

Windphänomene in der atmosphärischen Grenzschicht, die die Nutzung der Windenergie entscheidend beeinflussen

Atmospheric boundary-layer wind phenomena which decisively impact the generation of electricity from the wind

Zusammenfassung

Dieser Artikel nennt eine Reihe von meteorologischen Aspekten und Phänomene, die für die Konstruktion und den Betrieb von modernen großen Windkraftanlagen wesentlich sind. Neben einer relativ detaillierten Beschreibung des vertikalen Windprofils über die Prandtl-Schicht hinaus und von Grenzschichtstrahlströmen, sind diese einige grundlegende Besonderheiten der Windverhältnisse über Hügeln und über dem Meer. Zum Schluss gehen wir kurz auf Extremwertstatistiken und mit Hilfe eines analytischen Modells auf die Verhältnisse in und im Nachlauf hinter großen Offshore-Windparks ein.

Summary

This paper addresses various meteorological aspects and phenomena which impact the construction and operation of modern large wind turbines. In addition to a quite detailed discussion of vertical wind profiles extending above the surface layer and low-level jets, these are some basic peculiarities of flows over hills and in the marine boundary layer. Finally, extreme value statistics are presented and flow conditions within and in the wake behind large offshore wind parks are derived from an analytical park model.

1 Einleitung

Die Nutzung der Windkraft ist eine wichtige Option zur Sicherstellung des Energiebedarfs der Menschheit, die heute bereits genutzt wird. In den kommenden Jahrzehnten wird ein weiterer Ausbau stattfinden. Zur effektiven Nutzung der zur Verfügung stehenden Windressourcen, die global auf eine Größenordnung von 10 TW geschätzt werden (einzelne Abschätzungen variieren zwischen 1 TW und 61 TW, siehe auch EMEIS 2012) müssen die meteorologischen Bedingungen am Standort der Windkraftanlagen (WKA) hinreichend beachtet werden. Die heutigen WKA, die eine Leistung von bis zu sieben MW haben, haben Rotordurchmesser von bis zu etwa 160 m. Türme mit Nabenhöhen von 100 bis 200 m sind heute realisierbar. Daraus folgt, dass Grenzschichtwindphänomene, die in den untersten 300 m der Atmosphäre auftreten können, bei der Planung und dem Betrieb von WKA berücksichtigt werden müssen. Ausführliche Übersichten zu meteorologischen Aspekten der Windenergienutzung finden sich in EMEIS (2012) und EMEIS (2014a).

Hier können nur exemplarisch einige Aspekte dargestellt werden. Im Folgenden beschreiben die Abschnitte 2 und 3 die mittlere Vertikalverteilung des Windes. Abschnitt 4 benennt einige Aspekte der Strömung über komplexem Gelände, die Abschnitte 5 und 6 gehen vor allem auf tageszeitliche Variationen der Windgeschwindigkeit ein. Abschnitte 7 und 8 behandeln den Einfluss der atmosphärischen Turbulenz für die Nutzung der Windkraft, wobei Abschnitt 8 auch auf die Besonderheiten der marinen Grenzschicht eingeht. Abschnitt 9 geht auf Extremwindgeschwindigkeiten ein. Abschnitt 10 behandelt große Windparks und deren Nachläufe.

2 Vertikalaufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Die für die Windkraft relevanten unteren 300 m der Atmosphäre überdecken vollständig die bodennahe Prandtl-Schicht und reichen regelmäßig tief in die darüber liegende Ekman-Schicht hinein. Bei sehr stabilen thermischen Schichtungen und über glatten Wasserflächen ist die

Prandtl-Schicht sogar nur wenige Dekameter dick und es können unter Umständen schon in 300 m Höhe die Bedingungen der freien Troposphäre vorgefunden werden.

2.1 Prandtl-Schicht

In der Prandtl-Schicht herrscht ein Kräftegleichgewicht zwischen der Reibungskraft am Boden und der antreibenden großräumigen Druckgradientkraft. Als Folge bildet sich hier über horizontal homogenem Gelände das logarithmische Windprofil aus, das durch die beiden skalierenden Parameter Rauheitslänge und Schubspannungsgeschwindigkeit bestimmt wird. Für thermisch nicht-neutrale Schichtungen muss dieses logarithmische Profilgesetz um Korrekturterme ergänzt werden. Für glatte Oberflächen und leicht stabile Schichtung ist es häufig ausreichend, das vertikale Windprofil durch ein Potenzgesetz zu beschreiben, für das ebenfalls zwei Parameter, die Windgeschwindigkeit in einer Referenzhöhe und der Exponent (Hellmann-Exponent) benötigt werden (eine Analyse, unter welchen Bedingungen das Potenzgesetz eine gute Näherung an das wahre Windprofil ist und vertikale Extrapolationen der Windbedingungen erlaubt, findet sich in EMEIS 2005). Der Skalenparameter der Weibull-Verteilung der Zehn-Minutenmittel der Windgeschwindigkeit folgt in der Prandtl-Schicht ebenfalls diesen Gesetzen. Näheres zu den Vertikalprofilen der Weibull-Verteilung in Abschnitt 6.

Die vertikale Mächtigkeit der Prandtl-Schicht ist variabel und hängt von der Oberflächenrauigkeit, der Windgeschwindigkeit und der thermischen Schichtung der Grenzschicht ab. Über glatten Wasseroberflächen bei stabiler Schichtung kann die Dicke der Prandtl-Schicht im Bereich von 10 m liegen, über rauen Landoberflächen bei thermisch instabiler Schichtung können Werte von mehr als 100 m erreicht werden. Typische Werte über Landoberflächen bei thermisch neutraler Schichtung liegen bei 60 bis 80 m. Als grober Schätzwert kann angenommen werden, dass die Prandtl-Schicht die unteren 10 % der gesamten atmosphärischen Grenzschicht einnimmt.

2.2 Ekman-Schicht

Die oberen 90 % der Grenzschicht werden von der Ekman-Schicht eingenommen, in der – zusätzlich zur mit der Höhe abnehmenden Reibungskraft und der großräumigen Druckgradientkraft – die ablenkende Coriolis-Kraft aufgrund der Erddrehung spürbar ist. Am Oberrand der Ekman-Schicht kann die Reibungskraft vernachlässigt werden und wir finden den Übergang zum geostrophischen Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft, welches den geostrophischen Wind bestimmt. Bei stärker gekrümmten Isobaren ist statt des geostrophischen Windes der Gradientwind als obere Randbedingung zu benutzen, der die horizontalen Zentrifugalkräfte mit berücksichtigt. Während in der Prandtl-Schicht die Windzunahme mit der Höhe der dominierende Faktor ist, nimmt in der Ekman-Schicht der Wind kaum noch mit der Höhe zu. Dafür ändert sich hier die Windrichtung mit der Höhe. Über sehr glatten

Wasseroberflächen beträgt diese Drehung nur wenige Grad nach rechts mit zunehmender Höhe, über rauen Landoberflächen dagegen können Drehungen von 30 bis 40 Grad nach rechts auftreten.

2.3 Thermischer Wind

Bei stärkeren großräumigen horizontalen Temperaturgradienten tritt zur Drehung durch die Corioliskraft noch eine zusätzliche vertikale Geschwindigkeits- und Richtungs-scherung durch den thermischen Wind hinzu. Ein horizontaler Gradient der Schichtmitteltemperatur von 10^{-5} K/m (das heißt 10 K pro 1000 m) senkrecht zur geostrophischen Windrichtung (zum tieferen Druck hin kälter werdend, aber keine Kaltluft- oder Warmluftadvektion) führt beispielsweise zu einem nicht vernachlässigbaren Anstieg der Windgeschwindigkeit von 0,35 m/s pro 100 Höhenmeter. Das kann insbesondere über dem Meer in Höhen um 100 m und mehr größer sein als der reibungsbedingte Anstieg der Windgeschwindigkeit mit der Höhe. Wenn sich Isobaren und Isothermen schneiden, ist dies mit einer zusätzlichen Winddrehung verbunden, die bei Warmluftadvektion die reibungsbedingte Winddrehung nach rechts verstärkt. Bei Kaltluftadvektion hingegen kompensieren sich diese Drehungen teilweise und es kann sogar eine Drehung nach links entstehen.

3 Einheitliche Beschreibung des Vertikalprofils des Windes in der Grenzschicht

Aus dem Vergleich der Schichtdicke der Prandtl-Schicht und der Größe der heutigen WKA folgt, dass die Beschreibung des vertikalen Windprofils $u(z)$ durch das logarithmische Gesetz oder das Potenzgesetz für die Beschreibung der Windressourcen nicht mehr ausreichend ist, da diese Gesetze nur für die Prandtl-Schicht gelten. Verschiedene Autoren haben daher Profilgesetze vorgeschlagen, die nahtlos von der Prandtl-Schicht in die Ekman-Schicht übergehen. Beispielsweise schlägt EMEIS (2012) auf der Basis von ETLING (2002) folgendes Profilgesetz vor:

$$u(z) = \begin{cases} u_* / \kappa (\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L_*)) & \text{für } z < z_p \\ u_g (-\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0) & \text{für } z = z_p \\ \begin{aligned} &u_g [1 - 2\sqrt{2} \exp(-\gamma(z-z_p)) \\ &\sin \alpha_0 \cos(\gamma(z-z_p) + \pi/4 - \alpha_0) \\ &+ 2 \exp(-2\gamma(z-z_p)) \sin^2 \alpha_0]^{1/2} \end{aligned} & \text{für } z > z_p \end{cases} \quad (1)$$

mit den integralen und differentiellen Schichtungskorrekturfunktion $\Psi(z/L_*)$ und $\Phi(z/L_*)$, der Reibungsgeschwindigkeit u_* , dem geostrophischen Wind u_g , dem Drehwinkel $\alpha_0 = \arctg\left(\frac{1}{1 + (2\gamma z_p / \Phi(z_p/L_*)) (\ln(z_p/z_0) - \Psi(z_p/L_*))}\right)$,

der Rauigkeitslänge z_0 und der Prandtl-Schichthöhe z_p . Der Parameter $\gamma = \sqrt{f/(2K_M)}$ beschreibt den turbulenten Vertikalaustausch, wobei f der Coriolis-Parameter und $K_M = \kappa u_* z_p$ der vertikale Austauschkoefizient für Impuls ist.

