) + u'(\mathbf{x}, t). \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{x} die Komponenten des Koordinatensystems und t ist die Variable der Zeit.

2.1.1 Bildung des Mittelwertes

Bei vielen theoretischen Betrachtungen in der Meteorologie wird von einem Ensemblemittel ausgegangen (Lenschow et al., 1994). Diese Annahme hat den Vorteil, dass praktische mathematische Regeln auf diesen Mittelwert angewendet werden dürfen. Zum Beispiel, ist der Mittelwert eines Produkts gleich dem Produkt des Mittelwertes ($\overline{ab} = \bar{a} \cdot \bar{b}$) (Wyngaard, 2010). Wird ein Laborexperiment N mal durchgeführt, ergibt sich das Ensemblemittel der Variable $u(\mathbf{x}, t)$ gemäß

$$\bar{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^{\alpha=N} u(\mathbf{x}, t; \alpha). \quad (2.3)$$

Der Erwartungswert ist definiert als dessen Grenzwert $U(\mathbf{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \bar{u}(\mathbf{x}, t)$ (Wyngaard, 2010).

Bei praktischen Messungen von turbulenten Größen in der Atmosphäre ist es jedoch nicht möglich den Ensemblemittelwert zu bestimmen. Aus diesem Grund wird ein zeitliches bzw. ein räumliches Mittel verwendet. Der zeitliche Mittelwert wird dann gebildet, wenn eine turbulente Variable während einer einzelnen Durchführung n an einer bestimmten Position x über eine Periode T gemessen wird. Für eine kontinuierliche Messung ergibt sich der zeitliche Mittelwert zu

$$\bar{u}^T(x, t, T; n) = \frac{1}{T} \int_0^T u(x, t + t'; n) dt'. \quad (2.4)$$

Liegen während der Durchführung stationäre Bedingungen vor, konvergiert der zeitliche Mittelwert gegen das Ensemblemittel:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \bar{u}^T(x, t, T; n) = \bar{u}(x, t). \quad (2.5)$$

Diese Eigenschaft wird Ergodizität genannt und ist Voraussetzung für viele weitere Betrachtungen (Wyngaard, 2010). Atmosphärische Messungen sind jedoch immer zeitlich begrenzt. Durch die Bestimmung statistischer Momente für endliche Messreihen kommt es zu Fehlern, welche in Kapitel 6.3.1 quantifiziert werden.

2.1.2 Turbulente Flüsse

Ein turbulenter Fluss ergibt sich, wenn der Mittelwert über ein Produkt aus mindestens einer Geschwindigkeitskomponente mit einer weiteren turbulenten Variable gebildet wird (Stull, 1988). Für das Produkt aus Vertikalwind w und potentieller Temperatur θ sieht dies folgendermaßen aus:

$$\overline{w\theta} = \overline{(\bar{w} + w')(\bar{\theta} + \theta')}, \quad (2.6a)$$

$$= \overline{\bar{w}\bar{\theta}} + \overline{w'\bar{\theta}} + \overline{\bar{w}\theta'} + \overline{w'\theta'}, \quad (2.6b)$$

$$= \overline{\bar{w}\bar{\theta}} + 0 + 0 + \overline{w'\theta'}, \quad (2.6c)$$

$$= \overline{\bar{w}\bar{\theta}} + \overline{w'\theta'}. \quad (2.6d)$$

Der nichtlineare Term $\overline{w'\theta'}$ ist hierbei der turbulenter Fluss. Bei der Herleitung wird davon Gebrauch gemacht, dass der Mittelwert der Strichgröße $\overline{w'}$ per Definition Null ergibt. Dies gilt jedoch nicht für $\overline{w'\theta'}$, noch für andere nichtlineare Terme wie $\overline{w'^2}$ und $\overline{w'^3}$ (Stull, 1988). Aufgrund dieser Nichtlinearität können turbulenter Bewegungen nicht analytisch gelöst werden und es ist keine deterministische Vorhersage möglich (Wyngaard, 2010). Aus diesem Grund ist es notwendig turbulente Strömungen statistisch zu beschreiben und zu charakterisieren (Garratt, 1994).

Mathematisch handelt es sich bei $\overline{w'\theta'}$ um die Kovarianz der Größe w und θ . Diese berechnet sich für N diskrete Messungen gemäß:

$$R_{w,\theta} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{k=N} (w_k - \bar{w})(\theta_k - \bar{\theta}) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{k=N} (w'\theta'). \quad (2.7)$$

$\overline{w'\theta'}$ wird als kinematischer fühlbarer Wärmefluss bezeichnet und hat die Einheit K m s^{-1} . Durch Multiplikation mit der mittleren Luftdichte $\bar{\rho}$ und der spezifischen Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck c_p , ergibt sich der fühlbare Wärmefluss H mit der Einheit W m^{-2} : $H = \bar{\rho}c_p(\overline{w'\theta'})$. Weiter wichtige turbulente Flüsse sind der kinematische latente Wärmefluss $\overline{w'q'}$, sowie die Geschwindigkeitskorrelationen $\overline{w'v'}$ und $\overline{w'u'}$. u und v sind dabei die horizontalen Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und q die spezifische Feuchte. In erster Näherung lassen sich turbulente Flüsse proportional zu ihrem mittleren Gradienten darstellen (Stull, 1988):

$$\overline{w'\theta'} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (2.8)$$

K_H ist hierbei der turbulente Diffusionskoeffizient für Wärme, welcher die Einheit $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ hat.

2.1.3 Taylor's Hypothese

Bei vielen meteorologischen Messungen handelt es sich um Zeitreihen an einem bestimmten Ort. In der Turbulenztheorie spielen jedoch räumliche Größen eine wichtige Rolle. Um für Messzeitreihen dennoch räumliche Aussagen treffen zu können, führte Taylor 1938 die Hypothese der gefrorenen Turbulenz ein. Dabei wird angenommen, dass bei geringer turbulenter Aktivität und stationären, homogenen Bedingungen, ein Turbulenzfeld für den betrachteten Zeitraum unverändert bleibt und vom mittleren horizontalen Wind \bar{u} transportiert wird. Dies bedeutet, dass die zeitliche Messung eines Turbulenzelements, welches sich über einen Sensor bewegt, anhand der Euler-Transformation in räumliche Koordinaten umgerechnet werden kann:

$$x = \bar{u} \cdot t, \quad (2.9a)$$

$$\lambda = \frac{\bar{u}}{n}. \quad (2.9b)$$

Dabei sind x und t die Raum- und Zeitkoordinaten, n die Frequenz und λ die Wellenlänge (Garratt, 1994).

2.1.4 Turbulente kinetische Energie

Die turbulente kinetische Energie (TKE) ist der turbulente Anteil der kinetischen Energie und ein Maß für die Intensität der Turbulenz (Stull, 1988). Sie setzt sich aus den Varianzen der Windkomponenten zusammen:

$$\frac{TKE}{m} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}. \quad (2.10)$$

Die Budgetgleichung der turbulenten kinetische Energie lässt sich aus der Navier-Stokes-Gleichung (2.1) herleiten und lautet:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial t} + \frac{1}{2} \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_j} = \underbrace{\delta_{ij} \frac{g}{\theta} (\overline{u'_i \theta'})}_B - \underbrace{\overline{u'_i u'_j}}_S \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_i u'_i u'_j})}}_T \frac{\partial}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial (\overline{u'_i p'})}}_P \frac{\partial}{\partial x_i} - \epsilon. \quad (2.11)$$

Dabei ist g die Schwerebeschleunigung in m s^{-2} und δ_{ij} das Kronecker-Delta. Die beiden Terme auf der linken Seite der Gleichung sind die zeitliche Änderung der TKE (erster Term) und deren Advektion mit dem mittleren Wind (zweiter Term). Der erste Term auf der rechten Seite (B) ist ein Maß für die Produktion/Dämpfung durch Auftrieb und der zweite Term (S) repräsentiert die Produktion durch Scherung. Der dritte Term (T) ist ein Maß für den turbulenten Transport von TKE und der vorletzte Term (P) stellt den Transport durch Druckschwankungen dar. Der letzte Term (ϵ) beschreibt die viskose Dissipation, also die Umwandlung von kinetischer Energie in Wärme durch Reibung (Wyngaard, 2010).

2.2 Die konvektive Grenzschicht

Als konvektive Grenzschicht wird der Teil der ABL bezeichnet, der am direktesten von einem durch Sonneneinstrahlung beheizten Erdoberfläche beeinflusst wird (Nieuwstadt und Van Dop, 1984). Der vertikale Aufbau und die Entwicklung dieser Schicht wurden bereits anhand von Abbildung 2.1 eingeführt. Die konvektive Grenzschicht weist also eine mehrschichtige Struktur auf, bestehend aus Prandtlschicht, Mischungsschicht und Randzone.

Für die Prandtlschicht gilt die Annahme, dass turbulente Flüsse nicht mehr als 10 % von ihrem Oberflächenwert abweichen (Stull, 1988). Hier spielt die Turbulenz durch Windscherung eine dominante Rolle (Kaimal et al., 1976). Diese Schicht ist sehr gut untersucht, da Beobachtungen relativ leicht zu realisieren sind (Nieuwstadt und Van Dop, 1984). Darüber liegt die Mischungsschicht. Prozesse in dieser Schicht sind unabhängig von der Höhe z , sowie von der Scherung, bzw. der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* . Turbulenz in der Residualschicht wird von Einmischungsprozessen (Entrainment) dominiert (Nieuwstadt und Van Dop, 1984), weshalb sie im Weiteren auch als Entrainment-Zone bezeichnet wird. Sie ist stabil geschichtet und stellt somit eine dynamische Barriere zur darüber liegenden, nicht turbulenten freien Atmosphäre dar (Wyngaard, 2010).

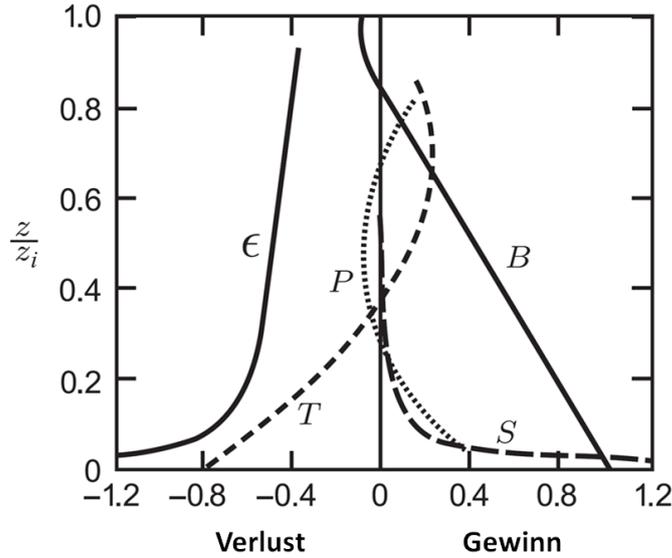


Abbildung 2.2: Dimensionslose Profile der Terme der TKE-Gleichung (2.12) für stationäre, horizontal homogene Bedingungen. S stellt die Produktion von TKE durch Scherung dar, T bezieht sich auf den turbulenten Transport von TKE, P auf ihren Transport durch Druckschwankungen, B quantifiziert die Produktion/Dämpfung durch Auftrieb und ϵ stellt die viskose Dissipation dar. Positive Werte tragen zur Produktion von turbulenter kinetischer Energie bei (Gewinn). Bei negativen Werten wird TKE in Wärme überführt oder abtransportiert (Verlust) (nach Wyngaard (2010)).

Für eine horizontal homogene Grenzschicht vereinfacht sich die Budgetgleichung (2.11) der TKE zu

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial t} = - \underbrace{\left(\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)}_S - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \frac{\overline{u'_i u'_i w}}{2}}_T - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p'w'}}{\partial z}}_P + \underbrace{\frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'w'}}_B - \epsilon. \quad (2.12)$$

Die Profile der unterschiedlichen Terme für eine quasi-stationäre Mischungsschicht sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Terme wurden durch Multiplikation mit $g(\overline{w'\theta'})_0/\theta_0$ entdimensionalisiert und sind gegen die dimensionslose Höhe z/z_i aufgetragen. Terme mit einer tiefgestellten Null beziehen sich hier und im Weiteren auf Bodenwerte. Bodennah dominiert die Produktion (Gewinn) von TKE durch Scherung (S). Diese spielt für $z/z_i > 0,1$ jedoch kaum noch eine Rolle und die Produktion durch Auftrieb (B) überwiegt. Der turbulente Transport (T) ist negativ im unteren Teil der Schicht und trägt ab etwa $0,4z_i$ zur Turbulenzgenerierung bei. Der Verlust von Turbulenz durch viskose Reibung (ϵ) ist am größten nahe der Erdoberfläche und nimmt ab etwa $0,2z_i$ einen konstanten Wert an. Bei den Termen für ϵ , B , S und T handelt es sich um Messwerte, wohingegen der Transport durch Druckschwankungen (P) so bestimmt wurde, dass sich die Terme ausgleichen.

2.2.1 Grenzschichthöhe

Die Grenzschichthöhe fällt mit der mittleren Höhe der Entrainment-Zone zusammen. In der Literatur finden sich zahlreiche unterschiedliche Definitionen für diese Höhe, welche meist von der vorhandenen Datenbasis abhängen (Seibert et al., 2000). In Abbildung 2.3

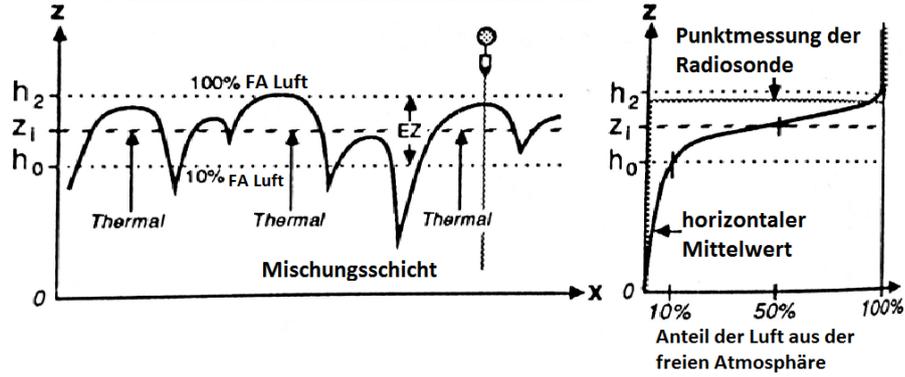


Abbildung 2.3: Die Entrainment-Zone (EZ) kann Anhand des Anteils der Luft aus der freien Atmosphäre (FA) definiert werden. Aufwindschläuche (Thermals) transportieren Luft aus der Mischungsschicht nach oben und sorgen für eine Durchmischung der Luftmassen. Diejenige Höhe, die Aufwindschläuche im Mittel erreichen, wird als Grenzschichthöhe z_i definiert und ist gekennzeichnet durch den steilsten Gradienten im Profil des Anteils der Luft aus der freien Atmosphäre (nach Stull (1988)).

ist die Grenzschichthöhe, wie sie von Stull (1988) definiert wird, dargestellt. Es werden drei Höhen unterschieden: der Oberrand der Entrainment-Zone h_2 , ihr unterer Rand h_0 , sowie eine Höhe dazwischen z_i . h_2 ist diejenige Höhe, bis zu welcher ein Aufwindschlauch maximal vordringt. Das bedeutet, oberhalb von h_2 liegt nur Luft aus der freien Atmosphäre vor. Der Unterrand der Entrainment-Zone h_0 ist per Definition diejenige Höhe, in welcher der Anteil der Luft aus der freien Atmosphäre 5 – 10% beträgt. Diese Höhe wird im Weiteren als Mischungsschichthöhe bezeichnet (Träumner, 2013). Es ist erkennbar, dass es sich bei h_2 , h_0 und z_i um mittlere Werte handelt. Die momentane Höhe eines Aufwindschlauches wird als z_T bezeichnet. In Abbildung 2.3 ist erkennbar, dass diese großen Schwankungen unterliegt. Auf der rechten Seite der Abbildung 2.3 ist der Anteil der Luft aus der freien Atmosphäre gegen die Höhe aufgetragen. z_i befindet sich in derjenigen Höhe, in welcher die Abnahme des Anteils der Luft aus der freien Atmosphäre maximal ist. z_i wird im Folgenden als Grenzschichthöhe gewählt. Sie entspricht der mittleren Höhe der Aufwindschläuche. Abbildung 2.3 gibt ein Beispiel dafür, wie es zu einer fehlerhaften Bestimmung der Grenzschichthöhe bei Verwendung einer einzelnen Radiosonde kommen kann. Fliegt diese zufällig entlang eines Aufwindschlauches (Flugbahn siehe linke Seite der Abbildung), wird als Grenzschichthöhe z_T bestimmt (rechte Seite).

Der typische Verlauf der Grenzschichthöhe für einen Tag mit konvektiven Bedingungen wird in Abbildung 2.4 gezeigt. Die Grenzschichthöhe ist hierbei die Basis der Inversion, was nach der Definition von Träumner (2013) der Mischungsschichthöhe h_0 entspricht. Es wird jedoch angenommen, dass sich der qualitative Verlauf der Grenzschichthöhe nicht von dem der Mischungsschichthöhe unterscheidet. Es sind drei Phasen des Grenzschichthöhenwachstums erkennbar. Von Sonnenaufgang bis etwa 1300 CDT (*central daylight time*, Lokalzeit im mittleren Osten der USA) wächst h_0 durch die stetige Zunahme des fühlbaren Wärmeflusses an der Erdoberfläche schnell an. Von 1300 bis 1600 CDT verlangsamt sich dieses Wachstum und $(\overline{w'\theta'})_0$ erreicht ein Maximum. Danach stagniert die Grenzschichthöhe auf einen etwa konstanten Wert, während der fühlbarer Wärmefluss abnimmt und am späten Nachmittag negative Werte annimmt (Kaimal et al., 1976).

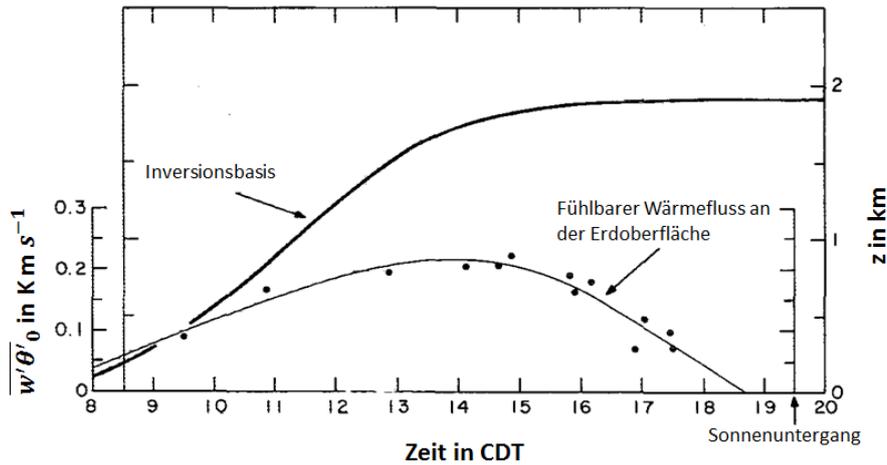


Abbildung 2.4: Typischer zeitlicher Verlauf der Grenzschichthöhe (hier: Inversionsbasis) und des kinematischen fühlbaren Wärmeflusses an der Erdoberfläche $\overline{w'\theta'_0}$ für eine klare Grenzschicht unter konvektiven Bedingungen (nach Kaimal et al. (1976)).

2.2.2 Varianz und Schiefe

In der deskriptiven Statistik werden die Varianz σ^2 und die Schiefe μ dazu verwendet, die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung einer Zufallsvariable zu beschreiben. Die Varianz ist dabei ein Maß für die Streuung der gemessenen Werte um ihren Mittelwert und die Schiefe gibt Auskunft über die Form der Verteilung (Stephenson, 2005). Abbildung 2.5 zeigt zwei Beispiele für normierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen (Abb. 2.5a) von w' in zwei unterschiedliche Höhen (etwa 900 und 400 m) für den gleichen Zeitraum von etwa drei Stunde. Die Vertikalgeschwindigkeiten für den gesamten Zeitraum in allen Messhöhen sind in Abbildung 2.5b dargestellt. Die Zeit ist als koordinierte Weltzeit (UTC, coordinated universal time) angegeben.

Die Varianz ist das zweite zentrale statistische Moment und bestimmt sich für eine diskrete Zufallsvariable w mit

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (w - \bar{w})^2 = \overline{w'^2}. \quad (2.13)$$

Für eine normierten Wahrscheinlichkeitsdichte ist die Breite der Verteilung ein Maß für ihre Varianz. Je breiter die Verteilung, desto größer ist ihre Varianz. Für das gezeigte Beispiel bedeute das, dass die Fluktuationen der Vertikalgeschwindigkeit in 900 m Höhe ein geringeres σ^2 aufweisen, als die w' -Werte in 400 m Höhe. In Zusammenhang mit der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit als Teil der TKE bedeutet dies, dass größere Streuungen von w' auf höhere Intensitäten der Turbulenz schließen lassen.

Die Schiefe gibt an, in welche Richtung eine Wahrscheinlichkeitsverteilung geneigt ist:

$$\mu_w(z) = \frac{\overline{w'^3}}{\sigma_w^2}. \quad (2.14)$$

Ist diese positiv, wird von einer Rechtsschiefe gesprochen. Für die beiden rechtsschiefen Verteilungen in Abbildung 2.5 bedeutet das, dass eine größere Wahrscheinlichkeit für negative Fluktuationen vorhanden ist, jedoch gleichzeitig wenige, stark positive w' auftreten.

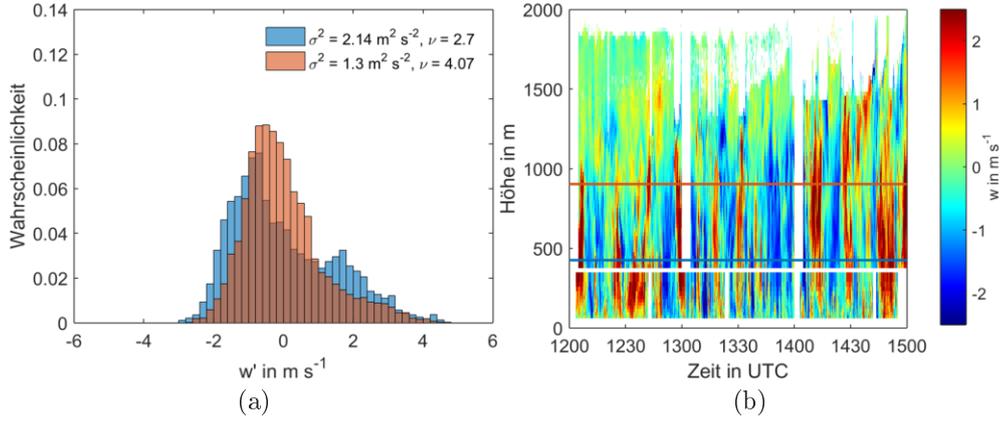


Abbildung 2.5: Wahrscheinlichkeitsdichtverteilung von w' für jeweils drei Stunden in zwei unterschiedlichen Höhen (a). Die rote Kurve stellt die Verteilung in etwa 900 m dar, die blaue in etwa 400 m. Die Verteilungen geben einen Eindruck davon, wie sich die unterschiedliche Form der Verteilung auf die Werte für Varianz (σ^2) und Schiefe (hier: ν) auswirken. Die Schiefen in beiden Höhen haben positive Werte, was ein Indikator für schmale, intensive Aufwindschläuche und schwächere, breite Abwindbereiche ist (LeMone, 1990). Dies bestätigen die abgebildeten vertikalen Windgeschwindigkeiten für den analysierten Zeitraum (b).

Eine solche Verteilung existiert in der konvektiven Grenzschicht durch das Vorhandensein von schmalen, intensiven Aufwindschläuchen und breiten, schwächeren Abwindgebieten (LeMone, 1990). Dass solche Strukturen im gegebenen Beispiel vorhanden sind, lässt sich in den gegen die Höhe und Zeit aufgetragenen Vertikalgeschwindigkeiten erkennen (Abb. 2.5b).

LES (*large eddy simulation*) und Messungen zeigen einen typischen Verlauf der Schiefe als Funktion von $z z_i^{-1}$ in der konvektiven Grenzschicht. Für klare Tage ist diese stets positiv und nimmt bis in eine Höhe von $z = 0,9z_i$ zu. Darüber fällt sie stark ab (LeMone, 1990).

Das Gegenteil bilden Grenzschichten, deren Abwindgebiete schmäler und intensiver sind als ihre Aufwindschläuche und somit die Schiefe einen negativen Wert annimmt (Hogan et al., 2009). Solche Bedingungen können bei bewölkten Grenzschichten vorkommen, bei denen die Strahlungsabkühlung an der Wolkenoberkante gegenüber der Erwärmung durch die Erdoberfläche dominiert (Hogan et al., 2009). In bewölkten Grenzschichten ist die Situation jedoch meist komplexer; so kann Abkühlung an der Wolkenoberkante zu negativen Werten der Schiefe im oberen Teil der Grenzschicht führen und Heizung durch die Erdoberfläche zu positiven Werten im unteren Bereich (Moyer und Young, 1991). Somit kann die Schiefe verwendet werden, um die Quelle der Turbulenz zu identifizieren (Hogan et al., 2009).

Die Größe $\overline{w'^3}$, und damit die Schiefe, spielt in der konvektiven Grenzschicht dadurch eine Bedeutung, dass sie Teil der Budgetgleichung der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit ist (Moeng und Rotunno, 1990). Diese ergibt sich als vertikale Komponente der Budgetgleichung (2.12) für die TKE:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial t} = S - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial z} + P + B - \epsilon. \quad (2.15)$$

Die Änderung von $\overline{w'^3}$ mit der Höhe nimmt direkt Einfluss auf den turbulenten Transport von $\overline{w'^2}$. Nimmt $\overline{w'^3}$ mit der Höhe ab, gibt es eine lokale Zunahme der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit. Praktisch kann man sich dies so vorstellen, dass im Falle einer positiven Schiefe der aufsteigende Teil eines großen Wirbels turbulenter als sein absinkender Teil ist. Dadurch findet ein netto Transport von TKE nach oben statt (Hogan et al., 2009). Dieser Prozess lässt sich in Abbildung 2.2 am Term des turbulenten Transports erkennen.

2.2.3 Spektrum der Turbulenz

Anhand der diskreten Fourier-Analyse lässt sich eine Zeitreihe der Messgröße $u(k)$ mit $k = 1, \dots, N$ vom physikalischen Raum in den Frequenzraum transformieren. Für eine diskrete Zeitreihe ergibt sich die diskrete FourierTransformierte mit:

$$s_u(n) = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\frac{u(k)}{N} \right] \exp(-i2\pi nk/N). \quad (2.16)$$

Die Frequenz wird direkt als Frequenz der turbulenten Wirbel interpretiert. Für eine Frequenz von Null ($n = 0$) ergibt sich der Mittelwert der Zeitreihe \bar{u} (Stull, 1988). Die spektrale Energiedichte der Messgröße u berechnet sich aus

$$S_u(n) = \Delta n \cdot |s_u(n)|^2. \quad (2.17)$$

Dabei ist Δn dem Abstand zwischen den diskreten Frequenzen. Wird das Produkt der Energiedichte mit Δn über das komplette Spektrum aufsummiert, ergibt sich die Varianz der Messgröße u :

$$\sigma_u^2 = \sum_{n_{\min}}^{n_{\max}} S_u(n) \Delta n. \quad (2.18)$$

Somit ist die Energiedichte ein Maß für den Beitrag, den eine bestimmte Frequenz zur Varianz liefert. Mithilfe der Taylor-Hypothese (Gleichung (2.9)) lässt sich das Frequenzspektrum $S_u(n)$ in ein Wellenzahlspektrum $F_u(\kappa)$ umrechnen (Kaimal et al., 1972):

$$\kappa F_u(\kappa) = n S_u(n). \quad (2.19)$$

Die Wellenzahl κ ergibt sich mit $\kappa = 2\pi/\lambda$.

Die größte Frequenz, welche in einem Spektrum dargestellt werden kann, wird durch die Nyquist-Frequenz n_N festgelegt. Diese ergibt sich aus der Voraussetzung, dass mindestens zwei Messpunkte vorhanden sein müssen, um eine Welle aufzulösen (Stull, 1988). Damit ist diese halb so groß wie die Abtastrate n_{mess} und kann mithilfe der Taylor-Hypothese (Gl.

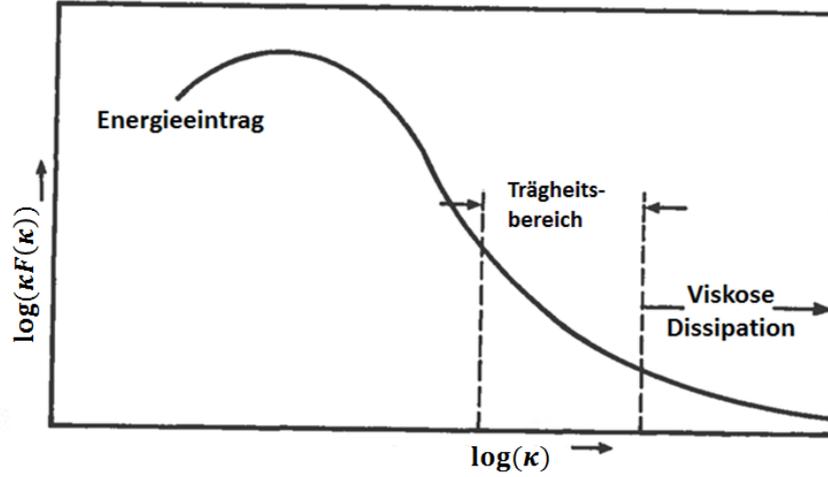


Abbildung 2.6: Theoretischer Verlauf des Spektrums der Vertikalgeschwindigkeit. Das logarithmische Produkt der Energiedichte $F(\kappa)$ und der Wellenzahl κ als Funktion der logarithmischen Wellenzahl (nach Garratt (1994)).

(2.9)) in eine minimale Wellenlänge λ_N und eine maximale Wellenzahl κ_N umgerechnet werden:

$$n_N = \frac{1}{2} n_{\text{mess}}, \quad (2.20a)$$

$$\lambda_N = \frac{\bar{u}}{n_N} = 2 \frac{\bar{u}}{n_{\text{mess}}}, \quad (2.20b)$$

$$\kappa_N = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\bar{u}} n_{\text{mess}}. \quad (2.20c)$$

Eine häufig verwendete Darstellungsform ist, das Produkt der Energiedichte und der Wellenzahl $\kappa F(\kappa)$ logarithmisch gegen $\log(\kappa)$ aufgetragen (Stull, 1988). Abbildung 2.6 zeigt einen typischen Verlauf für diese Darstellungsweise. Es sind drei Bereiche markiert, welche unterschiedliche charakteristische Eigenschaften aufweisen. Durch die oben genannten Entstehungsmechanismen für Turbulenz kommt es bei kleinen Frequenzen zu einem Energieeintrag. Durch die Ausbildung immer kleinerer Wirbel aufgrund der Instabilität größerer Wirbel, wird diese Energie entlang des Spektrums transportiert, bis sie schlussendlich durch Reibung in Wärme umgewandelt wird. Somit ergibt sich eine Energiekaskade entlang des Spektrums (Garratt, 1994).

Im Bereich kleiner Wellenzahlen liegt ein Maximum im Spektrum vor. Es muss beachtet werden, dass es sich dabei nicht um die Wellenzahl bei maximaler Energie handelt, da die Energiedichte mit der Wellenzahl multipliziert ist (Stull, 1988). Jedoch handelt es sich bei der Wellenzahl des Maximums im Spektrum um diejenige Wellenzahl, die den größten Beitrag zur Varianz (Gl. (2.18)) liefert (Lumley und Panofsky, 1964). Diese Wellenzahl kann mit dem Abstand zwischen Aufwindschläuchen in Zusammenhang gesetzt werden (Lothon et al., 2009).

Als Trägheitsbereich wird der Teil des Spektrums bezeichnet, in welchem weder ein externer Energieeintrag vorhanden ist, noch eine Umwandlung der Energie in Wärme stattfindet. Die Wirbel bekommen ihre Energie von größeren Wirbeln und geben ihre Energie wiederum

an kleinerskalige Wirbel weiter. Für diesen Bereich ist das Gesetz von Kolmogorov gültig, welches einen Zusammenhang zwischen der Energiedichte $F_u(\kappa)$, der Dissipationsrate ϵ und κ herstellt:

$$F_u(\kappa) = \alpha \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}. \quad (2.21)$$

α ist dabei eine Universalkonstante, für welche durch empirische Messungen ein Wert von 0,5 festgelegt wurde (Kaimal et al., 1972). Das bedeutet, dass die Energiedichte, welche logarithmisch gegen ihre Wellenzahl aufgetragen ist, im Trägheitsbereich mit einer Steigung von $-5/3$ abfällt. Häufig wird die Energiedichte als das Produkt $\kappa F_u(\kappa)$ dargestellt. Die Steigung im Trägheitsbereich für eine doppelt-logarithmische Darstellung beträgt in diesem Fall $-2/3$.

2.2.4 Charakteristische Größen

Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ist für Strömungen in der Nähe von Oberflächen eine wichtige Skalierungsgröße. Sie gibt die Größenordnung der kinematischen Spannung an, die durch das strömende Fluid entsteht (Wyngaard, 2010):

$$u_*^2 = \sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}}. \quad (2.22)$$

Obukhov-Länge

Die Obukhov-Länge L ist eine Skalierungsgröße für die Prandtlschicht. Sie ist der Quotient des Produktionsterm durch Scherung (S) und des Auftriebsterm (B) der TKE Gleichung (2.10). Die Entdimensionalisierung erfolgt über eine Multiplikation mit $-kz/u_*^3$ mit den Termen der TKE Budgetgleichung (Stull, 1988):

$$L = \frac{-\overline{\theta_0} u_*^3}{kg(w'\theta')_0}. \quad (2.23)$$

Dabei bezeichnet k die dimensionslose, empirisch bestimmte von-Kármán-Konstante und hat einen Wert von 0.4 (Stull, 1988). Physikalisch kann die Obukhov-Länge als diejenige Höhe interpretiert werden, in welcher erstmalig der Auftriebsparameter über die Produktion von Turbulenz durch Scherung dominiert. Der Term $-z_i/L$ ist ein Indikator für die thermische Stabilität einer Grenzschicht und spielt bei der Skalierung von turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen eine wichtige Rolle (Deardorff, 1970b).

Integrale Zeit-/Längenskala

Die integrale Zeitskala l_w^T ist ein Maß für das ‘‘Gedächtnis der Turbulenz,’’ (Wyngaard, 2010). Um diese zu berechnen, wird eine Zeitreihe der Vertikalgeschwindigkeit gegen sich selbst

verschoben und zu jeder Verschiebung τ die Kovarianz zwischen den Zeitreihen berechnet, also zwischen $w(t)$ und $w(t + \tau)$:

$$R_w(\tau) = \sum_{i=0}^{N-j-1} [(w_i - \bar{w}_i)(w_{i+j} - \bar{w}_{i+j})]. \quad (2.24)$$

Dabei sind \bar{w}_i und \bar{w}_{i+j} jeweils die Mittelwerte des betrachteten Bereichs. Unter der Annahme, dass stationäre Bedingungen vorherrschen, nehmen die Mittelwerte den selben Wert an und die Autokovarianzfunktion kann als

$$R_w(\tau) = \overline{w(t)'w(t + \tau)'} \quad (2.25)$$

geschrieben werden (Stull, 1988). Für $\tau = 0$ entspricht $R(\tau)$ der Varianz der Vertikalgeschwindigkeit. Die Autokorrelationsfunktion ρ ist die normierte Autokovarianzfunktion:

$$\rho_w(\tau) = \frac{R_w(\tau)}{\sigma_w^2} = \frac{R_w(\tau)}{R_w(0)}. \quad (2.26)$$

Hierbei wird wiederum die Annahme getroffen, dass stationäre Bedingungen gegeben sind und die Varianzen von $w(t)$ und $w(t + \tau)$ gleich groß sind. $\rho(\tau)$ bewegt sich in einem Bereich von $[-1, 1]$. Für zufällige Prozesse nimmt sie einen Wert von Null an. Die Autokorrelation einer turbulenten Größe läuft nach einer bestimmten Zeit gegen Null, was als "schwindendes Gedächtnis," der Turbulenz interpretiert werden kann (Wyngaard, 2010). Die integrale Zeitskala ist ein Maß für dieses Gedächtnis und berechnet sich als Integral über die Autokorrelationsfunktion:

$$l_w^T = \int_0^{\infty} \rho_w(\tau) d\tau. \quad (2.27)$$

Mithilfe der Taylor-Hypothese kann l_w^T in die integrale Längenskala l_w umgerechnet werden kann. Diese ist ein Maß für die Breite dominanter Wirbel (Lothon et al., 2006).

2.2.5 Turbulenzskalierung

Für die Prandtlschicht können für turbulente Größen universelle dimensionslose Funktionen hergeleitet werden. Diese ergeben sich mit Hilfe einer Dimensionsanalyse unter Verwendung des Buckingham'schen Pi-Theorems. Ein prominentes Beispiel ist die Monin-Obukhov Ähnlichkeitstheorie (Nieuwstadt und Van Dop, 1984). Die dimensionslosen Funktionen der Prandtlschicht haben gemeinsam, dass sie alle von $-z/L$ abhängen. Dieses Verhalten wird jedoch oberhalb der Prandtlschicht nicht beobachtet und dimensionslose Funktionen können sowohl von z/L als auch von z/z_i abhängen. Diese Abhängigkeiten machen die Situation kompliziert und unpraktisch (Nieuwstadt und Van Dop, 1984).

