Beurteilung der Auswirkung der atmosphärischen Turbulenz auf die Schallausbreitung auf Grundlage einer Parameterstudie

Jasmin Hörmeyer, Tobias Bohne, Raimund Rolfes
Leibniz Universität Hannover - Institut für Statik und Dynamik, 30167 Hannover, Deutschland,
Email: j.hoermeyer@isd.uni-hannover.de

Einleitung

Im Rahmen des Projektes „WEA-Akzeptanz: Von der Schallquelle zur psychoakustischen Bewertung“ wird ein numerisches Schallausbreitungsmodell entwickelt, welches die komplexen atmosphärischen Umgebungsbedingungen berücksichtigt. Eine geeignete numerische Methode für ein atmosphärisches Schallausbreitungsmodell ist die auf der Helmholtz-Gleichung basierende CNPE (Crank Nicolson Parabolic Equation)-Method.
Maßgeblichen Einfluss auf die Schallausbreitung in der Atmosphäre hat die Turbulenz. Diese wird durch zeitliche Schwankungen der Temperatur und der Windgeschwindigkeit beschrieben und hat zur Folge, dass Schallwellen an turbulenten Wirbeln gestreut und vom ursprünglichen Ausbreitungsweg abgelenkt werden. Die Auswirkung dieser Schallstreuung auf die Schallausbreitung ist neben Temperatur- und Windgeschwindigkeitsänderungen auch von weiteren Parametern, wie der Größe turbulenter Wirbel und der Turbulenzintensität, abhängig.
In diesem Beitrag wird der Einfluss der Turbulenz durch Temperatur- und Windgeschwindigkeitsänderungen auf die Schallausbreitung untersucht, um zu beurteilen, welche Parameter einen relevanten Einfluss auf die Schallausbreitung haben. Durch zufällig generierte Schwankungen von Temperatur und Windgeschwindigkeit kann die atmosphärische Turbulenz in die CNPE-Methode implementiert werden.

Atmosphärische Schallausbreitung

In der Atmosphäre wird die Schallgeschwindigkeit c_0 mit der Windgeschwindigkeit v_w überlagert, woraus sich die effektive Schallgeschwindigkeit $c_{\text{eff}} = c_0 \pm v_w$ ableiten lässt. Die Höhenabhängigkeit der Windgeschwindigkeit wird entsprechend auf die effektive Schallgeschwindigkeit übertragen, welche zu einer Brechung der Schallwellen führt. In Abbildung 1 ist dieser geometrische Effekt in Gegenwindrichtung mit Hilfe von Schallstrahlen visualisiert. Aufgrund der Gegenwindrichtung nimmt die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe ab, wodurch die Schallwellen nach oben gebrochen werden und in Bodennähe geometrische Schattenzonen entstehen. [1]
Die Windgeschwindigkeiten unterliegen kontinuierlichen Änderungen um den Mittelwert, welche als atmosphärische Turbulenz bezeichnet werden. Aufgrund dieser Geschwindigkeitsänderungen weichen Fluidpartikel von ihren geraden Bahnen ab und es entstehen turbulente Wirbel. Ebenso führen Temperaturänderungen in der Atmosphäre zur Entstehung turbulenter Wirbel. An den turbulenten Wirbeln werden Schallwellen gestreut und vom ursprünglichen Ausbreitungsweg abgeleitet, wodurch Schallenergie in die geometrische Schattenzone eintreten kann. Die Streuung der Schallwellen ist in Abbildung 1 dargestellt. [2]

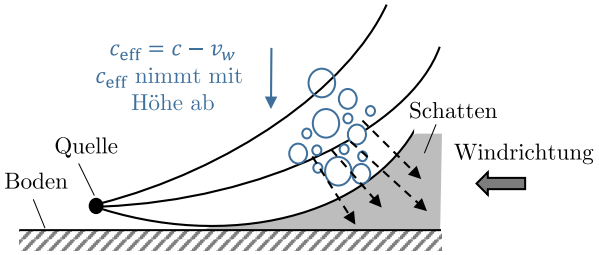

Abbildung 1: Refraktion von Schallwellen und Streuung des Schalls an turbulenten Wirbeln in die Schattenzone.