Alternativ schlagen GRYNING et al. (2007) und PEÑA et al. (2010a, 2010b) folgende Profilfunktionen vor:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + T \frac{z}{L_*} + \frac{z}{L_M} - \frac{z}{z_i} \frac{z}{2L_M} \right) \quad (2)$$

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + T \frac{z}{L_*} + \frac{1}{d} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{1}{1+d} \frac{z}{z_i} \left(\frac{\kappa z}{\eta} \right)^d - \frac{z}{z_i} \right) \quad (3)$$

mit einer Schichtungskorrekturfunktion $T(z/L_*)$, die ähnlich wie $\Psi(z/L_*)$ ist, einer Längenskala für die Mitte der Grenzschicht $L_M = u_* / f (-2 \ln(u_* / (f z_0)) + 55)$, und der Grenzschichthöhe z_i .

Abb. 3-1 zeigt einen Vergleich dieser Profilanätze mit Messdaten. OPTIS et al. (2014) bestätigen die Brauchbarkeit des Ansatzes in Gleichung (1). An Verbesserungen dieser Profildeskriptionen wird derzeit weiter gearbeitet (siehe zum Beispiel SATHE et al. 2011).

4 Strömungen im komplexen Gelände

Die funktionalen Zusammenhänge in Abschnitt 3 gelten für flaches, horizontal homogenes Gelände. Die Windverhältnisse über komplexem Gelände mit variierender Landnutzung und Orographie sind dagegen nicht einfach analytisch beschreibbar. Eine Ausnahme stellt die Überströmung

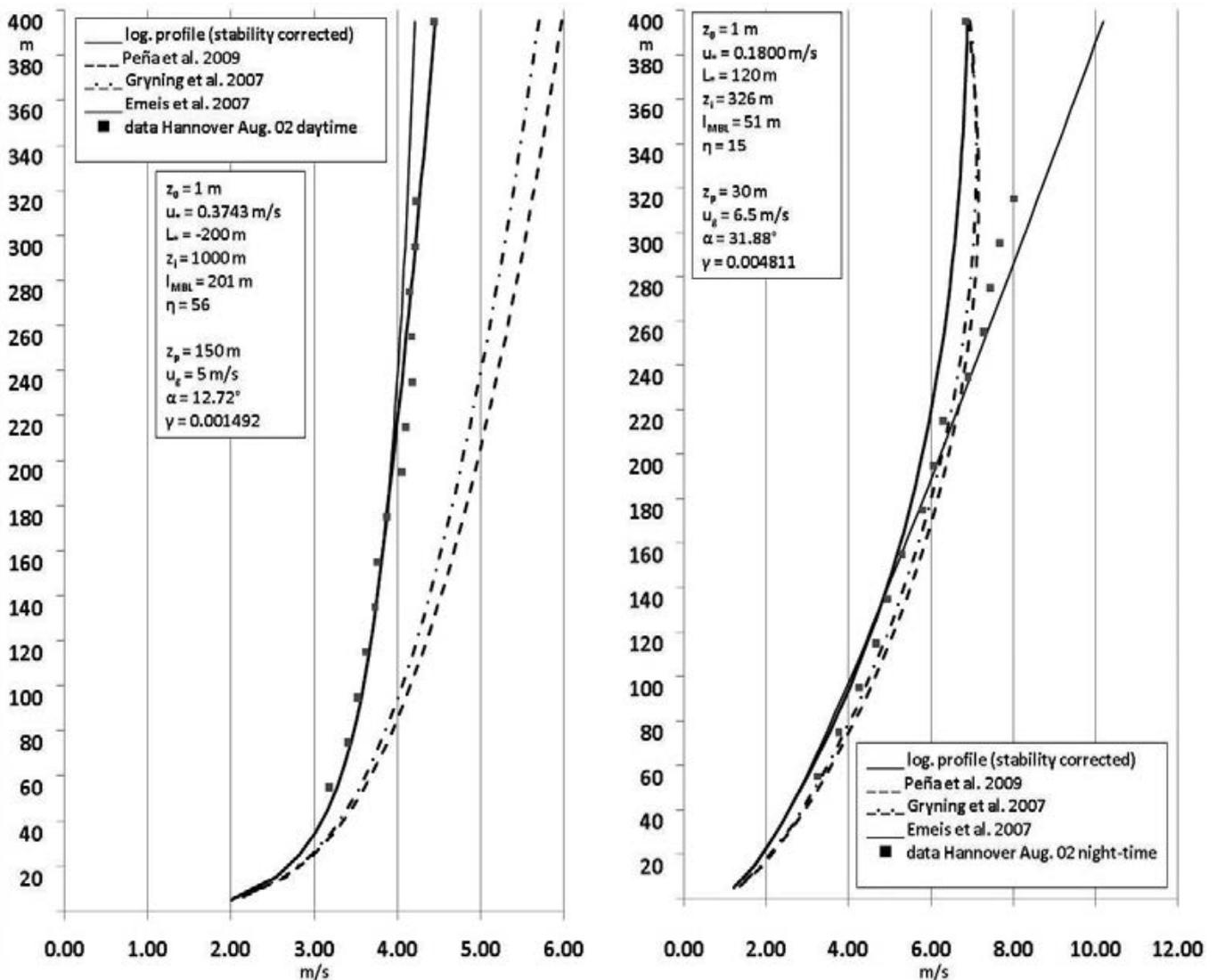


Abb. 3-1: Vergleich der Profilfunktionen aus dem stabilitätskorrigierten logarithmischen Windprofil (dünne durchgezogene Linie) und den Gleichungen (1) (dicke durchgezogene Linie), (2) (strichpunktierte Linie) und (3) (gestrichelte Linie) mit Messwerten (kleine Quadrate) aus Sodarmessungen in Hannover im August 2002. Links: tagsüber, rechts: nachts. Die notwendigen Parameter für die Anwendung der Formeln stehen in den Kästen.

eines flachen glockenförmigen Hügels dar, die mit einem Potentialströmungsansatz, wie er auch dem Programm WASP (TROEN und PETERSEN 1989) zugrunde liegt, gut beschrieben werden kann. Ein wesentliches Phänomen bei Luftströmungen über komplexem Gelände ist die Beschleunigung der Windgeschwindigkeit über den Kuppen, Rücken und Gipfeln. Die Geschwindigkeitsdifferenz ist maximal an der Obergrenze der sogenannten inneren Schicht l , die typischerweise einige Prozent der charakteristischen Breite des Hindernisses L dick ist. Bei einem einige Kilometer breiten Rücken ist diese Dicke nur etwa 10 bis 20 m. Gleichung (4) gibt die relative Geschwindigkeitsüberhöhung Δs als Funktion des Verhältnisses von Höhe H zu Breite L des Hügels, der Formfunktion σ des Hügels und derselben Schichtungskorrekturfunktion Ψ wie in (1):

$$\Delta s(x, z) = \frac{\Delta u_{pot}(x, z)}{u_\infty(l)} = \frac{\ln \frac{L}{z_0} - \Psi\left(\frac{L}{L_*}\right)}{\ln \frac{l}{z_0} - \Psi\left(\frac{l}{L_*}\right)} \frac{H}{L} \sigma\left(\frac{x}{L}, \frac{z}{L}\right) \quad (4)$$

Diese Beschleunigung führt dazu, dass die Windgeschwindigkeit über Hügeln in der inneren Schicht schneller zunimmt als über dem Flachland. Darüber ist die Höhenzunahme aber geringer als im Flachland. Abb. 3-2 zeigt dies schematisch. Für weitere Details hierzu siehe BRADLEY (1983) und HOFF (1987).

Zu solchen rein dynamischen Um- und Überströmungsphänomenen wie der eben gezeigten Geschwindigkeitsüberhöhung kommen auch noch thermisch induzierte Modifikationen des Windfeldes wie Hangwinde, Berg- und Talwinde und regionale Winde zwischen größeren Gebirgen und dem sie umgebenden Flachland. Die Ursache ist hier eine unterschiedliche tageszeitliche Erwärmung der verschiedenen Oberflächen, genauso wie sie auch dem Land-Seewind-System zugrunde liegt.

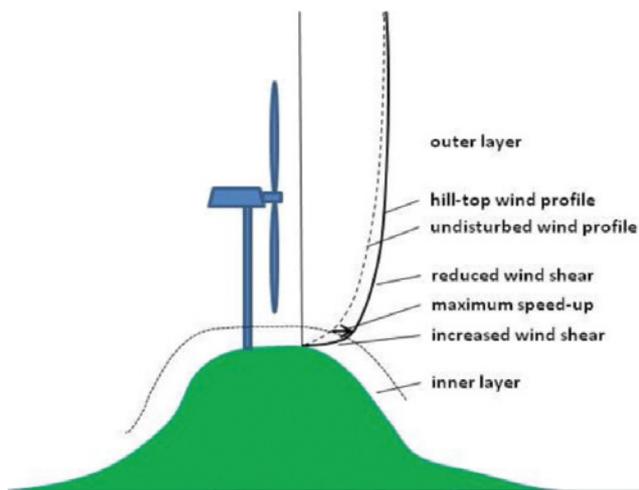


Abb. 3-2: Schematische Darstellung der Modifikation des Windprofils über einem Hügel (dicke Linie) im Vergleich zu einem Profil über ebenem Gelände (gestrichelte Linie). Die gepunktete, dem Hügel folgende Linie zeigt die Höhe der inneren Schicht l (siehe Text).