Für den Fall freier Konvektion verbessert sich die Lage erheblich, da dann die Produktion durch Scherung von TKE (S) gegenüber der Produktion durch Auftrieb (B) vernachlässigt

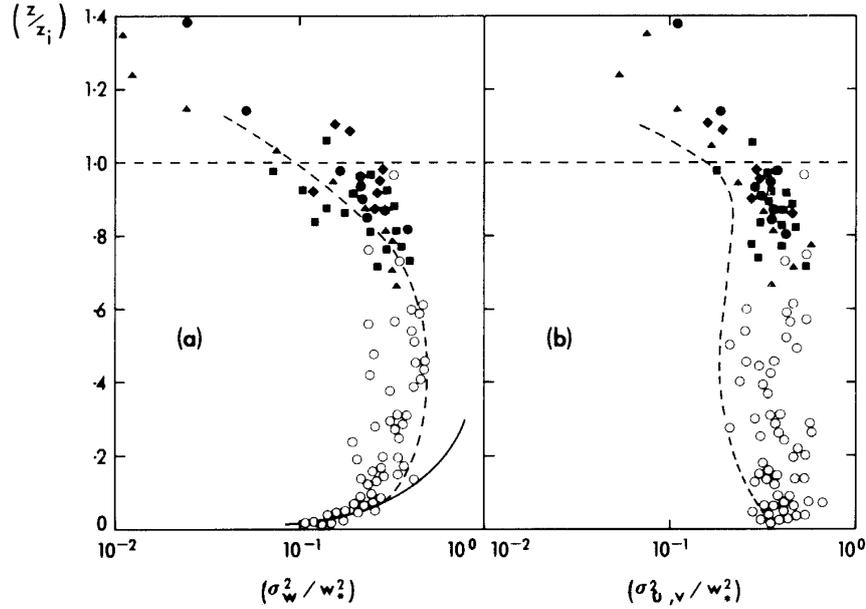


Abbildung 2.7: Skalierte Varianzen der Vertikalgeschwindigkeit (links) und der Varianzen der horizontalen Windkomponenten (rechts) als Funktion der dimensionslosen Höhe. Die gestrichelten Linien repräsentieren die mittleren Messwerte eines Laborexperiments von Willis und Deardorff (1974). Die Datenpunkte sind je nach Herkunft der Messwerte unterschiedlich kodiert (Caughney und Palmer, 1979).

bar ist und turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen sich mit der konvektiven Geschwindigkeit w_* skalieren lassen (Deardorff, 1970b):

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta_0} z_i (\overline{w'\theta'})_0 \right)^{1/3}. \quad (2.28)$$

Freie Konvektion liegt ab einer Höhe von etwa $-L$ vor (Deardorff, 1970a) und wenn $-z_i/L$ einen Wert größer 5 – 10 annimmt (Wyngaard, 2010). Für diesen Fall ergibt die mit w_* skalierte Varianz eine universelle Funktion F_w , welche nur noch von z/z_i abhängt:

$$\frac{\sigma_w^2}{w_*^2} = F_w(z/z_i). \quad (2.29)$$

Dieser Ansatz wird Ähnlichkeit in der Mischungsschicht genannt. Abbildung 2.7 zeigt die skalierten Varianzprofile der Geschwindigkeitskomponenten gegen die skalierte Messhöhe. Für die vertikale Geschwindigkeit, als auch für die horizontalen Windkomponenten ist ein funktioneller Zusammenhang erkennbar. In Bodennähe ($z/z_i < 1$) ist erkennbar, dass die normierten Varianzen der Horizontaltkomponenten größer sind als die der Vertikalgeschwindigkeit. Ein Grund hierfür ist der vorhandene Einfluss von Windscherung in diesem Bereich, der einen Beitrag zu Turbulenz leistet. Eine bekannte universelle Funktion F_w wurde von Lenschow et al. (1980) aufgestellt:

$$\frac{\sigma_w^2}{w_*^2} = 1.8 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(1 - 0.8 \frac{z}{z_i} \right)^2. \quad (2.30)$$

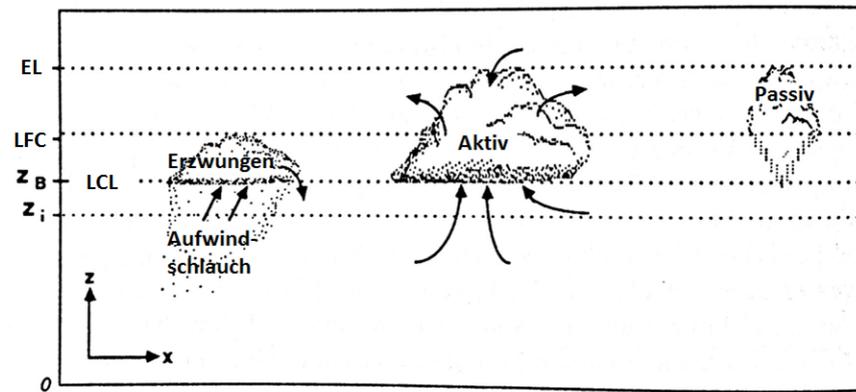


Abbildung 2.8: Klassen von Schönwetter-Cumuli. Wichtige Höhen zur ihrer Charakterisierung bilden die Grenzschichthöhe (z_i), das Hebungs-kondensationsniveau (LCL) bzw. die Wolkenunterkante (z_B), das Niveau der freien Konvektion (LFC) und das Gleichgewichtsniveau (EL) (nach Stull (1988))

Sie wurde über eine Anpassung an Messwerte von Flugzeugmessungen bestimmt und mit anderen Messungen und Modellrechnungen validiert (Lenschow et al., 1980). In der Nähe der Randzone verliert die Theorie ihre Anwendbarkeit, da dort lokal generierte Turbulenz und Schwerewellen zur Varianz beitragen können (Stull, 1988).

2.3 Grenzschichtbewölkung

2.3.1 Thermodynamik von Grenzschichtwolken

Anhand von thermodynamischen Überlegungen lassen sich die Dimensionen von Grenzschichtwolken aus Profilen der Temperatur und Feuchte abschätzen. Wird ein Luftpaket trockenadiabatisch ($\theta = \text{konst.}$) vom Boden aus angehoben, dann gibt es eine Höhe, in der die Temperatur soweit abgefallen ist, dass das Wasser im Luftpaket kondensiert. Diese Höhe ist das Hebungs-kondensationsniveau (LCL , *Lifted condensation level*). Findet also erzwungene Hebung statt, fällt das LCL mit der Höhe der Wolkenunterkante zusammen. Wird das Luftpaket weiter feuchtadiabatisch ($\theta_{ps} = \text{konst.}$) gehoben, kann es eine Temperatur erreichen, die höher ist, als die der Umgebung. θ_{ps} ist hierbei die pseudopotentielle Temperatur. Ab dieser Höhe, dem Niveau der freien Konvektion (LFC , *Level of free convection*) erfährt das Luftpaket einen positiven Auftrieb. Das bedeutet, dass eine Wolke, die dieses Niveau erreicht, weiter nach oben anwächst. Bei weiterer Hebung des Luftpakets nähert sich die Temperatur des Luftpakets wieder der Umgebungstemperatur an und der positive Auftrieb verschwindet. Dieser Punkt wird als Gleichgewichtsniveau (EL , *Equilibrium level*) bezeichnet und ist eine Abschätzung für den Oberrand einer Wolke (Beheng, 2009).

2.3.2 Cumuli-Klassen

Stull (1985) teilt Schönwetter-Cumuli in drei Klassen ein: erzwungene, aktive und passive. Es handelt sich dabei um eine dynamische Einteilung und hängt von der Interaktion der jeweiligen Wolken mit der Mischungsschicht ab. Die einzelnen Klassen sind in Abbildung 2.8

zusammen mit relevanten Höhen dargestellt. Erzwungene Cumuli bilden sich am Oberrand von Aufwindschläuchen im Bereich der Entrainment-Zone. Dieser erreicht das LCL und durch adiabatische Abkühlung kommt es zur Kondensation im angehobenen Luftpaket. Die Energie reicht jedoch nicht aus, um das LFC zu erreichen. Dadurch befindet sich die Wolke in einem Bereich mit negativem Auftrieb und ist auf eine Energieversorgung durch den Aufwindschlauch angewiesen. Aktive Cumuli entstehen ebenfalls an Aufwindschläuchen, erreichen aber das *LFC* und können dadurch bis zum Gleichgewichtsniveau anwachsen. Ihre Lebenszeit ist nicht mehr an den Aufwindschlauch gebunden, sondern hängt allein von der Dynamik der Wolke selbst ab. Beziehen diese Wolken keine Luft mehr aus der Mischungsschicht, werden sie zu passiven Wolken. Diese lösen sich langsam von ihrer Basis her auf und haben keine dynamische Interaktion mehr mit der Mischungsschicht.

2.3.3 Interaktion mit der Mischungsschicht

Durch Interaktionen von Schönwetter-Cumuli mit der Mischungsschicht entstehen unterschiedliche Rückkopplungsprozesse. So entsteht durch die Wolken ein Schatten auf der Erdoberfläche, wodurch weniger Energie vom Boden aufgenommen werden kann und sich damit schwächere Aufwindschläuche ausbilden. Dies führt wiederum zu einer reduzierten Ausbildung neuer Cumuli und es handelt sich damit um eine negative Rückkopplung. Aktive Wolken entziehen der Mischungsschicht Luft und bedingen so ein langsames Wachstum der Grenzschicht. Damit nimmt die Anzahl der Aufwindschläuche ab, die hoch genug gelangen, um neue aktive Wolken zu generieren. Es handelt sich wiederum um eine negative Rückkopplung. Ein weiterer Rückkopplungsmechanismus führt zu einer Erhöhung der Wolkenanzahl. Durch aktive Wolken wird Feuchte in die freie Atmosphäre transportiert. Dadurch nimmt die Feuchte dort zu und passive Wolken lösen sich langsamer auf als neue Wolken entstehen (Stull, 1988).

Es stellt sich die Fragen, welchen Einfluss Cumuli auf die Turbulenz der Grenzschicht haben. Nicholls und Lemone (1980) präsentieren Varianzprofile der Vertikalgeschwindigkeit (Abb. 2.9a) für Messungen über dem tropischen Ozean bei Tagen mit und ohne Cumuli. Zusätzlich ist eine im Labor bestimmte Funktion für σ_w^2/w_*^2 für trockene Konvektion (Willis und Deardorff, 1974) eingezeichnet. Es lässt sich erkennen, dass im Bereich unterhalb von z_i das Varianzprofil kaum durch das Vorhandensein von Cumuli beeinflusst wird und alle Daten gut mit dem theoretischen Verlauf übereinstimmen.

Hogan et al. (2009) untersuchen die Varianz und Schiefe des Vertikalwindes bei wolkenfreien Bedingungen und für Tagen mit Cumulus- und Stratocumulusbewölkung. Dazu werden Daten eines Dopplerlidars ausgewertet. Weder das Profil der Varianz, noch der Schiefe zeigt einen signifikanten Unterschied zwischen wolkenlosen Grenzschichten und Grenzschichten mit Cumulusbewölkung.

Abbildung 2.9b zeigt das mittlere Profil der vertikalen Komponente der TKE aus 10 LES für ungestörte Passatwindcumuli. Die Wolkenbasis und die Wolkenoberkante sind durch die Startbedingungen vorgegeben. Alle Modelle zeigen zwei Maxima für die Varianz: eines in der Mitte der Schicht unterhalb der Wolken und ein weiteres an deren Oberrand. Für die Schicht unterhalb der Wolkenbasishöhe ist zusätzlich eine von Holtslag und Moeng

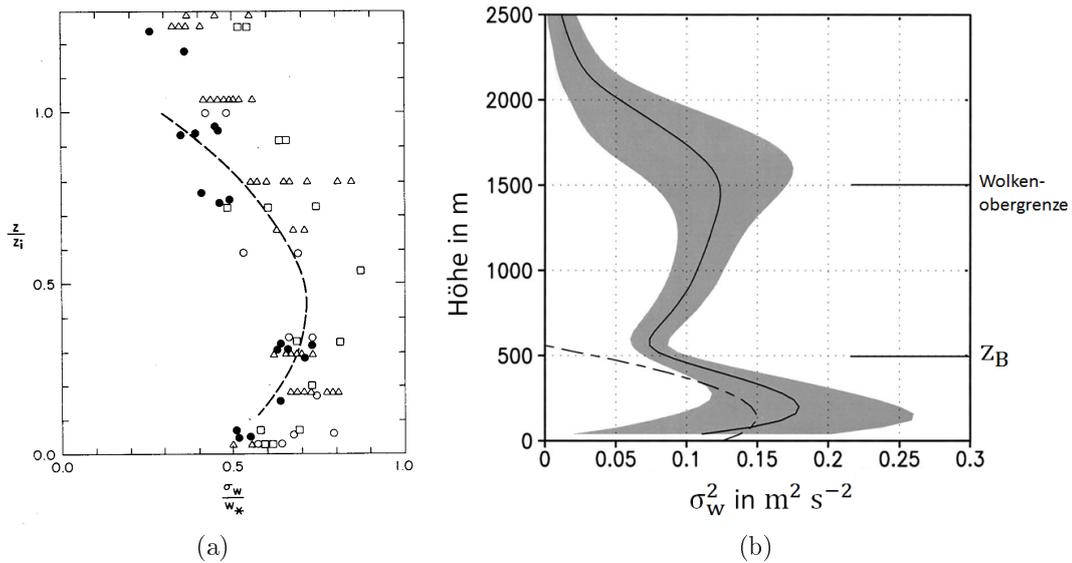


Abbildung 2.9: Normiertes Varianzprofil der Vertikalgeschwindigkeit für Tage mit Cumulusbewölkung (Δ , \square , \circ) und für klare Tage (\bullet) (a) (Nicholls und Lemone, 1980). Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis eines Laborexperiments für trockene Grenzschichten (Willis und Deardorff, 1974). Varianzprofil der Vertikalgeschwindigkeit für die Schicht unterhalb der Wolkenbasishöhe und in der Wolkenschicht (b). Die gestrichelte Linie im Varianzprofil stellt eine von Holtslag und Moeng (1991) bestimmte Funktion für klare Grenzschichten dar (nach Siebesma et al. (2003)).

(1991) bestimmte universelle Funktion für klare Grenzschichten eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass hier, wie auch in den bereits vorgestellten Studien kein eindeutiger Einfluss der Cumulusbewölkung auf die Turbulenz der Schicht unterhalb der Wolken erkennbar ist. Lamer und Kollias (2015) schafften es mithilfe von Radardaten aktive und erzwungene Cumuli zu trennen. Es wird eine positive Korrelation zwischen der Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit am Oberrand der Mischungsschicht und dem Bedeckungsgrad gefunden, vor allem für Zeiten mit aktiver Cumulusbewölkung.

3 Verwendete Daten

Die Daten, die in dieser Arbeit analysiert werden, wurden während der Messkampagne HOPE (*HD(CP)² Observational Prototype Experiment*) gewonnen. Die Kampagne war Teil der Wissenschaftsinitiative HD(CP)² (*High Definition Clouds and Precipitation for Climate Prediction*) und fand im April und Mai 2013 in der Nähe des Forschungszentrum Jülich im Westen Deutschlands statt.

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das Messgebiet und die verwendeten Messgeräte. Insbesondere erfolgt eine detaillierte Betrachtung der eingesetzten Lidargeräte. Zusätzlich wird die Auswahl der Tage vorgestellt.

3.1 Messaufbau

Die Karte in Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über das Messgebiet, über die Landnutzungsclassen und die Messstandorte. Zusätzlich liefert die Abbildung Informationen über die an den einzelnen Standorten betriebenen Messinstrumente. Bei den abgebildeten Instrumenten handelt es sich um eine Auswahl an Geräten, deren Daten in dieser Arbeit verwendet wurden. Insgesamt handelt es sich bei dem Gebiet um mäßig flaches Gelände, das zu große Teilen landwirtschaftlich genutzt wird. Es gab drei Hauptmessstandorte, welche sich in einem Dreieck mit etwa 3 km Seitenlänge zueinander befanden. An diesen war jeweils mindestens ein Lidar installiert. Außerdem gab es vier weitere Standorte (ein Standort außerhalb des Kartenausschnitts) mit Energiebilanzstationen (EB). In Hambach stand die größte Auswahl an Messgeräten. Neben zwei Lidargeräten (WTX, WLS7) und einer EB-Station, waren hier ein Wolkenradar (CR), ein Ceilometer (CM) und ein Mikrowellenradiometer (Hatpro) in Betrieb. Die Lidargeräte sind in unterschiedlich groß dargestellt, da sie unterschiedliche Höhenbereiche der Atmosphäre vermessen (s. Kap. 3.2). In Hambach fanden zusätzlich Radiosondenaufstiege (Raso) statt. Diese wurden während Intensivmesperioden alle zwei Stunden gestartet, an allen anderen Tagen während der Kampagne zu den synoptischen Hauptterminen um 1100 und 2300 UTC. Am Standort Wasserwerk waren ebenfalls zwei Lidargeräte stationiert, das HYB und das WLS200. Beide vermessen gleiche Höhenbereiche der Atmosphäre, weswegen ihre Daten sich optimal vergleichen lassen (s. Kap.3.2.3). Zusätzlich gab es an diesem Standort eine EB. In Selhausen war das Lidargerät HALO installiert. Hier war zwar nicht direkt eine Energiebilanzstation installiert, jedoch weniger hundert Meter entfernt am Standort Selhausen1 (SE1). An den Standorten Hambach und Wasserwerk befanden sich außerdem jeweils zwei Wolkenkameras, welche minutlich Bilder aufnahmen. Eine Kamera war so ausgerichtet, dass sie den oberen Halbraum fotografierte, während die andere eine horizontale Aufnahme machte.

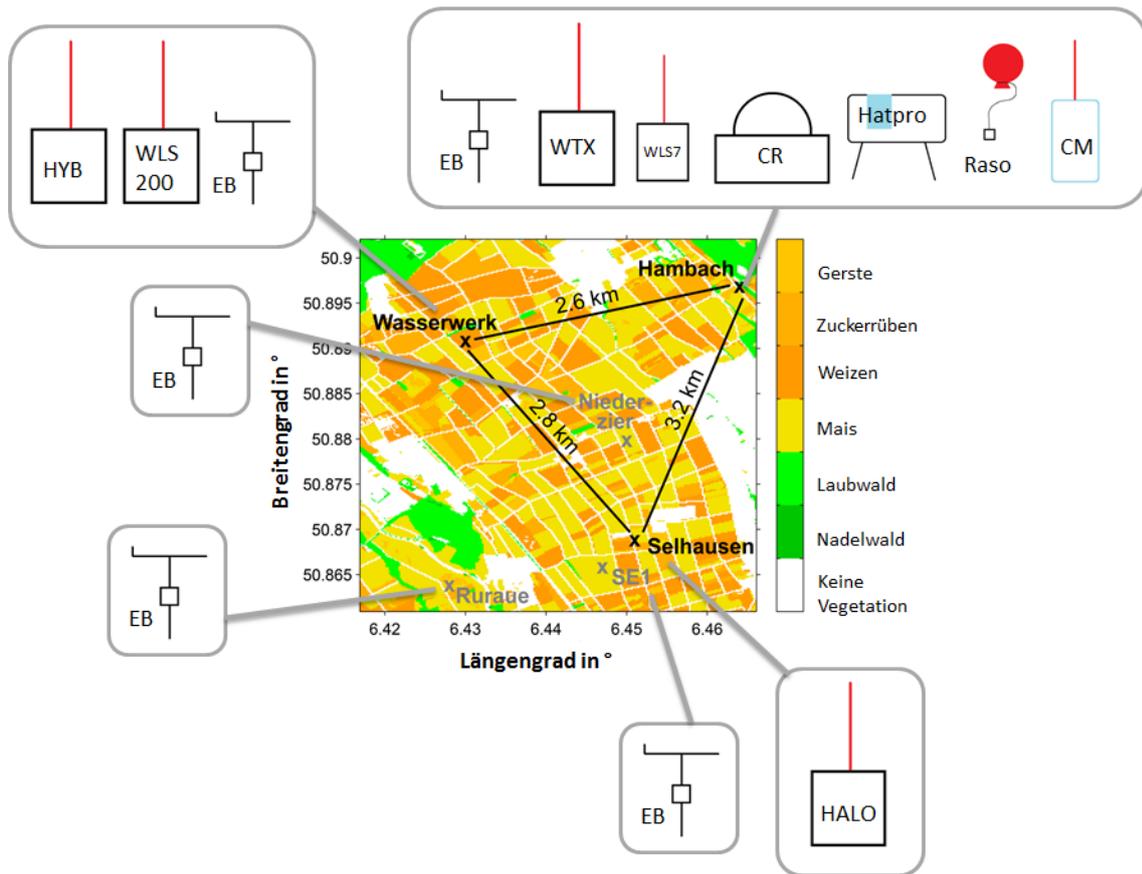


Abbildung 3.1: Überblick über die Messgeräte an den einzelnen Standorten und die Landnutzungs-klassen im Messgebiet. Beim HYB, WLS200, WTX, WLS7 und HALO handelt es sich um Lidargeräte. CR bezeichnet das Wolkenradar und CM das Ceilometer. Beim Hatpro handelt es sich um das Mikrowellenradiometer und Raso symbolisiert die Radiosondenaufstiege. Zusätzlich sind die Standorte der Energiebilanzstationen (EB) eingezeichnet.

3.2 Doppler-Lidargeräte

3.2.1 Funktionsweise und Messgrößen

Die Doppler-Lidargeräte stehen im Mittelpunkt der Auswertung. Bei diesen handelt es sich um aktive Fernerkundungsmessgeräte, die während der HOPE Messkampagne vom Boden aus operierten. Lidargeräte senden gepulste Laserstrahlen mit einer bestimmten Wellenlänge λ in eine feste Richtung aus und messen das zurückgestreute Signal, also das Signal, welches von in der Atmosphäre befindlichen Aerosolen (Streuer) in 180° zurück gestreut wird. Über die Laufzeit des Lichtpulses kann die Höhe bestimmt werden, in welcher sich der Streuer befindet und das Signal lässt sich räumlich lokalisieren. Die physikalische räumliche Auflösung des Signals hängt von der Länge des Pulses ab, wobei sie mindestens der Hälfte der Pulslänge entspricht (Wandinger, 2005). Das heißt, ein empfangenes Signal kann nicht einer festen Höhe z zugeordnet werden, sondern repräsentiert eine bestimmte Schicht. Für die Berechnung der vertikalen Geschwindigkeit werden empfangene Signale bestimmten Abstandsbereichen (*range gates*) zugeordnet. Ihre Länge Δr und ihre Verteilung entlang des Laserstrahls kann für manche Lidargeräte frei definiert werden (Stawiarski, 2014).

Tabelle 3.1: Spezifikationen und Messstandort der verwendeten Lidargeräte. Δr ist die verwendete Länge der Abstandsbereiche. Der SNR -Grenzwert bezeichnet das Signal-zu-Rauschverhältnis, welcher ein Wert minimal aufweisen muss, um in der Auswertung berücksichtigt zu werden (nach Maurer et al. (2016)).

Lidar	HYB	WLS200	HALO	WTX	WLS7
Standort	Wasserwerk	Wasserwerk	Selhausen	Hambach	Hambach
Beschreibung	WindTracer	WINDCUBE 200s	Stream Line	WindTracer	WINDCUBE v2
Hersteller	Lockheed Martin CT	Leosphere	Halo Photonics	Lockheed Martin CT	Leosphere
λ Laser in nm	2023	1543	≈ 1500	1617	1543
Messbereich in m ü.G.	350 - z_i	50 - z_i	60 - z_i	350 - z_i	40 - 290
Δr in m	25	25	18	25	25
SNR -Grenzwert (dB)	-8	-26	-16	-8	-22

Bewegt sich ein Aerosol mit dem Wind in Richtung des ausgesendeten Laserpulses, kommt es zu einer Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt. Doppler-Lidargeräte messen diese Verschiebung und können daraus die Radialgeschwindigkeit bestimmen. Sendet das Lidar also Licht senkrecht nach oben, entspricht die Radialgeschwindigkeit der Vertikalgeschwindigkeit (Werner, 2005). Für einen bestimmten Abstandsbereich werden die empfangenen Frequenzen über eine Sekunde in einem Spektrum dargestellt. Das Maximum dieses Spektrums wird verwendet um die Geschwindigkeit der Streuer zu bestimmen (Träumner et al., 2010). Zusätzlich misst das Lidargerät das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (SNR, *signal-to-noise ratio*). Dieses wird verwendet, um eine weitere Messgröße des Doppler-Lidars zu bestimmen: das Aerosolrückstreuverhältnis a (Träumner et al., 2010). Es ist ein Maß für die in einer Schicht sich befindenden Streuer. Das heißt, sind wenige Aerosole in einer Schicht, ergibt sich ein niedriges SNR und damit ein geringerer Wert für a . Für die verwendeten Lidargeräte ist diese Größe nicht kalibriert, liefert also keinen absoluten Wert für den Aerosolgehalt in einer bestimmten Schicht.

3.2.2 Verwendete Lidargeräte

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die verwendeten Lidargeräte und ihre jeweiligen Spezifikationen. Δr gibt die Länge der verwendeten Abstandsbereiche wieder. Da diese kleiner gewählt sein können, als die physikalische vertikale Auflösung, sind Messungen in benachbarten Höhen nicht zwangsläufig unabhängig voneinander. Alle Messwerte, für welche das SNR unterhalb des angegebenen Grenzwertes liegen, wurden in der Auswertung nicht berücksichtigt. Am Standort Hambach lieferte das WLS7 Messungen bis in eine Höhe von 290 m und das WTX ab einer Höhe von 350 m. Das heißt, dass an diesem Standort für etwa 60 m keine Messungen vorhanden sind. Am Standort Wasserwerk wurde das WLS200 nur im April betrieben. Hier liegen ab Mai keine Messungen mehr unterhalb von 350 m vor. Sind sowohl Daten des WLS200 als auch des HYB vorhanden, wurden die Daten des WLS200 bis in eine Höhe von 250 m ausgewertet und darüber die HYB-Messungen verwendet. Die Pulslänge des HYB beträgt 370 ns und die des WTX 300 ns (Träumner et al., 2015). Damit ergibt sich eine physikalische Auflösung von etwa 55 m für das HYB und von etwa 45 m für das WTX. Tabelle 3.1 kann entnommen werden, dass bei beiden Lidargeräten damit die Länge der Abstandsbereiche kleiner gewählt wurde, als die physikalische Auflösung.

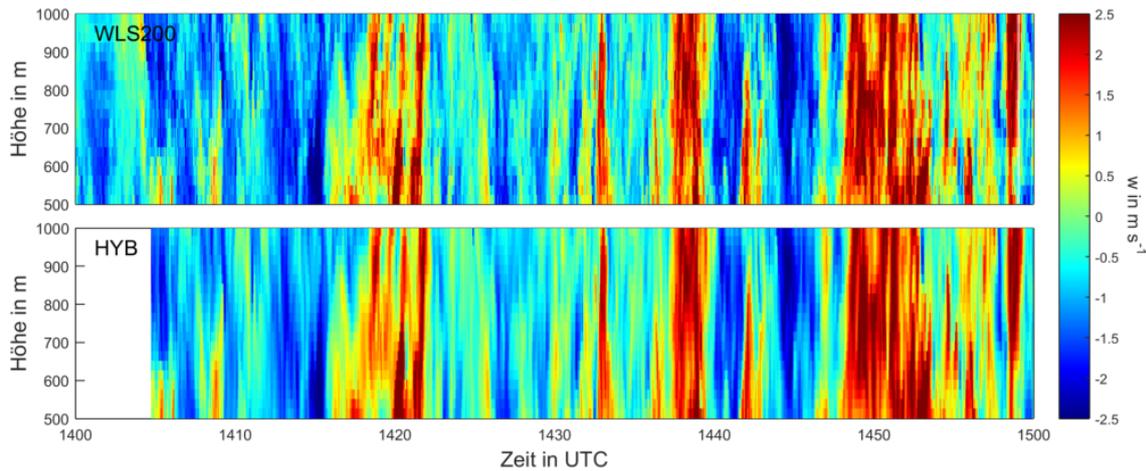


Abbildung 3.2: Profile der Vertikalgeschwindigkeit für den 20. April von 1200 bis 1500 UTC. Die Messungen wurden von den beiden Lidargeräten WLS200 und HYB zur gleichen Zeit und am gleichen Standort durchgeführt. Aufwindschläuche (rot) und Abwindbereiche (blau) sind für beide Lidargeräte erkennbar.

Daraus folgt, dass die Messungen für die einzelnen Abstandsbereiche nicht unabhängig voneinander sind (Stawiarski, 2014).

3.2.3 Vergleich HYB und WLS200

Vom 20. April bis 24. April waren am Standort Wasserwerk sowohl das WLS200, als auch das HYB in Betrieb. Beide Messgeräte wurden am 20., 22. und 24. mit vertikal ausgerichteten Lasern betrieben und liefern damit beide Messungen der Vertikalgeschwindigkeit oberhalb von 350 m. Abbildung 3.2 zeigt die gemessenen Geschwindigkeiten für beide Lidargeräte am 20. April von 1400 bis 1500 UTC als Funktion der Zeit und Höhe. Die Messhöhe ist hier, wie auch in allen folgenden Abbildungen, als Höhe über Grund angegeben. Aufwindschläuche und Abwindbereiche, die sich über die komplette Höhe der Grenzschicht ziehen, sind in beiden Geräten erkennbar. Beide Messungen weisen eine Länge der Abstandsbereiche von 25 m auf. Diese Länge ist beim HYB deutlich geringer als die physikalische Auflösung. Dadurch überlappen sich die zur Berechnung der vertikalen Geschwindigkeit verwendeten Spektren und es kommt zu nicht unabhängigen Messungen. Dies lässt sich in Abbildung 3.2 daran erkennen, dass die Messungen des HYB „glatter“ erscheinen als die des WLS200. Die physikalische Auflösung des WLS200 ist nicht bekannt.

Brugger et al. (2016) stellten fest, dass es durch die räumliche Mittlung der Messung zu geringeren Energiedichten im Bereich des Trägheitsbereichs im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit kommt. Anhand von Gleichung (2.18) ist ersichtlich, dass sich dieses Verhalten direkt auf eine Reduzierung der Varianz auswirkt (Frehlich, 1997). Für das WLS200 und das HYB zeigt Abbildung 3.3 die Spektren der Vertikalgeschwindigkeit für den 24. April von 0900 bis 1500 UTC in einer Höhe von 700 m (Berechnung der Spektren s. Kap. 6.1.1). Zusätzlich zu den berechneten Spektren sind geglättete Spektren (gleitender Mittelwert s. Anhang B.1) dargestellt. Es ist erkennbar, dass das HYB im Bereich großer Wellenzahlen eine kleinere Energiedichte aufweist und damit $\kappa F(\kappa)$ einen stärkeren Abfall zeigt als das Spektrum des WLS200 in diesem Bereich. Da die Länge der Abstandsbereiche

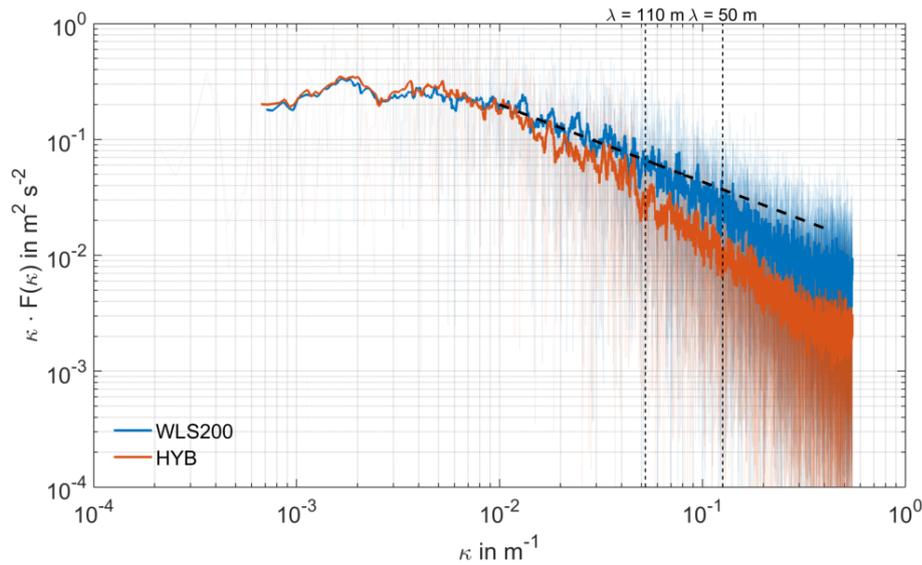


Abbildung 3.3: Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit des HYB und des WLS200 für den 24. April von 0900 bis 1500 UTC in 700 m Höhe. Die gestrichelten, vertikalen Linien geben die minimal auflösbare Wellenlänge für eine physikalische Auflösung von 55 m ($\lambda = 110$ m) und 25 m ($\lambda = 50$ m) an. Zusätzlich ist der theoretische Abfall im Trägheitsbereich nach Kolmogorov eingezeichnet, welcher eine Abhängigkeit von κ mit einer Potenz von $-2/3$ aufweist.

beider Lidargeräte gleich ist, lässt sich vermuten, dass die räumlich physikalische Auflösung des WLS200 kleiner ist, als die des HYB. In Abbildung 3.3 ist zusätzlich der theoretische Abfall der Spektren im Trägheitsbereich nach Kolmogorov (s. Gl. (2.21)) eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass die Messungen des WLS200 diesem Verlauf bis etwa $\kappa = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ folgt und das HYB bis etwa $\kappa = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$. Diese Wellenzahlen entsprechen Wellenlängen von etwa 125 m und 420 m. Unter der Annahme, dass die Auflösung der Lidarmessungen mit ihrer physikalischen Auflösung in Zusammenhang steht, lässt sich eine minimal auflösbare Wellenlänge bestimmen. Diese entspricht dem doppelten der vertikalen physikalischen Auflösung selbst (vgl. Gl. (2.20)) und beträgt für das HYB 110 m. Sie ist als vertikale gestrichelte Linie in Abbildung 3.3 eingezeichnet. Zusätzlich ist $\lambda = 50$ m eingezeichnet, was der minimalen Wellenlängen bei einer physikalischen Auflösung von 25 m entsprechen würde. Diese Wellenlängen liegen deutlich unterhalb derjenigen, für welche der Abfall im Spektrum dem Gesetz von Kolmogorov folgt. Dies kann es mehrere Gründe geben. Zum einen hängt die Auflösung der Lidargeräte nicht nur von der Pulslänge ab, sondern von weiteren gerätespezifischen Eigenschaften (Träumner et al., 2010). Damit kann sich insgesamt eine größere physikalische Auflösung ergeben, als die hier verwendeten 55 m für das HYB. Zum anderen wird hier von der vertikalen Auflösung auf die horizontale geschlossen. Die Annahme, dass diese in direkter Abhängigkeit zueinander stehen ist nicht gegeben. Jedoch ist dieser Unterschied im Abfall der Energie bei großen Wellenzahlen in allen Höhen beobachtbar und muss bei der weiteren Analyse der Daten beachtet werden.

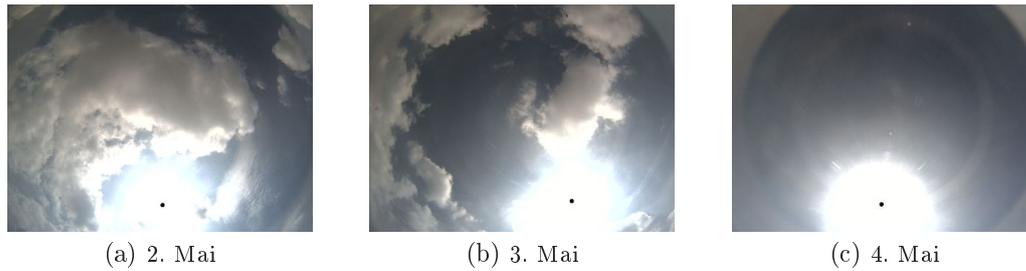


Abbildung 3.4: Aufnahmen der vertikal gerichteten Wolkenkamera am Standort Hambach. Der 2. und 3. Mai wurden als Tage mit Cumulusbewölkung ausgewählt, während der 4. Mai einen Tag mit klarer Grenzschicht darstellt.

3.3 Auswahl geeigneter Tage

Wie ausgeführt, wurden zur Charakterisierung der Turbulenz Tage herangezogen, an denen die Laser senkrecht ausgerichtet waren. Mit Hilfe von Wolkenkamerabildern, die am Standort Hambach und Wasserwerk aufgenommen wurden, konnten Tage mit wolkenfreier Grenzschicht und mit Cumulusbewölkung ermittelt werden. Abbildung 3.4 zeigt Beispielaufnahmen für drei Tage am Standort Hambach. Cumuli sind für den 2. und 3. Mai erkennbar, wohingegen es sich beim 4. Mai um einen Tag ohne Bewölkung handelt. Mit Hilfe dieser Aufnahmen wurden neun Tage für die Auswertung ausgewählt. Zusätzlich werden die meteorologischen Standardgrößen aus den Messungen der EB für die jeweiligen Tage berechnet. Diese sind in Tabelle 3.2 für den Standort Hambach aufgeführt. Die Tage, an welchen Cumulusbewölkung in der Wolkenkamera zumindest zeitweise vorhanden waren, sind rot gekennzeichnet. Es lassen sich zwei Hauptwindrichtungen erkennen: Wind aus Nordnordwest und Südsüdwest. Die Obukhov-Länge weisen für die meisten Tage einen Wert unter 100 m auf. Das heißt, die Lidargeräte lieferten Vertikalgeschwindigkeiten für den Bereich der freien Konvektion und die in Kapitel 2.2.5 vorgestellte Skalierung kann auf die Messungen angewendet werden. Für den 18. April hat $-L$ einen Wert von 220 m. Grund hierfür ist die hohe Windgeschwindigkeit und damit die erhöhte Produktion von Turbulenz durch Scherung. Für diesen Tag müssen die bodennahen Messwerte aus der Auswertung ausgeschlossen werden.