Parabolic Equation - Method

Die Parabolic Equation (PE)-Method ist eine numerische Methode zur Berechnung eines Schallfelds. In dem hier vorgestellten Schallausbreitungsmodell wird das Schallfeld anhand des Crank Nicolson Verfahrens der Finite Differenzen Methode (CNPE-Method) durchgeführt. In dieser Methode werden Rückstreuungen vernachlässigt. Es wird entsprechend nur in Ausbreitungsrichtung gerechnet, sodass diese Methode effizient ist und sich auch für die Berechnung großer Schallfelder im Freifeld eignet. [1]
Die PE-Methode basiert auf der Helmholtz-Gleichung, welche durch Annahme der Axialsymmetrie von 3D auf 2D reduziert wird. Beschrieben wird die Helmholtz-Gleichung durch

$$\frac{\partial^2 q}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} + k_{\text{eff}}^2\, q = 0, \qquad (1)$$
$$k_{\text{eff}} = \omega / c_{\text{eff}} \quad \text{und} \quad c_{\text{eff}} = c_0 \pm v_w,$$

mit der effektiven Wellenzahl k_{eff} und dem Schallfeld q. Die verwendeten Zylinderkoordinaten r und z sind in Abbildung 2 dargestellt. Neben der Annahme der Axialsymmetrie werden folgende weitere Annahmen getroffen:

- Anregung des Schallfeldes durch Punktschallquelle
- Keine Variation des Schalldrucks mit Winkel φ
- Näherung des atmosphärischen Windes durch effektive Schallgeschwindigkeit c_{eff}

Die Diskretisierung des Berechnungsbereiches erfolgt anhand eines äquidistanten Grids mit einem Abstand der

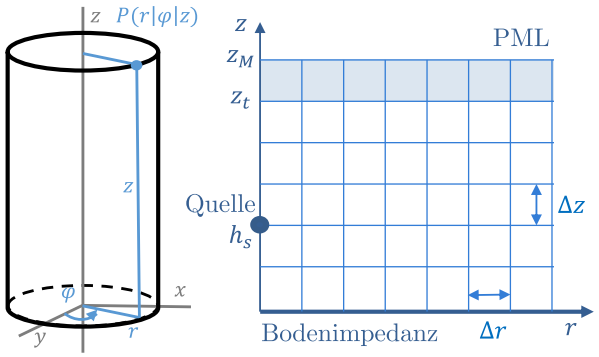

Abbildung 2: Darstellung der Zylinderkoordinaten (links) und des Berechnungsgebietes mit Diskretisierung und Randbedingungen (rechts).

Gridpunkte von jeweils einem Zehntel der Wellenlänge ($\Delta z = \Delta r = \lambda/10$). In Abbildung 2 ist dies in einer Prinzipskizze dargestellt. [1]

Die Randbedingung am unteren Rand des Berechnungsgebietes wird über die akustische Impedanz Z definiert und variiert entsprechend zwischen vollständig reflektierend ($Z \to \infty$) und teilweise bis vollständig absorbierend ($Z = \rho c$). Am oberen Rand des Berechnungsgebietes wird eine PML (Perfectly Matched Layer) eingesetzt, welche eine vollständige Absorption gewährleistet. Somit werden Reflexionen am Berechnungsrand vermieden und es wird ein Freifeld simuliert. In der PML wird die Wellenzahl k um den Imaginärteil k_i ergänzt:

$$k = \frac{c_{\text{eff}}}{\omega} + k_i \quad \text{mit} \quad k_i = iA_t(z - z_t)^2/(z_M - z_t)^2. \quad (2)$$

Die in Gleichung 2 verwendeten Höhen z_M und z_t sind in Abbildung 2 aufgeführt. Der Absorptionsgrad A_t ist frequenzabhängig. Der Imaginärteil der Wellenzahl führt dazu, dass die Amplitude gedämpft wird. Durch die Vernachlässigung von Rückstreuung ist am linken und rechten Rand des Berechnungsgebietes die Definition einer Randbedingungen nicht notwendig. [1]