5 Tageszeitliche Variationen der Windgeschwindigkeit und Grenzschichtstrahlströme

Die aus den bodennahen Beobachtungen bekannte Tatsache, dass die Windgeschwindigkeit an wolkenarmen und wolkenfreien Tagen in der Regel tagsüber größer ist als nachts, gilt nicht für die gesamte Grenzschicht. Durch den Tagesgang der thermischen Stabilität der Grenzschicht ändert sich die Windzunahme mit der Höhe im Tagesverlauf.

5.1 Höhenabhängigkeit des Tagesgangs der Windgeschwindigkeit

Nachts, bei stabiler Schichtung, nimmt die Windgeschwindigkeit aufgrund der geringeren Reibung der Luftschichten aneinander schneller mit der Höhe zu als tagsüber bei instabiler Schichtung. Dies führt dazu, dass in Höhen oberhalb von typischerweise etwa 60 bis 120 m die nächtliche Windgeschwindigkeit höher ist als die tagsüber (Abb. 3-3 links). Plottet man für Perioden, die viele wolkenarme Tage beinhalten, die mittleren Windprofile für die Tagesstunden und die Nachtstunden separat, so sieht man, dass sich in solchen Situationen die Profile in dem Bereich zwischen 60 und 120 m überschneiden. Diese Höhe wird auch Umkehrhöhe oder „Cross-Over“-Höhe genannt (Abb. 3-3 rechts).

5.2 Grenzschichtstrahlströme

Im norddeutschen Tiefland kommt es in einem guten Fünftel aller Nächte durch die von der ausstrahlungsbedingten Abkühlung des Bodens verursachte rasche Stabilisierung am Abend zu einem plötzlichen Wegfall der Reibungskraft in der Grenzschicht. Somit kommt es zu einem Überschießen des Windes und zur Ausprägung eines nächtlichen Grenzschichtstrahlstroms („Low-Level Jets“), der dafür sorgt, dass die Windgeschwindigkeit ab etwa 60 bis 120 m über Grund nachts höher als tagsüber ist. Dabei können in einigen hundert Metern über Grund Windgeschwindigkeiten erreicht werden, die deutlich über den geostrophischen Geschwindigkeiten liegen. Gleichzeitig kommt es aufgrund der Corioliskraft zu einer Rechtsdrehung des Windvektors im Laufe der Nacht. Gegen Sonnenaufgang, wenn durch die Erwärmung des Bodens die Schichtung wieder labilisiert wird, verschwindet das Phänomen sehr schnell.

Voraussetzung für die Ausbildung von Low-Level-Jets ist die Existenz eines horizontalen Druckgradienten bei gleichzeitig weitgehend wolkenfreiem Himmel. Bei sehr windschwachen Wetterlagen und bei windigem unbeständigem Wetter mit bedecktem Himmel tritt dieses Phänomen nicht auf. Daher können nächtliche Grenzschichtstrahlströme nur in Gebieten entstehen, die am Rande von Hochdruckgebieten liegen. Statistische Auswertungen von Grenzschichtstrahlströmen bezüglich Großwetterlagen bestätigen diese Annahme. Abb. 3-4 rechts zeigt die

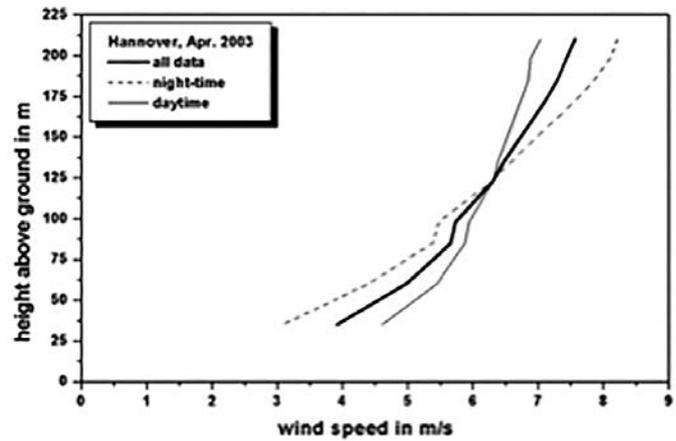
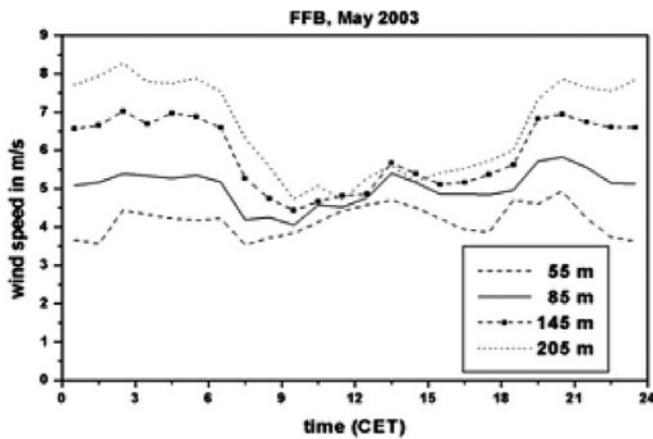


Abb. 3-3: Links: Monatsmittel des Tagesgangs der Windgeschwindigkeit im Mai 2003 in vier verschiedenen Höhen, gemessen mit einem Sodar am Flugplatz Fürstenfeldbruck. Rechts: Monatsmittel des Vertikalprofils der Windgeschwindigkeit im April 2003 getrennt für die Tages- (dünne Linie) und Nachtstunden (gestrichelte Linie) und das Tagesmittel (dicke Linie), gemessen mit einem Sodar in Hannover.

„Effektivität“ einzelner Großwetterlagen (GERSTEN-GARBE et al. 1999), in Norddeutschland einen Grenzschichtstrahlstrom hervorzurufen. Für die effektivste Wetterlage HNFA (Hoch über dem Nordmeer und Fennoskandien und antizyklonale Strömung über Mitteleuropa) ergibt sich ein Wert von knapp 0,6, das heißt in knapp 60 % aller Fälle, in der diese Wetterlage auftritt, ist in Norddeutschland mit einem Low-Level Jet-Ereignis zu rechnen.

In der norddeutschen Tiefebene können in etwa 21 % aller Nächte Grenzschichtstrahlströme erwartet werden. Diese Auswertungen beruhen auf der Auswertung von zwei Jahren von Sodar-Messungen in Hannover (EMEIS 2014b). Messungen mit einem RASS in Süddeutschland über einen ähnlich langen Zeitraum in der Nähe von Augsburg ergaben ein Auftreten in etwa 15 % der Nächte. Die typischen Windgeschwindigkeiten in nächtlichen Grenzschichtstrahlströmen liegen in Norddeutschland bei 10 bis 15 m/s, in Süddeutschland bei 7 bis 13 m/s. Abb. 3-4 links zeigt eine Sodar-messung eines Grenzschichtstrahlstroms. Die typische Höhe des Kerns des Grenzschichtstrahlstroms

liegt in Norddeutschland bei etwa 200 bis 500 m über Grund, in Süddeutschland dagegen nur bei 120 bis 300 m. Die geringere Höhe der Low-Level Jets über Süddeutschland passt zu den im Mittel geringeren Windgeschwindigkeiten dort. Limitierende Bedingung für die maximale Geschwindigkeit im Low-Level Jet und die Höhe dieses Jets über Grund ist nämlich die Richardson-Zahl zwischen Boden und Jet. Die RASS-Messungen zeigen, dass sich die Low-Level Jets so ausbilden, dass die Bulk-Richardson-Zahl unterhalb des Jetkerns typischerweise bei etwa + 0,15 und + 0,25 liegt. Bei noch kleineren Richardson-Zahlen (das heißt höheren Scherungen) würde so viel Turbulenz erzeugt, dass der Jet wieder abgebaut wird. Daher müssen Jets, die im Laufe der Nacht in der Windgeschwindigkeit noch zunehmen, in größere Höhen ausweichen.

Die in Abschnitt 5.1 angesprochene Umkehrhöhe, oberhalb der die nächtliche Windgeschwindigkeit an wolkenarmen Tagen höher als die tagsüber ist, liegt an Tagen mit Grenzschichtstrahlströmen ungefähr bei einem Drittel dieser Höhe des Kerns des Grenzschichtstrahlstroms, also in Norddeutschland bei etwa 70 bis 150 m.

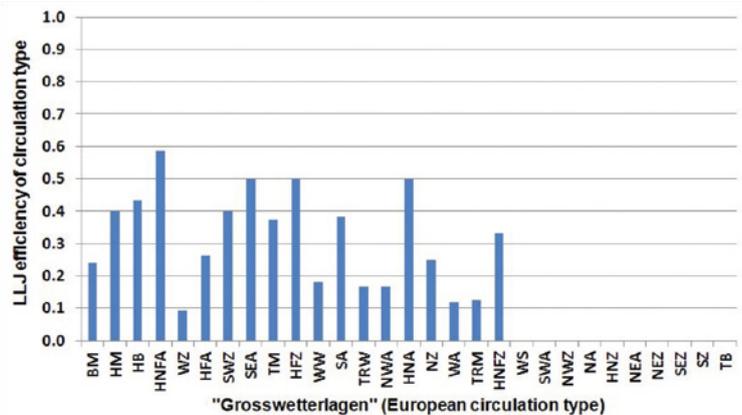
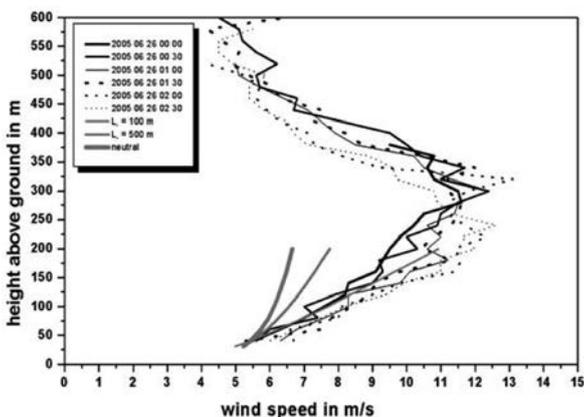


Abb. 3-4: Links: Halbstundenmittel des Vertikalprofils der Windgeschwindigkeit für sechs aufeinanderfolgende Zeiträume in der Nacht des 6. Juni 2005, gemessen mit einem Sodar am Flughafen Charles de Gaulle bei Paris. Zusätzlich sind in grau bis 200 m Höhe drei logarithmische Windprofile für verschiedene Stabilitäten gezeigt (von links: neutral, $L^* = 500$ m, $L^* = 100$ m). Rechts: Effektivität einzelner Großwetterlagen, in Norddeutschland Grenzschichtstrahlströme hervorzurufen.