Um die zeitlichen Variablen in räumliche zu transformieren ist es notwendig, die mittlere horizontale Geschwindigkeit der Mischungsschicht \bar{u} zu kennen, mit welcher die Turbulenzelemente über das Messgerät transportiert werden. Diese wird anhand von Radiosondendaten für jeweils ein Zeitintervall von sechs Stunden ermittelt. Dafür werden alle gemessenen Windgeschwindigkeiten zwischen 0900 und 1500 UTC in einer Höhe von 400 bis 1000 m gemittelt. Die berechneten Werte und die zugehörigen Standardabweichungen liegen in Tabelle 3.2 vor. Am 22. April und den 3. Mai wurde jeweils nur eine Radiosonde um 1100 UTC gestartet. Es ist deshalb nicht klar, ob die um diese Uhrzeit berechneten Geschwindigkeiten repräsentativ für den kompletten Zeitraum sind. Ein Vergleich mit den vom Lidar bestimmten horizontalen Windgeschwindigkeiten über den Geschwindigkeit-Azimuth-Ausgabe-Algorithmus (VAD, Browning und Wexler (1968)) zeigen für diese beiden Tage

Tabelle 3.2: Überblick über die ausgewerteten Tage. T_{\max} ist die maximal Temperatur und $H_{0,\max}$ der maximale fühlbare Wärmefluss für den jeweiligen Tag. Bei der mittleren Horizontalgeschwindigkeit \bar{u}_0 , der Windrichtung wd , der Obukhov-Länge L und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* handelt es sich um gemittelten Werte über einen Zeitraum von 0900 bis 1500 UTC. Diese Daten wurden der Energiebilanzstation am Standort Hambach entnommen und die Messungen fanden in etwa 2 m Höhe statt. \bar{u} ist die aus Radiosondendaten berechnete, mittlere horizontale Windgeschwindigkeiten der Mischungsschicht. Die Werte wurden über einen Zeitraum von 0900 bis 1500 UTC und einen Höhenbereich von 400 bis 1000 m gemittelt.

Tag	T_{\max} in °C	$Q_{0,\max}$ in W m ⁻²	\bar{u}_0 in m s ⁻¹	wd in °	$-L$ in m	u_* in m s ⁻¹	$\bar{u} \pm \sigma_u$ in m s ⁻¹
18.04.13	17	200	7	335	220	0,72	14 ± 2
20.04.13	12	260	3	200	90	0,61	8 ± 1
22.04.13	16	150	2	320	6	0,21	2 ± 1
24.04.13	23	180	3	350	37	0,4	6 ± 1
2.05.13	20	180	1	170	38	0,36	3 ± 1
3.05.13	19	220	1	160	22	0,32	2 ± 1
4.05.13	19	200	4	330	56	0,47	2 ± 1
5.05.13	20	190	1	330	4,8	0,20	2 ± 1
19.05.13	21	180	1	210	50	0,43	4 ± 1

jedoch Abweichungen in der gleichen Größenordnung, wie für Tage, an welchen Daten von vier Radiosonden vorliegen.

4 Wolkencharakteristika

An Tagen mit Cumulusbewölkung ist es notwendig, Informationen darüber zu haben, ob eine Wolke im Lichtstrahl der Lidargeräte vorhanden ist und wenn ja, in welcher Höhe sich ihre Basis z_B befindet. Die Information darüber, ob sich eine Wolke über dem Messgerät befindet oder nicht, wird dazu verwendet, den Bedeckungsanteil zu berechnen (s. Kapitel 4.5). Zusätzlich können mit dieser Information Messzeiten mit und ohne Wolken getrennt werden. Die z_B -Werte dient der Trennung von Messungen unterhalb von Wolken von denen oberhalb der Wolkenbasis.

Im folgenden Kapitel wird die Bestimmung der Wolkenbasishöhe anhand von Lidarmessungen vorgestellt. Danach erfolgt ein Vergleich dieser Höhen zwischen den drei Standorten und mit Wolkenbasishöhen, die mithilfe anderer Messgrößen bestimmt wurden. Es wird ein Algorithmus vorgestellt, mit dessen Hilfe verschiedenen Wolkenschichten bestimmt werden können. Zuletzt werden Lidarmessungen oberhalb der Wolkenbasishöhe untersucht.

4.1 Bestimmung der Wolkenbasishöhe

Sowohl die Detektion der Zeiten mit Wolken als auch die Bestimmung der Wolkenbasishöhe, kann über das Profil des Aerosolrückstreuverhältnisses a erfolgen. Befindet sich eine Wolke im Profil des Aerosolrückstreuverhältnisses, ist dies durch eine starke Zunahme der a -Werte und einer darauf folgenden starken Abnahme erkennbar. In Abbildung 4.1a ist ein Beispiel für ein solches Profil dargestellt. Über einen Grenzwert a_c wird festgestellt, ob im betrachteten Profil eine Wolke vorhanden ist. Für das WTX wurde ein Grenzwert von $a_c = -74$ dB verwendet, für das HYB ein Wert von $a_c = -73$ dB und das HALO detektiert für Werte über $a_c = -40$ dB eine Wolke. Diese Grenzwerte wurden anhand der vorhanden Daten für a und der Wolkenkameraaufnahmen empirisch bestimmt. Bei dieser Vorgehensweise ist nicht auszuschließen, dass die Ränder der Wolken und sehr dünne Cumuli eventuell gar nicht vom Algorithmus erfasst werden. Wurde für ein Profil eine Wolke detektiert, so befindet sich die Wolkenbasis in derjenigen Höhe, an dem die Änderung des Aerosolrückstreuverhältnisses mit der Höhe ein Maximum hat. Dies ist in Abbildung 4.1b dargestellt. Mit dieser Vorgehensweise kann die Höhe der Wolkenunterkante für jedes Profil, und somit für eine zeitliche Auflösung von einer Sekunde, bestimmt werden.

Am Standort Hambach liegen zusätzlich minütliche Daten über die Höhe der Wolkenunterkante aus Messungen des Ceilometers vor. Diese werden verwendet, um die oben beschriebene Methode zur Wolkenunterkantenbestimmung aus Lidarmessungen zu validieren. Dazu werden alle Zeitpunkte verglichen, für welche das Ceilometer eine Wolkenunterkante detektiert hat. Der Vergleich erfolgt mit über eine Minute gemittelten Wolkenbasishöhen, die vom WTX bestimmt wurden. Abbildung 4.2 zeigt das Streudiagramm der Höhe der Wolkenba-

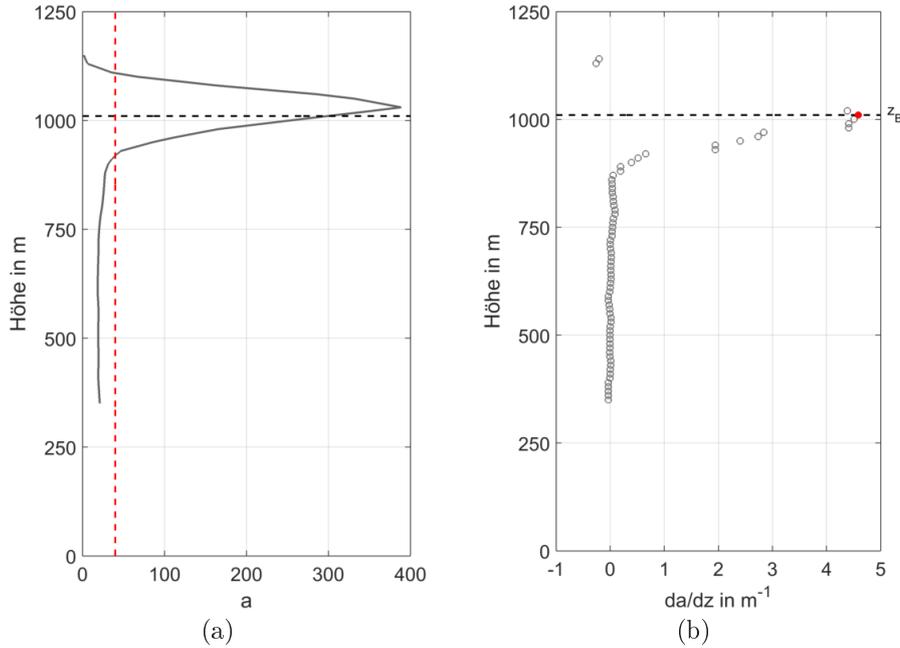


Abbildung 4.1: Profil des Aerosolrückstreuverhältnisses (a) und dessen Änderung mit der Höhe (b) gegen die Messhöhe über Grund. Eine Wolke wird detektiert, wenn ein gerätespezifischer Grenzwert a_c überschritten wird; dieser ist im Profil des Rückstreuverhältnisses als rote gestrichelte vertikale Linie eingezeichnet (- -). Die Wolkenbasis z_B befindet sich in derjenigen Höhe, in welcher da/dz ein Maximum hat (•). Die detektierte Basis ist in beide Profile als schwarze gestrichelte vertikale Linie eingezeichnet (- -). Die Verhältnisse sind hier mit 10^{-8} multipliziert dargestellt.

sis des WTX $z_{B,Lidar}$ und des Ceilometers $z_{B,Ceilo}$. Es ist erkennbar, dass beide Methoden eine sehr gute Übereinstimmung aufweisen. Über eine eindimensionale Regressionsanalyse ergibt sich die Gerade $z_{B,Lidar} = 1 \cdot z_{B,Ceilo} + 20 \text{ m}$. Der Wert des y-Achsenabschnitts liegt damit unterhalb der vertikalen Auflösung des WTX (s. Tab. 3.1) und ist somit keine eindeutige systematische Abweichung. Die Steigung der Geraden von 1 und ein Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0.98$ sind ein Indiz dafür, dass die Höhenbestimmung über die Lidargeräte und die vom Ceilometer gemessenen Wolkenunterkanten im Rahmen der Messungenauigkeit übereinstimmen. Es wird angenommen, dass diese Methode für die anderen Lidargeräte gleich gut funktioniert.

Am Standort Hambach kann die Höhe der Wolkenbasis auch aus Messungen des Hatpro und der Radiosonden bestimmt werden. Das Hatpro liefert als Messgröße die Infrarottemperatur T_{IR} senkrecht über dem Messgerät. Dazu misst es die Leistung der Strahlung im mittleren infraroten Bereich ($\lambda = 12 \mu\text{m}$) und rechnet diese mithilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes in eine Temperatur um (Rose und Walber, 2014). Befindet sich eine Wolke über dem Hatpro, steigt T_{IR} an und liefert einen Messwert im positiven °C-Bereich. Es wird angenommen, dass diese Infrarottemperatur der Temperatur der Wolkenbasis entspricht. Das heißt, z_B befindet sich in derjenigen Höhe, in welcher die Temperatur im Radiosondenprofil (Temp) gleich der vom Hatpro gemessenen Infrarottemperatur ist. Da die Radiosonde die potentielle Wolkenbasishöhe erst nach einiger Zeit und mit horizontalem Abstand zum Startpunkt erreicht, ist es nicht sinnvoll, T_{IR} genau zur Startzeit der Radiosonde zu ver-

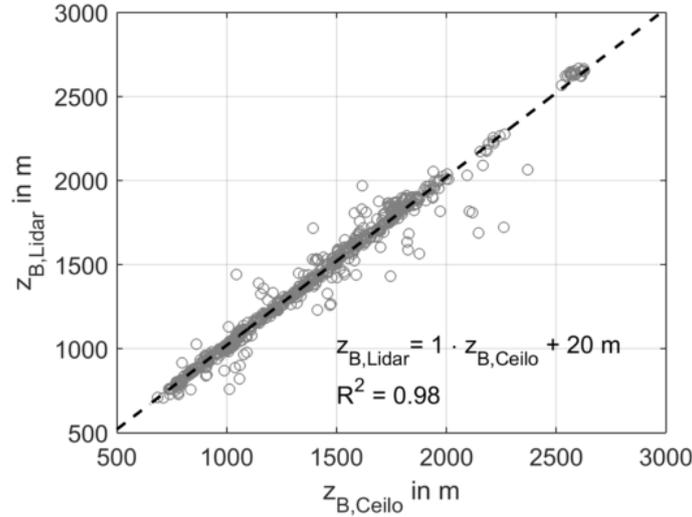


Abbildung 4.2: Streudiagramm zwischen dem von Lidar bestimmte Wolkenbasishöhen ($z_{B,Lidar}$) und die vom Ceilometer gemessenen ($z_{B,Ceilo}$). Die $z_{B,Lidar}$ wurden für jede Sekunde bestimmt und über eine Minute gemittelt.

wenden. T_{IR} wird als maximal gemessene Temperatur in einem Zeitraum 10 Minuten vor bis 30 Minuten nach Start der Radiosonde ermittelt. Die tatsächliche Zeit, die eine Radiosonde benötigt, um bei einer Steiggeschwindigkeit von 5 m s^{-1} eine Wolkenbasis in 1500 m zu erreichen beträgt 5 Minuten, also deutlich weniger, als der verwendete Zeitraum von 40 Minuten. Dieser wurde aufgrund des geringen Bedeckungsgrades und der Sensorträgheit des Hatrpo so groß gewählt. Zum einen kann es bei geringem Bedeckungsgrad länger als 5 Minuten dauern, bis eine Wolke tatsächlich über das Messfeld zieht und zum anderen reagiert der Sensor des Hatrpo nur sehr langsam auf Änderungen. Das heißt, ist die Wolke klein und zieht schnell über das Messgerät hinweg, wird die tatsächlich T_{IR} der Wolkenunterkante vom Sensor nicht registriert. Der Schnittpunkt zwischen der Infrarottemperatur des Hatrpo mit dem Temp der Radiosonde liefert somit die minimale Wolkenbasishöhe derjenigen Wolken, die in diesem Zeitraum über das Messgerät gezogen sind.

Eine weitere Größe, mit welcher die Höhe der Wolkenunterkante abgeschätzt werden kann, ist das LCL. Dieses wurde in Kapitel 2.3.2 bereits eingeführt und ist diejenige Höhe, in welcher ein Luftpaket bei adiabatischer Abkühlung eine Luftfeuchte von 100 % erreicht (de Arellano et al., 2015). Es lässt sich somit als Schnittpunkt zwischen der Trockena-diabate der Bodentemperatur und der Linie konstanten Sättigungsmischungsverhältnisses bei Taupunkttemperatur bestimmen. Abbildung 4.3 zeigt das Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs vom 3. Mai um 1100 UTC am Standort Hambach. Für die Bodenwerte wurde ein Mittel über die Messwerte der unteren 20 hPa (etwa 170 m) gebildet. Für den gezeigten Fall befindet sich das LCL in einer Höhe von etwa 1300 m. Zusätzlich ist das Cumulus-kondensationsniveau eingezeichnet. Dieses ergibt sich als Schnittpunkt der Linie konstanten Sättigungsmischungsverhältnisses bei Taupunkttemperatur und der Temp. Dieses liegt mit etwa 1000 m niedriger als das LCL. Grund hierfür ist eine labile Schichtung der Atmosphäre in Bodennähe.

Die Wahl des Maximums von da/dz für die Bestimmung von z_B wurde anhand der guten Übereinstimmung mit den Ceilometerdaten getroffen. Ein erster Versuch der Detektion der

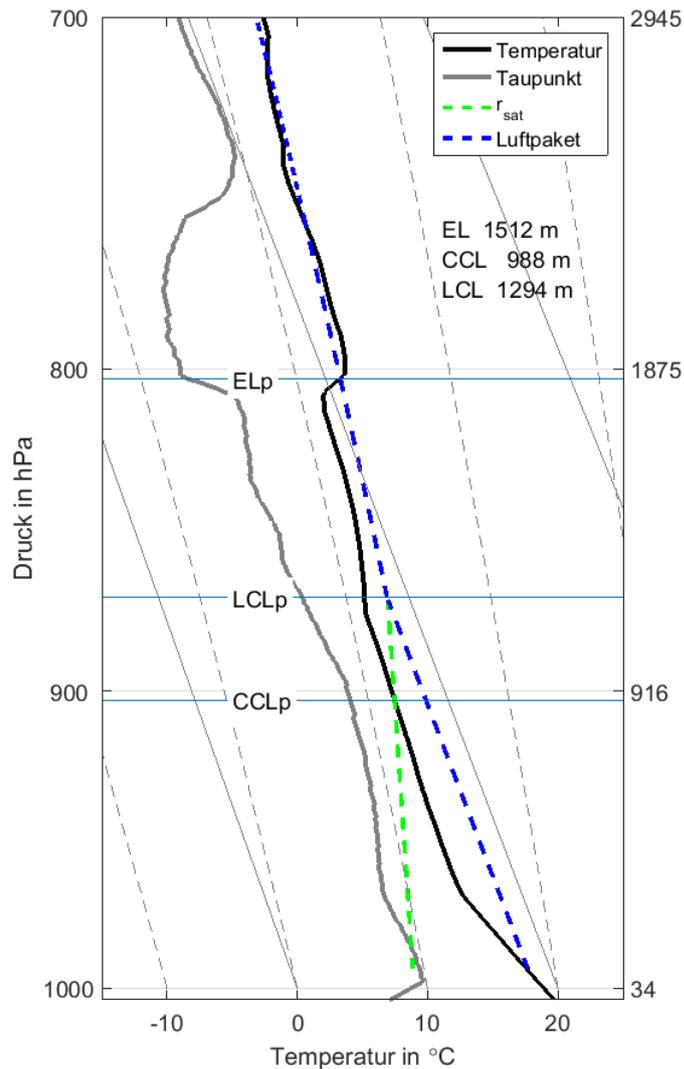


Abbildung 4.3: Stüve-Diagramm des Radiosondenaufstiegs in Hambach am 3. Mai um 1100 UTC. Das Cumuluskondensationsniveau (CCL), das Hebungskondensationsniveau (LCL) und das Gleichgewichtsniveau (EL) sind eingezeichnet und deren Höhen in m über Grund angegeben. Als schwarzes Linie (—) ist das gemessene Temperaturprofil dargestellt und in grau (—) das Profil des Taupunkts. Die blaue gestrichelte Linie (- -) stellt den Verlauf eines Luftpakets dar, das bis zum LCL trockenadiabatisch gehoben wird und nach dem Hebungskondensationsniveau seiner Feuchtadiabate folgt. Die hellgrün gestrichelte Linie (- -) ist die Linie konstanten Sättigungsmischungsverhältnisses bei Bodentemperatur. Die verwendeten Bodenwerte sind über eine Schichtdicke von 20 hPa gemittelt.

Wolkenunterkante mittels derjenigen Höhe, in welcher das Profil des Aerosolrückstreuverhältnisses beginnt, stark zuzunehmen, lieferte deutlich geringere Wolkenbasishöhen als das Ceilometer. Zusätzlich gab es für einzelne Wolken (Differenzierung über Wolkenkamera) Sprünge in der Wolkenunterkante von mehreren hundert Metern.

4.2 Vergleich der Wolkenbasishöhen

Abbildung 4.4 zeigt für den 2., 3., und 5. Mai einen Vergleich der verschiedenen z_B . Es sind die Wolkenbasishöhen eingezeichnet, die von den Lidargeräten an den drei Messstandorten

detektiert wurden, sowie die z_B , welche das Ceilometer liefert. Zusätzlich sind die Schnittpunkte der Temp und der T_{IR} eingezeichnet und die aus Radiosondenprofilen bestimmten CCL und LCL. Der 18. April (s. Tab 3.2) wurde hier nicht analysiert. Der Grund dafür ist, dass für einen Großteil dieses Tages am Standort Wasserwerk keine Wolkenbasishöhe bestimmt werden konnte. Dies liegt daran, dass für diesen Zeitraum nur Messdaten des WLS200 vorlagen und dieses kein Aerosolrückstreuverhältnis liefert. Insgesamt lässt sich eine gute Übereinstimmung der Lidarmessungen an allen drei Standorten erkennen. Es fällt auf, dass vor allem für den 2. Mai eine große zeitliche Variabilität der Wolkenunterkante vorliegt. Bis etwa 1200 UTC lassen die berechneten Wolkenunterkanten des Standortes Selhausen darauf schließen, dass zwei Wolkenschichten vorhanden waren. Eine in etwa 1000 m Höhe und eine zweite in etwa 1800 m. Ab 1100 UTC ist die obere Wolkenschicht auch in den Messungen der Standorte Hambach und Wasserwerk zu sehen. Die Wolkenkameraaufnahmen an diesen beiden Standorten bestätigen, dass schon vor 1100 UTC eine zweite Wolkenschicht vorhanden war. Die beiden Wolkenschichten lassen sich in den Kameraaufnahmen durch unterschiedliche Zugbahnen erkennen. In welcher Höhe sich die zweite Schicht jedoch befand, kann aus den Aufnahmen nicht abgeschätzt werden. Eine mögliche Erklärung, weshalb die Lidargeräte an den Standorten Hambach und Wasserwerk die obere Wolkenschicht nicht detektierten ist, dass die untere Wolkendecke so dicht war, dass kein Signal bis in 2000 m vordringen konnte. Zwar gibt es immer wieder Lücken zwischen den Wolken, diese sind jedoch recht kurz. Es ist unwahrscheinlich, dass es sich bei den höheren Wolken vor 1200 UTC um Cumuli handelte, die mit der Grenzschicht interagierten, weshalb sie in der weiteren Auswertung nicht betrachtet werden. Nach 1200 UTC ergibt sich ein sehr komplexes Bild der Wolkenunterkanten für den 2. Mai. Es ist keine Trennung der beiden Wolkenschichten mehr erkennbar und an allen drei Standorten wurden Wolkenbasishöhen in einem Bereich von 1250 bis 2000 m detektiert. Für den 3. und 5. Mai ist eine lineare Zunahme der Wolkenunterkante beobachtbar. An allen drei Standorten wächst die Wolkenbasishöhe über den Tag kontinuierlich an. Am 5. Mai von 1130 bis 1330 UTC werden kaum Wolkenunterkanten detektiert. Die Aufnahmen der Wolkenkamera zeigen jedoch auch für diesen Zeitraum Cumulusbewölkung. Es ist anzunehmen, dass der Bedeckungsgrad in diesem Zeitraum gering war und somit die Wahrscheinlichkeit, dass Cumuli direkt über die Messgeräte transportiert werden, abnahm.

Die Wolkenunterkantendetektion mit dem Hatpro liefert für die Radiosondenaufstiege am 2. und 3. Mai Höhen, welche etwas unterhalb der Lidar- und Ceilometerhöhen liegen. Es ist jedoch zu beachten, dass es sich bei der Hatpro Infrarottemperatur um die maximale Temperatur in einem Zeitraum von 40 Minuten um den Radiosondenstart handelt. Es ist nicht auszuschließen, dass das Hatpro die Wolkenunterkantentemperatur einer sehr tiefen Wolke detektiert hat. Die Schnittpunkthöhe am 5. Mai um 0900 UTC liegt deutlich oberhalb der Lidar- und Ceilometerhöhen. Da für die Minuten nach dem Radiosondenaufstieg am Standort Hambach nur wenige Wolken detektiert wurden, liegt die Vermutung nahe, dass das Hatpro die Wolkenunterkantentemperatur einer sehr hohen Wolke erfasst hat. Für den 2. und 5. Mai liegen die berechneten LCLs im Bereich der Lidar- bzw. Ceilometerhöhen, wie auch das CCL ab dem Aufstieg um 1100 UTC. Liegen konvektive Bedienungen vor, ist die bodennahe Luft gut durchmischt und das LCL und CCL liegen nahe beieinander

(Beheng, 2009). Für den Aufstieg am 2. Mai um 0900 UTC befindet sich das CCL deutlich oberhalb des LCL und der z_B -Werte. Gleiches gilt für den 5. Mai um 0900 UTC. Das deutet darauf hin, dass die Wolken um diese Uhrzeit nicht durch freie Konvektion entstanden sind, sondern durch andere Hebungsprozesse. Für den 3. Mai fällt das CCL mit der für Hambach bestimmten Wolkenbasishöhe zusammen. Es befindet sich dabei unterhalb des Hebungskondensationsniveau. Diese Anordnung ist dann zu finden, wenn bodennah eine überadiabatische Schichtung vorliegt (Beheng, 2009). Das Stüve Diagramm des Aufstiegs in Abb. 4.3 bestätigt diesen Verlauf.

4.3 Mittlere Wolkenbasishöhe und Trennung von Wolkenschichten

Unter der Annahme, dass eine Wolke nicht unterbrochen sein darf und die Wolkenbasishöhe sich innerhalb einer Sekunde nicht mehr als 150 m ändern sollte, können einzelne Wolken detektiert werden und ihre mittlere z_B berechnet werden. Diese Information kann genutzt werden, um beispielsweise die Dynamik einzelner Wolken genauer zu untersuchen.

Wie in Abbildung 4.4b gesehen, liegen für den 2. Mai bis 1200 UTC Wolkenbasishöhen in unterschiedlichen Höhen vor. Um diese voneinander zu trennen wird die Annahme getroffen, dass die Wolkenbasishöhe für konvektive Grenzschichten linear anwächst. Diese Annahme beruht auf den Beobachtungen der Wolkenbasishöhen vom 3. und 5. Mai. Durch Anpassung einer linearen Funktion durch die Wolkenbasishöhen von allen drei Standorten ergibt sich eine Wachstumsrate von 111 m h^{-1} ($r^2 = 0,88$) für den 3. Mai und von 124 m h^{-1} ($r^2 = 0,81$) für den 5. Mai.

Die Trennung von Grenzschichtwolken und höheren Wolken am 2. Mai erfolgt über eine iterative Regressionsgerade. Diese wird auf einen sechsstündigen Zeitraum von 0900 bis 1500 UTC angewendet. Die Startgerade y_0 wird über die mittlere Wolkenbasishöhe der ersten 20 Sekunden und der letzten 20 Sekunden gelegt. Anschließend wird für jeden Zeitpunkt t_i der Erwartungswert $y_{i-1}(t_i)$ berechnet. Weicht $z_B(t_i)$ weniger als 200 m von diesem Wert ab, wird dieser verwendet, um erneut eine Gerade y_i an die Daten anzupassen. Dies wird so lange wiederholt, bis das Ende des Zeitraums erreicht ist. Alle Werte, die dann weniger als 200 m über dieser Geraden liegen, werden als Grenzschichtwolken bezeichnet. Abbildung 4.5 zeigt die Wolkenbasishöhen an allen drei Messstandorten gegen die Zeit aufgetragen. In rot sind die für jeden Standort ermittelten Wolkenunterkantenhöhen der Grenzschichtwolken markiert. Die Anpassung einer Geraden an diese z_B liefert eine Wachstumsrate von 145 m h^{-1} ($r^2 = 0,86$). Die Größenordnung dieses Wertes passt gut zu den Wachstumsraten, die für den 3. und 5. Mai bestimmt wurden.

4.4 Wolkenobergrenze

Die Lidargeräte liefern zwar teilweise Messungen in den Wolken, jedoch nur wenige hundert Meter weit hinein. Um die Wolkenoberkante abschätzen zu können, wären jedoch deutlich mehr Messungen notwendig. Das Radar liefert ebenfalls keine Messwerte in diesem Be-

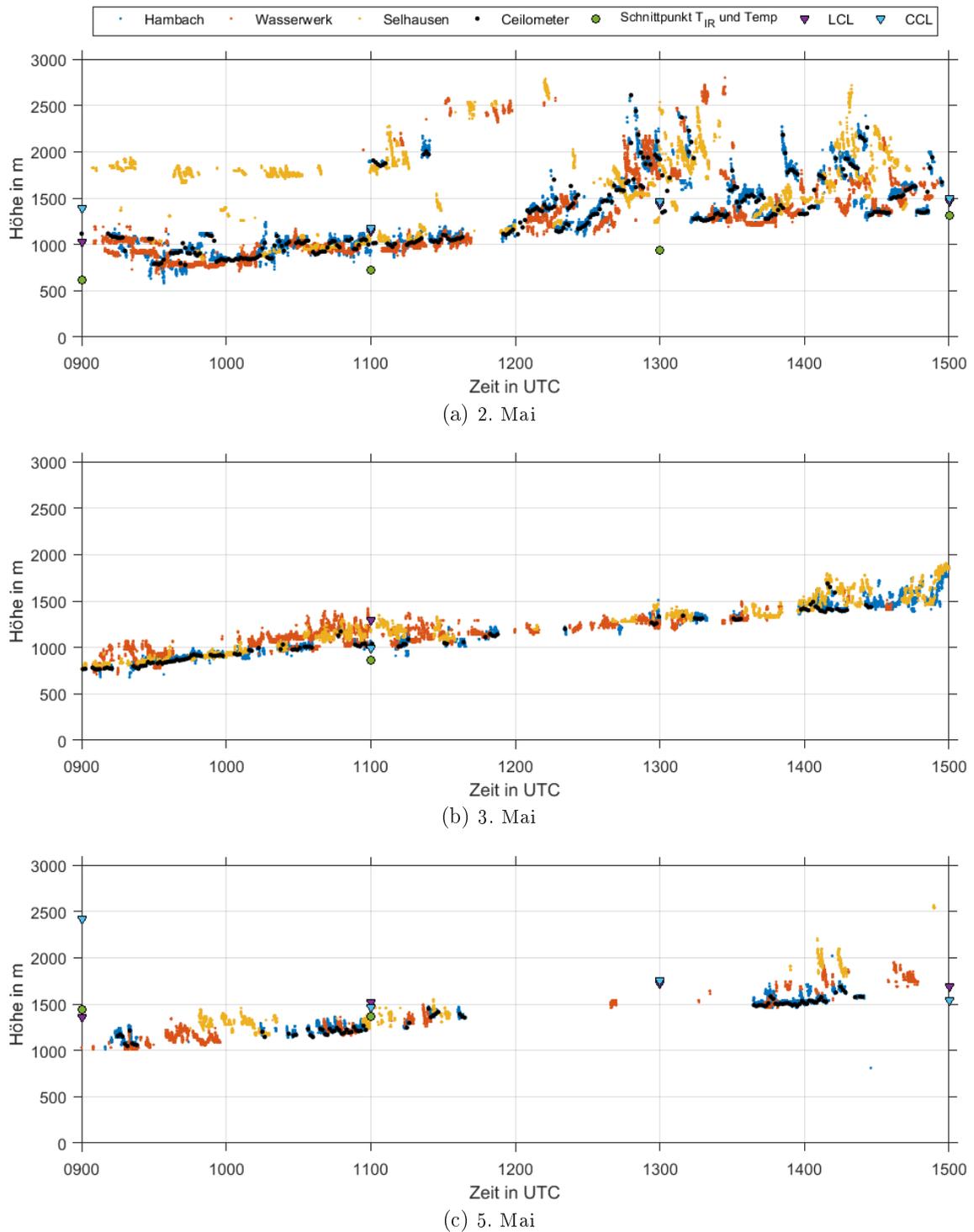


Abbildung 4.4: Vergleich der Wolkenunterkantenhöhen für die unterschiedlichen Messstandorte und Bestimmungsmethoden. Die vom Ceilometer bestimmten z_B und die vom WTX gelten beide für Hambach. Ist für ein Radiosondentemperaturprofil (LCL und CCL) keine Schnittpunkthöhe mit der Infrarottemperatur des Hatpro gegeben, liegt das daran, dass das Hatpro keine Wolkenunterkantentemperatur im angegebenen Zeitraum gemessen hat.

reich. Dies liegt vermutlich daran, dass dieses Probleme hat, flache Grenzschichtwolken zu detektieren. Es sind also praktisch keine Daten für den Bereich oberhalb der Wolkenunterkante vorhanden, mit denen die Wolkenhöhe bestimmt werden könnte. Die einzige

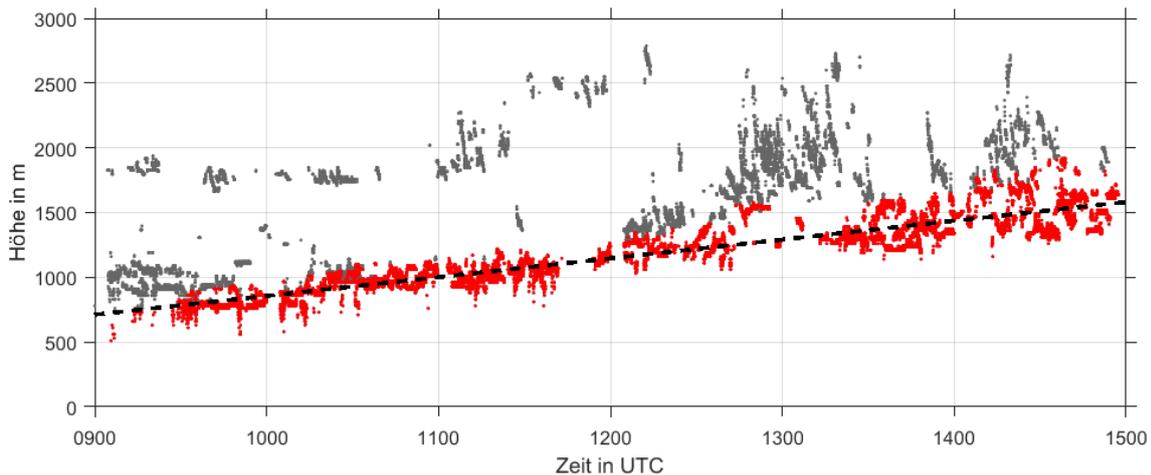


Abbildung 4.5: Über das Aerosolrückstreuverhältnis bestimmte Wolkenbasishöhen an allen drei Standorten am 2. Mai für einen Zeitraum von sechs Stunden (\bullet). Über ein iteratives Verfahren wurde für alle drei Standorte Grenzschichtwolken bestimmt (\bullet). An diese wurde eine Gerade (- -) angepasst, mit deren Hilfe die mittlere Wachstumsrate der Wolkenbasishöhe berechnet werden kann.

Möglichkeit besteht in der Abschätzung der Gleichgewichtsniveaus (s. Kap. 2.3.2) aus Radiosondendaten. Für den Fall der Radiosonde in Abbildung 4.3 bedeutet dies, dass sich die Wolkenoberkante in einer Höhe von etwa 1500 m befand. Da es sich bei diesen Messungen jedoch um eine einzelne Messprobe handelt, kann keine allgemein gültige Aussage über die vertikale Erstreckung der Cumuli an diesem Tage gemacht werden. Das heißt auch, dass eine Unterscheidung in aktive und erzwungene Cumuli, wie bei Lamer und Kollias (2015), nicht vorgenommen werden kann.

4.5 Bedeckungsanteil

Der Bedeckungsanteil berechnet sich als Verhältnis der Zeiten für welche eine Wolke anhand von a_c detektiert wurde, Δt_{Wolke} , zum gesamte Messzeitraum Δt_{mess} :

$$\chi = \frac{\Delta t_{\text{Wolke}}}{\Delta t_{\text{mess}}}. \quad (4.1)$$

Die so bestimmten Anteile sind für alle Messtage in Tabelle 4.1 aufgelistet. Da a_c empirisch bestimmt wurde, wird bei der Bestimmung von χ anhand dieser Methode ein nicht quantifizierbarer Fehler gemacht. Da es Tage gibt, an denen Cumuli für eine Hälfte des Tages vorhanden waren, ist der Bedeckungsanteil für 0900 bis 1200 UTC und 1200 bis 1500 UTC getrennt berechnet. Dabei ist 1200 etwa die Zeit des Sonnenhöchststandes. Für den 2. Mai wurden die Ergebnisse aus Kapitel 4.3 verwendet, um den Bedeckungsanteil der Grenzschichtwolken zu bestimmen. Dieser liegt für beide Zeiträume etwa 8% unterhalb des Bedeckungsanteils.

Eine Bestimmung des Bedeckungsgrades anhand der Bilder der Wolkenkamera ist auf einfachem Wege nicht möglich. Betrachtet man die Aufnahmen der Kamera in Abb. 3.4 ist erkennbar, dass die Sonne große Teile des Bildes beeinflusst. Eine Berechnung des Bedeckungsgrades über hohe Anteile in den RBG-Kanälen liefert als Ergebnis sowohl die

Tabelle 4.1: Bedeckungsanteil χ für jeweils ein Zeitintervall von drei Stunden. Der Anteil berechnet sich als Quotient der Zeiten mit Wolken und dem Gesamtmesszeitraum. Die Zeiten mit Wolken berechnen sich wie in Kapitel 4.1. Für den 2. Mai wurde außerdem noch der Bedeckungsanteil von Grenzschichtwolken berechnet (in Klammern).

	18.04	20.04.	22.04.	24.04.	2.05.	3.05.	4.05.	5.05.	19.05
χ (9 - 12 UTC) in %	1	3	-	-	68 (60)	47	-	19	-
χ (12 -15 UTC) in %	14	-	5	-	70 (62)	32	-	10	5

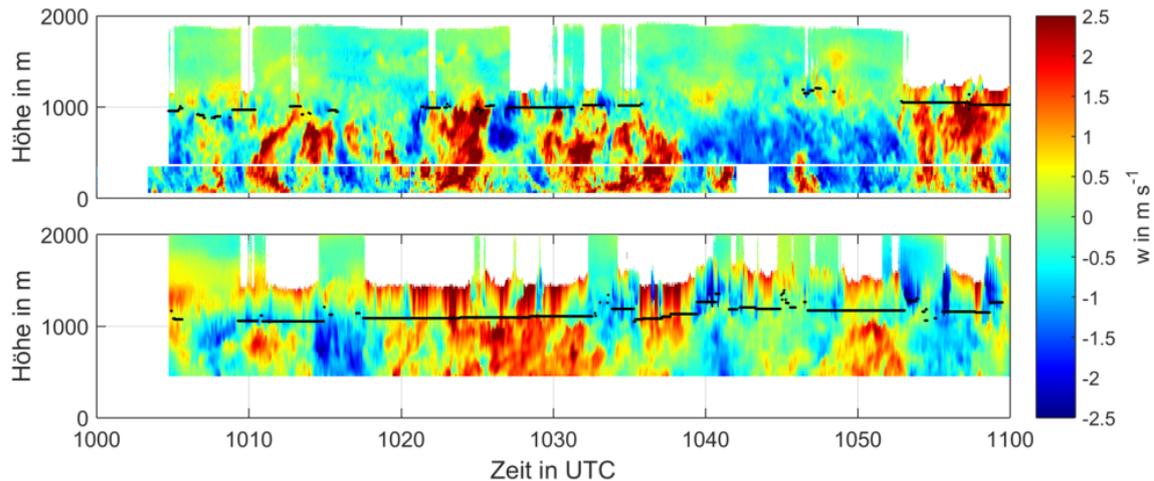


Abbildung 4.6: Vertikalgeschwindigkeiten in Hambach (oben) und Wasserwerk (unten) für den 3. Mai von 1000 bis 1100 UTC als Funktion der Zeit und der Höhe. Die mittlere Wolkenbasishöhe wird durch schwarze Punkte markiert.