Für die Berechnung des Schallfeldes wird die Startfunktion q_0 mit

$$q_0 = \sqrt{ik_a}\left(A_0 + A_2 k_a^2 z^2\right) \exp\left(-\frac{k_a^2 z^2}{B}\right) \quad (3)$$

verwendet. Die Variablen A_0, A_2 und B wurden nach Salomons [1] aus empirischen Studien gewonnen. Das Schallfeld setzt sich daraufhin wie folgt aus zwei Termen zusammen:

$$q(0,z) = \overbrace{q_0(z - h_s)}^{\text{Direktes Schallfeld}} + \overbrace{Cq_0(z + h_s)}^{\text{Reflektiertes Schallfeld}}, \quad (4)$$
$$\text{mit} \quad C = (Z-1)/(Z+1).$$

Der erste Term beschreibt das Direktschallfeld und der zweite Term das am Boden reflektierte Schallfeld durch Multiplikation der Startfunktion mit dem Bodenfaktor C. Die Quellhöhe wird mit h_s beschrieben und ist in Abbildung 2 aufgeführt. Die Berechnung des Schallfeldes startet an der Position $q(0,z)$ und wird schrittweise mit $q(r,z) \to (r + \Delta r, z)$ in positive r-Richtung extrapoliert. Die Wellenzahl k ist eine Funktion der Höhe z und somit unabhängig der Ausbreitungsrichtung r. [1]

Implementierung der Turbulenz

Äquivalent zur effektiven Schallgeschwindigkeit c_{eff} berechnet sich der (akustische) Brechungsindex n zu

$$n = \overline{n} + \mu = \frac{c_0}{c_{\text{eff}}}. \quad (5)$$

Der Brechungsindex in der turbulenten Atmosphäre schwankt an jedem Punkt um einen Durchschnittswert $\overline{n}$. Die turbulenten Schwankungen werden mit μ bezeichnet und c_0 beschreibt einen Referenzwert der Schallgeschwindigkeit.
Turbulente Felder in der Atmosphäre können mit der Gauß'schen Korrelationsfunktion $B(R)$ mit

$$B(R) = \mu^2 \exp\left(\frac{-R^2}{a^2}\right), \quad (6)$$

$$\text{mit} \quad \mu^2 = \frac{\sigma_T^2}{4T_0^2} + \frac{\sigma_w^2}{c_0^2} \quad (7)$$

charakterisiert werden. Damit die Verwendung der Gauß'schen Korrelationsfunktion gültig ist, werden die Annahmen getroffen, dass das turbulente Spektrum homogen und isotrop ist und, dass es sich um einen „Schnappschuss" des zeitlich veränderlichen turbulenten Feldes handelt. [2]

Nach Salomons [1] beträgt die Korrelationslänge a in atmosphärischer Turbulenz 1 m. Das zweidimensionale Feld wird in R beschrieben. Wie in Gleichung 7 aufgeführt, werden die Varianz der Temperatur σ_T^2 und der Windgeschwindigkeit σ_w^2 auf Referenzwerte der Temperatur und der Schallgeschwindigkeit bezogen. Für diese Referenzwerte werden $T_0 = 273\,\text{K}$ und $c_0 = 330\,\text{m/s}$ verwendet.
Aus einer Fourier-Transformation der Gauß'schen Korrelationsfunktion $B(R)$ lässt sich die spektrale Dichte einer homogenen Zufallsfunktion ableiten. Die Turbulenz wird anschließend durch Multiplikation des Schallfeldes mit einem höhenabhängigen Phasenfaktor $\exp(ik_a\mu\Delta r)$ nach jedem Berechnungsschritt berücksichtigt. [2]

Verifizierung des Schallausbreitungsmodells

Die Verifizierung des Schallausbreitungsmodells wird anhand eines Benchmark-Cases durchgeführt. In dem Benchmark-Case von Attenborough et al. [3] sind vier Fälle mit jeweils verschiedenen Profilen der effektiven Schallgeschwindigkeit aufgeführt. In diesem Beitrag wird exemplarisch der Fall 1 vorgestellt, welcher von einem mit der Höhe konstanten effektiven Schallgeschwindigkeitsprofil gekennzeichnet ist. Somit ist keine Brechung der Schallwellen in der Atmosphäre vorhanden. Folgend werden die charakteristischen Merkmale des Benchmark-Cases aufgeführt:

- Frequenz: $f = 100\,\text{Hz}$
- Quellhöhe: $h_s = 5\,\text{m}$
- Empfängerhöhe: $h_r = 1\,\text{m}$

- Distanz: $D = 200\,\mathrm{m}$
- Konstantes Geschwindigkeitsprofil
- Keine atmosphärische Turbulenz

In Abbildung 3 ist der relative Schalldruckpegel über die Distanz aufgetragen. Die Abnahme des Schalldruckpegels des hier vorgestellten Schallausbreitungsmodells hat eine sehr gute Übereinstimmung mit der Abnahme des Schalldruckpegels aus dem Benchmark-Case nach Attenborough et al. [3]. Das Schallausbreitungsmodell kann somit als verifiziert angenommen werden.

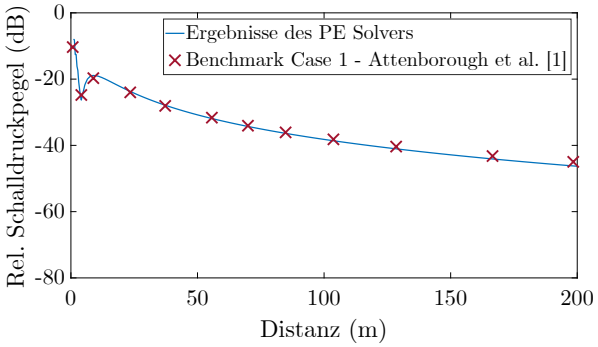

Abbildung 3: Berechneter relativer Schalldruckpegel in Ausbreitungsrichtung im Vergleich zum Benchmark-Case 1 nach Attenborough et al. [3].

Auswirkung der Turbulenz auf die Schallausbreitung

Um den Einfluss der atmosphärischen Turbulenz infolge von Änderungen der Temperatur und Windgeschwindigkeiten auf die Schallausbreitung zu beurteilen, werden in diesem Beitrag zwei Beispiele untersucht. Diese Beispiele unterscheiden sich in der atmosphärischen Schallbrechung. Es wird eine Atmosphäre ohne Schallbrechung und eine mit nach oben gebrochenem Schall (Gegenwindrichtung) betrachtet. Folgende Parameter werden in beiden Fällen zur Berechnung der Schallausbreitung verwendet, wobei die Werte der Varianz der Windgeschwindigkeits- und der Temperaturänderung von Literaturwerten nach Daigle et al. [4] abgeleitet sind:

- Frequenz: $f = 250\,\mathrm{Hz}$
- Quellhöhe: $h_s = 5\,\mathrm{m}$
- Empfängerhöhe: $h_r = 1\,\mathrm{m}$
- Distanz: $D = 1500\,\mathrm{m}$
- Varianz des Windes: $\sigma_w^2 = 1,75 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{m^2/s^2}$
- Varianz der Temperatur: $\sigma_t^2 = 4,5 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{m^2/s^2}$

Atmosphäre ohne Schallbrechung

In Abbildung 4 ist die Abnahme des relativen Schalldruckpegels in Ausbreitungsrichtung in einer Atmosphäre ohne Schallbrechung dargestellt. In dieser Abbildung wird der Einfluss der Turbulenz durch

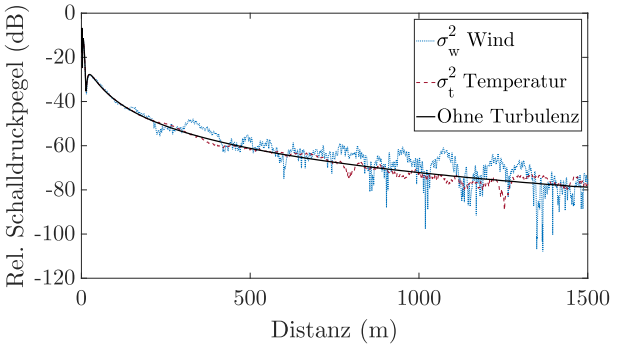

Abbildung 4: Relativer Schalldruckpegel in Ausbreitungsrichtung in einer Atmosphäre ohne Schallbrechung

Windgeschwindigkeits- und Temperaturänderungen auf die Schallausbreitung gezeigt. In nicht turbulenter Atmosphäre ist eine stetige Abnahme des Schalldruckpegels mit der Distanz vorzufinden. Infolge von Turbulenz durch Windgeschwindigkeitsänderungen fluktuieren die Schalldruckpegel stark, wohingegen die Schalldruckpegel infolge von Turbulenz durch Temperaturänderungen nur geringfügig schwanken. Der Einfluss der Turbulenz durch Windgeschwindigkeiten hat aufgrund der höheren Varianz einen dominierenden Effekt auf die Schallausbreitung im Vergleich zur Turbulenz durch Temperaturänderungen.