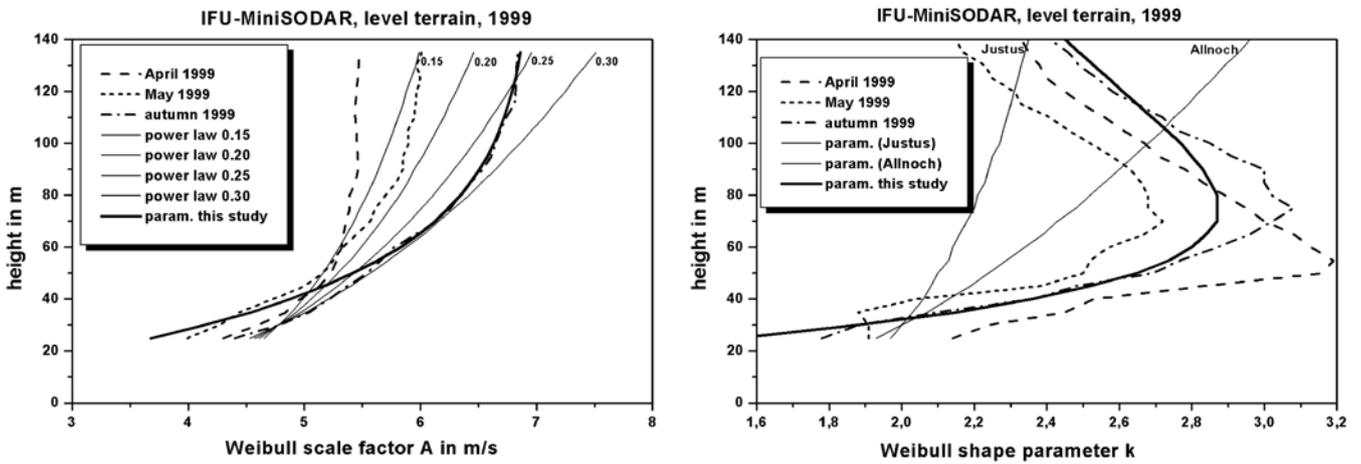


Abb. 3-5: Vertikalprofile der Weibull-Parameter über flachem Gelände aus Sodar-Messungen im norddeutschen Flachland für verschiedene Monate. Links: Formfaktor in m/s, zum Vergleich sind einige exponentielle Profile eingezeichnet. Der jeweilige Hellmann-Exponent ist oben an den Kurven angegeben. Rechts: Skalenfaktor, zum Vergleich sind zwei Ansätze nach JUSTUS et al. (1978) und ALLNOCH (1992) angegeben. Zu den dicken Kurven siehe den Text.

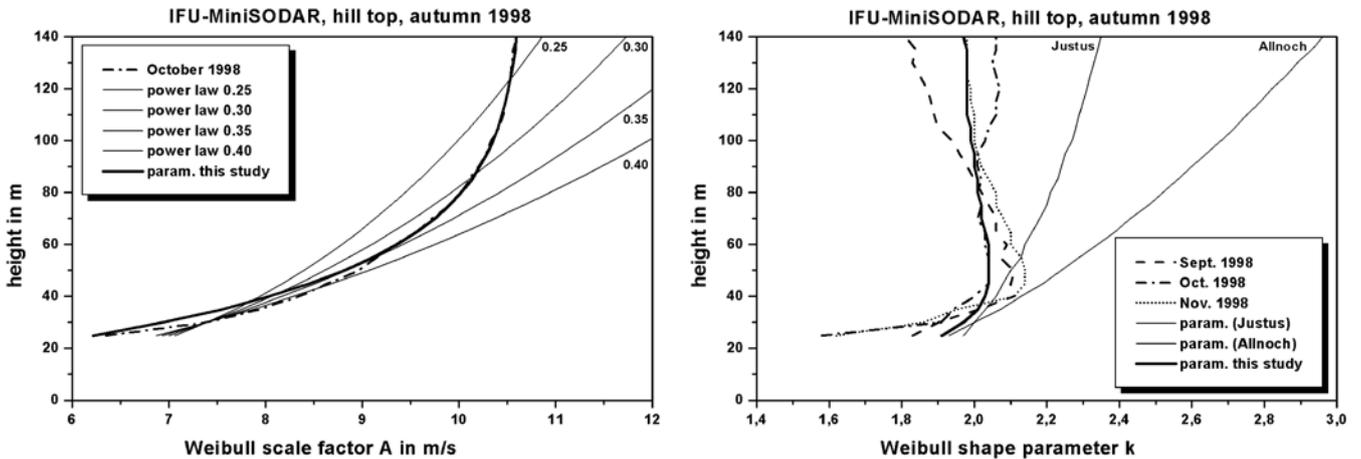


Abb. 3-6: Vertikalprofile der Weibull-Parameter über einer Hügelkuppe aus Sodar-Messungen in Südwestdeutschland für verschiedene Monate. Links: Formfaktor in m/s, zum Vergleich sind einige exponentielle Profile eingezeichnet. Der jeweilige Hellmann-Exponent ist oben an den Kurven angegeben. Rechts: Skalenfaktor, zum Vergleich sind zwei Ansätze nach JUSTUS et al. (1978) und ALLNOCH (1992) angegeben. Zu den dicken Kurven siehe den Text.

6 Vertikale und saisonale Variationen der Weibull-Parameter

Die zeitliche Variation der 10-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit an einem Standort ist nicht normalverteilt, da mit Windstille eine feste Untergrenze für die Windgeschwindigkeit existiert. Häufig wird daher die zweiparametrische Weibull-Verteilung zur Beschreibung der Häufigkeitsverteilung dieser Windgeschwindigkeitswerte in einer vorgegebenen Höhe z benutzt. Diese Verteilung ist durch einen Skalenfaktor $A(z)$ und einen Formfaktor $k(z)$ vollständig bestimmt. Der Skalenfaktor ist proportional zur mittleren Windgeschwindigkeit, während der Formfaktor invers proportional zur Varianz der Zehn-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit ist.

6.1 Weibull-Parameter über dem Flachland

Der Skalenfaktor der Weibull-Verteilung im Flachland nimmt entsprechend der in Abschnitt 2 und 3 aufgeführten

Windprofilgesetze monoton mit der Höhe zu. Der Formfaktor dagegen weist ein Maximum in der Umkehrhöhe (siehe Abschnitt 5.1) auf und nimmt darüber wieder ab. Abb. 3-5 zeigt Beispiele aus EMEIS (2001). Die dicke durchgezogene Kurve in Abb. 3-5 links wurde aus folgender Beziehung (einer Vereinfachung der unteren Gleichung in (1)) erhalten mit $A_g = 6,98$ und $\gamma = 0,03$:

$$A(z) = A_g (1 - \exp(-\gamma z)) \quad (5)$$

wobei γ wie in Abschnitt 3 definiert ist. Der Vergleich zeigt, dass das Potenzgesetz für die Prandtl-Schicht bis etwa 80 m Höhe ausreichend ist, für größere Höhenbereiche jedoch Ansätze wie (1) bis (3) und (5) verwendet werden müssen. Die dicke Kurve in Abb. 3-5 rechts wurde aus einer von WIERINGA (1989) angegebenen Beziehung erhalten mit $z_m = 75$ m und $c_2 = 0,06$:

$$k(z) - k_A = c_2 (z - z_A) \exp\left(-\frac{z - z_A}{z_m - z_A}\right) \quad (6)$$

z_A ist die Starthöhe für die vertikale Extrapolation, für die der Wert von k als bekannt vorausgesetzt wird. Der Vergleich zeigt, dass (6) auf jeden Fall anstelle der Ansätze von JUSTUS et al. (1978) oder ALLNOCH (1992) verwendet werden muss, da die beiden letztgenannten Ansätze das Maximum von k nicht wiedergeben. Eine ergänzte Version von (6) ist kürzlich von GRYNING et al. (2014) vorgestellt worden, bei der $k(z)$ am Oberrand der Grenzschicht einen vorgegebenen Wert annimmt.

6.2 Weibull-Parameter in komplexem Gelände

Das in Abschnitt 4 beschriebene Verhalten der Strömung über komplexem Gelände zeigt sich auch im Vertikalprofil des Skalenfaktors der Weibull-Verteilung (Abb. 3-6, ebenfalls aus EMEIS 2001). In der linken Abbildung ist für die dicke durchgezogene Kurve (5) mit $A_g = 10,67$ m/s and $\gamma = 0,035$ benutzt worden, für die rechte Abbildung entsprechend (6) mit $z_m = 50$ m und $c_2 = 0,01$.

Da über Hügeln und Bergen der Tagesgang der thermischen Schichtung geringer ist als über dem Flachland, ist insbesondere das Vertikalprofil des Formfaktors (Abb. 3-6 rechts) anders als über dem Flachland. Nach einem Maximum an der Obergrenze der recht flachen inneren Schicht nimmt dieser Faktor langsam monoton mit der Höhe ab.