Bereiche mit Wolken als auch das Gebiet um die Sonne. Das gezielte Ausschließen der Messwerte um die Sonne führt zu einer extremen Verringerung des Bildausschnittes und zu nicht repräsentativen Ergebnissen.

4.6 Lidarmessungen in den Wolken

Es wurde bereits erwähnt, dass auch oberhalb der Wolkenbasis Messwerte für das WTX und das HYB vorliegen, deren SNR oberhalb ihres Grenzwertes (s. Tab. 3.1) liegen. Das bedeutet, dass Vertikalgeschwindigkeiten in Abstandsbereichen bestimmt wurden, für welche sehr hohe Werte des Aerosolrückstreuverhältnisses vorliegen. Diese hohen α -Werte werden durch die Wolkenröpfchen verursacht und können zu einer Sättigung des Photodetektors führen (Koch et al., 2010). Für diesen Fall ist keine sinnvolle Messung der Vertikalgeschwindigkeit mehr möglich. Bei Betrachtung der Vertikalgeschwindigkeiten oberhalb der Wolkenbasishöhe am 3. Mai (Abb. 4.6) fällt auf, dass vor allem am Signaloberrand Bereiche mit starken Aufwinden zu finden sind. Für das WTX (oben) treten diese meist zeitgleich mit Aufwindbereichen in der Grenzschicht auf. Beim HYB hingegen bilden die positiven Vertikalgeschwindigkeiten eine Art Rand am Signaloberrand.

Um zu untersuchen, ob diese Messungen zumindest gebietsweise realistisch und verwertbar sind, ist ein Vergleich mit dem vom Wolkenradar gemessenen Vertikalgeschwindigkeiten notwendig. Dieser kann jedoch nur für den Standort Hambach durchgeführt werden. Zu-

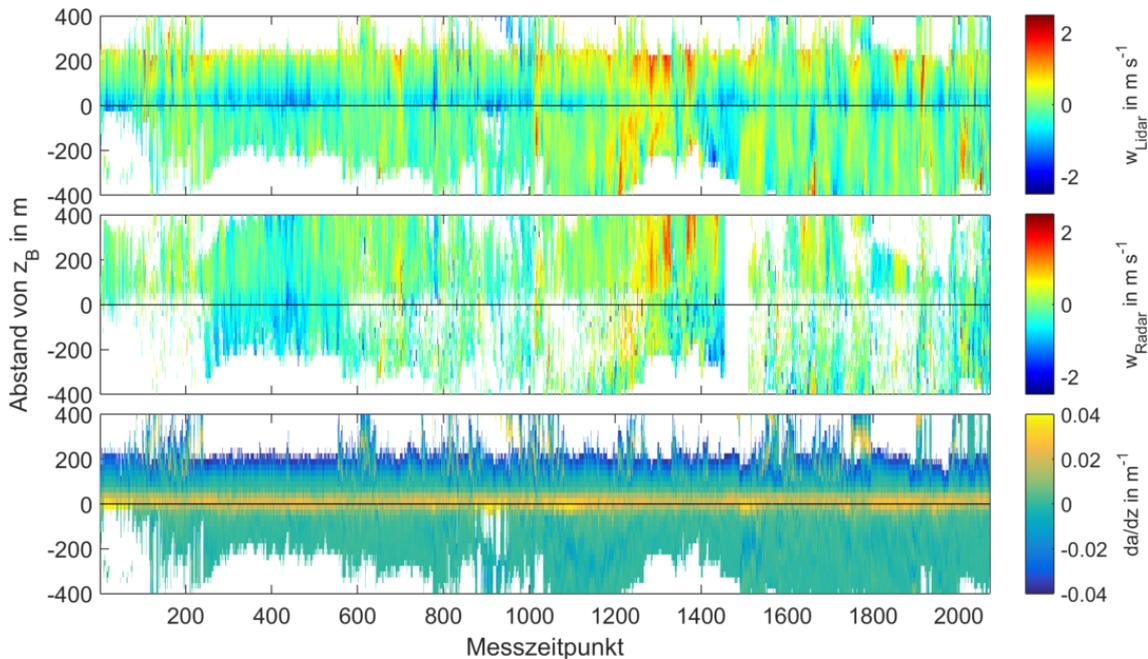


Abbildung 4.7: Für den 18. Mai ist die vom Lidar gemessenen Vertikalgeschwindigkeit (oben) und die Änderung des Aerosolrückstreuverhältnis (unten) gegen den Abstand zur Wolkenunterkante z_B aufgetragen. Es sind nur Profile gezeigt, für welche eine Wolke detektiert wurde. Zusätzlich sind für dieselben Zeitpunkte die Messungen des Wolkenradars gegen den Abstand zu z_B dargestellt (Mitte).

sätzlich wurden die Cumuli vom Radar nicht “erkannt”, was bedeutet, dass für die gewählten Tage (s. Tab. 3.2) keine Messwerte oberhalb der Wolkenbasis vorliegen. Aus diesem Grund wurde ein Vergleich für den 18. Mai durchgeführt, einem Tag mit Stratocumulusbewölkung. Dazu wurden alle Profile der Vertikalgeschwindigkeit zwischen 0800 und 1600 UTC, welche eine Wolke beinhalten, so verschoben, dass die Wolkenunterkante auf einer Höhe liegt. Abbildung 4.7 zeigt die verschobenen Profile gegen ihren Abstand zur Wolkenunterkante aufgetragen für die Messwerte des WTX w_{Lidar} (oben) und des Wolkenradars w_{Radar} (Mitte). Die untere Graphik zeigt die Änderung des Aerosolrückstreuverhältnisses ebenfalls gegen den Abstand zu z_B . Es ist erkennbar, dass für Aufwinde am Signaloberrand zwischen dem 1200. und 1400. Messzeitpunkt auch Gebiete mit Aufwind in den Radarmessungen vorliegen. Jedoch gibt es immer wieder Bereiche am Signaloberrandes des WTX, welche erhöhte w -Werte aufweisen, die in den Radarmessungen nicht erkennbar sind. Ein Beispiel sind die Messungen zwischen dem 200. und 600. Messzeitpunkt.

Zu den Bereichen hoher Vertikalgeschwindigkeiten in den Messungen des Lidars, lässt sich ein Band negativer w -Werte entlang der Wolkenbasis erkennen. Dieses Band liegt leicht nach oben versetzt zu der stärksten Zunahme des Aerosolrückstreuverhältnisses. Eine mögliche Erklärung sind kleine Tropfen, die aus den Wolken ausfallen. Misst ein Lidar fallende Regentropfen, so kann im Spektrum der Frequenzverschiebung ein Doppelpeak beobachtet werden. Ein Signal gehört zu den fallenden Regentropfen und das zweite zu Aerosolpartikeln (Träumner et al., 2010). Die Spektren der vorliegenden Daten zeigen jedoch keinen Doppelpeak für die Höhen um die Wolkenunterkante. Das heißt, es kann sich nicht um fallende Tropfen gehandelt hat. Um die Vertikalgeschwindigkeiten zu vergleichen, wird für

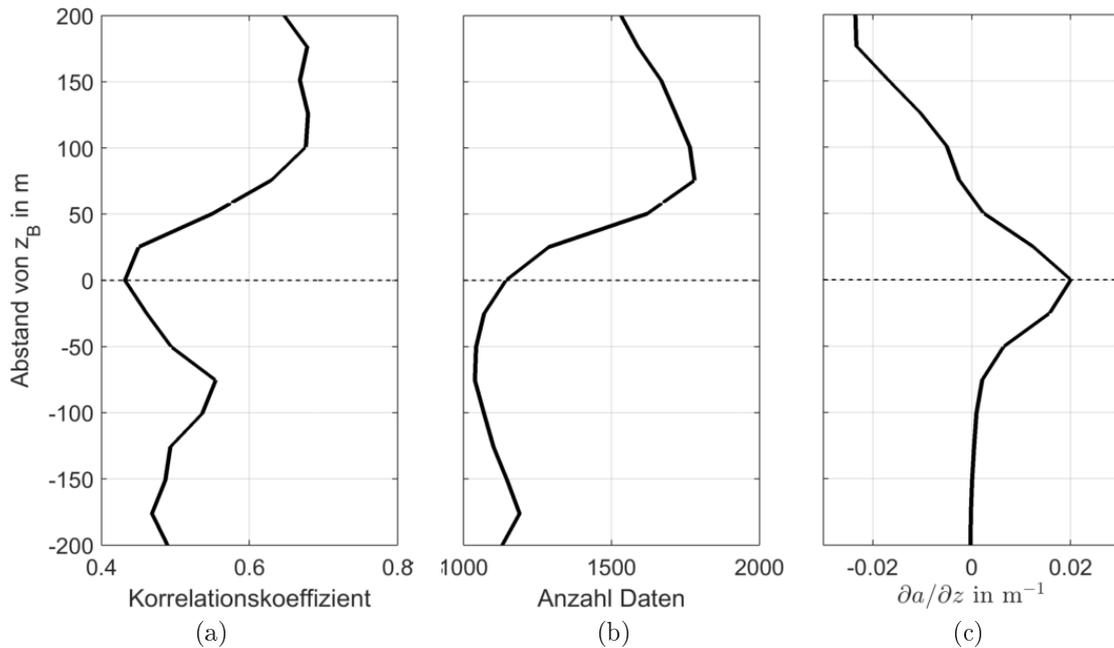


Abbildung 4.8: Korrelationskoeffizient zwischen den gemessenen Vertikalgeschwindigkeiten des Wolkenradars und Lidars gegen den Abstand zur Wolkenunterkante (a). Anzahl der zur Korrelationsberechnung zur Verfügung stehenden Daten für den jeweiligen Abstand (b) und die mittlere Änderung des Aerosolrückstreuverhältnisses (c).

jeden Abstand zur Wolkenunterkante die Korrelation zwischen w_{Lidar} und w_{Radar} berechnet. Diese ist in Abbildung 4.8a gegen ihren Abstand zu z_B dargestellt. Zusätzlich sind die Anzahl der Daten (Abb. 4.8b), die zur Berechnung der Korrelation vorlagen und die mittlere Änderung des Rückstreuverhältnisses (Abb. 4.8c) der verwendeten Profile, dargestellt. Etwa 100 bis 200 m oberhalb der Wolkenbasis liegt die größte Anzahl gemeinsamer Messdaten vor. Ab hier zeigt der Korrelationskoeffizient einen in etwa konstanten Wert von 0,68. Im Bereich der Wolkenunterkante ist ein lokales Minimum von 0,43 erkennbar. Dieses fällt mit der stärksten Zunahme im Rückstreuverhältnis zusammen.

Aus der Datenverfügbarkeit oberhalb der Wolkenbasis lässt sich direkt die mittlere Eindringtiefe des Lidars in die Wolke ablesen. Diese unterscheidet sich zwischen den Messgeräten, zeigt aber keine deutliche Variabilität zwischen den Tagen. Das WTX liefert Messungen von bis zu 200 m in die Wolken, wohingegen das HYB bis 450 m in die Wolke „eindringt“. Insgesamt lässt sich aufgrund der Datenlage keine eindeutige Aussage über die Qualität der Lidarmessungen an der Wolkenbasis und innerhalb von Wolken treffen. Zusätzlich lässt sich eine Aussage für das WTX nur schwer auf die Daten des HYB übertragen. Um Fehlinterpretationen zu vermeiden, werden deshalb keine Daten oberhalb der Wolkenunterkante verwendet.

5 Grenzschichthöhendetektion

Die Grenzschichthöhe spielt in der Untersuchung von Turbulenzeigenschaften der konvektiven Grenzschicht eine elementare Rolle. Sie ist eine wichtige Skalierungsgröße (s. Kap. 2.2.5) mit deren Hilfe verschiedene Tage und Zeiträume miteinander verglichen werden können. Zusätzlich kann sie, vor allem vormittags, als Indikator für den Grad der Stationarität der Atmosphäre verwendet werden. Wächst z_i stark an, so ist anzunehmen, dass keine stationären Bedingungen vorliegen. Mithilfe der Grenzschichthöhe lassen sich Messungen der Grenzschicht bzw. der freien Atmosphäre zuordnen.

Die Grenzschichthöhe kann mit den vorliegenden Daten über zwei unterschiedliche Messgrößen bestimmt werden. Zum einen werden die Profile der Radiosonden ausgewertet und zum anderen die Profile der Aerosolrückstreuverhältnisse der Lidargeräte. Profilmessungen von Radiosonden sind die am häufigsten verwendete Form zur Bestimmung der Grenzschichthöhe (Seibert et al., 2000). Folgt man der Definition von Stull (1988) (s. Abb. 2.3), kann es sich bei der mit Radiosonden bestimmte Grenzschichthöhe nicht um z_i handeln, da diese über einen Mittelwert definiert ist. Trotzdem werden die aus Radiosondenmessungen bestimmten Grenzschichthöhen im Folgenden auch mit z_i bezeichnet. Ein Problem für die vorliegenden Messdaten stellt die Anzahl der Radiosondenaufstiege dar. Wie in Kapitel 3.3 bereits erläutert, fanden nicht an allen Tagen Aufstiege im Abstand von zwei Stunden statt und wenn, wurden diese nur in Hambach durchgeführt. Aus diesem Grund werden die aus Radiosondendaten bestimmten Grenzschichthöhen dazu verwendet, die aus Aerosolrückstreuverhältnis gerechneten Grenzschichthöhen zu validieren.

Im folgenden Kapitel wird die Bestimmung von z_i aus Radiosondendaten erläutert. Danach erfolgt eine Bestimmung mithilfe der Profile des Aerosolrückstreuverhältnisses auf welche verschiedene in der Literatur verwendeten Methoden angewendet werden. Danach wird ein Algorithmus vorgestellt, mit dessen Hilfe Grenzschichthöhen aus Profilen des Aerosolrückstreuverhältnisses zeitlich hochaufgelöst bestimmt werden können. Darauf folgt ein Vergleich der bestimmten z_i -Werte. Im letzten Kapitel wird auf das Wachstum der Grenzschichthöhe eingegangen.

5.1 Thermodynamische Profile aus Radiosondendaten

Für Tage mit konvektiven Bedingungen und ohne Grenzschichtbewölkung wird die Grenzschichthöhe ähnlich nach der von Beyrich und Leps (2012) entwickelten Methoden für operationale Radiosondenaufstiege bestimmt. Dabei handelt es sich um ein kombiniertes Verfahren. In einem ersten Schritt wird z_i über a) die Paketmethode und b) die Schicht-Richardsonzahl Ri bestimmt. Diese Ergebnisse werden dann verwendet, um der Bestim-

mung mittels c) potentielle Temperatur θ und d) spezifischen Feuchte r eine Schicht vorzugeben, in welcher z_i gesucht wird.

a) Bei der Paketmethode wird ein Luftpaket verfolgt, das anfänglich bodennahe Temperatur und Feuchte hat und dann trockenadiabatisch aufsteigt, bis es die gleiche Temperatur wie die Luft seiner Umgebung aufweist. Die Höhe dieses Schnittpunkts ist dann die Grenzschichthöhe z_P . Praktisch heißt das, dass der Schnittpunkt zwischen der potentiellen Temperatur am Boden θ_0 und dem gemessenen θ -Profil ermittelt wird (Holzworth, 1964). Diese Methode liefert jedoch nur eine erste Abschätzung, da sie stark von der Temperatur am Boden abhängt und hohe Unsicherheiten in Situationen auftreten, in denen keine ausgeprägte Inversion vorhanden ist (Seibert et al., 2000). Als Bodentemperatur wird die über eine Stunde gemittelte Temperatur der nächstliegenden Energiebilanzstation verwendet. Als Zeitraum wird die Stunde nach Start der Radiosonde gewählt.

b) Die Schicht-Richardsonzahl leitet sich aus der Fluss-Richardsonzahl Ri_f ab. Für homogene, stationäre Bedingungen ergibt sich diese als Verhältnis des Auftriebsterm (B) und dem Produktionsterm durch Scherung (S) der TKE-Budgetgleichung (2.12):

$$Ri_f = \frac{\frac{g}{\theta} \overline{\theta' w'}}{\overline{u' w' \frac{\partial u}{\partial z}} + \overline{v' w' \frac{\partial v}{\partial z}}}. \quad (5.1)$$

Sie ist damit ein dimensionsloses Maß für die statische Stabilität eines Fluids (Stull, 1988). Ein Fluid wird dynamisch stabil, wenn Ri_f einen Wert größer eins annimmt. Die Schicht-Richardsonzahl ist eine Vereinfachung der Fluss-Richardsonzahl bei der angenommen wird, dass turbulente Flüsse proportional zu ihrem Gradienten sind (Gl. (2.8)) und dieser über eine Schicht bestimmt wird:

$$Ri(z) = z \frac{\frac{g}{\theta_0} \cdot (\theta(z) - \theta_0)}{\sqrt{u^2 + v^2}}. \quad (5.2)$$

Eine Strömung wird dynamisch stabil, wenn Ri einen kritischen Wert von $Ri_c = 0.2$ überschreitet (Beyrich und Leps, 2012). Unter der Annahme, dass bei einer konvektiven Grenzschicht die Randzone dynamisch stabil ist, liegt die Grenzschichthöhe z_{Ri} dort, wo die Schicht-Richardsonzahl ihren kritischen Wert erreicht. Die Bestimmung der Grenzschichthöhe mit Ri hat den Vorteil, dass sowohl die thermische Schichtung als auch die mechanische Turbulenzproduktion berücksichtigt werden.

c) Die Bestimmung der Grenzschichthöhe mittels potentieller Temperatur erfolgt über deren Gradienten. In einem Bereich, der 500 m unterhalb des kleineren Wert von z_P und z_{Ri} liegt und 500 m über dem größeren Wert der beiden Höhen, wird die Höhe z_θ bestimmt, in der $\partial\theta/\partial z$ sein Maximum annimmt.

d) Bei der Bestimmung über das Profil der spezifischen Feuchte r wird ebenfalls ihre Änderung mit der Höhe ausgewertet. Wie bei c) wird das Maximum von $\partial r/\partial z$ in einem Höhenintervall von $\min(z_{Ri}, z_P) - 500 \text{ m} < z < \min(z_{Ri}, z_P) + 500 \text{ m}$ gesucht. Die damit so berechnete Höhe ist z_r .

Vor der Anwendung der Methoden a)-d) werden die Daten der Radiosonde anhand eines gleitenden Mittels (s. Anhang B.1) geglättet und die maximale Grenzschichthöhe auf

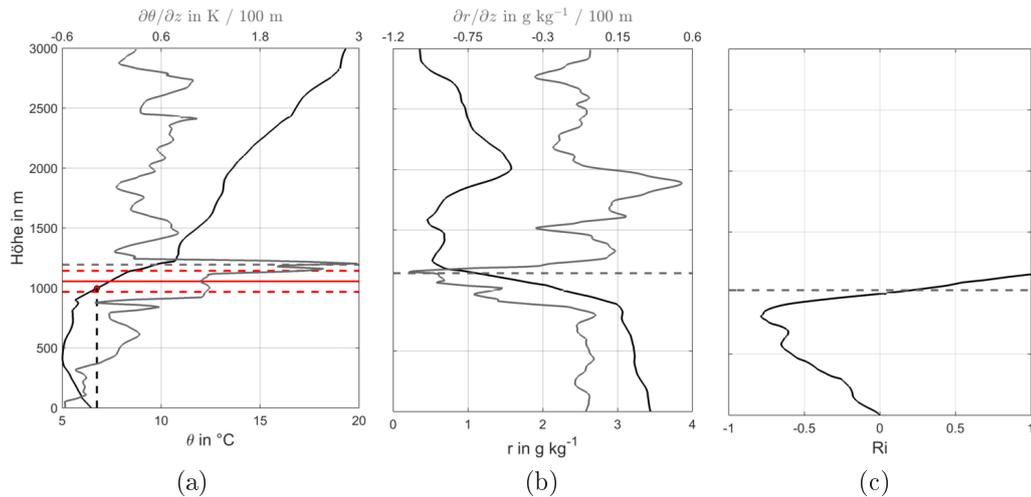


Abbildung 5.1: Bestimmung der Grenzschichthöhe anhand von Radiosondendaten. Profil der potentiellen Temperatur θ und ihrer Änderung mit der Höhe (a). Zusätzlich ist die über eine Stunde gemittelte potentielle Bodentemperatur als gestrichelte vertikale, schwarze Linie (—) gezeigt und ihr Schnittpunkt mit dem Temperaturprofil (•) eingezeichnet. Profil und Änderung der spezifische Feuchte r (b) und Profil der Schicht-Richardsonzahl Ri (c). Horizontale, gestrichelte, graue Linien (—) zeigen die für die jeweiligen Variablen bestimmten Grenzschichthöhen. Die aus allen Methoden berechnete mittlere Grenzschichthöhe z_i (—) und ihr Fehler (—) sind zusätzlich dargestellt (a).

3000 m beschränkt. Um einen mittleren Wert für die Grenzschichthöhe zu bestimmen wird zuerst der Mittelwert über alle vier Grenzschichthöhen ($z_P, z_{Ri}, z_\theta, z_r$) gebildet und der absolute Abstand der einzelnen Methoden zu diesem Mittelwert berechnet. Die Methode, die den größten Abstand aufweist, wird nicht berücksichtigt. Schlussendlich ist die mittlere Grenzschichthöhe z_i der Mittelwert über die verbleibenden drei Grenzschichthöhen und ihr Fehler ist die größte absolute Abweichung der Methoden von diesem Mittelwert. Abbildung 5.1 zeigt am Beispiel des Radiosondenaufstiegs vom 20. April um 0900 UTC die verschiedenen Methoden. In 5.1a ist sowohl die potentielle Temperatur als auch ihre Änderung mit der Höhe, gegen die Messhöhe aufgetragen. Die über den maximalen Gradienten bestimmte Höhe z_θ ist als horizontale, gestrichelte graue Linie dargestellt. Zusätzlich ist das Ergebnis der Paketmethode abgebildet. Die Starttemperatur des Luftpakets am Boden ist etwas höher als die der Radiosonde. Der Schnittpunkt mit dem θ -Profil ist als roter Kreis markiert. In Abbildung 5.1b ist die Bestimmung der Grenzschichthöhe über die spezifische Feuchte gezeigt. Es sind das Profil von r und $\partial r/\partial z$ dargestellt. Die Höhe, in der der Gradient maximal ist, ist wiederum als horizontale, gestrichelte Linie eingezeichnet. Das Profil der Schicht-Richardsonzahl gegen die Höhe ist in Abbildung 5.1c dargestellt. Die Höhe in welcher Ri_c überschritten wird ist zusätzlich eingezeichnet. Die aus allen Methoden bestimmte mittlere z_i und ihr Fehler sind in als vertikale, rote Linien in die Abbildung 5.1a markiert. Im dargestellten Beispiel wurde z_θ nicht für die Bestimmung des mittleren z_i berücksichtigt.

5.2 Aerosolrückstreuverhältnisse

Die Bestimmung der Grenzschichthöhe über die Messdaten der Lidargeräte hat den Vorteil, dass die Ableitung einer zeitlich hochaufgelösten Grenzschichthöhe möglich ist (Seibert et al., 2000). Allgemein liegt der Bestimmung der Grenzschichthöhe über das Aerosolrückstreuverhältnis die Theorie zu Grunde, dass der Aerosolgehalt in der Grenzschicht höher ist, als der in der freien Atmosphäre. Dies führt zu einem Gradienten des Aerosolrückstreuverhältnisses in der Randzone. Der Verlauf des Rückstreuverhältnisses ist dabei vergleichbar mit dem in Abbildung 2.3 gezeigten Verlauf des Anteils der Luft aus der freien Atmosphäre, nur, dass nun das Profil genau entgegengesetzt läuft. Der konstante Verlauf von a in der konvektiven Grenzschicht kommt durch eine gute Durchmischung zustande (Stull, 1988). Auf diesen theoretischen Verlauf des Aerosolrückstreuverhältnisses in der Grenzschicht werden unterschiedliche mathematische Methoden angewendet um die Grenzschichthöhe zu ermitteln. Träumner (2013) stellt die in der Literatur vorhandenen Methoden und ihre Anwendung in ihrer Arbeit umfassend vor. Für die hier vorliegenden Daten wurden folgende Methoden verwendet: a) idealisiertes Profil, b) minimaler Gradient und c) Waveletanalyse. Werden Profile im Abstand von einer Sekunde angewendet, ist anzunehmen, dass es sich nicht um z_i handelt, sondern um die lokale Höhe des Aufwindschlauchs z_T . Werden die Methoden jedoch auf ein mittleres Profil angewendet oder die bestimmten z_T gemittelt, ergibt sich eine Grenzschichthöhe z_i nach der Definition von Stull (1988).

a) Die Bestimmung der Grenzschichthöhe über ein idealisiertes Profil wurde von Steyn et al. (1999) eingeführt. Dabei wird ein idealer Verlauf des Aerosolrückstreuverhältnisses $A(z)$ an die Messwerte $a(z)$ mit Hilfe der kleinsten Abstandsquadrate angepasst. Bei dieser Anpassungsfunktion handelt es sich um eine Fehlerfunktion ($erf(x) = 1/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau$), in welche das mittlere Aerosolrückstreuverhältnis in der Mischungsschicht A_m und in der freien Atmosphäre A_u eingehen, ein Parameter s , welcher mit der Dicke der Entrainment-Zone Δz_E in direktem Zusammenhang steht und die Grenzschichthöhe z_{ip} selbst (Steyn et al., 1999):

$$A(z) = \frac{(A_m + A_u)}{2} - \frac{(A_m - A_u)}{2} erf\left(\frac{z - z_{ip}}{s}\right) \quad (5.3)$$

Die Dicke der Entrainment-Zone berechnet sich als $\Delta z_E = 2.77 \cdot s$. Für diese werden Grenzen vorausgesetzt: sie darf nicht kleiner sein als 60 m (Rangegatelänge des WTX) und nicht größer als 750 m (Träumner et al., 2010). In Abbildung 5.2a ist eine solche Anpassung an die damit gefundene Grenzschichthöhe z_{ip} gezeigt. Der Vorteil dieser Methode ist, dass das komplette Profil in die Auswertung eingebunden wird (Steyn et al., 1999). Außerdem beinhaltet sie eine Entrainment-Zone und geht nicht, wie bei der Waveletanalyse, von einem Sprung aus.

b) Zur Bestimmung der Grenzschichthöhe über den minimalen Gradienten z_{mg} wird die Änderung des Rückstreuverhältnisses mit der Höhe berechnet und dessen Minimum bestimmt. Das Verfahren ist in Abbildung 5.2b dargestellt. Die Höhe z_{mg} wird dort festgelegt, in welcher $\partial a/\partial z$ ein Minimum hat.

c) Für die Waveletanalyse wird ein Haar-Wavelet $\psi(x, h)$ verwendet. Die Berechnung erfolgt für eine Ausdehnung h von 200 m bis 2000 m in 25 m Schritten. Diese werden jeweils durch das Profil geschoben, wobei x die Mitte des Wavelets ist:

$$\psi(x, h) \begin{cases} c_1 = \sum_{z=x-h/2}^x a(z) & \text{für } x - h/2 \leq z < x. \\ c_2 = \sum_{z=x+h/2}^x a(z) & \text{für } x < z \leq x + h/2. \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (5.4)$$

Für jede Ausdehnung h und Höhe x werden die Koeffizienten c_1 und c_2 bestimmt. Mithilfe dieser wird der Koeffizient $\phi(x, h) = (c_1 - c_2)/h$ berechnet, welcher ein Maß für den „Sprung“ in der Höhe x darstellt. In Abbildung 5.2c sind der Koeffizient für jede Verschiebung und jede Ausdehnung für ein gegebenes Rückstreuprofil dargestellt. Um aus diesen neu gewonnenen Daten die Grenzschichthöhe zu bestimmen, können unterschiedliche Verfahren verwendet werden. Für die HOPE-Daten wird die Grenzschichthöhe z_{wv} in derjenigen Höhe festgelegt, in welcher die über die Ausdehnung gemittelten Koeffizienten ein Maximum aufweisen.

Eine wichtige Voraussetzung für alle drei Methoden ist das Vorhandensein eines in etwa höhenkonstanten Aerosolrückstreuverhältnisses in der Mischungsschicht. Dies ist für 1 Hz Profile jedoch nicht gegeben, da Luftmassen mit unterschiedlichem Aerosolgehalt von Auf- und Abwinden transportiert werden und so lokale Rückstreuverhältnisse erzeugen, die nicht dem für die Methoden erforderlichen Verlauf entsprechen. Aus diesem Grund werden die Methoden auf Profile angewendet, die über einen Zeitraum von 30 Minuten gemittelt sind. Für die Bildung des mittleren Profils werden nur Profile verwendet, für welche keine Wolke detektiert wurde.

Auch für die über 10 Minuten gemittelten Profile ist in der Grenzschicht nicht immer einen höhenkonstanten Verlauf des Aerosolrückstreuverhältnisses gegeben. Oft liegt eine lineare Abnahme in der Grenzschicht vor. Folgt dieser eine etwas stärkere Abnahme in der Randzone, kann z_i zumindest über die Waveletanalyse und den minimalen Gradienten bestimmt werden. Ist dies nicht der Fall, funktionieren alle drei Methoden nicht, da kein objektiver Anhaltspunkt für die Grenzschichthöhe vorliegt. Eine Bestimmung über das ideale Profil ist für beide Situationen nicht möglich. Die Anpassung der Funktion würde die komplette Grenzschicht als Randzone detektieren, wenn für deren Dicke keine Grenzen angegeben werden. Mit dieser Methode bestimmte z_i werden deshalb auf Ausfall gesetzt, wenn s seinen Grenzwert annimmt. Das Rückstreuprofil in der Grenzschicht wird zusätzlich von Aufwindschläuchen beeinflusst, welche sich nicht über die komplette Grenzschicht erstrecken. Sind solche Aufwindbereiche über längere Zeit aktiv, führen sie bodennah zu erhöhten Aerosolrückstreuverhältnissen und es existieren in der Grenzschicht größere Gradienten als im Übergangsbereich zur freien Atmosphäre. Um diesem Phänomen entgegen zu wirken, wurde ein unterer Grenzwert für z_i festgelegt. Dieser unterscheidet sich zwischen den Tagen und wird subjektiv bestimmt. Am Morgen kann die Residualschicht zu erhöhten Werten von a oberhalb der Grenzschichthöhe führen. Dies hat zur Folge, dass alle drei Methoden den Oberrand dieser Residualschicht als z_i detektieren. Um zu verhindern, dass

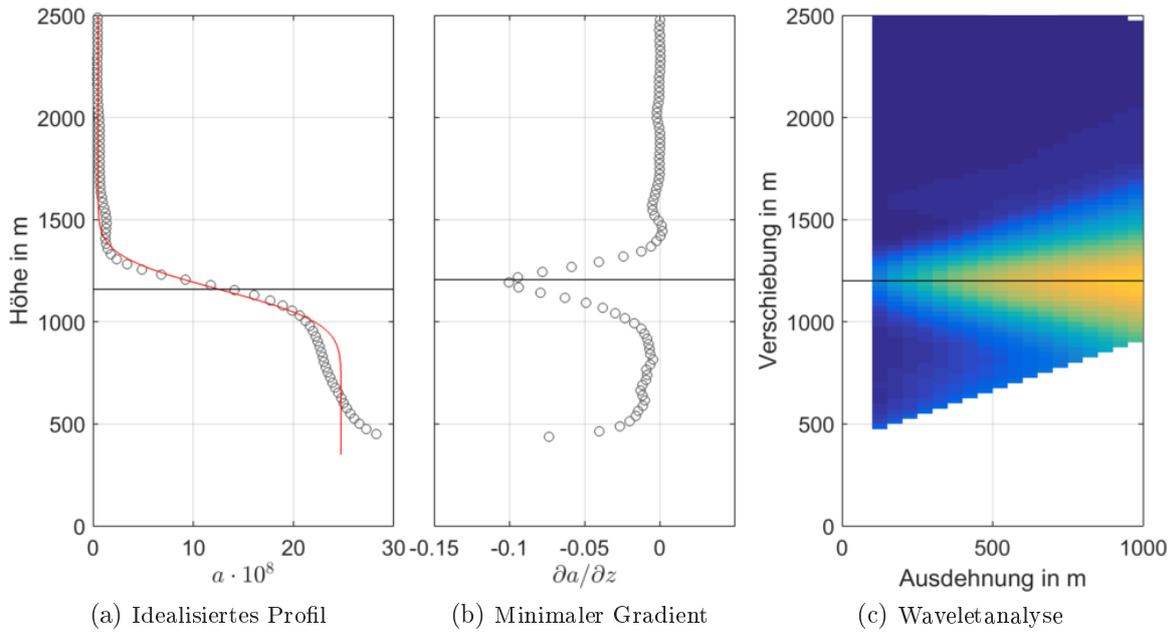


Abbildung 5.2: Mittleres Profil des Aerosolrückstreuverhältnisses am 24.04. von 0930 bis 1000 UTC (\circ) und ein darauf angepasstes idealisiertes Profil ($-$) (a). Änderung des Rückstreuverhältnisses mit der Höhe und damit bestimmtes z_{mg} (b). Koeffizienten der Waveletanalyse gegen die Ausdehnung und Verschiebung des Haar-Wavelets (c). In gelb sind hohe Werte von ϕ dargestellt, in blau niedrige Werte. Die über ein Maximum in den Koeffizienten bestimmte Höhe z_{wv} ist ebenfalls eingezeichnet.

die Grenzschichthöhe aufgrund einer vorhandenen Residualschicht überschätzt wird, gilt für Profile vor 0900 UTC, dass die Detektion von zwei Höhen zugelassen wird und die untere der Grenzschichthöhe entspricht. Eine solche Vorgehensweise ist wiederum nur für die Waveletanalyse und die Bestimmung anhand des minimalen Gradienten möglich.

5.3 Zeitlich hochaufgelöste Bestimmung der Grenzschichthöhe

Vor allem am Vormittag kommt es zu einem schnellen Anwachsen der Grenzschicht. Um eine bessere quantitative Abschätzung dieses Prozesses zu bekommen, ist es sinnvoll, die Grenzschichthöhe zeitlich auch hochaufgelöst zu bestimmen. Da dies mit den oben genannten Methoden aufgrund der beschriebenen Probleme nicht sinnvoll ist, wurde ein weiterer Algorithmus entwickelt. Dieser berechnet die Grenzschichthöhe über einen objektiven Grenzwert a_k des Aerosolrückstreuverhältnisses. Auch hier ist zu beachten, dass es sich bei den zeitlich hochaufgelösten Daten vielmehr um z_T handelt und nur ein Mitteln der Daten die Grenzschichthöhe z_i nach Stull (1988) liefert. Die wesentliche Eigenschaft, die sich bei der Bestimmung von a_k zunutze gemacht werden, sind die zeitlichen Fluktuationen im Rückstreuprofil sowohl in der freien Atmosphäre als auch in der Mischungsschicht. Abbildung 5.3 zeigt sechs aufeinander folgende Profile mit einer Sekunde Abstand des Aerosolrückstreuverhältnisses gegen die Höhe aufgetragen. Zusätzlich zum kompletten Wertebereich (Abb. 5.3a), sind die Profile für kleine a (Abb. 5.3b) und für große Werte (Abb.

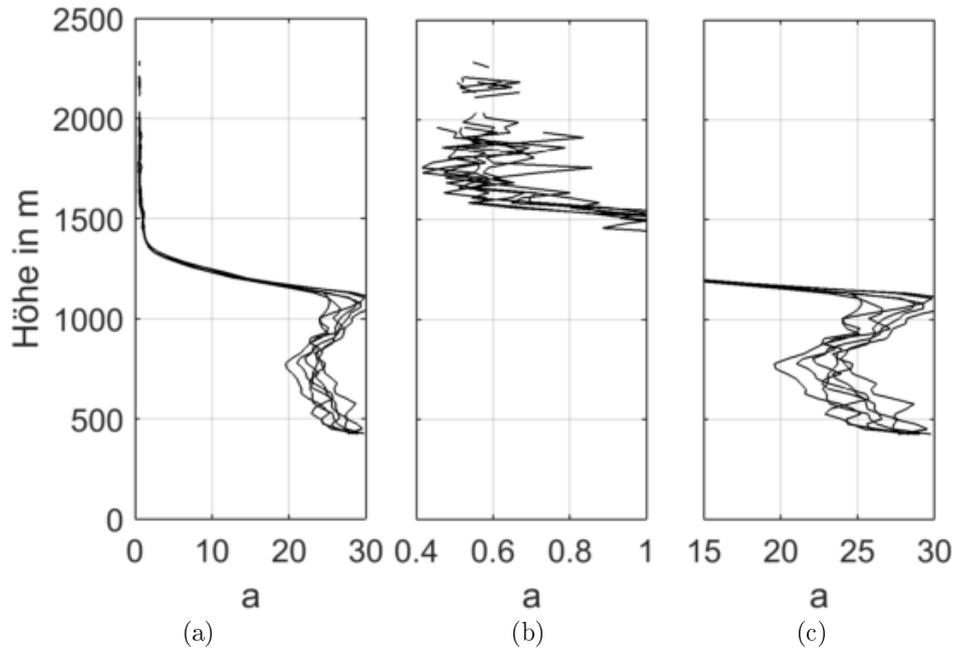


Abbildung 5.3: Sechs aufeinander folgende Profile des Aerosolrückstreuverhältnisses a . Es ist der gesamte Wertebereich abgebildet (a), sowie der Bereich kleiner Werte (b) und der Bereich großer a (c). Die zusätzliche Darstellung der beiden Wertebereiche zeigt die Fluktuationen, die das Aerosolrückstreuverhältnis in der freien Atmosphäre (b) und in der Grenzschicht (c) aufweist.