Nach oben gebrochene Atmosphäre

In Abbildung 5 ist der relative Schalldruckpegel in Ausbreitungsrichtung in einer nach oben gebrochenen Atmosphäre dargestellt. In dieser Abbildung wird ebenfalls der Einfluss der Turbulenz durch Windgeschwindigkeits- und Temperaturänderungen auf die Schallausbreitung gezeigt. In nicht turbulenter und nach oben gebrochener Atmosphäre bildet sich eine geometrische Schattenzone aus. Infolgedessen fällt der Schalldruckpegel über kurze Distanz stark ab. Bei Berücksichtigung von Turbulenzen durch Windgeschwindigkeitsänderungen ist der Schalldruckpegel in der geometrischen Schattenzone über die Distanz erhöht und schwankend. Der Schalldruckpegel infolge von Turbulenz durch Temperaturänderungen ist ebenfalls höher als in nicht turbulenter Atmosphäre. Im Vergleich zur Atmosphäre mit Turbulenz durch Windge-

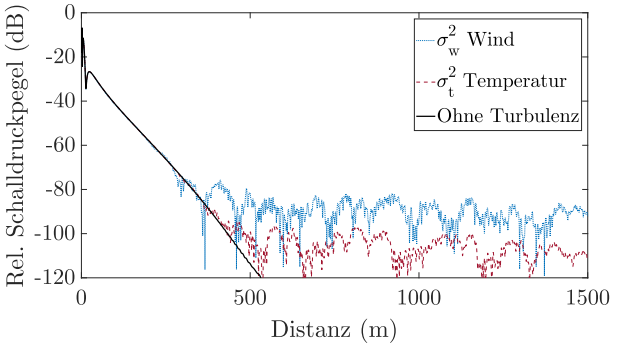

Abbildung 5: Relativer Schalldruckpegel in Ausbreitungsrichtung in einer nach oben gebrochenen Atmosphäre.

schwindigkeitsänderungen ist dieser mit ca. 20 dB wesentlich geringer. Die zuvor getroffene Aussage, dass Turbulenzen infolge von Windgeschwindigkeitsänderungen dominierende Effekte auf die Schallausbreitung haben, wird somit bestätigt.

Der Einfluss der Turbulenz auf die Schallausbreitung in einer nach oben gebrochenen Atmosphäre im Schallfeld ist in Abbildung 6 visualisiert. Im oberen Bild ist die Schallausbreitung in nicht turbulenter, nach oben gebrochener Atmosphäre aufgeführt. Die geometrische Schattenzone bildet sich in einer Distanz von ca. 300 m aus. In der geometrischen Schattenzone ist der Schalldruckpegel deutlich geringer. Zum Vergleich ist im unteren Bild die Schallausbreitung in turbulenter, nach oben gebrochener Atmosphäre visualisiert. Die atmosphärische Turbulenz basiert in diesem Beispiel auf Windgeschwindigkeitsänderungen. Die Schallwellen werden aufgrund der atmosphärischen Turbulenz sichtbar in die geometrische Schattenzone gestreut. Folglich ist in der geometrischen Schattenzone, wie auch in Abbildung 5 dargestellt, ein deutlich höherer und schwankender Schalldruckpegel zu erwarten.