6.3 Weibull-Parameter in der marinen Grenzschicht

Auch über dem Meer nimmt der Skalenfaktor entsprechend der Profilgesetze (1) bis (3) und (5) mit der Höhe zu. Aufgrund der geringen Rauigkeit der Wasseroberfläche ist diese Zunahme über dem Meer im Wesentlichen auf die unteren Schichten beschränkt. Die marine Grenzschicht (siehe unten in Abschnitt 8) weist jedoch aufgrund der hohen thermischen Trägheit des Wassers keinen Tagesgang auf. Der Formfaktor nimmt somit monoton mit der Höhe ab. Die beiden Weibull-Parameter zeigen dagegen eine auffäl-

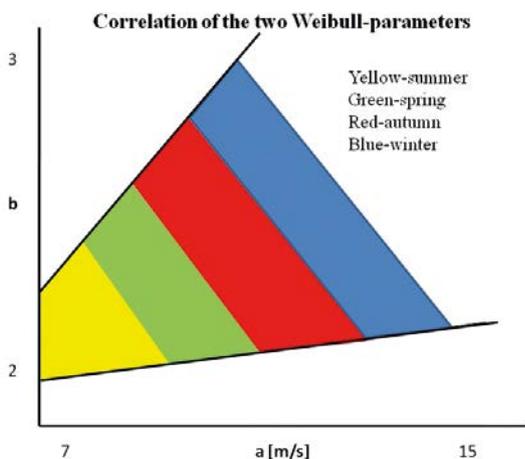


Abb. 3-7: Schematisches Diagramm der saisonalen Variation des Wertebereichs der beiden Parameter der Weibull-Verteilung A und k (als a and b in der Abb. bezeichnet) über See. Im Winter (blau) sind die beiden Parameter am größten, im Sommer (gelb) am niedrigsten.

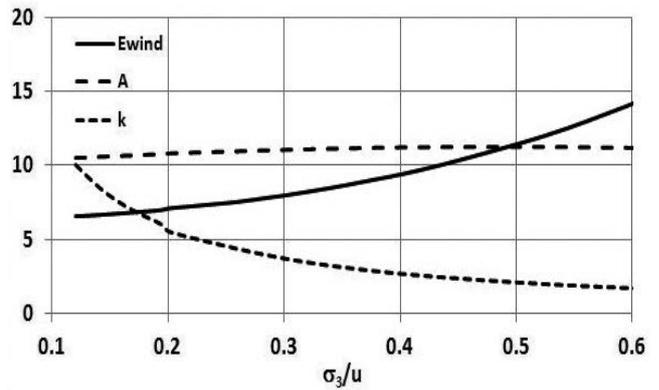


Abb. 3-8: Abhängigkeit des Energieertrags (E_{wind}) in 100 W pro Quadratmeter Rotorfläche, des Skalenparameters A in m/s und des Formparameters k der Weibull-Verteilung von der Varianz der Zehn-Minuten-Mittelwerte der Windgeschwindigkeit (σ_3) bei konstanter mittlerer Windgeschwindigkeit u .

lige jahreszeitliche Variation, wie Auswertungen der Daten der FINO1-Plattform in der deutschen Bucht ergaben (BILSTEIN und EMEIS 2010). Die höchsten Werte beider Parameter treten im Winter auf (blaue Farbe in Abb. 3-7), die niedrigsten im Sommer.

7 Einfluss der Turbulenzintensität auf den Ertrag von Windkraftanlagen

Hier muss zwischen der Varianz der Zehn-Minuten-Mittelwerte und der hochfrequenten Turbulenz im Sekundenbereich unterschieden werden. Zunehmende Varianz der Zehn-Minuten-Mittelwerte (σ_3) bei gleichbleibendem Mittelwert trägt eindeutig zu einer Zunahme des Ertrags von WKA bei, wie in Abb. 3-8 gezeigt. Der Berechnung liegt die Gleichung (7) zugrunde, die die potenziell zur Verfügung stehende Windenergie E_{wind} als Funktion der beiden Parameter der Weibull-Verteilung beschreibt:

$$E_{wind} = 0,5 \rho A^3 \Gamma \left(1 + \frac{3}{k} \right) \quad (7)$$

Γ bezeichnet die Gamma-Funktion und ρ die Luftdichte. Hochfrequente Turbulenz trägt ebenfalls positiv zum Ertrag bei, bedeutet aber einen hohen Regelungsaufwand für den Anstellwinkel der Rotorblätter und führt über die raschen Lastwechsel zu höheren Ermüdungen der Konstruktion einer WKA.

8 Die marine Grenzschicht

Die marine Grenzschicht unterscheidet sich in einigen Punkten deutlich von der Grenzschicht über Land. Diese Unterschiede haben einen Einfluss auf Ertrag und Ermüdung von WKA. Die Meeresoberfläche zeichnet sich zum einen durch eine geringere Rauigkeit aus, was in der marinen Grenzschicht bei gleicher geostrophischer Windgeschwindigkeit zu höheren Windgeschwindigkeiten aber geringerer Turbulenzintensität in Nabenhöhe als über Land führt. Zum Zweiten ist diese Rauigkeit über Wasser aber

nicht konstant sondern nimmt mit wachsender Windgeschwindigkeit zu. Dieses Anwachsen ist auf die Wellenbildung zurückzuführen (FOREMAN und EMEIS 2010, 2012b). Zum Dritten fehlt der Meeresoberfläche der einstrahlungsbedingte Temperaturtagesgang. Damit fallen die in Kapitel 5 beschriebenen tageszeitlichen Variationen des Windfeldes weg. Das Windfeld variiert somit nur in Abhängigkeit von der Wetterlage und des

8.1 Turbulenzintensität als Funktion der Windgeschwindigkeit

Die Turbulenzintensität hängt außer von der atmosphärischen Schichtung im Wesentlichen von der Oberflächenrauigkeit ab. Da diese in der marinen Grenzschicht windgeschwindigkeitsabhängig ist, ist auch die Turbulenzintensität in der marinen Grenzschicht windgeschwindigkeitsabhängig. Die Turbulenzintensität ist mit etwa 0,05 minimal in einem Geschwindigkeitsbereich zwischen 8 und 12 m/s und steigt dann nahezu linear mit der Windgeschwindigkeit an (Abb. 3-9, TÜRK und EMEIS (2010)). Auffällig ist übrigens, dass bis zu Windgeschwindigkeiten von etwa 20 m/s auch sehr niedrige Turbulenzintensitäten auftreten können. Solche Situationen ereignen sich bei ablandigem Wind und stark stabiler Schichtung und sind ein zu den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Grenzschichtstrahlströmen analoges Phänomen.

Die recht glatte Meeresoberfläche führt dazu, dass der Anstieg der Windgeschwindigkeit im Wesentlichen in der sehr flachen Prandtl-Schicht stattfindet. In der Höhe der Rotorfläche ist dagegen der Windgeschwindigkeitsanstieg nur noch gering, was sich in sehr niedrigen Hellmann-Exponenten äußert, die für den Höhenbereich 40

bis 90 m abgeleitet wurden und in Abb. 3-10 dargestellt sind. Auch hier zeigt sich – wie bei der Turbulenzintensität – ein Anstieg der Werte mit zunehmender Windgeschwindigkeit. Das breite Spektrum der möglichen Werte in Abb. 3-10 links lässt sich im Wesentlichen über die thermische Schichtung erklären (Abb. 3-10 rechts).

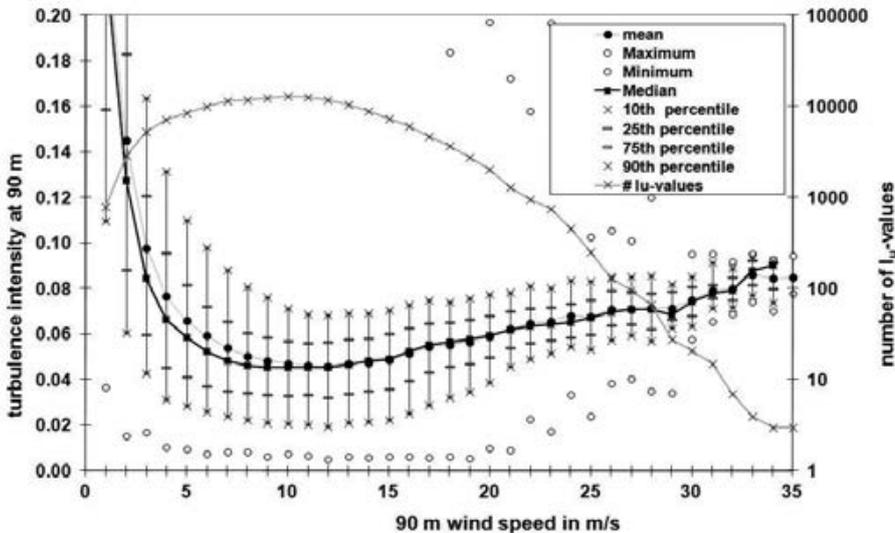


Abb. 3-9: Mittelwerte (volle Kreise), Maximalwerte (obere offene Kreise), Minimalwerte (untere offene Kreise), Median (Linie mit Quadraten), 10. Perzentile (untere Kreuze), 25. Perzentile (untere Striche), 75. Perzentile (obere Striche) und 90. Perzentile (obere Kreuze) der Turbulenzintensität T_i als Funktion der 90 m Windgeschwindigkeit an FINO1 in der Deutschen Bucht für den Zeitraum September 2003 bis August 2007 zusammen mit der Anzahl der Werte (mit der dünnen Linie verbundene Kreuze, Werte auf der rechten Ordinate).

jahreszeitlichen Gangs der Wassertemperatur. Letztlich stellt die Meeresoberfläche eine unendlich große und immer vorhandene Feuchtequelle dar, so dass der turbulente vertikale Feuchtefluss in der marinen Grenzschicht nicht so stark mit dem turbulenten vertikalen Wärmefluss korreliert ist wie über Land.