5.3c) dargestellt. Es ist erkennbar, dass Abbildung 5.3b hauptsächlich die Messwerte in der freien Atmosphäre zeigt und Abbildung 5.3c die a -Werte in der Grenzschicht. Für beide Wertebereiche zeigen die aufeinander folgenden Aerosolrückstreuverhältnisse starke Schwankungen. Diese sind in der freien Atmosphäre das Resultat des geringen Aerosolgehalts in dieser Höhe und werden damit durch Rauschen verursacht. Die Fluktuationen in der konvektiven Grenzschicht entstehen durch die turbulenten Durchmischungsprozesse in dieser Schicht. Diese Schwankungen haben zur Folge, dass die Höhenbestimmung über einen Grenzwert in diesen Bereichen ebenfalls starke Schwankungen aufweisen würde. Allein im Übergangsbereich liegen die Höhen mit ähnlichen a_k nahe beieinander. Die objektive Suche eines Grenzwertes verwendet diese Eigenschaft; sie basiert darauf, dass zeitlich aufeinanderfolgende z_i , die über einen Grenzwert a_k bestimmt wurden, möglichst geringe Schwankungen aufweisen. Die Größe, die diese Sprünge für unterschiedliche Grenzwerte im Rückstreuverhältnis quantifiziert, ist die Varianz der zeitlichen Änderung der Grenzschichthöhe $\sigma_{\Delta z_i/\Delta t}^2$. Das heißt für einen Bereich verschiedener a_k werden die Grenzschichthöhen berechnet und daraus $\sigma_{\Delta z_i/\Delta t}^2$ bestimmt. Der Bereich der verwendeten a_k erstreckt über das Spektrum der gemessenen a -Werte. Profile in denen Grenzschichtwolken detektiert wurden, werden nicht berücksichtigt. Abbildung 5.4 zeigt die berechneten Varianzen für einen Zeitraum von einer Stunde am 24. April am Standort Wasserwerk. Es ist erkennbar, dass ein Bereich vorhanden ist, für welchen die Varianz minimale Werte annimmt. Es ist anzunehmen, dass sich die zugehörigen Werte von a_k in der Randzone befinden. Für den gezeigten Fall lässt sich erkennen, dass die Varianz für $2 < a_k < 14$ relativ kleine Werte annimmt, wohingegen sie für kleinere und größere Grenzwerte stark zunimmt. Das bedeu-

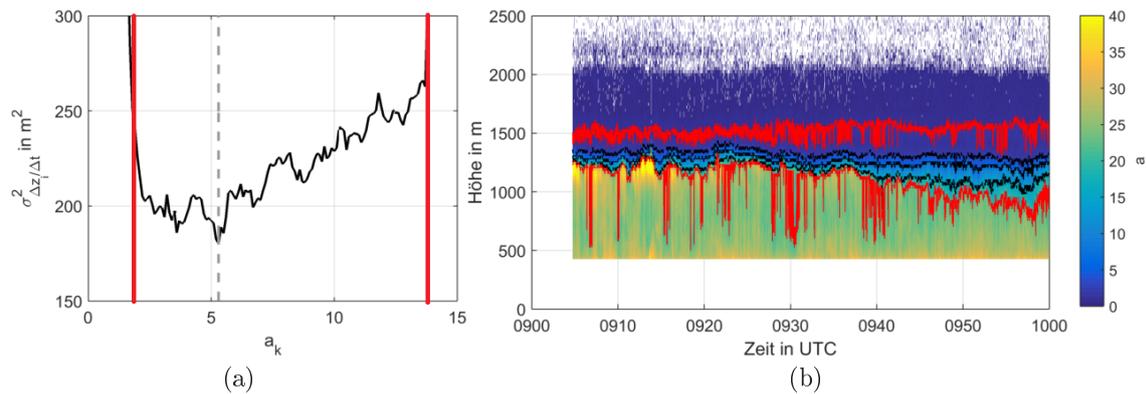


Abbildung 5.4: Änderung von $\sigma_{\Delta z_i / \Delta t}^2$ für unterschiedliche a_k für eine Stunde am 24.04. (a). Aerosolrückstreuverhältnisse über die Höhe und die Zeit aufgetragen. In schwarz sind die Grenzschichthöhen eingezeichnet, die mit drei Grenzwerten berechnet werden, die innerhalb des Bereichs relativ kleiner $\sigma_{\Delta z_i / \Delta t}^2$ liegen. Die obere ist der Grenzwert für den linken Rand des Bereichs $a_k = 2$, die untere für den rechten Rand $a_k = 14$ und die mittlere Linie zeigt die Höhe für den Grenzwert, an welchem $\sigma_{\Delta z_i / \Delta t}^2$ ein Minimum aufweist. In rot sind zwei Höhen eingezeichnet, die mit Grenzwerten berechnet wurden, die außerhalb des Bereichs liegen. Für die obere wurde $a_k = 2$ gewählt und für die untere $a_k = 20$.

tet, der gesuchte Grenzwert befindet sich in diesem Bereich. Eine Möglichkeit, einen festen Wert für die Grenzschichthöhe festzumachen, ist die Wahl des Minimums (hier 5,2) als Grenzwert. Dieses lässt sich einfach bestimmen und die damit berechnete Grenzschichthöhe zeigt den stetigsten Verlauf. Da dieses Minimum jedoch nicht eindeutig ist, wird bei diesem Verfahren ein Fehler gemacht. Dieser Fehler kann quantifiziert werden, indem die Grenzschichthöhe zusätzlich mit den Grenzen des Bereichs relativ konstanter Varianzen berechnet wird. Diese spannen die Randzone auf. Abbildung 5.4b zeigt die Aerosolrückstreuverhältnisse gegen die Höhe und die Zeit aufgetragen. In schwarz sind die Verläufe der Grenzschichthöhen für den Grenzwert bei minimaler Varianz $a_{k,min} = 5,2$ und die Grenzwerte am Rand des konstanten Varianzbereichs $a_k = 2$ und $a_k = 14$ eingezeichnet. Für den hier vorgestellten Fall beträgt der Abstand zwischen den Rändern des konstanten Varianzbereichs im Mittel 150 m. Der Abstand zur Grenzschichthöhe, die mit $a_{k,min}$ bestimmt wurde, beträgt etwa 75 m, also nahe der vertikalen Auflösung des Lidars. Zusätzlich zeigt die Graphik Grenzschichthöhen für Grenzwerte, die außerhalb des gefundenen Bereichs liegen (hier $a_k = 1$ und $a_k = 20$). Die Sprünge, welche so in der Grenzschichthöhe auftreten, sind gut erkennbar.

Ein Parameter, der bei dieser Methode variiert werden kann, ist der Zeitraum für welchen ein solcher Grenzwert bestimmt wird. Ändert sich der Aerosolgehalt in der Grenzschicht für einen Tag nicht, ist es sinnvoll, einen konstanten Grenzwert für den kompletten Zeitraum der konvektiven Grenzschicht (etwa sechs Stunden) zu bestimmen. Für Tage, an denen jedoch Aerosol advehiert wird, ist dies nicht möglich. Ein Beispiel hierfür ist der 4.Mai. Für diesen Tag liegt bis circa 0930 UTC eine Residualschicht über der Grenzschicht vor. Die Aerosolrückstreuverhältnisse sind gegen die Höhe und die Zeit in Abbildung 5.5 dargestellt. In schwarz ist die Grenzschichthöhe eingezeichnet, die mit einem Grenzwert berechnet wurde, der anhand von Werten für den ganzen Tag bestimmt wurde (obere Linie) und

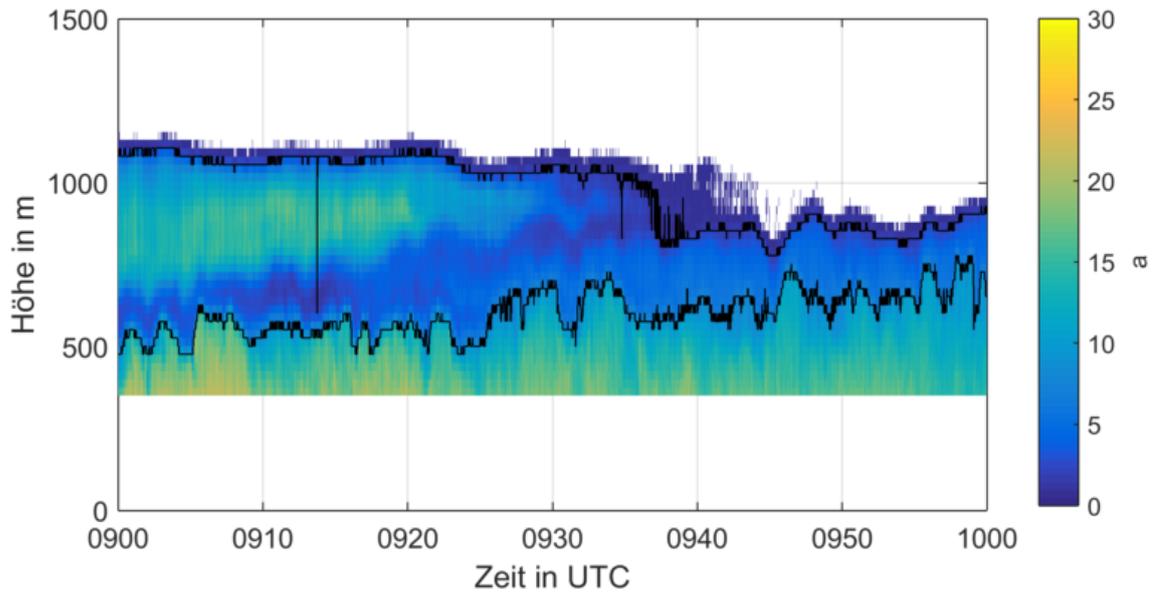


Abbildung 5.5: Gemessene Aerosolrückstreuverhältnisse a für den 4. Mai von 0900 bis 1000 UTC am Standort Hambach. Die a -Werte sind mit einem Faktor von 10^8 multipliziert. Es sind bis 0930 UTC zwei Schichten erhöhten Aerosolgehalts erkennbar. Zwei für unterschiedliche kritische Werte bestimmte Grenzschichthöhen sind als schwarze Linien eingezeichnet. Es wird angenommen, dass es sich bei der oberen Schicht um die nächtliche Residualschicht handelt. Die obere Grenzschichthöhe wurde mit einem kritischen Wert a_k berechnet, der für den ganzen Tag bestimmt wurde. Der kritische Wert für die untere Grenzschichthöhe wurde für einen Zeitraum von einer Stunde berechnet.

für eine Stunde (untere Linie). Unter der Einschätzung, dass es sich bei der oberen Höhe nicht um die Grenzschichthöhe handelt, sondern um die Höhe des Residualschicht oder eine advehierte Schicht erhöhten Aerosolgehalts, erscheint für diesen Fall nur eine Bestimmung des Grenzwertes über einen kürzeren Zeitraum als sinnvoll.

Als zusätzlich Überprüfung der Methode wird diese mit den in Kapitel 5.2 erläuterten, aus der Literatur entnommenen Methoden zur Grenzschichthöhenbestimmung verglichen. Dazu wird die über den Grenzwert bestimmte Höhe über eine halbe Stunde gemittelt und zusätzlich über die drei Standorte gemittelt. Abbildung 5.6 zeigt die gemittelten Grenzschichthöhen $z_{i,k}$, die mit a_k bestimmt wurde gegen die räumlichen Mittel der anerkannten Methoden z_i aufgetragen. Es ist erkennbar, dass es einige Fälle gibt, in denen z_{kw} deutlich höhere Werte liefert. Für dieses Verhalten gibt es keine einfache Erklärung, sondern es handelt sich vielmehr um Einzelfälle, welche von den vorliegenden Bedingungen in diesem Zeitraum anhängen. In Kapitel 5.4 wird darauf weiter eingegangen.

5.4 Vergleich der Grenzschichthöhen

Um die verschiedenen Methoden zur Grenzschichtbestimmung miteinander zu vergleichen und um eine Einschätzung ihrer Güte zu erhalten, wurden alle berechneten Höhen z_i für die Standorte Hambach und Wasserwerk über sechs Stunden dargestellt, zusammen mit der Vertikalgeschwindigkeit, dem Aerosolrückstreuverhältnis und dessen Änderung mit der Höhe. Bei Betrachtung der Messungen am Standort Selhausen (s. Anhang, Abb. A.1 bis

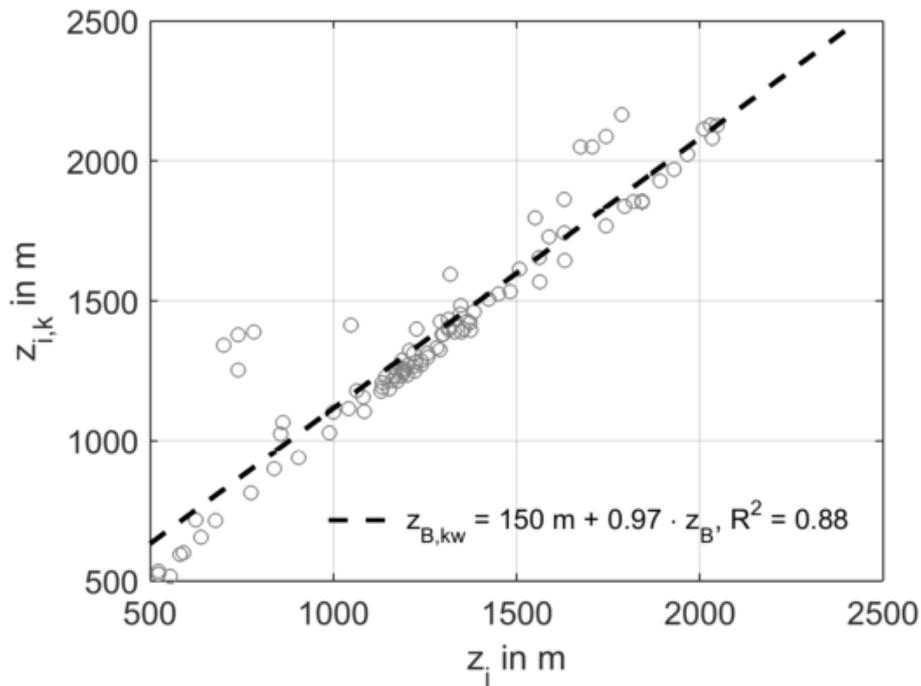
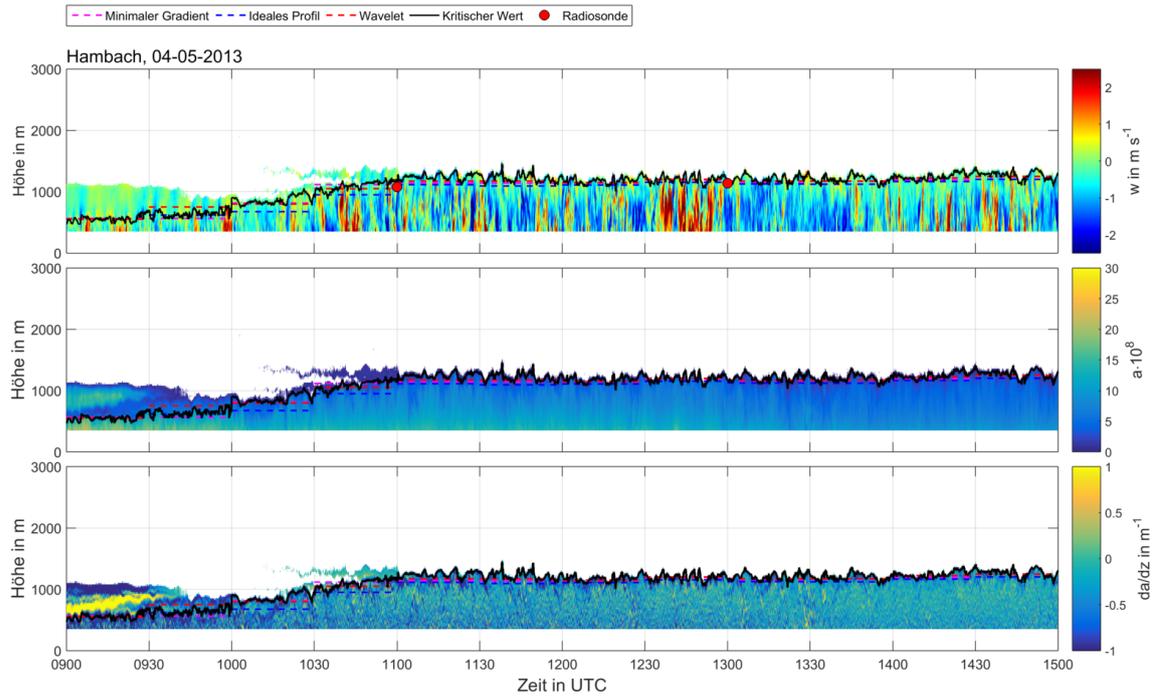


Abbildung 5.6: Die über den kritischen Wert bestimmten Grenzschichthöhen $z_{i,k}$ gegen die mittleren Grenzschichthöhen z_i , die mithilfe von Methoden aus der Literatur berechnet wurden (s. Kap. 5.2).

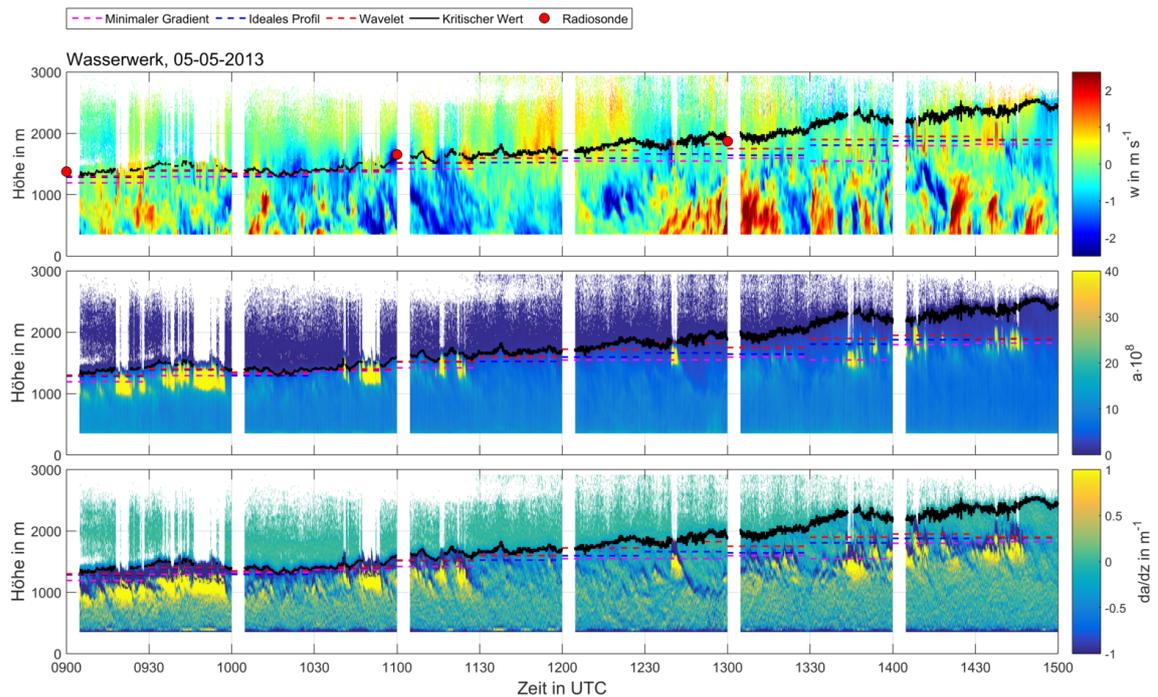
A.9) fällt auf, dass das kritische Signal-zu-Rauschverhältnis oft schon in der Grenzschicht erreicht wird und somit die Randzone im Profil des Rückstreuverhältnisses nicht dargestellt werden kann. Ein weiteres Problem des HALO besteht darin, dass der Verlauf des Aerosolrückstreuverhältnisses in der Grenzschicht ein Maximum in etwa 500 m aufweist. Dies ist eine gerätespezifische Eigenschaft und verhindert die Anwendung des idealen Profils auf die Messwerte. Aus diesem Grund liegen für den Standort Selhausen nur selten brauchbare z_i vor, weshalb der Standort bei der weiteren Betrachtung der Grenzschichthöhe nicht berücksichtigt wird.

An klaren Tagen stimmen an den Standorten Hambach und Wasserwerk die über 30 Minuten berechneten Grenzschichthöhen sehr gut mit den hochaufgelösten z_i -Werten überein. Abbildung 5.7a ist ein Beispiel für einen solchen Tag am Standort Hambach. Es ist zu erkennen, dass alle Methoden Werte in der gleichen Größenordnung liefern. Die mit Radiosonden bestimmten Höhen passen ebenfalls gut zu den z_i Werten aus Rückstreuverhältnissen. Es liegt kein objektives Maß für die Qualität der verschiedenen Methoden zu Grenzschichthöhenbestimmung vor. Aus diesem Grund wird die zur Skalierung verwendete Grenzschichthöhe an wolkenfreien Tagen für jede halbe Stunde als Mittel über alle Methoden berechnet. Eine Grenzschichthöhe für ein längeres Zeitintervall für das ganze Messgebiet ergibt sich dann als zeitliches Mittel dieser 30 Minutenwerte und über die Standorte Hambach und Wasserwerk.

Zwar werden Profile, für welche Wolken detektiert sind, aus der Berechnung ausgeschlossen, jedoch nicht diejenigen Bereiche, die sich zeitlich an „Wolkenperioden“ anschließen. Für diese sind im Bereich der Wolkenbasishöhe erhöhte Werte im Rückstreuverhältnis vorhanden mit gegebenenfalls einem darauffolgenden Abfall. Vor allem die Methoden aus



(a) Tag ohne Grenzschichtbewölkung



(b) Tag mit Grenzschichtbewölkung

Abbildung 5.7: Vertikalgeschwindigkeit w , Aerosolrückstreuverhältnis a und Änderung des Rückstreuverhältnisses mit der Höhe da/dz über die Messhöhe und die Zeit aufgetragen. Die Grenzschichthöhen, welche über das idealisierte Profil, den minimalen Gradienten und die Waveletanalyse bestimmt wurden, wurden anhand von über 30 Minuten gemittelten Profilen des Rückstreuverhältnisses bestimmt. Die z_i -Werte für den kritischen Wert liegen für jedes Profil vor. Über die Radiosondenaufstiege berechnete Grenzschichthöhen sind für ihre Startzeit angegeben.

Kapitel 5.2, die diesen Gradienten detektieren, sind davon betroffen. In Abbildung 5.7b lässt sich erkennen, dass das idealisierte Profil, der minimale Gradient und die Wavelet-

analyse die Grenzschichthöhe in derjenigen Höhe detektieren, in welcher sich der durch Wolken induzierte Abfall des Rückstreuverhältnisses befindet. Bei Betrachtung der Vertikalgeschwindigkeiten für diesen Tag fällt jedoch auf, dass dies durchaus die Höhe ist, welche Aufwindschläuche maximal erreichen. Die über den kritischen Wert bestimmte Höhe befindet sich deutlich oberhalb. Der Grund liegt in der Festlegung des kritischen Wertes über das Minimum von $\sigma_{\Delta z_i / \Delta t}^2$. Die Varianz der zeitlichen Änderung Grenzschichthöhe gegen verschiedene a_k zeigt einen ähnlichen Verlauf, wie die Varianz in Abbildung 5.4a. Der Unterschied ist jedoch, dass sich das Minimum am linken Rand dieses Bereichs relativ konstanter Varianzen befindet. Es wird also vielmehr h_2 (s. Abb. 2.3) bestimmt, als z_i . Betrachtet man jedoch die aus Radiosondendaten bestimmten Grenzschichthöhen für den 5. Mai, so liegen diese vielmehr im Bereich der hochaufgelösten Daten. Dieses Verhalten der unterschiedlichen Messungen und Methoden macht die Bestimmung der z_i -Werte für diesen Tag sehr unsicher. Die 30-minütigen Grenzschichthöhen befinden sich nur wenige hundert Meter oberhalb der Wolkenbasishöhe. Gleiches gilt für den Standort Hambach und beide Standorte am 3. Mai. Für den 2. Mai ist die Variation der Grenzschichthöhen am größten. Grund hierfür ist vermutlich die sich stark ändernde Wolkenunterkantenhöhe (s. Abb. 4.4a). Um für Tage mit Grenzschichtbewölkung eine einheitliche Methode zur Bestimmung der Höhenskalierung zu erhalten, wird die mittlere Wolkenbasishöhe eines 30 Minuten Intervalls gewählt, wenn der Bedeckungsanteil in diesem Zeitraum über 10 % liegt. Der Fehler der hierbei gemacht wird, wurde auf etwa 10 % abgeschätzt. Diese Abschätzung wurde für Zeiträume gemacht, in denen die Wolkenbasis über 10 % beträgt und eine vernünftige Grenzschichthöhe über das Aerosolrückstreuverhältnis bestimmt werden konnte.

Vergleichsstudien zwischen Grenzschichthöhen, die über Aerosolrückstreuverhältnisse berechnet wurden, mit solchen, die aus Radiosondenprofilen abgeleitet wurden zeigen, dass die über die Lidarmessungen bestimmten z_i tendenziell höher sind. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass Aerosole durch hochreichende Aufwindschläuche in die stabile Entrainment-Zone transportiert werden und dort verbleiben. Dies führt zu einer Zunahme des Aerosolgehalts in diesem Bereich und dadurch zu höheren Grenzschichthöhen (Seibert et al., 2000). In den Daten der HOPE-Messkampagne ist dieses Verhalten jedoch nicht erkennbar.

5.5 Wachstumsrate der konvektiven Grenzschicht

Mit Hilfe der in Kapitel 5.3 bestimmten, hochaufgelösten Grenzschichthöhen lassen sich mittlere Wachstumsraten der Grenzschicht bestimmen. Dazu wird für jeden Tag und jeweils einen dreistündigen Zeitraum eine Gerade an die z_i -Werte angepasst. Für konvektive, wolkenfreie Tage wird angenommen, dass z_i mit der Wurzel der Zeit anwächst (Stevens, 2007). Da es sich jedoch um einen relativ kurzen Zeitraum von drei Stunden handelt und nur eine Abschätzung erreicht werden möchte, wird von einer linearen Zunahme ausgegangen. Die berechneten Werte für $\Delta z_i / \Delta t$ sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Für die Berechnung der Wachstumsrate wurden hauptsächlich die Grenzschichthöhen am Standort Hambach verwendet. Am 19. Mai wurde mit den Grenzschichthöhen am Standort Wasserwerk ge-

Tabelle 5.1: Wachstum der Grenzschichthöhe für jeweils einen Zeitraum von drei Stunden. Die Wachstumsrate wird durch Anpassung einer Geraden an die hochaufgelösten z_i Werte bestimmt.

	18.04	20.04.	22.04.	24.04.	2.05.	3.05.	4.05.	5.05.	19.05
$\Delta z_i / \Delta t$ (9 - 12 UTC) in m h^{-1}	345	100	99	28	-	93	303	151	161
$\Delta z_i / \Delta t$ (12 -15 UTC) in m h^{-1}	67	27	120	146	-	182	33	92	153

rechnet, da diese von 0900 bis 1200 UTC so niedrig sind, dass sie in Hambach unterhalb des vom WTX aufgelösten Bereichs liegen. Bei Betrachtung der Aerosolrückstreuverhältnisse und der Vertikalgeschwindigkeiten am Vormittag des 24. April (s. Anhang Abb. A.4) fällt auf, dass hier eine Schicht mit erhöhtem Aerosolgehalt über der Grenzschicht liegt, die nicht durch eine eindeutige Randzone von dieser getrennt ist. Allein die Höhe der Aufwind-schläuche weisen darauf hin, dass die „wahre“ Grenzschichthöhe deutlich niedriger liegt als die berechnete. Tage, an denen am Vormittag ein deutlich stärkeres Anwachsen der Grenzschicht stattfindet sind der 18. April, 20. April und der 4. Mai. An diesen Tagen lässt sich auch ein Wachstum der Grenzschicht vergleichbar zum idealen Wachstum einer Grenzschichthöhe (s. Abb. 2.4) beobachten, mit einem in etwa konstanten Niveau ab 1100 UTC (s. Anhang, Abb. A.1, A.2 und A.7). Die Tage, an denen Grenzschichtwolken beobachtet wurden, zeigen diesen Verlauf nicht. An diesen Tagen wächst die Grenzschicht mit der Zeit immer weiter an und es wird kein konstantes z_i erreicht. Am 2. Mai konnte aufgrund des hohen Bedeckungsanteils, an keinem der Standorte eine vernünftige Grenzschichthöhe über die Methode des kritischen Wertes a_k bestimmt werden.

6 Turbulenzcharakterisierung

6.1 Zusätzliche Methoden

6.1.1 Spektrum der Energiedichte

Wie in Kapitel 2.2.3 erläutert kann die Energiedichte über die Fouriertransformierte der Zeitreihe bestimmt werden. Dies ist jedoch nur dann möglich, wenn die Messzeitpunkte feste zeitliche Abstände zueinander haben und es sich um eine lückenlose Messung handelt. Sowohl das HYB als auch das WTX führten jedoch an den meisten Tagen stündlich eine Messung durch, bei dem der Laser nicht vertikal in die Atmosphäre gerichtet war. Dadurch ist die Zeitreihe jede volle Stunde um etwa vier Minuten unterbrochen. Eine Messlücke dieser Größenordnung kann nicht ohne weiteres interpoliert werden, daher ist eine Berechnung von $S(n)$ durch die Fourier-Transformation nur dann möglich, wenn die Zeitreihe zusammengeschoben wird. Vor allem für die Bestimmung des Maximums der Energiedichte stellt dies ein Problem dar, da die berechneten Energiedichten anderen Frequenzen zugeordnet werden. Aus diesem Grund wird für diese Zeitreihen $S(n)$ anhand eines Lomb-Scargle Periodogramms berechnet. Dabei wird das Spektrum der Energiedichte angenähert, indem Sinuskurven anhand der Methode der kleinsten Abstandsquadrate an die Messdaten gelegt werden (Lomb, 1976). Für jede angelegte Kurve wird ein Korrelationskoeffizient bestimmt, welcher ein Maß dafür ist, wie viel die angelegte Funktion von der Gesamtvarianz erklärt. Somit entspricht dieser Koeffizient der Energiedichte $S(n)$. Der größte Nachteil dieser Methode ist die längere Rechenzeit (Stull, 1988). Bei Anwendung des Lomb-Scargle Periodogramms auf eine kontinuierliche Zeitreihe wird dasselbe Ergebnis erzielt wie bei der Fourier-Transformation. Um einen Eindruck davon zu bekommen, wie groß der Fehler ist, werden in eine lückenlose Zeitreihe Messlücken von vier Minuten jede volle Stunde eingefügt. Dann wird von dieser das Spektrum mithilfe des Lomb-Scargle Periodogramms bestimmt und über Gleichung (2.18) die Varianz σ_P^2 berechnet. Der absolute Abstand zwischen der Varianz der kontinuierlichen Zeitreihe σ_0^2 und σ_P^2 im Verhältnis zu σ_0^2 gibt einen Eindruck über die Güte des Verfahrens. Für die Messwerte des WTX am 20. April von 0900 bis 1200 UTC beträgt dieser Fehler über alle Höhen gemittelt etwa 2 %. Bestimmt man das Spektrum über eine zusammen geschobene Zeitreihe und berechnet wiederum die relative absolute Abweichung, ergibt sich ein Fehler von 5 %.

Die Messdaten des HALO weisen regelmäßige Lücken von wenigen Sekunden im Abstand von wenigen Sekunden auf. Dies führt dazu, dass die Anpassung der trigonometrischen Funktion für Frequenzen in diesem Bereich unrealistische Werte liefert. Aus diesem Grund werden die Daten des HALO vor der Berechnung des Spektrums linear interpoliert.

6.1.2 Unkorreliertes Rauschen

Unter unkorreliertem Rauschen wird eine Störung des Signales verstanden, die nicht mit dem Signal selbst in Beziehung steht. Bei Lidarmessungen entsteht solch ein Rauschen ϵ durch die begrenzte Anzahl an Photonen, die in sich nicht überlappenden Zeitintervallen gemessen werden (Lenschow und Kristensen, 1985). Dieses Rauschen hat Auswirkungen auf Momente höherer Ordnung, wie die Varianz und die Schiefe. Lenschow et al. (2000) leiten für ϵ einen Ausdruck her, mithilfe dessen Momente höhere Ordnung korrigiert werden können. Ausgangspunkt ist hierbei eine stationäre Zeitreihe der Variable $w'(t)$, die vom unkorrelierten Rauschterm $\epsilon(t)$ überlagert wird. Das gemessene Signal ist somit $w'(t) + \epsilon(t)$. Das zentrale Moment zweiter Ordnung ist

$$\overline{w'^2} = \int_0^\infty w'^2(t) dt. \quad (6.1)$$

Die Autokovarianzfunktion (Gleichung (2.24)) des Signals zweiter Ordnung lässt sich für $w'(t) + \epsilon(t)$ schreiben als

$$R(\tau) = \overline{w'w'_\tau} + \overline{w'\epsilon_\tau} + \overline{w'_\tau\epsilon} + \overline{\epsilon\epsilon_\tau}, \quad (6.2)$$

wobei w'_τ und ϵ_τ , die Variable und der Rauschterm zum Zeitpunkt $t + \tau$ sind. Unter der Annahme, dass w' und ϵ nicht korreliert sind, und ϵ auch nicht mit sich selbst korreliert ist, ergibt sich

$$R(\tau) = \overline{w'w'_\tau}, \quad (6.3)$$

$$R(0) = \overline{w'^2} + \overline{\epsilon^2} = \sigma_w^2 + \overline{\epsilon^2}. \quad (6.4)$$

Dieses Verhalten der Autokovarianzfunktion ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Es zeigt den Verlauf von $R_w(\tau)$ gegen die zeitliche Verschiebung τ . Δt ist die Abtastrate und markiert den Punkt der ersten Verschiebung. Es ist erkennbar, dass der für $R_w(0)$ berechnete Wert durch das Vorhandensein der Varianz des Rauschterms $\overline{\epsilon^2}$ deutlich über der wahren Varianz σ_w^2 liegt. Das heißt, durch Extrapolation der Autokovarianz zu $\tau = 0$ kann das unkorrelierte Rauschen bestimmt werden. Dafür gibt es verschiedene Ansätze. Die einfachste Vorgehensweise ist, das unkorrelierte Rauschen als Differenz von $R(0)$ und $R(\tau_1)$ zu nähern. Eine weitere Methode ist, eine Gerade durch die ersten Zeitverschiebungen τ zu legen und für diese den y-Achsenabschnitt zu bestimmen. In dieser Arbeit wurde der Ansatz der linearen Anpassung gewählt. Die Gerade wird an die ersten fünf Zeitverschiebungen angepasst. Liegt der y-Achsenabschnitt oberhalb von $R(0)$, wird der Fehler als Differenz der ersten Verschiebung und $R(0)$ bestimmt (Frehlich, 2001). Die gerechneten Varianzen (s. Kap. 6.3) werden korrigiert, indem das unkorrelierte Rauschen $\overline{\epsilon^2}$ von ihnen abgezogen wird.

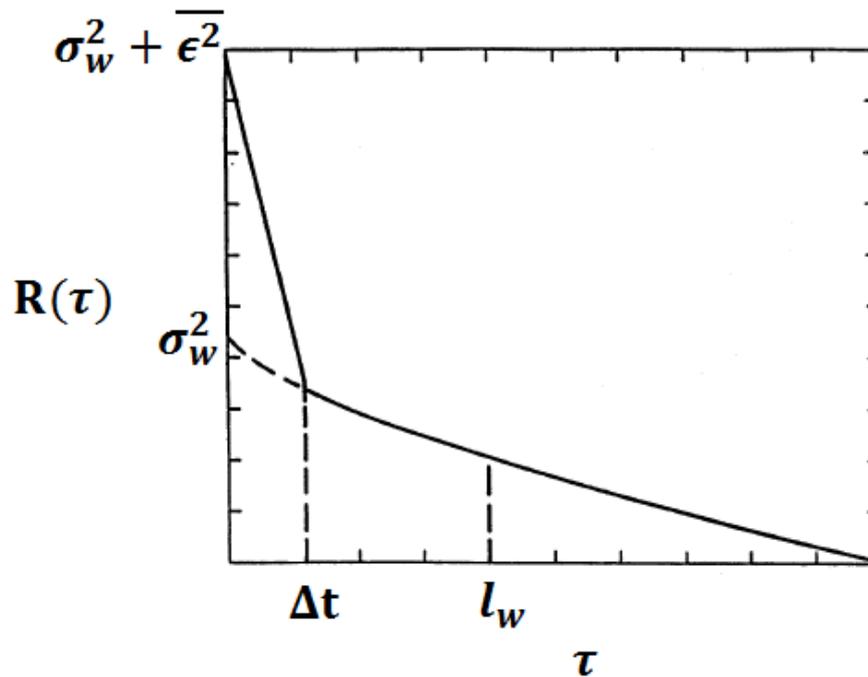


Abbildung 6.1: Die durchgezogene Linie stellt die Autokovarianzfunktion $R(\tau)$ der Messgröße w , gegen die zeitliche Verschiebung τ aufgetragen, dar. Durch unkorreliertes Rauschen ergibt sich für $R(0)$ die Summe der Varianz σ_w^2 und dem Term des unkorrelierten Rauschens $\overline{\epsilon^2}$. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf der Autokovarianzfunktion für die gleiche Variable wieder, die nicht durch unkorreliertes Rauschen kontaminiert ist. Δ_t bezeichnet die Abtastrate der Messzeitreihe (nach Lenschow und Kristensen (1985)).