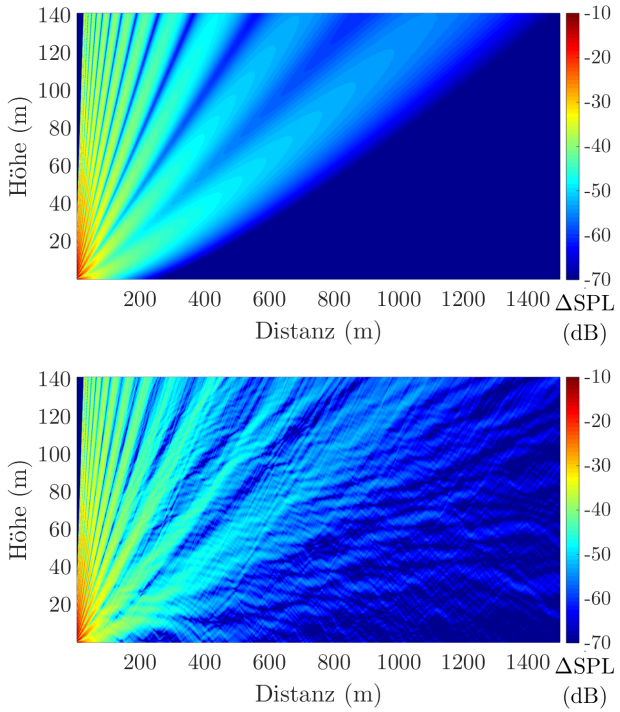

Abbildung 6: Relativer Schalldruckpegel in nach oben gebrochener Atmosphäre. Oben: ohne Turbulenz, unten: mit Turbulenz durch Windgeschwindigkeitsänderungen.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Beitrag wurde ein atmosphärisches Schallausbreitungsmodell vorgestellt. Neben der Erläuterung der Crank Nicolson Parabolic Equation-Method, auf der das Schallausbreitungsmodell basiert, wurde die Implementierung der atmosphärischen Turbulenz in das Modell beschrieben. Anschließend wurde die Schallausbreitung in turbulenter, nicht refraktierender und in turbulenter, nach oben gebrochener Atmosphäre ermittelt und die Auswirkung der Turbulenz auf die Schallausbreitung diskutiert. Die Schallstreuung infolge von Turbulenz durch Geschwindigkeitsänderungen sind dominanter und haben eine wesentlich höhere Auswirkung auf die Schallausbreitung als die Schallstreuung infolge von Turbulenz durch Temperaturänderungen. Die Streuung des Schalls in die geometrischen Schattenzonen der nach oben gebrochenen Atmosphäre werden anhand Simulationsergebnissen verdeutlicht.
Zukünftig wird das vorgestellte Schallausbreitungsmodell erweitert. Unter anderem wird die derzeitig als Monopol definierte Schallquelle durch die Schallquelle einer Windenergieanlage ergänzt. Zusätzlich wird die Nachlaufströmung einer Windenergieanlage in Hinblick auf die Auswirkung auf die Schallausbreitung in das Modell implementiert.

Danksagung

Das Institut für Statik und Dynamik ist Teil des Zentrums für Windenergieforschung „ForWind“. Die Forschungsaktivitäten der Leibniz Universität Hannover im Rahmen des Projektes „WEA-Akzeptanz“ werden zusammen mit dem Verbundpartner Senvion GmbH durchgeführt und vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages (FKZ 0324134A) gefördert. Die Autoren möchten sich für diese Unterstützung beim Zuwendungsgeber herzlich bedanken. Weitere Informationen können der Projekthomepage `www.wea-akzeptanz.uni-hannover.de` entnommen werden.

Literatur

[1] Salomons, E. M.: Computational Atmospheric Acoustics. Springer Science+Buisness Media B.V., Dordrecht, 2001

[2] Ostashev, V. E.; Wilson, D. K.: Acoustics in Moving Inhomogeneous Media, 2. Edition, CRC Press, Boca Raton, 2016

[3] Attenborough, K.; Taherzadeh, S.; Bass, H. E.; Di, X.; Raspet, R.; Becker, G. R.; Güdesen, A.; Chrestman, A.; Daigle, G. A.; L'Espérance, A.; Gabillet, Y.; Gilbert, K. E.; Li, Y. L.; White, M. J.; Naz, P.; Noble, J. M.; van Hoof, H. A. J. M.: Benchmark cases for outdoor sound propagation models. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 97-1 (1995), 173 - 191

[4] Daigle, G. A.; Piercy, J. E.; Embleton, T. F. W.: Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves near a hard boundary. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 64-2 (1978), 622 - 630