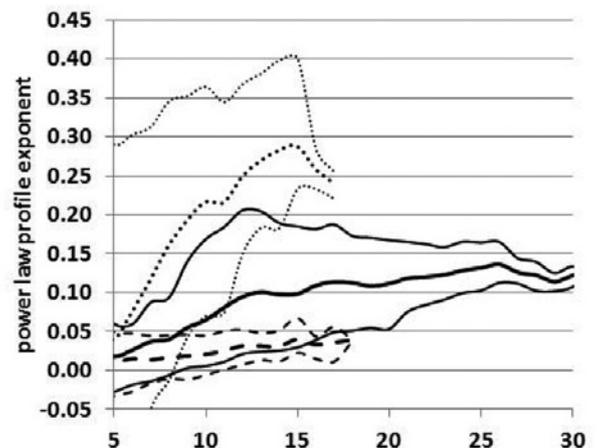
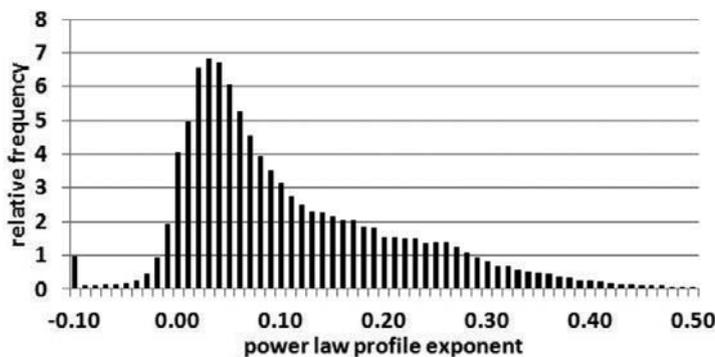


Abb. 3-10: Häufigkeitsverteilung (links) und Abhängigkeit von der mittleren Windgeschwindigkeit für verschiedene thermische Schichtungen (rechts) des Hellmann-Exponenten des Potenzgesetzes für das Windprofil über See aus FINO1-Daten. Rechts sind jeweils der 10. Perzentilwert, der Mittelwert und der 90. Perzentilwert dargestellt, für instabile (gestrichelt), neutrale (durchgezogen) und stabile Schichtungen (gepunktet).

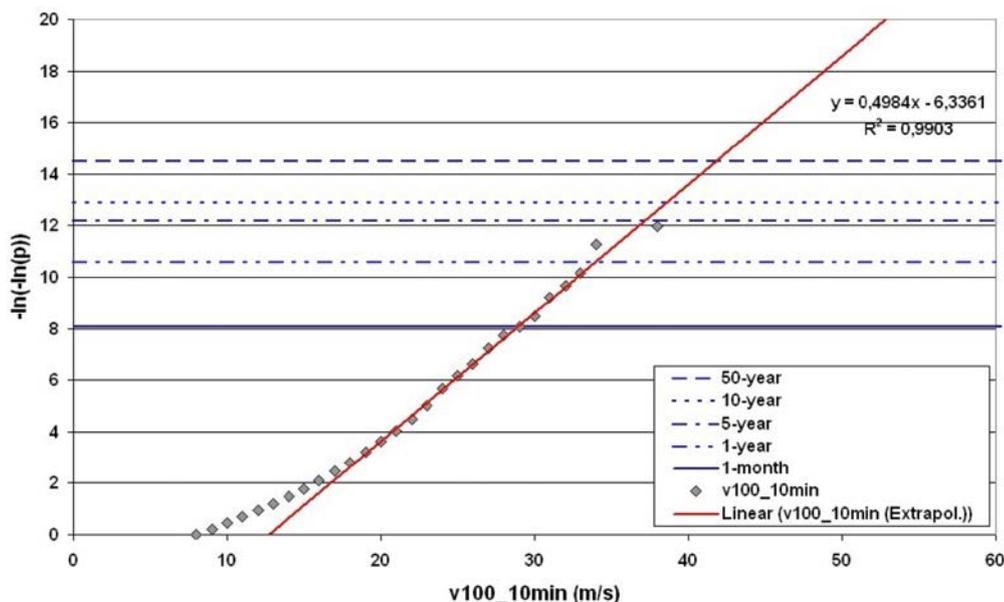


Abb. 3-11: Abschätzung der Wiederkehrperioden von extremen Zehn-Minuten-Mittelwerten der Windgeschwindigkeit aus einer vierjährigen Zeitreihe von Zehn-Minuten-Werten durch Plotten auf Gumbel-Papier (doppelt-logarithmische y-Achse). Dargestellt sind Werte aus 100 m Höhe an der Nordsee-Plattform FINO1. Zur Darstellung sind die Daten in Klassen mit der Breite 1 m/s eingeteilt worden.

Weitere Auswertungen zu den Besonderheiten der marinen atmosphärischen Grenzschicht finden sich in der Doktorarbeit TÜRK (2009). Wie man diese Besonderheiten in der Turbulenzparametrisierung für mesoskalige Windfeldmodelle berücksichtigt, ist in FOREMAN (2012) und FOREMAN und EMEIS (2012a) dargestellt.

9 Extremwinde und eine einfache Methode zu ihrer Abschätzung

Kenntnisse über möglicherweise auftretende Extremwerte der Windgeschwindigkeit wie beispielsweise die maximale Zehn-Minuten-Windgeschwindigkeit oder die maximale Eine-Sekunde-Böe, die in 50 Jahren erwartet werden können, sind für Lastabschätzungen und Baufestigkeiten von Windkraftanlagen von großer Wichtigkeit. Hierzu sollten möglichst langjährige Messungen vorliegen. Dies ist aber für die heute üblichen Nabenhöhen von WKA kaum der Fall. Daher sind auch Abschätzungen, die auf kürzeren Messreihen beruhen, gefragt. Grundlage für solche Methoden ist die Gumbel-Verteilung, die geeignet ist, die Häufigkeit seltener Ereignisse zu beschreiben. Die kumulative Häufigkeitsverteilung der Gumbel-Verteilung ist:

$$F(x) = e^{-e^{-x}} \quad (8)$$

Die zu (8) inverse Funktion ist die Prozentpunktfunktion:

$$G(p) = -\ln(-\ln(p)) \quad (9)$$

Das 98. Perzentil ($p = 0,98$) dieser Funktion hat den Wert 3,9, das 99. Perzentil den Wert 4,6 und das 99,9. Perzentil den Wert 6,9.

Wenn eine Zeitreihe wesentlich kürzer als die interessierende Wiederkehrperiode ist, dann macht es keinen Sinn, mit jährlichen Extremwerten eine Statistik aufzubauen. Für diesen Fall haben EMEIS und TÜRK (2009) gezeigt, dass 50-Jahreswerte aus einer nur einige Jahre umfassenden Zeitreihe von Zehn-Minuten-Werten abgeschätzt werden können. Für einen ungefähr vierjährigen Zeitraum lagen hier ungefähr 200 000 Datenpunkte vor. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens eines 50-jährigen Extremereignisses in einer solchen Zeitreihe mit 52 560 Werten pro Jahr ist durch

$$p = 1 - \frac{1}{50 \cdot 52560} \quad (10)$$

gegeben, was nach Einsetzen in (9) 14,78 ergibt. Für Stundenwerte würde man aus (9) und (10) den Wert 12,99 erhalten. In Abb. 3-11 ist ein Beispiel für gemessene Zehn-Minuten-Mittel der Windgeschwindigkeit in 100 m Höhe von der FINO1-Plattform gezeigt. Die Grafik zeigt, dass die Werte oberhalb von etwa 18 m/s Windgeschwindigkeit sehr gut auf einer Geraden auf diesem Gumbel-Papier (doppelt-logarithmische y-Achse) liegen. Unterhalb von 18 m/s folgen die Windgeschwindigkeiten nicht der Gumbel-Verteilung, sondern der Weibullverteilung, die bei einer Darstellung auf Gumbel-Papier nicht zu einer Geraden führt.

Dieses Auftreten der Gerade bei den höheren Windgeschwindigkeiten zeigt, dass diese einer Gumbel-Verteilung folgen. Das erlaubt eine Extrapolation auf größere Wiederkehrperioden. Für eine 50-jährige Wiederkehrperiode lässt sich daher aus diesen Daten der Jahre 2003 bis 2007 eine 10 min-Windgeschwindigkeit von gut 42 m/s abschätzen. Für die Eine-Sekunden-Böe erhält man nach der gleichen Methode einen Extremwert mit 50jähriger Wiederkehrperiode von gut 52 m/s (TÜRK 2009).

10 Analytisches Windparkmodell

Die bisherigen Abschnitte haben einzelne ausgewählte relevante Aspekte der äußeren meteorologischen Randbedingungen für die Windkraftnutzung aufgeführt. In Windparks kommt die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Turbinen als limitierender Faktor hinzu. Hier stehen viele WKA relativ dicht beieinander und konkurrieren um die Ressource Wind. Die Wahl des Abstandes zwischen den

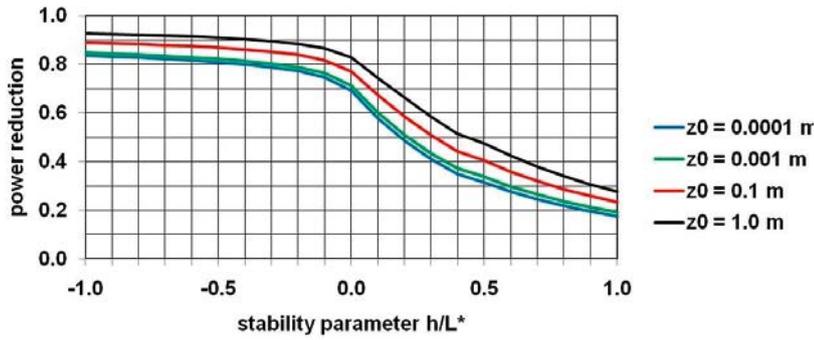


Abb. 3-12: Reduktion des potenziellen Windenergieertrags im Inneren eines sehr großen Windparks als Funktion der thermischen Schichtung (x-Achse) und der Oberflächenrauigkeit (Scharparameter). Hierfür wurden eine Nabenhöhe von 92 m, ein Rotordurchmesser von 90 m und ein mittlerer Abstand der Turbinen im Park voneinander von 10 Rotordurchmessern angenommen.