6.2 Längenskalen der Turbulenz

6.2.1 Wellenlänge des Maximums im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit

Wie in Kapitel 2.2.3 bereits vorgestellt wurde, ist in der Meteorologie die Wellenlänge λ_w von Interesse, bei welcher das Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit $\kappa F_w(\kappa)$ ein Maximum annimmt. Dabei gibt es die Möglichkeit λ_w über ein geglättetes Spektrum (s. Anhang B.1) oder anhand eines ans Spektrum angepassten Funktion abzuschätzen (Träumner, 2013). Träumner (2013) führt eine Sensitivitätsanalyse der Verfahren durch, in welcher die Frequenzen, für welche das Spektrum bestimmt wurde, variiert wurden. Als Ergebnis zeigt sich, dass die über ein geglättetes Profil bestimmten Maxima starken Schwankungen unterliegen und somit eine Bestimmung über ein Modell sinnvoll ist. Diese können unterschiedlich komplex sein. Ein einfaches Modell liefern Kaimal et al. (1976) (hier: simples Modell):

$$\kappa \cdot F(\kappa, z) = \frac{c\kappa}{1 + \frac{\kappa}{\kappa_0}^{5/3}}. \quad (6.5)$$

c und κ_0 sind hierbei die freien Parameter, die über eine Anpassung anhand der kleinsten Abstandsquadrate bestimmt werden. Lothon et al. (2009) verwenden einen komplexeren Ansatz nach Kristensen et al. (1989) (hier: komplexes Modell):

$$\kappa F(\kappa) = \kappa \sigma_w^2 \frac{l_w}{2\pi} \frac{1 + \frac{8}{3} \left(\frac{l_w \kappa}{b(\eta)} \right)^{2\eta}}{\left(1 + \left(\frac{l_w \kappa}{b(\eta)} \right)^{2\eta} \right)^{5/(6\eta)+1}}, \quad (6.6)$$

mit

$$b(\eta) = \pi \frac{\eta \Gamma\left(\frac{6}{3\eta}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2\eta}\right) \Gamma\left(\frac{1}{3\eta}\right)}. \quad (6.7)$$

In diesem Modell wird zusätzlich die Krümmung η des Spektrums im Bereich des Maximums berücksichtigt. Γ ist die Gammafunktion. l_w ist die integrale Längenskala, welche hier als Anpassungsparameter verwendet wird und σ_w^2 die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit. Diese wird durch Interpolation über alle Wellenzahlen bestimmt und das unkorrelierte Rauschen korrigiert. Lothon et al. (2009) finden einen linearen Zusammenhang zwischen Bedeckungsgrad und der Höhe, in welchem das flachste Spektrum gefunden wird. Als Grund hierfür wird die Zugabe von Energie zu kleinen Wellenzahlen durch Wolkenaktivität genannt. Beide Modelle setzten im Trägheitsbereich einen $-2/3$ Abfall der Energiedichte voraus (vgl. Gl. (2.21)).

Um die Modelle auf die Lidardaten anzuwenden, werden deren Spektren nach der in Kapitel 6.1.1 beschriebenen Vorgehensweise berechnet und anschließend anhand eines logarithmischen Blockmittels gemittelt (s. Anhang B.2). Abbildung 6.2 zeigt das Spektrum für den 3. Mai am Standort Hambach für den Zeitraum von 0900 bis 1200 UTC in einer Höhe von etwa 800 m. Zusätzlich sind die auf diese Spektren angepassten Funktionen dargestellt. Es lässt sich für diesen Fall bereits erkennen, dass das simple und das komplexe Modell sehr ähnliche Ergebnisse liefern. Zusätzlich wird eine Schwachstelle der Modelle sichtbar. Der $-2/3$ -Abfall ist in den Messdaten meist nur über einen kleinen Wellenzahlbereich erkennbar und die Spektren fallen für große Wellenzahlen steiler ab. Ein ähnliches Verhalten beobachten auch (Lothon et al., 2006) in ihrer Arbeit. Dies kann auf die Auflösung der Lidargeräte zurückgeführt werden und die damit zusammenhängende Unterschätzung der Energiedichten kleiner Wirbel. Um eine möglichst gute Anpassung der Funktionen zu erhalten, werden diese deshalb nur an die Blockmittel für $\kappa < 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ angepasst. Die absoluten Abweichungen zwischen den mit den beiden Modellen bestimmten λ_w als Mittelwert über alle Tage und Standorte beträgt 30 m bei einer mittleren Wellenlänge von 800 m. Da das komplexe Modell die Krümmung als zusätzlichen Parameter beinhaltet, wurde dieses für die Bestimmung der Maxima verwendet. Die Berechnung der Spektren erfolgt für jeden Standort über einen Zeitraum von sechs Stunden. Für jede Höhe wird λ_w ermittelt. Die Profile der Wellenlänge des Maximums im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit werden danach über die Standorte gemittelt. Als Fehler wird die Standardabweichung der Profile gewählt. Es wurde zur Berechnung ein längeres Zeitintervall gewählt, da so mehr Energiedichte für kleine Wellenzahlen vorliegen und eine bessere Anpassung der Funktionen ermöglichen.

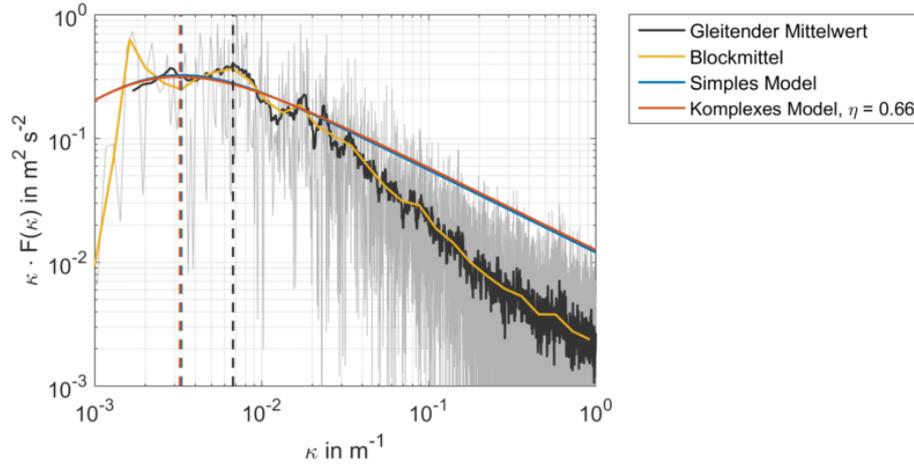


Abbildung 6.2: Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit für den 4. Mai von 0900 bis 1000 UTC am Standort Hambach in einer Höhe von etwa 800 m. Außerdem sind mittlere Spektren eingezeichnet die über einen gleitenden Mittelwert und ein logarithmisches Blockmittel (s. Anhang B.1 und B.2) gerechnet wurden. Das simple Modell und das komplexe Modell werden an die Daten des Blockmittels angepasst. Vertikal gestrichelte Linien zeigen die Maxima der unterschiedlichen Methoden.

λ_w -Profile

Die Profile der Wellenlänge des Maximums im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit sind für die neun Tage in Abbildung 6.3 gegen die mit z_i normierte Höhe aufgetragen. Es ist erkennbar, dass für zwei Tage deutlich höhere λ_w vorliegen als für die restlichen Zeiträume. Bei diesen beiden Tagen handelt es sich um den 18. und 20. April. Dies sind die beiden Tage mit der größten mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit. Bei der Berechnung der Wellenlänge des Maximums im Spektrum wird die Windgeschwindigkeit bereits zur Bestimmung der Wellenzahl verwendet. Das heißt, sie geht direkt bei der Berechnung mit den in Kapitel 6.2.1 vorgestellten Funktionen ein. Der lineare Korrelationskoeffizient zwischen λ_w in der Mitte der Grenzschicht ($0,4z_i < z < 0,8z_i$) und \bar{u} beträgt 0,68. Wird λ_w anhand von \bar{u} in eine Frequenz n_w überführt, ist für n_w keine Abhängigkeit von der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit erkennbar. Das heißt, der zeitliche Abstand zwischen den Aufwindschläuchen zeigt keine Abhängigkeit von der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit. In Abbildung 6.3 ist erkennbar, dass auch ohne die Angabe von Fehlern kein eindeutiger Unterschied zwischen Tagen mit Grenzschichtbewölkung und Tagen ohne Wolken vorhanden ist. Die Standardabweichung der über die Standorte gemittelten Profile befindet sich in der gleichen Größenordnung, wie die λ_w -Werte selbst. Das heißt, es kann insgesamt keine verlässliche Aussage über die λ_w -Werte der vorliegenden Daten getroffen werden.

6.2.2 Integrale Längenskala

Die Bestimmung der integralen Zeitskala l_w^T erfolgt über die Autokovarianzfunktion (Gl. (2.24), s. Kap. 2.2.4). Eine gute Näherung für l_w^T ist gemäß Lenschow und Stankov (1986):

$$l_w^T = \left[\int_0^T \frac{R_w(\tau)}{R_w(0)} d\tau \right]_{\max}, \quad (6.8)$$

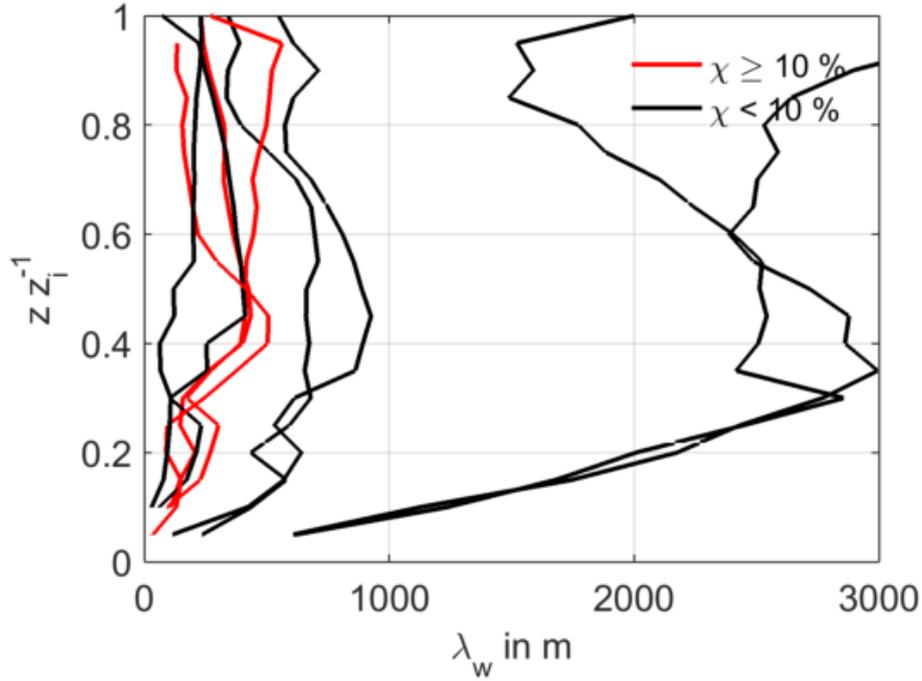


Abbildung 6.3: Wellenlänge des Maximums im Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit λ_w gegen die mit z_i normierte Höhe. Profile für Berechnungszeiträume, in denen der Bedeckungsanteil $\chi \geq 10\%$ beträgt und diejenigen mit $\chi < 10\%$ sind farblich unterschiedlich markiert.

also das Integral über R_w bis zum ersten Nulldurchgang. Hier muss wiederum das unkorrelierte Rauschen beachtet werden, das heißt $R_w(0)$ korrigiert werden. Durch kohärente Strukturen im Geschwindigkeitsfeld kommt es zu Beiträgen in der Autokovarianzfunktion, welche nicht mit dem eigentlichen „Gedächtnis der Turbulenz“ zusammen hängen (Lothon et al., 2006). Sie zeichnen sich dadurch aus, dass der Nulldurchgang erst später erreicht wird und die integrale Längenskala einen zu großen Wert annimmt. Ein Beispiel für einen solchen Verlauf ist in Abb. 6.4 gezeigt. Es ist die Autokorrelationsfunktion $\rho_w(\tau)$ gegen die zeitliche Verschiebung τ dargestellt. Ab etwa $\tau = 200$ s kommt es zu Artefakten in $\rho_w(\tau)$, die nicht mit der integralen Zeitskala in Zusammenhang stehen. Um dieses Problem zu umgehen, kann der Verlauf der Autokorrelationsfunktion (Gleichung (2.26)) in der konvektiven Grenzschicht durch einen exponentiellen Abfall beschrieben werden (Lothon et al., 2006). Dazu wird die Exponentialfunktion

$$\rho_w(\tau) = \exp(-\tau/l_w^T) \quad (6.9)$$

mit der Methode der kleinsten Abstandsquadrate an den ρ_w -Verlauf angelegt. Die Funktion wird an die ersten Werte der Autokorrelationsfunktion, für welche $\rho_w(\tau) > 0,2$ ist, angepasst (Träumner et al., 2010). In Abbildung 6.4 ist eine solche Anpassung dargestellt. Es ist die Autokorrelationsfunktion für die ersten 400 Sekunden Zeitverschiebung gezeigt und die daran angepasste Exponentialfunktion. Für die integrale Längenskala wird wiederum angestrebt, ein kombiniertes Profil für alle drei Standorte über einen Zeitraum von drei Stunden zu erhalten. Dazu werden an jedem Standort l_w^T -Profile für eine Stunde gerechnet und skaliert. Das heißt, es liegen drei Profile pro Standort vor. Das kombinierte Profil der

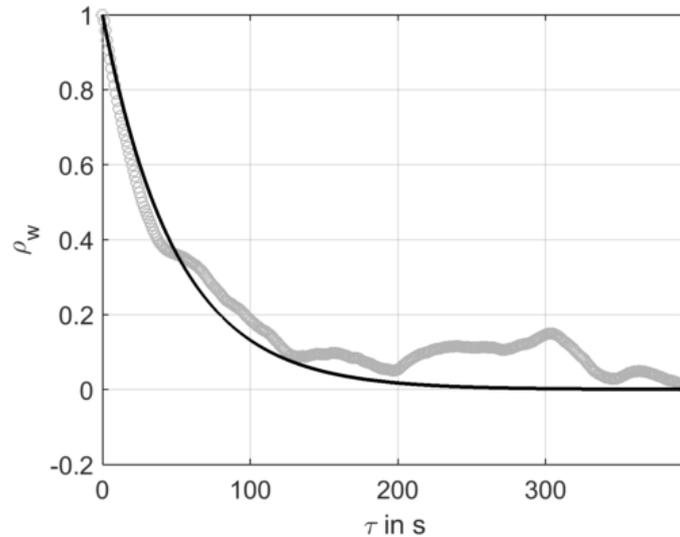


Abbildung 6.4: Autokorrelationsfunktion $\rho_w(\tau)$ als Funktion der Zeitverschiebung τ . $\rho(\tau)$ wurde für ein Zeitintervall von 0900 bis 1000 UTC in eine Höhe von etwa 600 m am Standort Hambach berechnet. Die schwarze Kurve ist die Anpassung einer Exponentialfunktion, mit der integralen Zeitskala l_w^T als Anpassungsparameter.

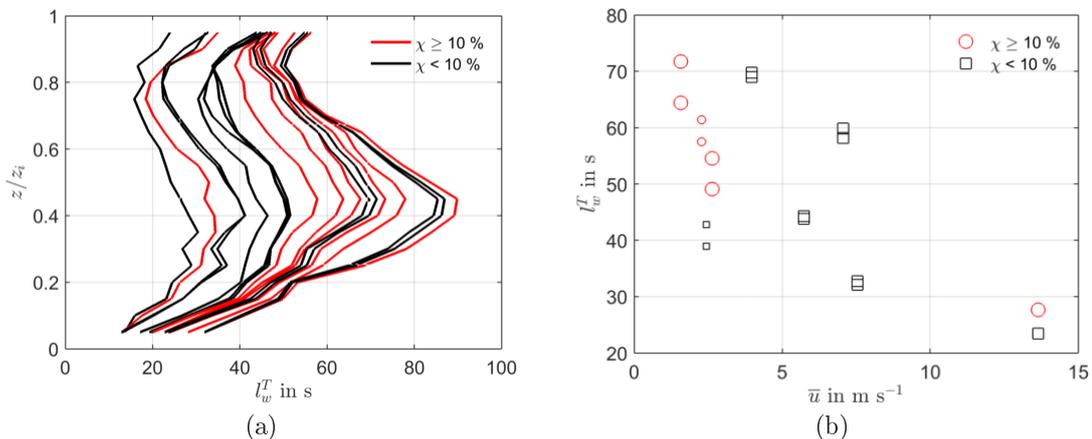


Abbildung 6.5: Integrale Zeitskala l_w^T gegen die normierte Höhe (a) und gegen die horizontale Windgeschwindigkeit (b). Die Profile sind, abhängig vom Bedeckungsanteil χ , der im Berechnungszeitraum vorlag, unterschiedlich farbig dargestellt. Tage, an denen nur eine Radiosonde vorlag, sind durch kleinere Symbole in (b) markiert.

integralen Zeitskala ergibt sich dann als Mittel über alle neun Profile. Die Umrechnung der integralen Zeitskala in die integrale Längenskala erfolgt, wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, mit den mittleren horizontalen Windgeschwindigkeiten aus Tabelle 3.2.

l_w -Profile

In Abbildung 6.5a sind die Profile der integralen Zeitskala, für jeweils einen Zeitraum von drei Stunden, gegen die mit z_i normierte Höhe aufgetragen. Berechnungsintervalle, für welche der Bewölkungsanteil über 10 % beträgt, sind rot markiert. Es ist erkennbar, dass alle Profile um $z = 0,4z_i$ ein Maximum haben. Das heißt, in diesem Teil ist die Breite der dominierenden Wirbel am größten. Insgesamt ergibt sich kein Unterschied in der integralen

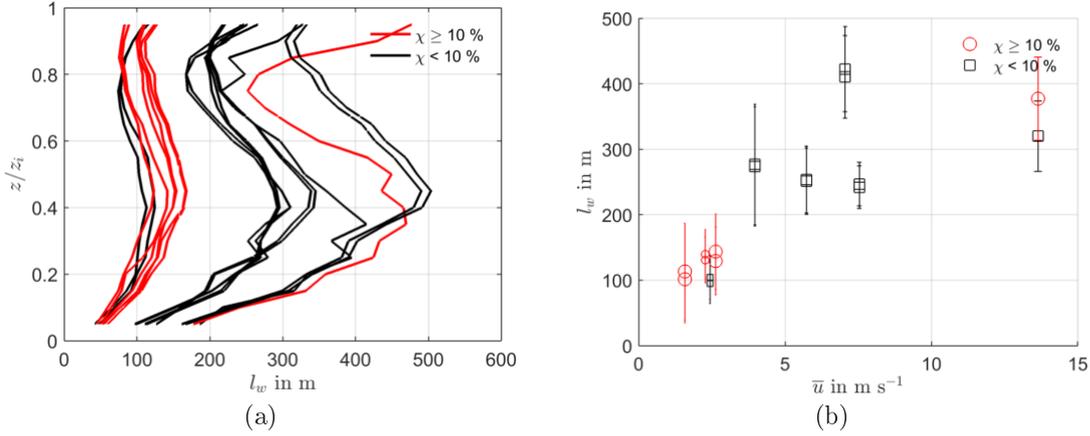


Abbildung 6.6: Integrale Längenskala gegen die normierte Höhe (a) und gegen die horizontale Windgeschwindigkeit (b). Tage, an welche nur eine Radiosonde vorlag, sind durch kleinere Symbole in (b) markiert.

Zeitskala für Zeiträume mit Cumulusbewölkung und ohne. Jedoch hängt l_w^T von der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit ab. Dies ist in Abbildung 6.5b dargestellt. Für jeden Zeitraum ist die integrale Längenskala über den Bereich $0,2z_i < z < 0,8z_i$ gemittelt und gegen die mittlere horizontale Windgeschwindigkeit \bar{u} aufgetragen. Es ist erkennbar, dass für sehr hohe \bar{u} kleine l_w^T -Werte auftreten und diese für abnehmende mittlere horizontale Windgeschwindigkeiten tendenziell größer werden. Für Windgeschwindigkeiten kleiner 4 m s^{-1} ist diese Tendenz jedoch nicht erkennbar. So ergibt sich ein Bereich von etwa 39 bis 72 Sekunden für sehr ähnliche \bar{u} . Das heißt, es müssen weitere Einflussfaktoren für die integrale Zeitskala existieren.

Mithilfe von \bar{u} werden die l_w^T in integrale Längenskalen transformiert. Deren Profile sind in Abbildung 6.6a gegen die normierte Höhe dargestellt. Für die charakteristische Breite der Wirbel ergibt sich eine Bandbreite von etwa 100 m bis 500 m. Dabei ist der Großteil der l_w -Profile für Zeiträume mit $\chi \geq 10\%$ bei kleineren Längenskalen. Wie in Abbildung 6.5b aber bereits gesehen, sind dies auch die Zeiträume mit geringerer mittlerer horizontaler Windgeschwindigkeit. In Abbildung 6.6b sind die l_w -Werte für den Bereich $0,2z_i < z < 0,8z_i$ gemittelt und gegen \bar{u} aufgetragen. Die Fehlerbalken ergeben sich als Produkt der integralen Zeitskala mit der Standardabweichung von \bar{u} und sind damit ein Maß dafür, inwieweit Fehler der horizontalen mittleren Windgeschwindigkeit die integrale Längenskala beeinflussen. Es ist erkennbar, dass für größere horizontale Windgeschwindigkeiten größere integrale Längenskalen vorliegen und somit die dominanten Wirbel eine größere Breite aufweisen. Diese werden in Strömungsrichtung über das Lidar transportiert. Lenschow (1970) zeigt anhand von Flugzeugmessungen, dass sich Wirbel in Strömungsrichtung ausrichten. Das heißt, dass die integrale Längenskala senkrecht zur Strömungsrichtung geringer ist, als l_w parallel zu dieser. Anhand der hier gezeigten Daten lässt sich die Hypothese aufstellen, dass diese Deformation der Wirbel umso stärker ist, desto höher die horizontale Windgeschwindigkeit ist. Dies ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Es sind zwei Horizontalschnitte der Atmosphäre in der Mitte der Grenzschicht für eine höhere Windgeschwindigkeit (Abb. 6.7a) und eine niedrigere Windgeschwindigkeit (Abb. 6.7b) dargestellt. Rote Flächen stellen

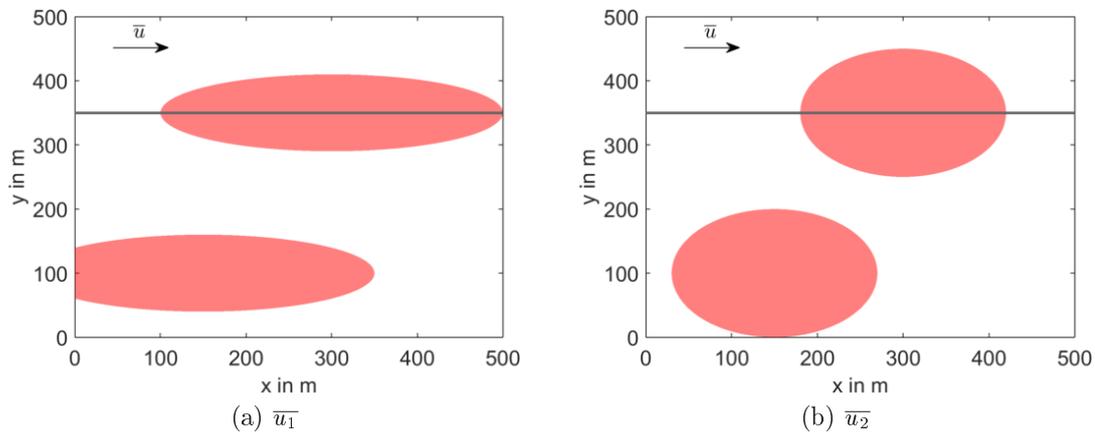


Abbildung 6.7: Die Graphiken stellen einen Horizontalschnitt der Atmosphäre in der Mitte der Grenzschicht dar. Die roten Flächen sind dabei Aufwindschläuche ($w > 0$), die mit dem mittleren Horizontalwind \bar{u} advehiert werden. Dabei ist $\bar{u}_1 > \bar{u}_2$. Die graue Linie beschreibt den Pfad, welches ein am Boden stationär messendes Lidargerät über die Zeit beobachtet.

dabei die Aufwindschläuche ($w > 0$) dar und die graue Linie gibt den Pfad an, welches ein am Boden stationär messendes Lidargerät beobachtet. Für beide Windgeschwindigkeiten sind die Aufwindschläuche in Richtung des mittleren horizontalen Winds \bar{u} orientiert, wodurch die Horizontalschnitte durch die Aufwindschläuche eine elliptische Form annehmen. Für beide Windgeschwindigkeiten ist die Fläche, welche die Aufwindschläuche im Horizontalschnitt annehmen, gleich. Für die höhere Windgeschwindigkeit ist dabei das Verhältnis von der großen Achse zur kleinen Achse deutlich größer als für das Verhältnis bei kleineren Windgeschwindigkeiten. Dadurch ergibt sich bei der höheren Windgeschwindigkeit insgesamt eine größere Breite.

Bei dieser Betrachtung wird jedoch angenommen, dass die Flächen der Aufwindschläuche gleich groß sind. Das beobachtete Signal würde sich auch dann ergeben, wenn sich bei höheren Windgeschwindigkeit größere Aufwindschläuche ausbilden würden. Somit fände keine Ausrichtung in Abhängigkeit der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit statt. Für eine weitere Untersuchung wären Messungen der integralen Längenskala senkrecht zur Richtung des mittleren horizontalen Windes notwendig. Zusätzlich muss beachtet werden, dass die Aufwindschläuche nicht „mittig“ über die Lidargeräte transportiert werden und Elemente nur angeschnitten werden. Somit stellen die dargestellten l_w für den jeweiligen Zeitraum einen mittleren Wert dar, der kleiner ist, als die wahre integrale Längenskala.

6.3 Varianzprofile

In Kapitel 2.2.3 wurde erläutert, dass sich die Varianz nicht nur über Gleichung (2.13) bestimmen lässt, sondern auch als Integral der Energiedichte über die Wellenzahlen. Dies bringt den Vorteil, dass einzelne Wellenzahlen gezielt aus der Betrachtung ausgeschlossen werden können. Der Vergleich zwischen dem WLS200 und dem HYB in Kapitel 3.2.3 hat gezeigt, dass die Lidargeräte bei großen Wellenzahlen unterschiedliche Energiedichten aufweisen. Der Beitrag von großen Wellenzahlen des WLS200 ist größer als der des HYB

und somit die Gesamtvarianz, die über die Daten des WLS200 berechnet wird, ebenfalls. Da sich auch das HALO in seiner räumlichen Auflösung von den anderen Lidargeräten unterscheidet, ist nicht auszuschließen, dass dieses bei großen Wellenzahlen andere Beiträge zur Varianz leistet. Stawiarski et al. (2013) zeigten, dass durch die Mittlung des Signals aufgrund der Länge des Laserpulses und der Länge der Abstandbereiche ein Fehler der Varianz von $0.09-0.16 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ auftreten kann. Um die Varianzen der einzelnen Lidargeräte vergleichen bzw. kombinieren zu können, ist es notwendig, einen Wellenzahlenbereich zu betrachten, der von allen Geräten gleich gut aufgelöst werden kann. Es wird dazu eine minimale Wellenlänge von 120 m gewählt, was einer physikalischen Auflösung von 60 m entspricht. Im Mittel beträgt die Varianz mit dieser Annahme 78 % der Gesamtvarianz. Am Standort Selhausen sind es mit 66 % weniger als in Hambach (84 %) und Wasserwerk (86 %).

Betrachtet man den Bereich kleiner Wellenzahlen für die verschiedenen Tage wird deutlich, dass, je nach horizontaler Windgeschwindigkeit, unterschiedliche Wellenzahlenbereiche bei gleichem Zeitfenster aufgelöst werden. Das bedeutet, dass für Tage, an denen hohe Windgeschwindigkeiten auftraten, der Bereich mit sehr kleinen Wellenzahlen einen Beitrag zu Varianz leisten, die für Tage mit geringeren Geschwindigkeiten gar nicht gemessen werden konnten. Für einen Zeitraum von drei Stunden wird für den Tag mit der minimalen horizontalen Windgeschwindigkeit von 2 m s^{-1} (vgl. Tab. 3.2) eine Distanz von 21,6 km beobachtet. Unter der Annahme, dass eine Schwingung zur Hälfte von der Messung erfasst werden muss, ergibt sich damit eine minimale Wellenzahl von $\kappa_{\min} = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Varianzen, bei denen diese Wellenzahlen kleiner κ_{\min} nicht berücksichtigt werden, betragen im Mittel 90 % der kompletten Varianz.

Abbildung 6.8 zeigt die Energiedichte der Vertikalgeschwindigkeit für einen Zeitraum von drei Stunden (6.8a) und die kumulative Summe der Varianz (6.8b) gegen die Wellenzahl aufgetragen. Die maximale und minimale Wellenzahl sind für beide Spektren eingezeichnet. An der Steilheit der Kurve der kumulativen Varianz ist erkennbar, dass die Wellenzahlen zwischen k_{\min} und k_{\max} den größten Beitrag zur Varianz leisten. Für die schlussendliche Berechnung der Varianzen wurde nur dieser Teil berücksichtigt.

6.3.1 Fehlerberechnung

Bei theoretischen Betrachtungen turbulenter Größen wird mit dem Ensemblemittelwert gearbeitet. Da dieser für Feldmessungen an einem Ort nicht bestimmbar ist, wird stattdessen üblicherweise ein zeitliches Mittel gebildet (s. Kapitel 2.1.1). Das bedeutet, dass bei der Berechnung eines statistischen Moments mit dem zeitlichen Mittel zwangsläufig ein Fehler auftritt. Lenschow und Kristensen (1985) leiten Gleichungen her, mit welchen sich der statistische und systematische Fehler berechnen lassen. Voraussetzung für deren Herleitung sind stationäre Bedingungen. Der systematische Fehler ϵ_{sys} für das zweite statistische Moment beträgt

$$\epsilon_{\text{sys}} \approx 2\sigma^2 \frac{l^T}{T}. \quad (6.10)$$

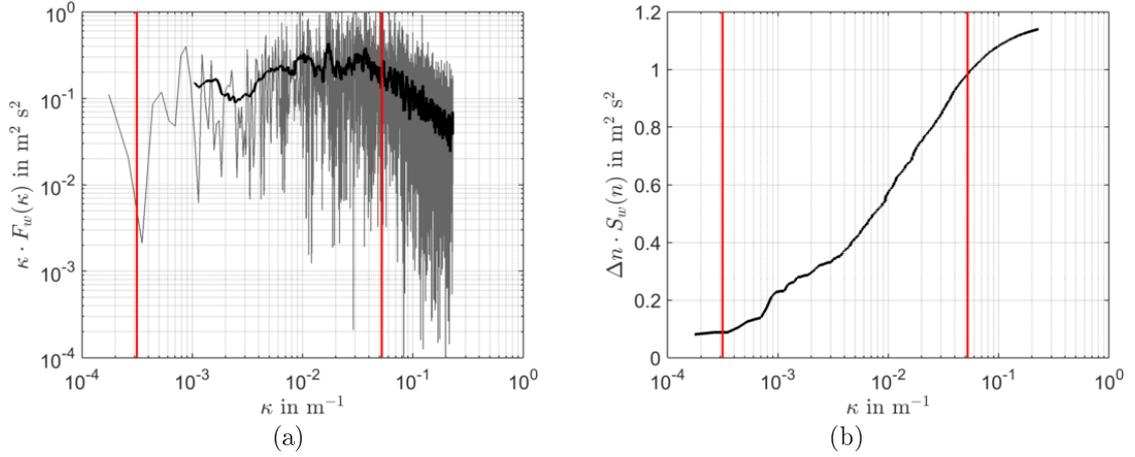


Abbildung 6.8: Energiedichte der Vertikalgeschwindigkeit (a) und kumulative Varianz (b) als Funktion der Wellenzahl κ für den 18. April zwischen 0900 und 1200 UTC am Standort Wasserwerk in einer Höhe von etwa 800 m. Die Energiedichte ist in grau dargestellt und ihr geglättetes Spektrum als schwarze Linie. Geglättet wurde über einen gleitenden Mittelwert (s. Anhang B.1) mit einer Fensterbreite von 10 Frequenzen. Die roten vertikalen Linien markieren die Grenzen der Wellenzahlen, die zur Berechnung der Varianz berücksichtigt werden. (Lenschow und Kristensen, 1985)

l^T ist hierbei die integrale Zeitskala, T das betrachtete Zeitintervall und σ_2 die wahre Varianz. Diese Näherung gilt für $l^T \geq T$.

Der statistische Fehler ϵ_{stat} für die Varianz ergibt sich aus

$$\epsilon_{\text{stat}} = \sigma^2 \sqrt{2 \frac{l^T}{T}}. \quad (6.11)$$

Somit ergibt sich der Gesamtfehler ϵ_{ges} für die Varianz gemäß

$$\epsilon_{\text{ges}} = \epsilon_{\text{sys}} + \epsilon_{\text{stat}}. \quad (6.12)$$

Der systematische Fehler hängt damit linear von der wahren Varianz ab. ϵ_{stat} zeigt eine quadratische Abhängigkeit von σ_2 . Da die wahre Varianz nicht bekannt ist, muss für die praktische Anwendung ein σ^2 gewählt werden, das der wahren Varianz am nächsten kommt. Die Wahl unterscheidet sich je nach Berechnungsart und wird in Kapitel 6.3.2 genauer ausgeführt. Den Gleichungen (6.10) und (6.11) kann außerdem entnommen werden, dass der systematische Fehler proportional zu l/T ist, wohingegen der statistische Fehler eine Abhängigkeit von $\sqrt{l/T}$ aufweist. Das bedeutet, dass der statistische Fehler und der systematische in einem Verhältnis von $(l/T)^2$ zueinander stehen. Das heißt, nur bei kleinen Werten der Varianz spielt der systematische Fehler eine Rolle. Für ein Mittelungsintervall von drei Stunden und eine integrale Längenskala von 180 m hätten beide Fehler für eine wahre Varianz von 0,18 den gleichen Wert.

6.3.2 Kombination der Varianzprofile

Maurer et al. (2016) zeigen, dass für Tage mit wolkenfreier konvektiver Grenzschicht Lidarmessungen an einem Standort nicht repräsentativ für das komplette Gebiet sind. Aus

diesem Grund werden in dieser Arbeit alle drei Standorte für jedes bestimmte Zeitintervall kombiniert. Für die Zeitintervalle werden Perioden von drei Stunden gewählt. Die erste geht von 0900 bis 1200 UTC und die zweite von 1200 bis 1500 UTC. Der Sonnenhöchststand war im Zeitraum der Messungen bei etwa 1130 UTC, somit handelt es sich bei den ausgewählten Mittelungszeiträumen um den Bereich vor dem Sonnenhöchststand und danach. Die Wahl dieser Zeiträume verbessert die Statistik und sie genügen besser der Voraussetzung, dass stationäre Bedingungen vorliegen müssen.

Zur Bestimmung kombinierter Varianzprofile für die drei Standorte über drei Stunden gibt es unterschiedliche Ansätze. Eine Herangehensweise besteht darin, ein Varianzprofil für jeden Standort zu bestimmen und diese räumlich zu mitteln. Die Bestimmung der Varianzprofile für einen Standorte können a) durch Mitteln der Profile für kürzere Perioden oder b) direkt über drei Stunden erfolgen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit c) die Fluktuationen aller drei Standorte und des gesamten Zeitraums aneinander zu hängen und davon die Varianz zu bestimmen.

a) Der Vorteil kürzerer Zeiträume ist, dass eher von stationären Bedingungen ausgegangen werden kann. Es werden Zeiträume von jeweils einer Stunde gewählt. Für diese wird die Varianz wie in Kapitel 6.3 bestimmt und anschließend mit der für die Stunde vorliegenden mittleren Grenzschichthöhe z_i skaliert. Das heißt, für einen Standort liegen drei skalierte Varianzprofile vor. Für diese wird ein mittleres Profil berechnet, das dann den Standort repräsentiert. Die Varianzen dieses mittleren Profils werden hierbei als wahre Varianz betrachtet und gehen in die Fehlerbestimmung (Gleichung (6.10) und (6.11)) ein. Der Fehler des mittleren Varianzprofils berechnet sich mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Dazu werden die ϵ_{ges} der einzelnen Profile gemittelt und quadriert und mit der quadratischen Standardabweichung der Profile addiert. Die Wurzel dieser Summe ist der Fehler des mittleren Profils (Bronstein et al., 2012). Abbildung 6.9a zeigt ein Beispiel gemäß dieser Vorgehensweise für den Standort Hambach am 20. April zwischen 0900 und 1200 UTC.

b) Abbildung 6.9a zeigt zusätzlich das Varianzprofil, welches über drei Stunden berechnet wurde (rot). Hier gehen die Varianzen selbst als wahre Varianz in die Berechnung des systematischen und des statistischen Fehlers ein. Vergleicht man die Profile der Methoden a) und b) ist erkennbar, dass die über drei Stunden gerechneten Varianzen größer sind, als die des gemittelten Profils. Dieser Unterschied ist jedoch nicht eindeutig, da sich die Fehlerbereiche überlagern. Der Grund für diesen Unterschied ist in den mittleren Vertikalgeschwindigkeiten zu finden. Abbildung 6.9b zeigt die für verschiedenen Zeiten gemittelte Vertikalgeschwindigkeiten. Es ist erkennbar, dass die einstündigen Mittel größere bzw. kleinere Werte haben, als die über drei Stunden gemittelten Werte. Unter der Annahme, dass in der atmosphärischen Grenzschicht turbulente Element vorliegen, welche eine Zeitskala von einer Stunde aufweisen, werden diese bei den einstündigen Profilen nicht berücksichtigt. Bei der Berechnung über drei Stunden leisten sie jedoch einen Beitrag zur Varianz. Da dieser Beitrag kleiner Wellenzahlen Teil des turbulenten Spektrums ist, wird die Varianz über einen Zeitraum von drei Stunden verwendet.

Abbildung 6.10 gibt einen Überblick über alle getesteten Methoden zur Berechnung eines kombinierten Varianzprofils. Es zeigt die Messdaten für den 20. April von 0900 bis 1200 UTC. Mithilfe der stündliche Varianzen (Abb. 6.9a) kann ein kombiniertes Profil für einen

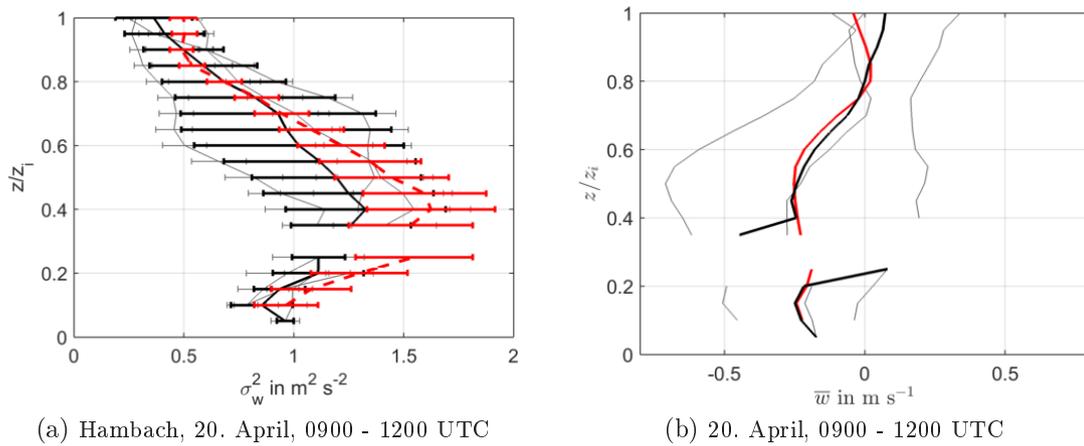


Abbildung 6.9: Varianzprofile am Standort Hambach für den 20. April 0900 bis 1200 UTC (a). In hellgrau sind die Profile dargestellt, die für jeweils eine Stunde gerechnet werden. Das schwarze Profil entspricht ihrem Mittelwert. Die über drei Stunden berechneten Varianzen sind als rotes Profil eingezeichnet. Die jeweiligen Mittelwerte des Vertikalwindes sind mit derselben Farbe in der rechten Abbildung gezeigt (b).

Zeitraum von drei Stunden berechnet werden, indem alle neun einstündigen (dünne, graue Profile) gemittelt werden (dickes, graues Profil). Wird erst an jedem Standort zeitlich gemittelt und anschließend über die drei Standorte, so ergeben sich sehr ähnliche Varianzen (dickes, schwarzes Profil). Werden die Profile an den einzelnen Standorten über drei Stunden berechnet (b), ergibt sich das kombinierte Profil als Mittel über die Standorte (hellrotes Profil). Als letzte Methode wird das kombinierte Profil gerechnet, indem die Fluktuationen der drei Standorte aneinandergelängt und als eine Zeitreihe betrachtet werden (dunkelrotes Profil). Diese liefert ähnliche Werte wie das Mittel über die dreistündigen Profile. Es ist bei dieser Variante jedoch nicht auszuschließen, dass durch das Aneinanderhängen der Messreihen Artefakte im Spektrum entstehen. Die Berechnung der Profile erfolgt schlussendlich über das räumliche Mittel der dreistündigen Mittelwerte, da für diese der Beitrag größerskaliger Varianzen berücksichtigt wird und keine Artefakte durch aneinander gehängte Zeitreihen auftreten.

6.3.3 Konvektive Geschwindigkeit

Um Varianzprofile verschiedener Tage miteinander vergleichen zu können, werden sie mit der konvektiven Geschwindigkeit w_* skaliert (s. Kapitel 2.2.5). Da die Varianzen als räumliches Mittel über das komplette Messgebiet berechnet werden, wird auch eine für das gesamte Gebiet ermittelte konvektive Geschwindigkeit benötigt. Eine Messgröße, welche zur Bestimmung von w_* benötigt wird, ist der kinematische fühlbare Wärmefluss an der Erdoberfläche $(\overline{w'\theta'})_0$. Dazu wurde von den sechs Energiebilanzstationen im Messgebiet (s. Abb. 3.1) die Temperatur und die vertikale Windgeschwindigkeit mit 20 Hz gemessen. Aus diesen wird mithilfe der TK3-Software (Mauder und Foken, 2011) unter anderem der fühlbare Wärmefluss für Zeiträume von 30 Minuten bestimmt. Je nach Beschaffenheit des Untergrunds unterscheiden sich die berechneten fühlbaren Wärmeflüsse an den sechs Stationen (s. Abb. 3.1) voneinander. Im Mittel beträgt ihre Standardabweichung 50 W m^2

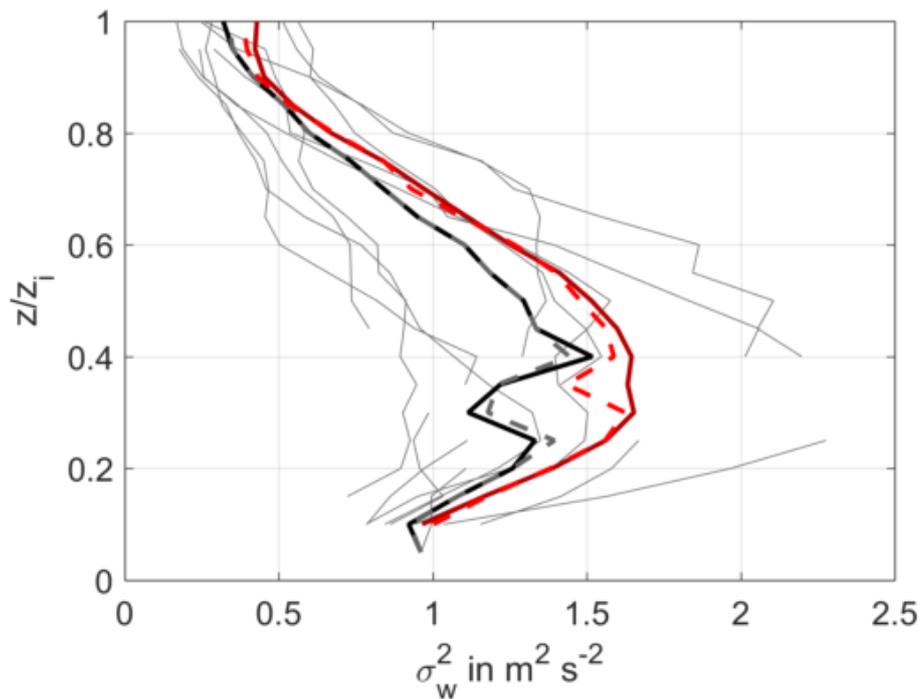


Abbildung 6.10: Auf unterschiedliche Arten berechnete Varianzprofile der Vertikalgeschwindigkeit für den 20. April von 0900 bis 1200 UTC. Die neun dünnen, hellgrauen Profile sind die für eine Stunde gerechneten Varianzen an den drei Standorten. In dick grau ist ihr gemitteltes Profil eingezeichnet. Das schwarze Profil errechnet sich, wenn an jedem Standort ein mittleres Profil der einstündigen Varianzen gerechnet wird und dieses über die drei Standorte gemittelt. Die Varianzen, die als rote, gestrichelte Linie eingezeichnet sind, entsprechen dem räumlichen Mittel über die dreistündigen Varianzen. Das dunkelrote Profil ist die Varianz der aneinandergehängten Zeitreihe der drei Standorte.

zwischen den einzelnen Standorten. Um die Beschaffenheit des jeweiligen Untergrundes zu berücksichtigen, wird für jeden Standort eine Landnutzungsklasse bestimmt. Diese sind in Abb. 3.1 dargestellt. Für jede dieser Klassen wird dann der Flächenanteil im gesamten Messgebiet bestimmt und die fühlbaren Wärmeflüsse mit diesem gewichtet (Maurer et al., 2016). Das gewichtete Mittel geht dann in die Berechnung der konvektiven Geschwindigkeit ein. Die Variabilität der Temperatur zwischen den Standorten ist deutlich geringer. Ihre Standardabweichung beträgt im Mittel 0,4 K für die ausgewerteten Tage. Aus diesem Grund wird auf ein gewichtetes Mittel verzichtet und die Temperatur geht als räumliches Mittel in die Berechnung von w_* ein.

6.3.4 Vergleich normierter Profile

Die für jeweils drei Stunden berechneten und über das Messgebiet gemittelten Varianzprofile der Vertikalgeschwindigkeit sind in Abbildung 6.11a dargestellt. Sie sind mit der Grenzschichthöhe z_i und der konvektiven Geschwindigkeit w_* normiert. Zeiträume in denen der Bedeckungsanteil über 10 % beträgt, sind rot gekennzeichnet, die restlichen schwarz. Es ist erkennbar, dass sich die einzelnen Profile trotz der Skalierung voneinander unterscheiden. Diese Variabilität ist in der Mitte der Grenzschicht ($z = 0,2z_i - 0,5z_i$) am höchsten. Die Standardabweichung der normierten Varianzprofile beträgt in diesem Bereich etwa 0,1.

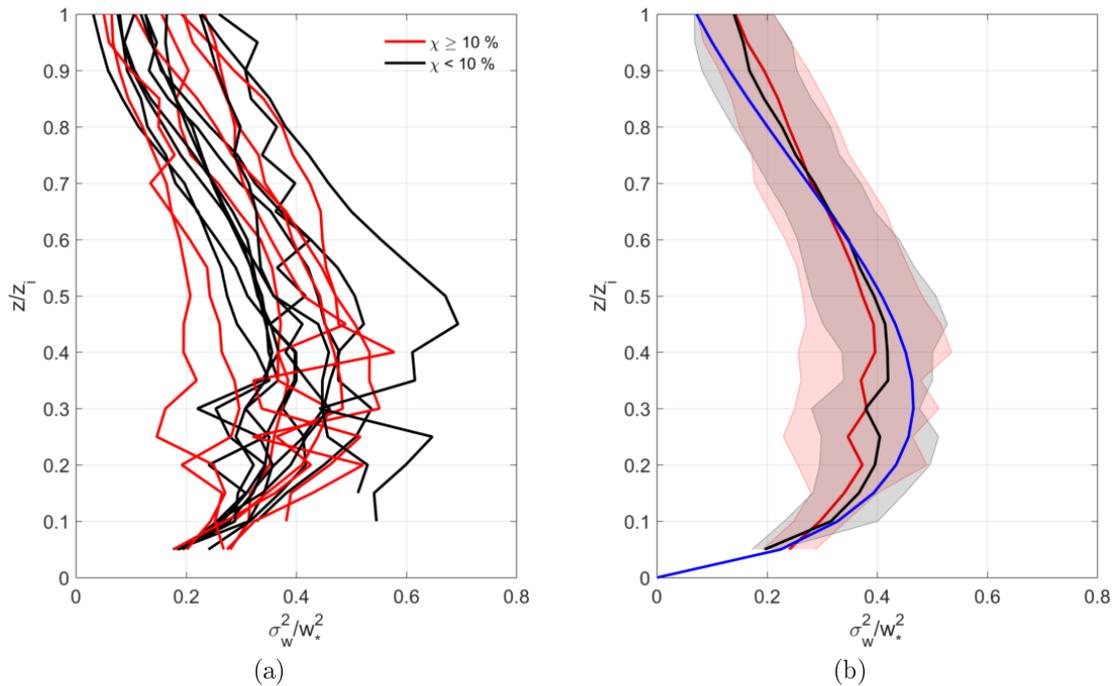


Abbildung 6.11: Normierte Profile der über drei Stunden gerechneten Varianzen (a). Zeiträume mit $\chi > 10\%$ sind rot dargestellt, die restlichen Profile schwarz. Mittlere Profile der Zeiträume mit und ohne Grenzschichtbewölkung mit den jeweiligen Standardabweichungen (b). Das blaue Profil stellt den theoretischen Verlauf nach Deardorff (1970b) dar.

Dies bedeutet, dass die Streuung der Varianzprofile nicht allein durch die Skalierung mit w_* eliminiert werden kann. Ein Ähnliches Verhalten beobachten unter anderem auch Lenschow et al. (2012) und Maurer et al. (2016) in ihren Messungen. Lenschow et al. (2012) begründen diese Variabilität mit unterschiedlichen Stabilitätszuständen der Atmosphäre. Auch ohne eine Angabe der Fehler ist ersichtlich, dass es zwischen den Zeiten mit und ohne Grenzschichtbewölkung keinen eindeutigen Unterschied gibt, weder im Verlauf der Profile noch in ihrer Größenordnung. Dies wird vor allem anhand von Abbildung 6.11b deutlich. Sie stellt den Verlauf der gemittelten Kurven für Zeiträume mit Grenzschichtbewölkung und ohne dar. Als Fehler ist die Standardabweichung angegeben. Zusätzlich ist der von Deardorff (1970b) bestimmte theoretische Verlauf dargestellt (s. Kap. 2.2.5). Dass kein Unterschied zwischen Messperioden mit $\chi \geq 10\%$ und $\chi < 10\%$ erkennbar ist, kann daran liegen, dass die Cumuli an den analysierten Tagen nicht ausreichend entwickelt waren, beziehungsweise ihr Einfluss kleiner ist, als die Messungenauigkeit. Alle drei Profile zeigen im unteren Drittel der normierten Grenzschicht eine Maximum. Das heißt, in diesem Bereich befindet sich die höchste Intensität der Turbulenz. Es ist zu beachten, dass die von Deardorff (1970b) bestimmte Funktion auch Wirbel mit großen Wellenzahlen berücksichtigt wurden. Wird das komplette Spektrum bei der Berechnung der Varianz berücksichtigt, ergibt sich ein Varianzprofil, welches größer ist als der theoretische Verlauf. Dieser liegt jedoch weiterhin im Bereich der Standardabweichung.

6.3.5 Bedingte Varianz

Für den 3. Mai wird untersucht, ob sich die Varianzprofile unterhalb von Wolken und für Zeiträumen, für welche keine Wolke detektiert wurde, unterscheiden. Dazu werden für einen Zeitraum von drei Stunden alle Profile, für welche eine Wolke detektiert wurde, aneinander gehängt und ihre Varianz berechnet. Dasselbe geschieht für die Zeiträume, in welchen keine Wolke im Profil ist. Der Mittelwert wird jeweils für die kompletten drei Stunden bestimmt. Die Varianz wird mithilfe von Gleichung (2.13) berechnet. Das heißt, alle Wellenzahlen werden berücksichtigt. Da für die Berechnung der Varianz nicht zusammenhängende Zeiträume verwendet werden, ist es weder möglich ein Spektrum der Vertikalgeschwindigkeit zu rechnen, noch ihre Autokovarianzfunktion zu bestimmen. Aus diesem Grund wird der Term des unkorrelierten Rauschens für den kompletten Zeitraum bestimmt. Eine Bestimmung des zufälligen und systematischen Fehlers (s. Kap. 6.3.1) ist nicht möglich. Abbildung 6.12a zeigt die Varianzprofile über die mit z_i normierten Messhöhe dargestellt. Zusätzlich sind die über alle Zeiträume und Standorte gemittelten Profile (dicke, durchgezogene Linien) und ihre Standardabweichung eingezeichnet. Da an den unterschiedlichen Standorten und Zeiträumen unterschiedlich viele Profile mit und ohne Wolke vorhanden sind, ist als gestrichelte Linie ein Mittelwert gerechnet, welcher den zur Berechnung vorhandenen Zeitraum berücksichtigt. Die Abweichung zwischen den beiden Mittelwerten ist jedoch sehr gering, weshalb sich alle weiteren Untersuchungen den ungewichteten Mittelwert beziehen. Es ist erkennbar, dass die Varianzen für Zeiten mit Wolken im Profil größer sind als diejenigen ohne. Vor allem im oberen Bereich der Grenzschicht ($z > 0,9z_i$) ergibt sich ein Unterschied zwischen den Varianzen, der größer ist als ihre Standardabweichungen.

In Abbildung 6.12b ist zusätzlich der mittlere Vertikalwind für die getrennten Zeiten gegen die normierte Höhe dargestellt. Es ist erkennbar, dass der Vertikalwind im Mittel über die komplette Grenzschicht positiv ist, wenn eine Wolke im Profil detektiert wurde. Ist dies nicht der Fall, ist der Vertikalwind im Mittel negativ. Das Profil des Vertikalwindes für den gesamten Zeitraum gemittelt ist nahe null. Daran lässt sich erkennen, dass für diesen Tag Wolken hauptsächlich an Aufwindschläuche gebunden sind und Zeiten ohne Wolke größtenteils mit Abwindbereichen zusammenfallen. Die Varianzen wurden mithilfe des mittleren Vertikalwindes für den gesamten Zeitraum bestimmt. Das bedeutet, dass der Betrag der mittleren Vertikalgeschwindigkeiten unterhalb von Wolken und für Zeiten ohne Wolke quadratisch in die Berechnung der Varianzen eingehen. Im oberen Bereich der Grenzschicht ($z > 0,9z_i$) ist dieser Abstand jedoch im Mittel gleich groß für Zeiträume mit und ohne Wolken. Das bedeutet, die größeren Varianzen unterhalb von Wolken werden durch größere Fluktuationen in diesem Bereich verursacht. Diese können durch Zirkulationen innerhalb aktiven Wolken entstehen. Damiani et al. (2008) zeigten, dass in aktiven Cumuli eine Zirkulation der Luftmassen mit Absinken und Aufsteigen stattfindet. Aufgrund der Kontinuität wirkt sich diese wolkeninterne Zirkulation auf die Luftmassen unterhalb der Wolke auf. Es kommt zu Auf- und Abwärtsbewegungen, die einen Beitrag zur Varianz der Vertikalgeschwindigkeit liefern.

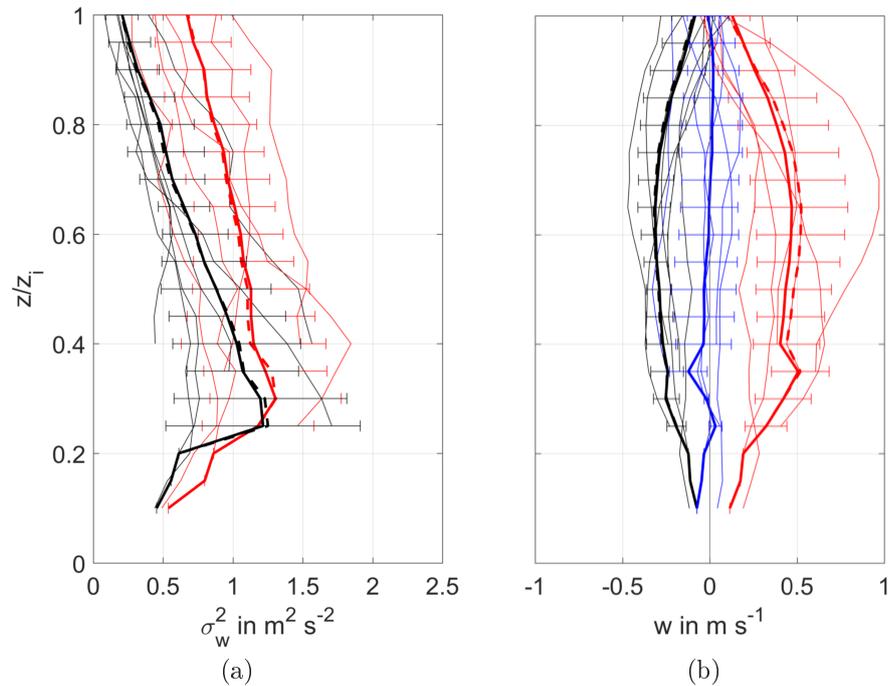


Abbildung 6.12: Für alle drei Messstandorte über jeweils drei Stunden gerechnete Varianzprofile (a). Die zur Berechnung verwendeten Daten sind getrennt in Zeiten, in denen eine Wolke detektiert wird (–) und Zeiten ohne Wolke (–). Der Mittelwert über alle Profile ist als dicke Linie dargestellt und die Fehlerbalken geben die Standardabweichung wieder. Für die jeweiligen Zeiträume berechneten mittleren Vertikalgeschwindigkeiten (b). Zusätzlich ist die über den kompletten Zeitraum vorhandene mittlere Vertikalgeschwindigkeit eingezeichnet (–). Gestrichelte Kurven stellen den mit der vorhandenen Datenzeit gewichteten Mittelwert dar.

6.4 Profile der Schiefe

In Abbildung 6.13a sind die über drei Stunden berechneten Profile der Schiefe dargestellt. Wie in Abbildung 6.11 sind Zeiten mit $\chi \geq 10\%$ rot gekennzeichnet und ohne schwarz. Ein Vergleich der mittleren Profile der Zeiten mit $\chi \geq 10\%$ und $\chi < 10\%$ ist in Abbildung 6.13b dargestellt. Insgesamt entsprechen die mittleren Verläufe der Profile dem von LeMoine (1990) (s. Kap. 2.2.2) beschriebenen theoretischen Verlauf. Es findet bis in eine Höhe von $z \approx 0,8z_i$ eine leichte Zunahme statt und ab $z \approx 0,9z_i$ ein starker Abfall. Die positiven Werte der Schiefe sind ein Indiz dafür, dass die Quelle für die Turbulenz der Erdboden ist (Hogan et al., 2009). In beiden Abbildungen 6.13 lässt sich zwischen den Profilen kein eindeutiger Unterschied erkennen. Im oberen Bereich der Grenzschicht ($z = 0,9z_i$) weisen die Zeiten mit Cumulusbewölkung im Mittel einen geringeren Werte auf. Die Standardabweichung zeigt jedoch, dass es zwischen den beiden Kurven keinen klaren Unterschied gibt. In Abbildung 6.13a ist erkennbar, dass diese niedrigeren Werte der Schiefe unter anderem dadurch zustande kommen, dass oberhalb von $z = 0,9z_i$ negative Werte der Schiefe für Zeiten mit Grenzschichtbewölkung vorhanden ist.

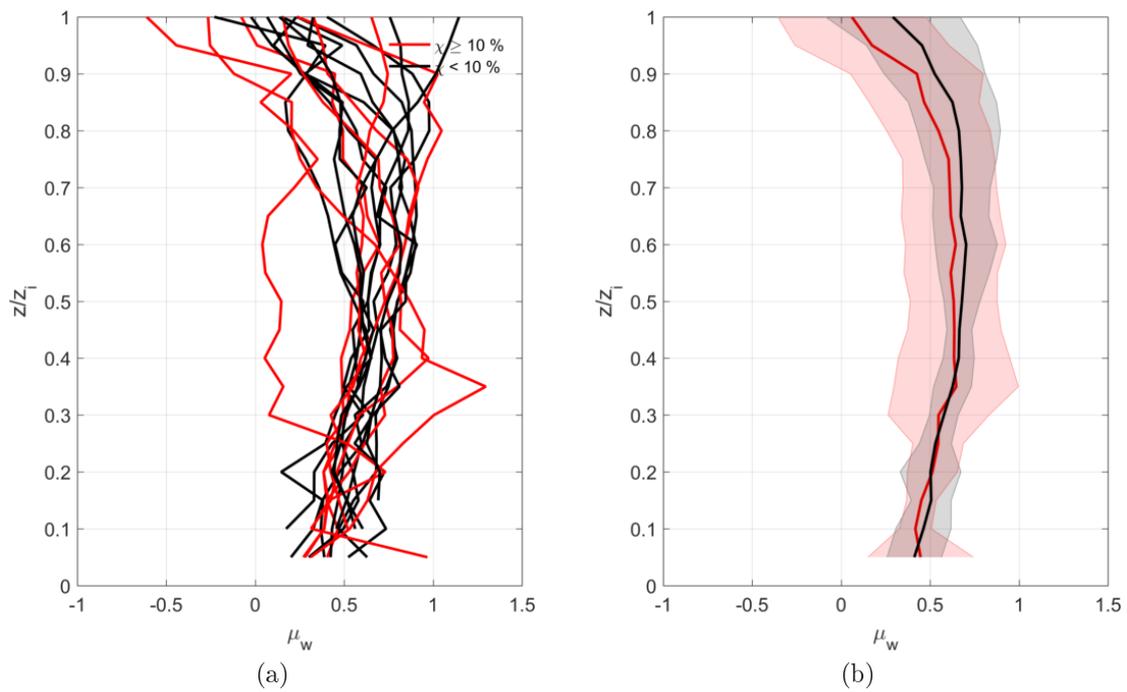


Abbildung 6.13: Schiefe der Vertikalgeschwindigkeit für drei Stunden berechnet als Funktion der mit z_i normierten Höhe (a). Mittlere Profile der Schiefe für Zeiträume mit $\chi \geq 10\%$ (—) und $\chi < 10\%$ (—) gegen die normierte Höhe (b). Die schattierten Flächen geben die Standardabweichung an.

7 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

7.1 Zusammenfassung

Durch die Kondensation von Wasserdampf bei der Wolkenbildung liegt für konvektive Grenzschichten mit Cumulusbewölkung eine zusätzliche Produktionsart von Turbulenz vor. Es stellt sich die Frage, ob sich dadurch die Turbulenzeigenschaften dieser Grenzschichten von denen ohne Wolken unterscheiden. Ziel dieser Arbeit ist deshalb die Untersuchung des Einflusses von Cumulusbewölkung auf die konvektive Grenzschicht. Dafür wurden Messdaten der HOPE-Kampagne ausgewertet, die im Frühjahr 2013 in Westdeutschland übermäßig flachem, landwirtschaftlich genutztem Gelände stattfand. Für die Analyse werden Messungen mehrerer zeitgleich betriebener Doppler-Lidargeräte verwendet. Diese waren an drei Standorten im Abstand von etwa 3 km positioniert und lieferten Profile der Vertikalgeschwindigkeit w mit einer Abtastrate von 1 Hz. Aus der Messung der Vertikalgeschwindigkeit wurden Profile der integralen Längenskala l_w , der Wellenlänge des Maximums im Spektrum λ_w , der Varianz σ_w^2 und der Schiefe μ_w bestimmt. Anschaulich ist l_w ein Maß für die Breite der dominanten Wirbel (Lothon et al., 2006), λ_w kann mit dem Abstand von Aufwindschläuchen in Zusammenhang gebracht werden (Lothon et al., 2009), σ_w^2 ist ein Maß für die Intensität der Turbulenz (Stull, 1988) und anhand von μ_w kann die Quelle der Turbulenz lokalisiert werden (Hogan et al., 2009).

Die Untersuchung der Turbulenzparameter wurde anhand von neun Tagen mit konvektiver Grenzschicht durchgeführt. An vier dieser Tage waren zumindest zeitweise Cumuli vorhanden. Die Auswahl dieser Tage erfolgte auf Basis von Wolkenkamerabildern. Um die Datenbasis zu erhöhen, und den eventuellen Einfluss einer schnell anwachsenden Grenzschicht in den Morgenstunden zu berücksichtigen, wurden σ_w , μ_w , λ_w und l_w für zwei Zeiträume untersucht: 0900 - 1200 UTC und 1200 - 1500 UTC. Im ersten Zeitraum findet für gewöhnlich ein kontinuierliches Wachstum der Grenzschichthöhe statt, während im zweiten Zeitraum die Höhe der Grenzschicht im Normalfall stationär ist.

Für die Auswertung müssen Informationen über die Wolkenbasishöhe z_B gewonnen werden. Diese gibt Auskunft darüber, ob eine Messung unter Wolken stattfand oder innerhalb von Wolken. Zur Bestimmung der Wolkenbasishöhe wurde aus diesem Grund ein Algorithmus entwickelt, mit dessen Hilfe z_B zeitlich hochaufgelöst bestimmt werden kann. Dieser beruht auf den Profilen des Aerosolrückstreuverhältnisses a , die von den Lidargeräten gemessen wurden. Zuerst werden Zeitpunkte mit Wolken über einen Grenzwert in a detektiert und dann z_B über den maximalen Gradienten in a bestimmt. Die so bestimmten Wolkenbasishöhen liefern eine gute Übereinstimmung mit den Wolkenbasishöhen des Ceilometers, die für

einen der Standorte vorhanden sind. Die Information, ob sich eine Wolke im Profil befindet, kann außerdem dazu verwendet werden, eine quantitative Abschätzung des Bedeckungsanteils χ zu bestimmen. Die Lidargeräte liefern Messungen der Vertikalgeschwindigkeit bis wenige hundert Meter in die Wolke hinein. Durch das Vorhandensein von Wolkentropfen kommt es zu einer starken Zunahme des Signal-zu-Rauschverhältnisses an der Wolkenbasis und zu einer starken Abnahme wenige hundert Meter in der Wolke. Dieser Effekt fällt mit einem Band negativer Vertikalgeschwindigkeiten an der Wolkenbasis und einem Band hoher w am Oberrand des Signals zusammen. Auf Basis dieser Messungen lässt sich vermuten, dass die Daten oberhalb der Wolkenbasishöhe Fehler aufweisen. Dies gilt vor allem für die Messungen im Bereich der Wolkenbasishöhe und am Signaloberrand. Über die Messungen zwischen diesen Bereichen kann jedoch aufgrund fehlender Vergleichsmessungen keine Aussage getroffen werden und es ist nicht auszuschließen, dass es sich hierbei um realistische Messungen handelt.

Um Profile verschiedener Zeiträume und Tage miteinander vergleichen zu können, ist es notwendig, die Messhöhe mit der Grenzschichthöhe z_i zu skalieren. Aus diesem Grund ist es wichtig, diese genau zu bestimmen. Die Berechnung von z_i erfolgte für 30 Minuten gemittelte Profile des Aerosolrückstreuverhältnisses. Auf diese wurden verschiedene Methoden aus der Literatur angewendet: das idealisierte Profil, die Waveletanalyse und der minimale Gradient. Diese setzten einen theoretischen Verlauf des Aerosolrückstreuverhältnisses in der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht voraus. Dieser wird jedoch nur für die über 30 Minuten gemittelten Profile erreicht und ist für zeitlich hochaufgelöste Daten nicht unbedingt gegeben ist. Aus diesem Grund wurde ein neuer Algorithmus entwickelt, der die Grenzschichthöhe mithilfe eines objektiven Grenzwertes zeitlich hochaufgelöst bestimmt. Diese liefern einen Fehler, der von der Dicke der Entrainment-Zone abhängt. Die hochaufgelösten z_i wurden verwendet, um die Wachstumsrate der Grenzschichthöhe abzuschätzen. Die Berechnung von λ_w erfolgte über die Anpassung einer Funktion an das gemittelte Energiedichtespektrum der Vertikalgeschwindigkeit, wobei λ_w dem Maximum dieser angepassten Funktion entspricht. Für deren Anpassung müssen genügend Werte im Bereich kleiner Wellenzahlen κ vorliegen. Aus diesem Grund wurde für die Berechnung der Energiedichte ein Zeitfenster von sechs Stunden gewählt (0900 - 1500 UTC). Die Kombination der drei Standorte erfolgt als Mittel über die bestimmten λ_w -Profile an den einzelnen Standorten. Die integrale Längenskala wurde anhand einer angepassten Exponentialfunktion an die Autokovarianzfunktion bestimmt. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, da kohärente Strukturen eine Bestimmung über den ersten Nulldurchgang verfälschen können. Für jeden Standort wurde ein λ_w -Profil für eine dreistündige Zeitreihe gerechnet und diese über die drei Standorte gemittelt. Die Varianz der Vertikalgeschwindigkeit wurde als Integral über das Energiedichtespektrum von w berechnet, wobei nicht alle Wellenzahlen berücksichtigt wurden. Im Bereich großer κ konnte gezeigt werden, dass unterschiedliche Lidargeräte hier einen unterschiedlich starken Abfall haben und sich dadurch die Beiträge dieser Wellenzahlen zur Varianz unterscheiden. Es wird vermutet, dass dieser Unterschied auf unterschiedliche räumlichen physikalischer Auflösung der verschiedenen Lidargeräte zurückzuführen ist. Da Lidarmessungen von Geräten mit unterschiedlich starkem Abfall im Bereich großer Wellenzahlen kombiniert werden, wurde für die Integration eine maximale Wellenzahl κ_{\max}

festgelegt. Die Bestimmung von κ_{\max} orientiert sich an der Pulslänge der Lidargeräten mit der vermeintlich größten Auflösung. Zusätzlich wurde eine untere Grenze κ_{\min} festgelegt. Diese begründet sich auf der Tatsache, dass für Tage mit unterschiedlicher mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit \bar{u} , aber gleicher Messperiode, unterschiedliche Luftvolumen von den Lidargeräten beobachtet werden. Dadurch können für Tage mit hohem \bar{u} , Wellenzahlen zur Varianz beitragen, die für Tage mit niedrigerem \bar{u} gar nicht aufgelöst werden, da die Luftvolumen geringer sind. Die untere Grenze orientiert sich an der Messstrecke des Tages mit der niedrigsten Windgeschwindigkeit. Die Kombination der Varianzprofile für die drei Messstandorte erfolgte als räumliches Mittel, wobei die Varianzprofile an den einzelnen Standorten über drei Stunden gerechnet wurden. Die Profile der Schiefe wurden ebenfalls an jedem Standort für ein Zeitintervall von drei Stunden bestimmt und anschließend über die Standorte gemittelt.

Die berechneten Profile der Varianz und Schiefe für Tage ohne Grenzschichtbewölkung passen gut zu denen früherer Messungen. So zeigt das normierte, mittlere Varianzprofil einen gleichen Verlauf und Größenordnung wie das von Lenschow et al. (1980) bestimmte Profil. Die Schiefe ist im Mittel positiv, mit einem Maximum im obersten Bereich der Grenzschicht und einem darauf folgenden starken Abfall. Ein gleiches Verhalten wurde unter anderem von LeMone (1990) beobachtet. Die Profile von λ_w weisen zwischen den Standorten große Abweichungen auf, dadurch ergeben sich für das kombinierte Profil Standardabweichungen in der gleichen Größenordnung wie die kombinierten Wellenlängen selbst. Somit kann über diese Größe keine verlässliche Aussage getroffen werden. l_w -Profile zeigen für wolkenfreie, konvektive Grenzschichten ein Maximum bei etwa $0,4z_i$.

Die Charakterisierung der konvektiven Grenzschichten mit Cumulusbewölkung erfolgt durch Vergleich der Turbulenzprofile mit denen der wolkenfreien konvektiven Grenzschicht. Dabei wurde von einer atmosphärischen Grenzschicht mit Cumulusbewölkung ausgegangen, wenn der Bedeckungsanteil im betrachteten Zeitraum über 10 % betrug. Für σ_w und μ_w unterscheiden sich die Profile mit $\chi \geq 10$ % nicht von denen für Zeiträume mit $\chi < 10$ %. Dies kann daran liegen, dass der Einfluss der Cumuli auf die Turbulenzprofile der Grenzschicht kleiner war, als die Messgenauigkeit. Auch in den Profilen von λ_w und l_w ist kein Unterschied zu erkennen. Bei l_w zeichnet sich jedoch eine Abhängigkeit von der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit ab. Die integrale Längenskala, und damit die Breite der dominanten Wirbel, ist umso größer, je höher die Windgeschwindigkeit ist. In früheren Messungen wurde beobachtet, dass sich dominante Wirbel mit dem mittleren Wind ausrichten (Lenschow, 1970). Für die hier vorliegenden Messungen wird die Hypothese aufgestellt, dass diese Ausrichtung umso stärker ist, je höher \bar{u} ist. Das bedeutet, dass bei hohen Windgeschwindigkeiten die Wirbel in Richtung des mittleren Windes gestreckt sind.

Um zu untersuchen, ob Zeiten mit Wolken einen Beitrag zum Varianzprofil leisten, der sich von dem für Zeiten ohne Wolken unterscheidet, wurde für einen Tag mit Grenzschichtbewölkung σ_w^2 -Profile für Luftmassen unterhalb von Wolken und für wolkenfreie Zeiten getrennt bestimmt. Im oberen Bereich der Grenzschicht ($z > 0,9z_i$) ergibt sich für die Varianz unter Wolken im Mittel höhere Werte als für Zeiten ohne Wolken. Die Profile der mittleren Vertikalgeschwindigkeit unterhalb von Wolken und für Zeiten ohne Wolken zeigen, dass un-

terhalb der Cumuli Aufsteigen dominiert und für Zeiten ohne Wolken im Mittel Absinken stattfindet.