Turbinen eines Parks und benachbarter Parks voneinander ist eine Optimierungsaufgabe. Bei ihr muss zwischen den Kosten zusätzlicher Anlagen, den daraus resultierenden Mehrerträgen und den vermehrten Lasten auf die WKA, welche durch die erhöhte Turbulenzintensität der umstehenden Turbinen entstehen, abgewogen werden. Dazu muss die Reduktion der Windgeschwindigkeit im Parkinneren, die Erhöhung der Turbulenzintensität und die Länge des Nachlaufs des Parks berechnet werden.

Für eine analytische Modellierung dieser Einflüsse kann man von folgender Überlegung ausgehen: In großen, nahezu unendlich ausgedehnten Windparks kann der von den im Betrieb befindlichen Turbinen der Atmosphäre in der Höhe der Rotorebene entzogene Impuls im Wesentlichen nur durch vertikalen turbulenten Impulstransport aus höheren Luftschichten nachgeliefert werden. Diese Erkenntnis erlaubt die Aufstellung eines einfachen, analytisch lösbaren Impulsbilanz-Modells zur Berechnung der Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe im Parkinneren und der Länge des Nachlaufs hinter dem Windpark. Die Grundidee des Ansatzes ist in EMEIS (2010) beschrieben, eine aktualisierte Darstellung der wichtigsten Ergebnisse findet sich in EMEIS (2011, 2012). Die Turbulenzerhöhung ist proportional zum Schubbeiwert der einzelnen Turbine (thrust coefficient), der wiederum windgeschwindigkeitsabhängig ist. Da die Turbulenzintensität ein Eingangsparameter für das Modell ist, erzwingt diese Abhängigkeit eine iterative Lösung des Gleichungssystems.

10.1 Die mittlere Windgeschwindigkeit im Parkinneren

Aus der Gleichsetzung von entzogenem Impuls durch die WKA und durch den turbulenten Transport nachgelieferter Impuls lässt sich eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit ausrechnen, die sich im Inneren großer Windparks in Nabenhöhe einstellt. Diese Geschwindigkeit ist maßgebend für den Ertrag solcher großen Windparks. Man erhält für das Verhältnis R_i der Windgeschwindigkeit im Park in Nabenhöhe relativ zu der ungestörten Geschwindigkeit in derselben Höhe stromauf des Parks die Beziehung:

$$R_i = \frac{\left(f_{h,\Delta z} T_i + \frac{\phi_m}{\kappa^2} c_{s,h} \right)}{\left(f_{h,\Delta z} T_i + \frac{\phi_m}{\kappa^2} c_{ieff} \right)} \quad (11)$$

wobei f ein geometrischer Faktor von der Größenordnung 2 ist, T_i die gesamte Turbulenzintensität von Anströmung und zusätzlich im Park erzeugter Turbulenz ist, ϕ_m die differentielle Version der schon im Abschnitt 3 benutzte Korrekturfunktion für die thermische Stabilität der Grenzschicht ist, $c_{s,h}$ der Widerstandsbeiwert der Oberfläche, auf der der Park steht, c_{ieff} der effektive Widerstandsbeiwert des Windparks ist und $\kappa = 0,4$. Die Gleichgewichtsgeschwindigkeit in Nabenhöhe

im Parkinneren wächst mit zunehmender Rauigkeit der Oberfläche, auf der der Windpark errichtet wird, da mit zunehmender Rauigkeit die Turbulenzintensität und damit der vertikale turbulente Impulsfluss ansteigen. Ebenso steigt diese Geschwindigkeit auch mit zunehmender Instabilität der thermischen Schichtung, da auch hierbei die Turbulenzintensität zunimmt. Letztlich steigt diese Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand zwischen den einzelnen WKA, da dann die gegenseitige Beeinflussung abnimmt (in Abb. 3-12 ist die Reduktion des potenziellen Windenergieertrags, welcher proportional zur dritten Potenz der Windgeschwindigkeit ist (siehe Gleichung (7), dargestellt)).

10.2 Die Nachlauflänge großer Windparks

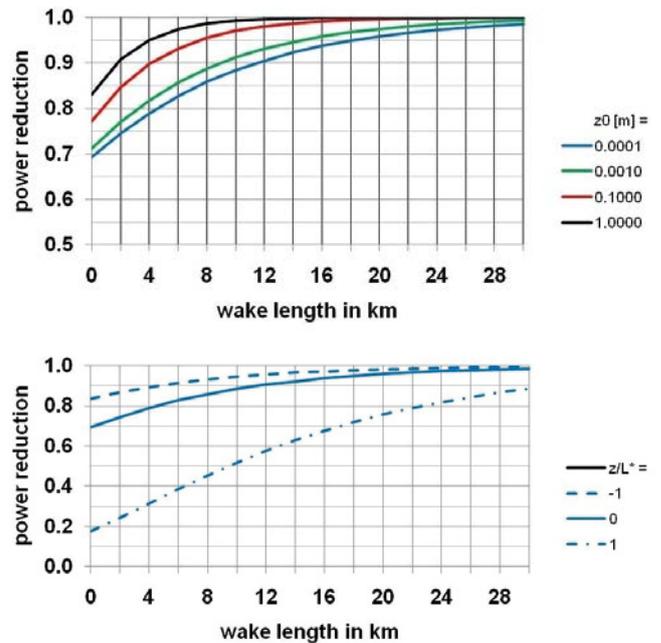


Abb. 3-13: Reduzierung des potenziellen Windenergieertrags im Nachlauf eines sehr großen Windparks als Funktion der Oberflächenrauigkeit bei neutraler Schichtung (oben) und der thermischen Schichtung für eine glatte Wasseroberfläche ($z_0 = 0,0001$ m) (unten, gestrichelt: instabil, durchgezogen: neutral, strichpunktierter: stabil).

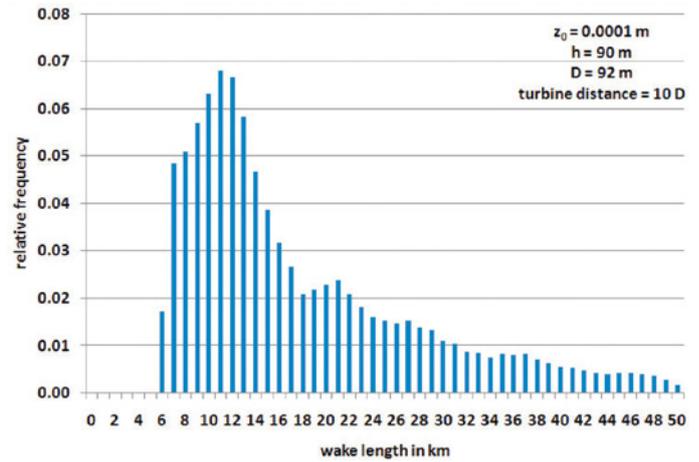
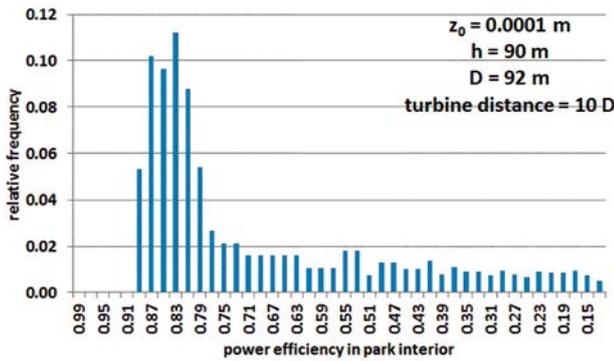


Abb. 3-14: Häufigkeitsverteilungen der Windertragsreduktion in einem Offshore-Windpark (links) und der Nachlaufänge eines Offshore-Windparks (rechts) auf der Grundlage der an FINO1 beobachteten Häufigkeitsverteilung der atmosphärischen Schichtung (Nabenhöhe 90 m, Rotordurchmesser 92 m, mittlerer Turbinenabstand: 10 Rotordurchmesser).

Aus einer ähnlichen Überlegung wie bei der Gleichgewichtsgeschwindigkeit im Parkinneren kann auch die Länge des Nachlaufs hinter großen Windparks abgeschätzt werden. Der Impuls, der zur Erholung der Windgeschwindigkeit auf den ungestörten Wert beiträgt kann wiederum nur von oben durch den turbulenten Impulsfluss geliefert werden. Die Wiederabnahme der Geschwindigkeitsreduktion hinter dem Windpark kann durch einen Exponentialansatz beschrieben werden:

$$R_n = \frac{u_{hn}(t)}{u_{h0}} = 1 + \left(\frac{u_{hn0}}{u_{h0}} - 1 \right) \exp(-\alpha t) \quad (12)$$

mit der reduzierten Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe am Leerand des Windparks u_{hn0} , der Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe im Nachlauf u_{hn} und der ungestörten Windgeschwindigkeit in Nabenhöhe stromauf des Windparks u_{h0} . Die zeitliche Abhängigkeit in Gleichung (12) wird mit einer mittleren Windgeschwindigkeit in eine räumliche Abhängigkeit umgerechnet. Das Ende des Nachlaufs wird hierbei als die Entfernung definiert, in der der potenzielle Windenergieertrag wieder 95 % des ursprünglichen Werts erreicht. Der meteorologische Einfluss erfolgt über den Exponentialkoeffizienten $\alpha = k u_* z / \Delta z^2$, wobei Δz der vertikale Abstand zwischen der Nabenhöhe und der ungestörten Windgeschwindigkeit oberhalb des Windparks ist und u_* von der Oberflächenrauigkeit und der atmosphärischen Schichtung abhängt.