7.2 Schlussfolgerung

Die Lidarmessungen in und unterhalb von Wolken lassen vermuten, dass das Vorhandensein der Wolkenröpfchen die Messungen der Vertikalgeschwindigkeit beeinflusst. Bei einer Zunahme im Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) gibt es Indizien für eine Unterschätzung der Vertikalgeschwindigkeit, während es bei einer starken Abnahme des SNR Indizien für eine Überschätzung gibt. Es stellt sich die Frage, ob es sich um eine systematische Unterschätzung bzw. Überschätzung handelt und ob diese mit der Zunahme bzw. Abnahme des SNR korreliert ist. Für diese Untersuchung sind Vergleichsmessungen der Vertikalgeschwindigkeit durch ein Lidar und ein Wolkenradar über einen längeren Zeitraum notwendig. Bei diesem Versuchsaufbau kann zusätzlich Information darüber gewonnen werden, inwieweit die Messungen der Vertikalgeschwindigkeit im Bereich zwischen der starken Zunahme und dem Abfall des SNR realistische Messwerte liefert.

Die Daten zeigen einen Anstieg der integralen Längenskala in Richtung des mittleren Windes mit Zunahme der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeit \bar{u} . Damit wurde die Hypothese aufgestellt, dass sich dominante Wirbel umso mehr mit dem mittleren Wind ausrichten, desto höher die mittlere horizontale Windgeschwindigkeit ist. Das würde bedeuten, dass in diesem Fall die integrale Längenskala senkrecht zur Richtung des mittleren Windes eine Abnahme mit zunehmendem \bar{u} erfahren muss. Dies kann mit bodengebundenen, stationären Lidarmessungen nicht gezeigt werden. Um diese Hypothese zu validieren, ist es notwendig, die integralen Längenskalen mithilfe von Flugzeugmessungen zu bestimmen.

Es wurde beobachtet, dass Varianzen unterhalb von Wolken höhere Werte aufweisen als Varianzen im gleichen Höhenbereich für Zeiträume ohne Wolken. Dieser Unterschied wurde auf den Beitrag der Cumuli zur Turbulenz unterhalb der Wolkenbasis zurückgeführt. Im Vergleich zwischen Tagen mit und ohne Grenzschichtbewölkung führt dieser Beitrag jedoch nicht zu einem sichtbaren Unterschied. Grund hierfür könnte unter anderem die vorhandene Variabilität der Varianzprofile sein, die nicht durch die Skalierung mit der konvektiven Geschwindigkeit eliminiert werden kann. Eine der wichtigsten Quellen für diese Variabilität ist vermutlich eine starke Variation der Umgebungsbedingungen, wie z.B. Unterschiede in der Stabilität und des mittleren horizontalen Windes. Um den Einfluss von Cumulusbewölkung auf die Turbulenz in der konvektiven Grenzschicht zu untersuchen, wären Messungen für einen längeren Zeitraum mit ähnlichen Bedingungen für Tage mit und ohne Grenzschichtbewölkung notwendig. Für eine verlässliche Aussage ist es außerdem unerlässlich, dass der Vergleich der Turbulenzprofile auf der Grundlage mehrerer Tage stattfindet.

Literaturverzeichnis

- Ansmann, A., J. Fruntke, und R. Engelmann, 2010: Updraft and downdraft characterization with doppler lidar: cloud-free versus cumuli-topped mixed layer. *Atmos. Chem. Phys.*, **10** (16), 7845–7858.
- Beheng, K. D., 2009: *Dynamik der Atmosphäre*. KIT, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Karlsruhe, 242 S.
- Beyrich, F. und J.-P. Leps, 2012: An operational mixing height data set from routine radiosoundings at lindenbergl: Methodology. *Meteor. Z.*, **21** (4), 337–348.
- Bronstein, I. N., et al., 2012: *Taschenbuch der Mathematik*. Springer-Verlag, Frankfurt am Main, 1231 S.
- Browning, K. und R. Wexler, 1968: The determination of kinematic properties of a wind field using doppler radar. *J. Appl. Meteor.*, **7** (1), 105–113.
- Brugger, P., K. Träumner, und C. Jung, 2016: Evaluation of a procedure to correct spatial averaging in turbulence statistics from a doppler lidar by comparing time series with an ultrasonic anemometer. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **33** (10), 2135–2144.
- Caughey, S. und S. Palmer, 1979: Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Quartl. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105** (446), 811–827.
- Damiani, R., et al., 2008: The cumulus, photogrammetric, in situ, and doppler observations experiment of 2006. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89** (1), 57–73.
- de Arellano, J. V.-G., C. C. van Heerwaarden, B. J. van Stratum, und K. van den Dries, 2015: *Atmospheric boundary layer: Integrating air chemistry and land interactions*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 265 S.
- Deardorff, J., 1983: A multi-limit mixed-layer entrainment formulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **13** (6), 988–1002.
- Deardorff, J. W., 1970a: Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for rayleigh convection. *J. Atmos. Sci.*, **27** (8), 1211–1213.
- Deardorff, J. W., 1970b: Preliminary results from numerical integrations of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **27** (8), 1209–1211.
- Frehlich, R., 1997: Effects of wind turbulence on coherent doppler lidar performance. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **14** (1), 54–75.

- Frehlich, R., 2001: Estimation of velocity error for doppler lidar measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18** (10), 1628–1639.
- Garratt, J. R., 1994: *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 316 S.
- Hogan, R. J., A. L. Grant, A. J. Illingworth, G. N. Pearson, und E. J. O’Connor, 2009: Vertical velocity variance and skewness in clear and cloud-topped boundary layers as revealed by doppler lidar. *Quartl. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135** (640), 635–643.
- Holtstlag, A. und C.-H. Moeng, 1991: Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48** (14), 1690–1698.
- Holzworth, G. C., 1964: Estimates of mean maximum mixing depths in the contiguous united states. *Mon. Wea. Rev.*, **92** (5), 235–242.
- Kaimal, J., J. Wyngaard, D. Haugen, O. Coté, Y. Izumi, S. Caughey, und C. Readings, 1976: Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33** (11), 2152–2169.
- Kaimal, J., J. Wyngaard, Y. Izumi, und O. Coté, 1972: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quartl. J. Roy. Meteor. Soc.*, **98** (417), 563–589.
- Koch, G. J., et al., 2010: Field testing of a high-energy 2- μ m doppler lidar. *J. Appl. Remote Sens.*, **4** (1), 043 512–043 512.
- Kristensen, L., D. Lenschow, P. Kirkegaard, und M. Courtney, 1989: The spectral velocity tensor for homogeneous boundary-layer turbulence. *Boundary Layer Studies and Applications*, Springer Netherlands, 149–193.
- Lamer, K. und P. Kollias, 2015: Observations of fair-weather cumuli over land: Dynamical factors controlling cloud size and cover. *Geophys. Res. Lett.*, **42** (20), 8693–8701.
- LeMone, M. A., 1990: Some observations of vertical velocity skewness in the convective planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **47** (9), 1163–1169.
- Lenschow, D., 1970: Airplane measurements of planetary boundary layer structure. *J. Appl. Meteor.*, **9** (6), 874–884.
- Lenschow, D., J. Mann, und L. Kristensen, 1994: How long is long enough when measuring fluxes and other turbulence statistics? *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11** (3), 661–673.
- Lenschow, D., J. C. Wyngaard, und W. T. Pennell, 1980: Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **37** (6), 1313–1326.
- Lenschow, D. H. und L. Kristensen, 1985: Uncorrelated noise in turbulence measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **2** (1), 68–81.

- Lenschow, D. H., M. Lothon, S. D. Mayor, P. P. Sullivan, und G. Canut, 2012: A comparison of higher-order vertical velocity moments in the convective boundary layer from lidar with in situ measurements and large-eddy simulation. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **143** (1), 107–123.
- Lenschow, D. H. und B. B. Stankov, 1986: Length scales in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **43** (12), 1198–1209.
- Lenschow, D. H., V. Wulfmeyer, und C. Senff, 2000: Measuring second-through fourth-order moments in noisy data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17** (10), 1330–1347.
- Lomb, N. R., 1976: Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophys. Space Sci.*, **39** (2), 447–462.
- Lothon, M., D. H. Lenschow, und S. D. Mayor, 2006: Coherence and scale of vertical velocity in the convective boundary layer from a doppler lidar. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **121** (3), 521–536.
- Lothon, M., D. H. Lenschow, und S. D. Mayor, 2009: Doppler lidar measurements of vertical velocity spectra in the convective planetary boundary layer. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **132** (2), 205–226.
- Lumley, J. L. und H. A. Panofsky, 1964: *The structure of atmospheric turbulence*. Interscience Publ., New York, 239 S.
- Mauder, M. und T. Foken, 2011: *Documentation and instruction manual of the eddy-covariance software package TK3*. University of Bayreuth, Abt. Mikrometeorologie, Bayreuth, 60 S.
- Maurer, V., N. Kalthoff, A. Wieser, M. Kohler, M. Mauder, und L. Gantner, 2016: Observed spatiotemporal variability of boundary-layer turbulence over flat, heterogeneous terrain. *Atmos. Chem. Phys.*, **16** (3), 1377–1400.
- Moeng, C.-H. und R. Rotunno, 1990: Vertical-velocity skewness in the buoyancy-driven boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **47** (9), 1149–1162.
- Moyer, K. A. und G. S. Young, 1991: Observations of vertical velocity skewness within the marine stratocumulus-topped boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **48** (3), 403–410.
- Nicholls, S. und M. A. Lemone, 1980: The fair weather boundary layer in gate: The relationship of subcloud fluxes and structure to the distribution and enhancement of cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **37** (9), 2051–2067.
- Nieuwstadt, F. T. und H. Van Dop, 1984: *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel, Dordrecht, 358 S.
- Oertel, H., 2002: *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre : Grundlagen und Phänomene*. Vieweg, Braunschweig, 704 S.

- Rose, T. und A. Walber, 2014: *Operation Principles and Software Description for RPG standard single polarization radiometers (G4 series)*. Radiometer Physics GmbH, Meckenheim, 170 S.
- Schönwiese, C.-D., 1985: *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Borntraeger, Berlin, 231 S.
- Seibert, P., F. Beyrich, S.-E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, und P. Tercier, 2000: Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height. *Atmos. Environ.*, **34** (7), 1001–1027.
- Siebesma, A. P., et al., 2003: A large eddy simulation intercomparison study of shallow cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **60** (10), 1201–1219.
- Stawiarski, C., 2014: *Optimizing dual-Doppler lidar measurements of surface layer coherent structures with large-eddy simulations*. KIT Scientific Publishing, Karlsruhe, 234 S.
- Stawiarski, C., K. Träumner, C. Knigge, und R. Calhoun, 2013: Scopes and challenges of dual-doppler lidar wind measurements—an error analysis. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **30** (9), 2044–2062.
- Stephenson, D., 2005: *Data analysis methods in weather and climate research*. University of Reading, Dep. of Meteor., Reading, 98 S.
- Stevens, B., 2007: On the growth of layers of nonprecipitating cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **64** (8), 2916–2931.
- Steyn, D. G., M. Baldi, und R. Hoff, 1999: The detection of mixed layer depth and entrainment zone thickness from lidar backscatter profiles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16** (7), 953–959.
- Stull, R. B., 1985: A fair-weather cumulus cloud classification scheme for mixed-layer studies. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24** (1), 49–56.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, 666 S.
- Träumner, K., 2013: *Einmischprozesse am Oberrand der konvektiven atmosphärischen Grenzschicht*. KIT Scientific Publishing, Karlsruhe, 245 S.
- Träumner, K., T. Damian, C. Stawiarski, und A. Wieser, 2015: Turbulent structures and coherence in the atmospheric surface layer. *Bound.-Lay. Meteorol.*, **154** (1), 1–25.
- Träumner, K., J. Handwerker, A. Wieser, und J. Grenzhäuser, 2010: A synergy approach to estimate properties of raindrop size distributions using a doppler lidar and cloud radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **27** (6), 1095–1100.
- Wandinger, U., 2005: Introduction to lidar. *Lidar*, Springer, New York, 1–18.
- Werner, C., 2005: Doppler wind lidar. *Lidar*, Springer, New York, 325–354.

- Willis, G. und J. Deardorff, 1974: A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **31** (5), 1297–1307.
- Wyngaard, J., O. Coté, und Y. Izumi, 1971: Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, **28** (7), 1171–1182.
- Wyngaard, J. C., 2010: *Turbulence in the Atmosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 393 S.

A Lidarmessungen für alle Tage und Standorte

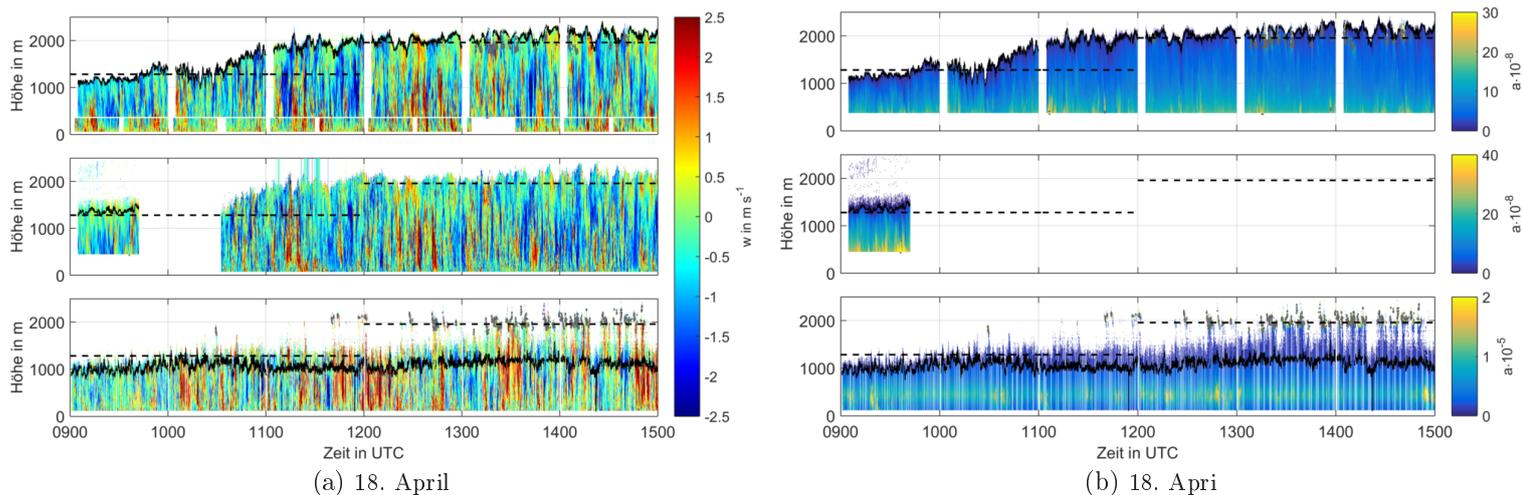


Abbildung A.1: Vertikale Geschwindigkeit gegen die Höhe und Zeit (a) für die Standorte Hambach (oben), Wasserwerk (Mitte) und Selhausen (unten). Aerosolrückstreuverhältnisse gegen die Zeit und Höhe (b) für alle drei Standorte (Reihenfolge wie zuvor). Werte, für welche das Signal-zu-Rauschverhältnis unterhalb ihres kritischen Wertes (s. Tabelle 3.1) liegt, sind nicht gezeigt. Zusätzlich sind die über den kritischen Wert bestimmte Grenzschichthöhen (s. Kap. 5.3) als durchgängige schwarze Linie eingezeichnet. Horizontale, gestrichelte, schwarze Linien zeigen die verwendeten mittleren Grenzschichthöhen für Zeiträume von jeweils drei Stunden (s. Kap. 5.4). Als graue Punkte sind die bestimmten Wolkenbasishöhen dargestellt (s. Kap. 4.1). Die Messungen am Standort Hambach setzen sich aus den Messungen der Lidargeräte WLS7 und WTX zusammen. Für den Standort Wasserwerk sind bis etwa 350 m die Daten des WLS200 gezeigt und darüber die Messungen des HYB. Für den Standort Selhausen sind für die gesamte Messperiode die Daten des HALO dargestellt.

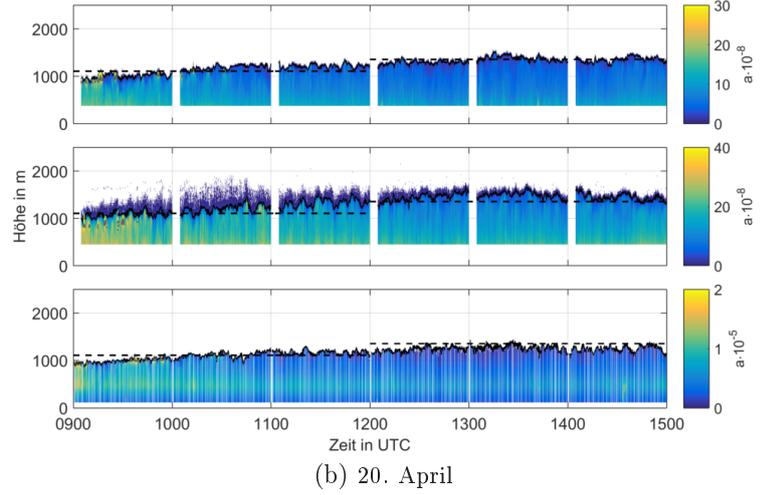
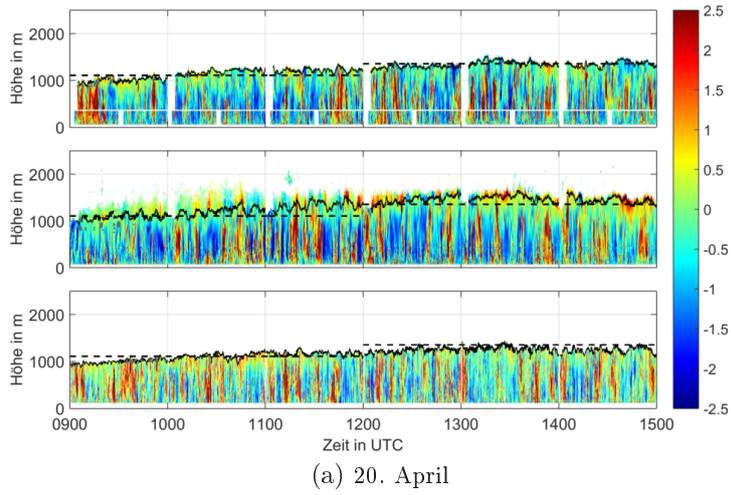


Abbildung A.2: s. Abb. A.1

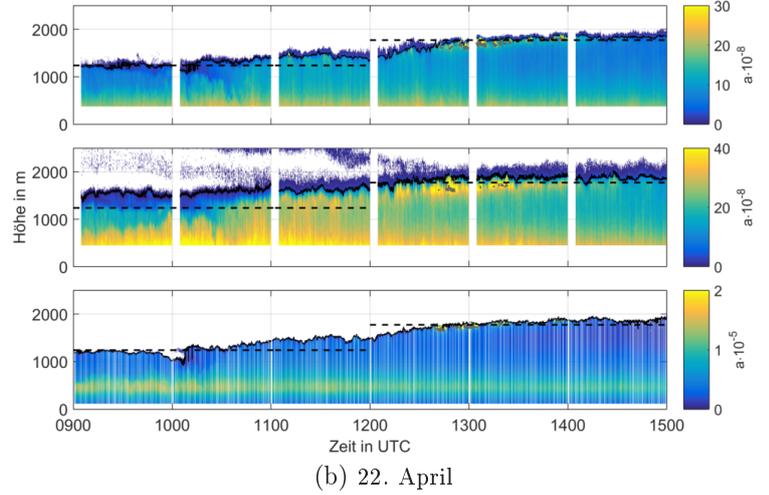
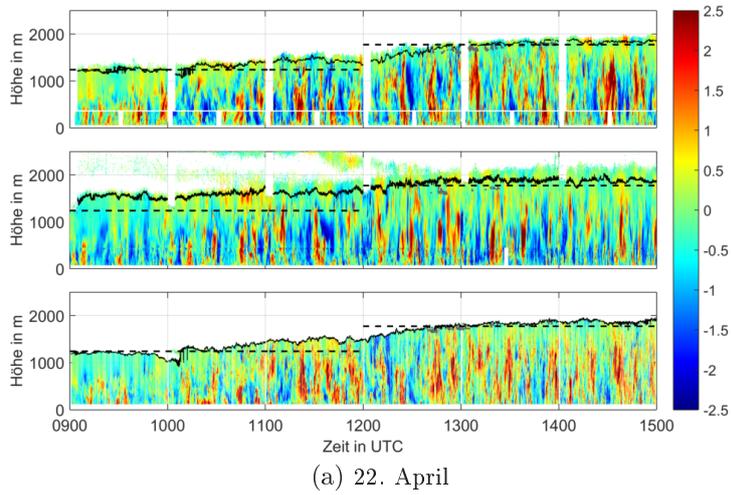


Abbildung A.3: s. Abb. A.1

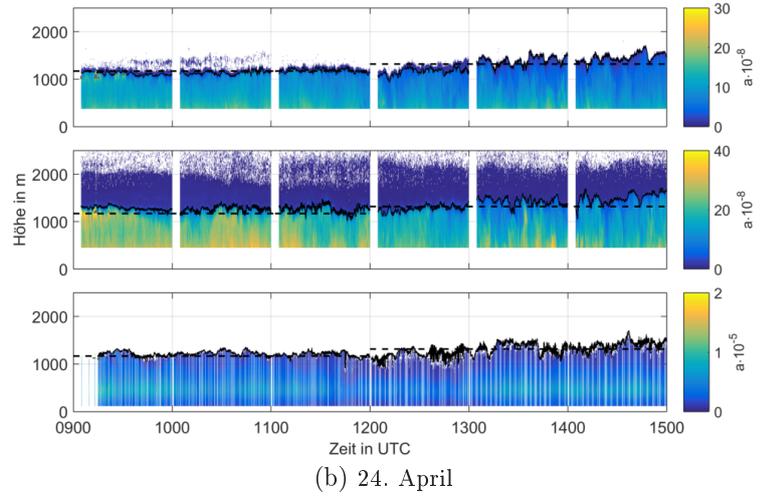
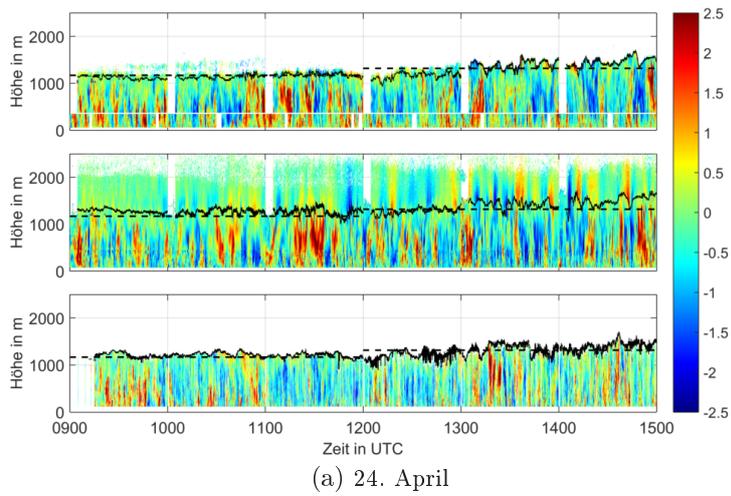
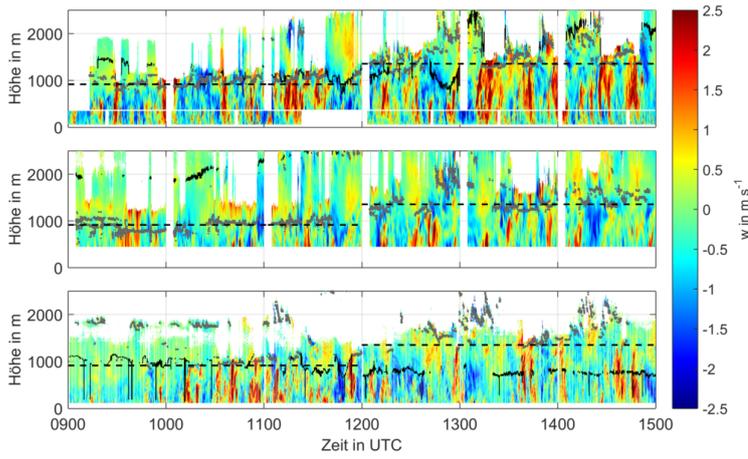
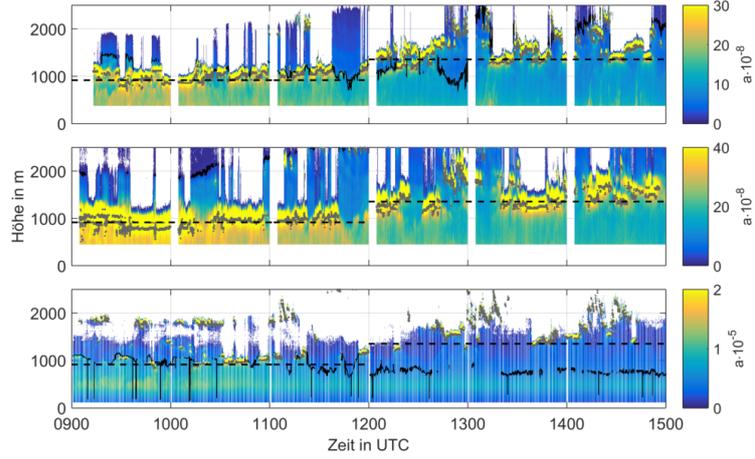


Abbildung A.4: s. Abb. A.1

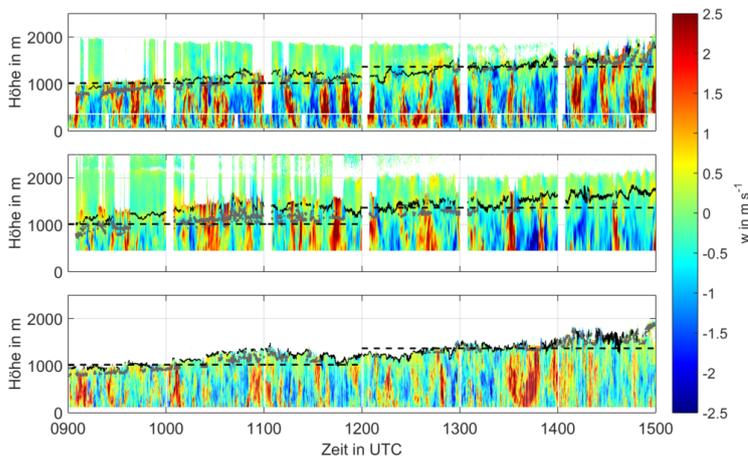


(a) 2. Mai

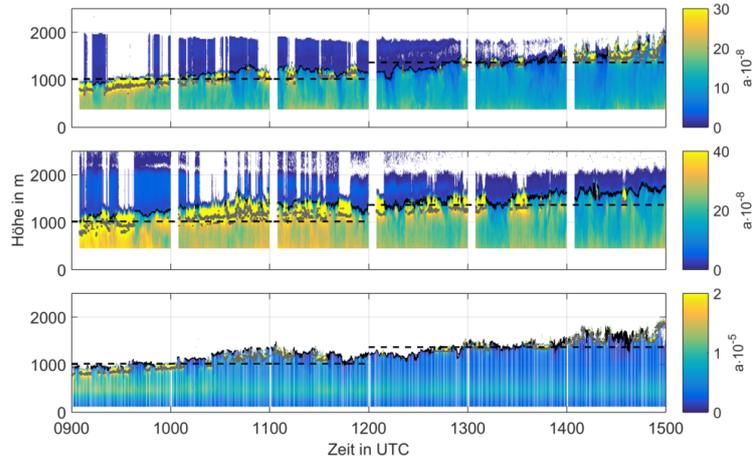


(b) 2. Mai

Abbildung A.5: s. Abb. A.1

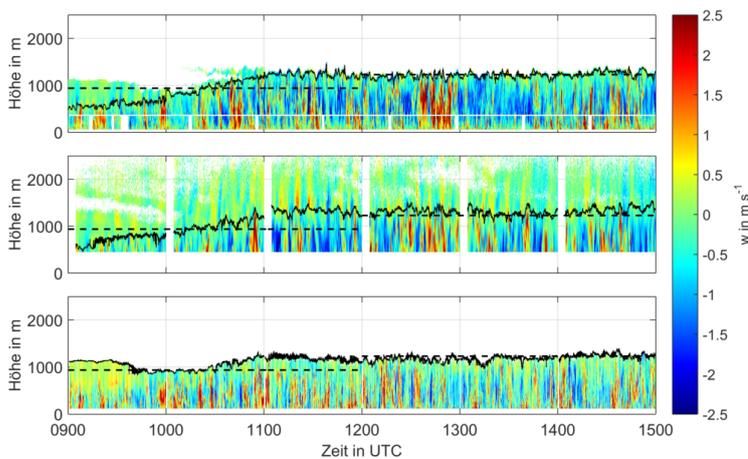


(a) 3. Mai

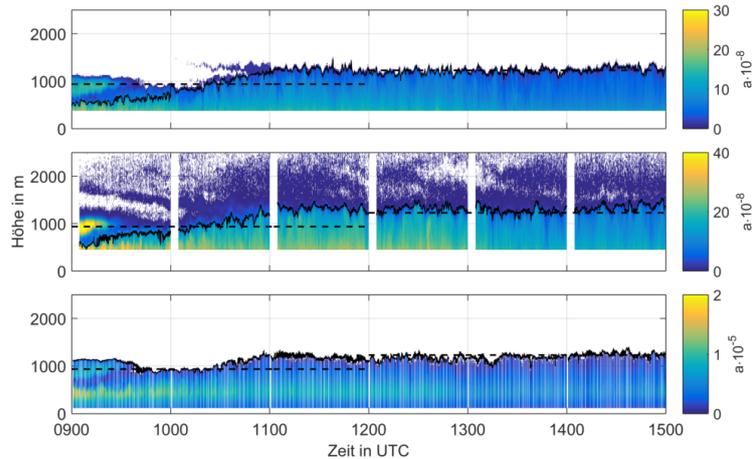


(b) 3. Mai

Abbildung A.6: s. Abb. A.1



(a) 4. Mai



(b) 4. Mai

Abbildung A.7: s. Abb. A.1

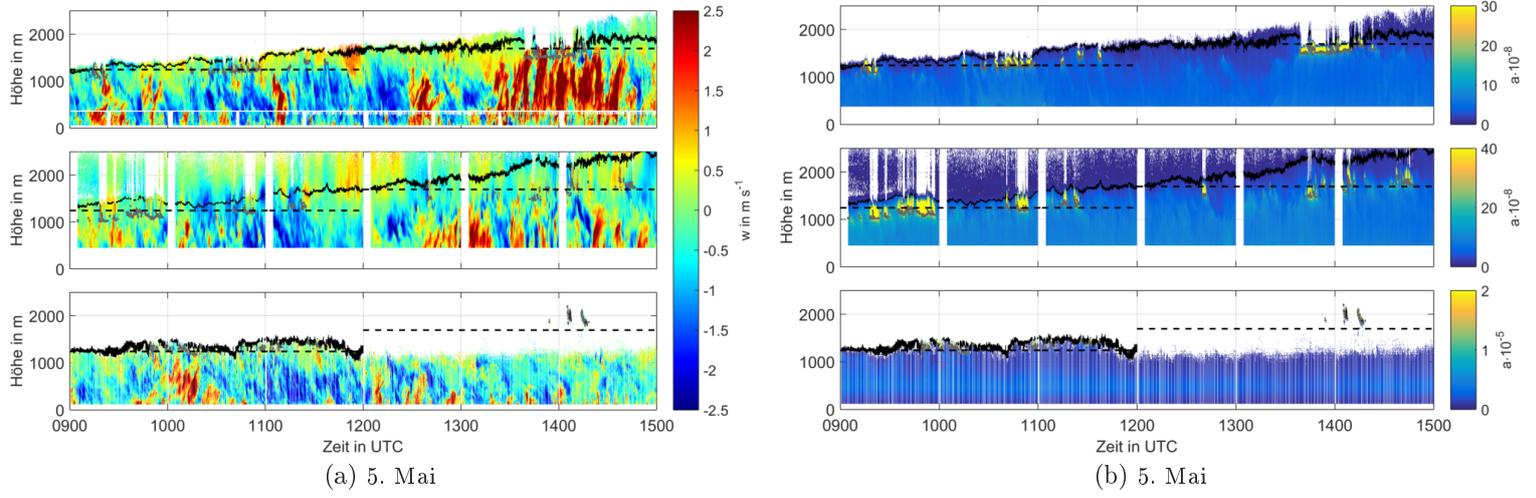


Abbildung A.8: s. Abb. A.1

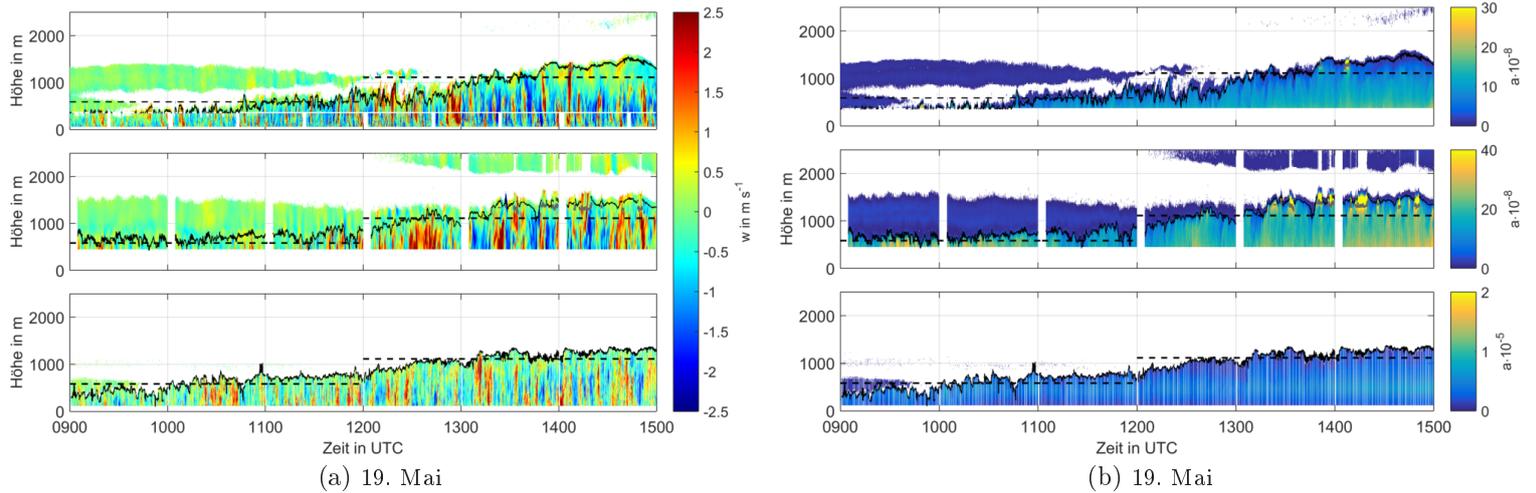


Abbildung A.9: s. Abb. A.1

B Mathematische Methoden

B.1 Gleitender Mittelwert

Der gleitende Mittelwert ist eine Methode, mithilfe derer Messzeitreihen geglättet werden können. Dabei wird ein Fenster der Breite $2f + 1$ über die Messzeitreihe geschoben. Für eine Messzeitreihe $w(k)$ mit $k = 1, \dots, N$ ergibt sich der geglättete Wert \tilde{w}_k als Mittelwert für jeden Punkt $k = f + 1, \dots, N - f$ über dieses Fenster mit (Schönwiese, 1985):

$$\tilde{w}_k = \frac{1}{2f + 1} \sum_{i=k-f}^{i=k+f} w_i. \quad (\text{B.1})$$

An den Rändern der Zeitreihe ($k < f + 1$ und $k > N - f$) erfolgt die Berechnung des Mittelwertes über ein reduziertes Fenster. Beispielsweise berechnet sich der geglättete Wert im Falle von $k = 1$ und $k = N$ über $f + 1$ Werte.

B.2 Logarithmisches Blockmittel

Die Berechnung von logarithmischen Blockmitteln dient der Datenreduzierung logarithmisch dargestellter Daten. Dazu wird die unabhängige Variable $n = n_1, \dots, n_N$ auf m Intervalle reduziert, die eine logarithmische Breite haben. Für jedes Intervall wird nun der Mittelwert berechnet und der Mitte des Intervalls zugewiesen.

Danksagung

Ich bedanke mich bei allen, die mich in der Zeit meiner Masterarbeit unterstützt haben und mir wissenschaftlich oder persönlich zur Seite standen.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Kottmeier für die Möglichkeit, meine Masterarbeit am Institut für Meteorologie und Klimaforschung durchführen zu können und für seine hilfreichen Kommentare zur Arbeit selbst. Zusätzlich möchte ich mich bei ihm dafür bedanken, dass er mir das Masterstudium in Meteorologie am Karlsruher Institut für Technologie ermöglicht hat. Ich möchte mich auch bei PD Dr. Kunz bedanken, dass er das Amt des Korreferenten übernommen hat.

Sehr dankbar bin ich für die Unterstützung von Dr. Norbert Kalthoff, der mit mir mein Arbeit in zahlreiche Treffen besprochen hat und diese durch viele Ideen und Überlegungen bereichert hat. Ein großes Dankeschön geht an Dr. Bianca Adler, zu der ich jederzeit mit meinen Fragen kommen konnte und die sich immer die Zeit genommen hat, diese mit mir zu besprechen. Ich danke Dr. Vera Maurer, die mich dabei unterstützt hat, mich in das Thema einzuarbeiten und vor allem in den ersten Monaten meiner Masterarbeit tatkräftig zur Seite stand.

Außerdem bedanke ich mich bei allen KIT-Mitarbeitern, die bei der Messkampagne HOPE im Einsatz waren. Ich bin dankbar, dass ich zusätzlich zu den Messdaten des IMK, weitere Messdaten verwenden durfte, die im Rahmen von HDCP2 erfasst wurden.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich diese Arbeit selbstständig angefertigt habe. Außerdem versichere ich, alle benutzten Hilfsmittel vollständig kenntlich gemacht zu haben.

Karlsruhe, den 13. Februar 2017

Maren Haid