Die Auswertung der in Abb. 3-13 oben dargestellten Ergebnisse zeigt eine Nachlaufänge von 4 bis 18 km bei neutraler Schichtung, wobei die größte Nachlaufänge bei der glatten Meeresoberfläche auftritt. Schichtungsabhängig kann die Nachlaufänge über der glatten Wasseroberfläche zwischen 10 und mehr als 40 km variieren (Abb. 3-13 unten), wobei die größte Nachlaufänge bei stabiler Schichtung auftritt.

Abb. 3-14 zeigt Häufigkeitsverteilungen des Windenergiepotenzials im Windparkinneren und der Nachlauf-

länge von sehr großen offshore-Windparks unter Zugrundelegung der real in den Jahren 2005 und 2006 an der Nordsee-Plattform FINO1 beobachteten atmosphärischen Schichtungsverhältnisse. Die häufigste Reduktion des Energieertrags erfolgt auf 0,83, der Median der Reduktion ist 0,80, das gewichtete Mittel 0,70, das 90. Perzentil liegt bei 0,37 und das 95. Perzentil bei 0,24. Die am häufigsten auftretende Nachlaufänge ist 11 km, der Median liegt bei 14 km, das gewichtete Mittel bei 17,7 km, das 90. Perzentil bei 31 km und 95. Perzentil der Nachlaufänge bei 37 km.

11 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die heutige Größe von Windkraftanlagen erzwingt eine stärkere Berücksichtigung verschiedener Phänomene der atmosphärischen Grenzschicht, vor allem solchen, die oberhalb der Prandtl-Schicht auftreten. Das alleinige Arbeiten mit Potenzgesetzen ist nicht mehr ausreichend. Vielmehr müssen Profilgesetze angewendet werden, die durchgängig in der Prandtl- und der Ekman-Schicht bis in mindestens 300 m Höhe gültig sind. Bei der Standortwahl sollten die in den Abschnitten 3 bis 9 beschriebenen Phänomene analysiert werden. Dazu zählen vor allem auch die instationären Vorgänge wie Tagesgänge der Windgeschwindigkeit und Grenzschichtstrahlströme. Bei der Planung von großen offshore-Windparks dürfen die über Land gemachten Erfahrungen nicht einfach auf das Meer übertragen werden. Durch die geringe Rauigkeit der Meeresoberfläche müssen dort die Abstände zwischen den einzelnen Windturbinen in einem Windpark sowie auch der Abstand großer Windparks voneinander deutlich größer gewählt werden als über dem rauen Land, um mit der gleichen Anzahl von Turbinen bei gleicher geostrophischer Windgeschwindigkeit die gleichen Erträge zu erzielen. Die meteorologische Analyse der Windverhältnisse in den untersten 300 m der Atmosphäre und ihrer Vorhersage sind somit heutzutage zu wichtigen Bestandteilen einer neuen meteorologischen Teildisziplin geworden, der Energiemeteorologie.

Literatur

- ALLNOCH, N., 1992: Windkraftnutzung im nordwestdeutschen Binnenland: Ein System zur Standortbewertung für Windkraftanlagen. Geographische Kommission für Westfalen, Münster, ARDEY-Verlag, 160 S.
- BILSTEIN, M., EMEIS, S., 2010: The Annual Variation of Vertical Profiles of Weibull Parameters and their Applicability for Wind Energy Potential Estimation. *DEWI Magazine* **36**, 42-46.
- BRADLEY, E. F., 1983: The influence of thermal stability and angle of incidence on the acceleration of wind up a slope. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* **15**, 231-242.
- EMEIS, S., 2001: Vertical variation of frequency distributions of wind speed in and above the surface layer observed by sodar. *Meteorol. Z.* **10**, 141-149.
- EMEIS, S., 2005: How well does a Power Law Fit to a Diabatic Boundary-Layer Wind Profile? *DEWI-Magazin* **26**, 59-62.
- EMEIS, S., 2010: A simple analytical wind park model considering atmospheric stability. *Wind Energy* **13**, 459-469.
- EMEIS, S., 2011: Weitreichender Windschatten. *Physik in unserer Zeit* **42**, 228-233.
- EMEIS S., 2012. Wind Energy Meteorology – Atmospheric Physics for Wind Power Generation, Green Energy and Technology. *Springer, Heidelberg*, 196 S.
- EMEIS, S., 2014a: Current issues in wind energy meteorology. *Met. Appl.* **21**, 803-819. DOI: 10.1002/met.1472.
- EMEIS, S. 2014b. Wind speed and shear associated with low-level jets over Northern Germany. *Meteorol. Z.* **23**, 295-304, DOI: 10.1127/0941-2948/2014/0551.
- EMEIS, S., TÜRK, M., 2009: Wind-driven wave heights in the German Bight. *Ocean Dyn.* **59**, 463-475.
- ETLING, D., 2002: Theoretische Meteorologie Eine Einführung, 2. Auflage. *Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York*.
- FOREMAN, R., 2012: Improved calculation of offshore meteorological parameters for applications in wind energy. PhD thesis. *Faculty of Mathematics and Natural Sciences, University of Cologne*, available from: <http://kups.ub.uni-koeln.de/4707>.
- FOREMAN, R., EMEIS, S., 2010: Revisiting the Definition of the Drag Coefficient in the Marine Atmospheric Boundary Layer. *J. Phys. Oceanogr.* **40**, 2325-2332.
- FOREMAN, R., EMEIS, S., 2012a: Method for increasing Turbulent Kinetic Energy in the Mellor-Yamada-Janjić boundary layer parametrization. *Bound.-Lay. Meteorol.* **145**, 329-349.
- FOREMAN, R., EMEIS, S., 2012b: Correlation equation for the marine drag coefficient and wave steepness. *Ocean Dynamics* **62**, 1323-1333.
- GERSTENGARBE, F.-W., WERNER, P.C., RÜGE, U. (Mitarb.), 1999: Katalog der Großwetterlagen Europas (1881 – 1998). Nach P. HESS und H. BREZOWSKY. 5. Auflage. *Deutscher Wetterdienst, Potsdam/Offenbach a. M.*, siehe <http://www.deutscher-wetterdienst.de/lexikon/download.php?file=Grosswetterlage.pdf> oder unter: <http://www.pik-potsdam.de/~uwerner/gwl/gwl.pdf>.
- GRYNING S.-E., BATCHVAROVA, E., FLOORS, R., PEÑA, A., BRÜMMER, B., HAHMANN, A.N., MIKKESEN, T., 2014: Long-term profiles of wind and Weibull distribution parameters up to 600m in a rural coastal and an inland suburban area. *Bound.-Lay. Meteorol.* **150**, 167-184.
- HOFF, A.M., 1987: Ein analytisches Verfahren zur Bestimmung der mittleren horizontalen Windgeschwindigkeiten über zweidimensionalen Hügeln, Vol. 28. *Ber. Inst. Meteorol. Klimatol. Univ. Hannover*, Hannover, 68 S.
- JUSTUS, C.G., HARGRAVES, W.R., MIKHAIL, A., GRABER, D., 1978: Methods for Estimating Wind Speed Frequency Distributions. *J. Appl. Meteor.* **17**, 350-353.
- OPTIS, M., A. MONAHAN, F.C. BOSVELD, 2014: Moving Beyond Monin-Obukhov Similarity Theory in Modelling Wind-Speed Profiles in the Lower Atmospheric Boundary Layer under Stable Stratification. *Bound.-Layer Meteorol.* **153**, 497-514, DOI 10.1007/s10546-014-9953-z.
- PEÑA, A., GRYNING, S.-E., MANN, J., HASAGER, C.B., 2010a: Length Scales of the Neutral Wind Profile over Homogeneous Terrain. *J. Appl. Meteor. Climatol.* **49**, 792-806.
- PEÑA, A., GRYNING, S.-E., HASAGER, C., 2010b: Comparing mixing-length models of the diabatic wind profile over homogeneous terrain. *Theor. Appl. Climatol.* **100**, 325-335.
- SATHE, A., GRYNING, S.-E., PEÑA, A., 2011: Comparison of the atmospheric stability and wind profiles at two wind farm sites over a long marine fetch in the North Sea. *Wind Energy* **14**, 767-780.
- TROEN, I., PETERSEN, E.-L., 1989: European Wind Atlas. *Risø National Laboratory, Roskilde*, Denmark, 656 pp.
- TÜRK, M., 2009: Ermittlung designrelevanter Belastungsparameter für Offshore-Windkraftanlagen. PhD thesis. *Faculty of Mathematics and Natural Sciences, University of Cologne*, available from: <http://kups.ub.uni-koeln.de/2799/>.
- TÜRK, M., EMEIS, S., 2010: The dependence of offshore turbulence intensity on wind speed. *J. Wind Eng. Industr. Aerodyn.* **98**, 466-471.
- WIERINGA, J., 1989: Shapes of annual frequency distributions of wind speed observed on high meteorological masts. *Bound.-Lay. Meteorol.* **47**, 85-110.

Repository KITopen

Dies ist ein Postprint/begutachtetes Manuskript.

Empfohlene Zitierung:

Emeis, S.

[Windphänomene in der atmosphärischen Grenzschicht, die die Nutzung der Windenergie entscheidend beeinflussen.](#)

2016. Promet - Meteorologische Fortbildung, 39

[10.5445/IR/1000061811](#)

Zitierung der Originalveröffentlichung:

Emeis, S.

[Windphänomene in der atmosphärischen Grenzschicht, die die Nutzung der Windenergie entscheidend beeinflussen.](#)

2016. Promet - Meteorologische Fortbildung, 39 (3/4), 151–162

Lizenzinformationen: [KITopen-Lizenz](#)