

WINDKANALSIMULATION DER ÜBERSTRÖMUNG VON WALDRÄNDERN: ENERGIEHAUSHALT UND DRUCKFLUKTUATIONEN

A WIND TUNNEL STUDY OF THE FLOW ACROSS A FOREST EDGE: ENERGY BUDGET AND PRESSURE FLUCTUATIONS

M. Zschke, B. Ruck

Laboratorium für Umwelt- und Gebäudeaerodynamik
Institut für Hydromechanik
Universität Karlsruhe (TH)
76128 Karlsruhe
zaschke@ifh.uka.de

Schlagworte: Atmosphärische Grenzschicht, Druckschwankungen, Permeables Hindernis
Key words: atmospheric boundary layer, pressure fluctuations, permeable obstacles

Zusammenfassung

Das Strömungsfeld vor und oberhalb eines Waldmodells wurde mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie vermessen. Die Bilanz der turbulenten kinetischen Energie wurde mit dem Ziel ausgewertet, eine Information über die Rolle von Druckschwankungen zu gewinnen. Ergänzend wurden auch direkte Druckmessungen am Boden des Windkanals durchgeführt. Folgende Beobachtungen wurden gemacht: 1. Turbulente kinetische Energie wird in erhöhtem Maße bereits in der Region vor der Waldkante produziert und dann durch Drucktransport nach oben befördert. 2. Die Krümmung der Stromlinien im kantennahen Bereich führt zu einer Unterdrückung der vertikalen Varianz in der Scherschicht über der Vegetation und wirkt so dem *return-to-isotropy* entgegen. 3. Die kohärenten Strukturen, die sich hinter der Waldkante entwickeln, hinterlassen ihre „Fußabdrücke“ in Form von Druckfluktuationen, die am Boden messbar sind.

1 Einleitung

Aus aerodynamischer Sicht stellt der Übergang von einer niedrig bewachsenen Fläche zu Wald einen komplizierten Fall dar. Zum einen wirken die vordersten Bäume als räumliches Hindernis und verlagern die Strömung nach oben. Es ändert sich also nicht nur die Rauigkeitslänge sondern auch die Versatzhöhe. Zum anderen weichen die Charakteristiken der Strömung über Vegetationsflächen teilweise wesentlich von denen über herkömmlichen Grenzschichten ab. Der vertikale Austausch von Impuls und skalaren Größen wird von großskaligen kohärenten Strukturen dominiert, die tief ins Innere des Bewuchses eindringen (siehe Raupach et al. 1996) und deren Dynamik Gegenstand zahlreicher Forschungsarbeiten war und ist. Im Fall von Waldkanten stellt sich nun die Frage, wie sich diese Strukturen herausbilden und ab welchem Abstand von der Kante sie voll entwickelt sind.

In Zschke, Ruck 2006 wurde die Strömung über eine Waldkante zunächst aus der sehr vereinfachten Perspektive „Strömung über eine permeable Stufe“ untersucht. Es ging dabei primär um das Geschehen unmittelbar hinter der Kante und das „Flapping“ der Scherschicht durch die anströmende Grenzschichtturbulenz. Im vorliegenden Bericht werden Untersu-

10.2

chungen an einem naturnäheren Modell vorgestellt, dass im Unterschied zum Schaumstoff eine größere Oberflächenrauigkeit aufweist und über dem sich eher die für Vegetationsschichten typischen großen Wirbelstrukturen bilden können.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Windkanal

Der experimentelle Aufbau entspricht im Wesentlichen dem in Zäschke, Ruck 2006 geschilderten. Die Höhe der einzelnen Rauigkeitselemente wurde allerdings halbiert, um eine geringere Rauigkeitslänge zu erzielen. Bei dem verwendeten Modellmaßstab von 1:200 ergibt sich $z_{0,Natur} = 200 * z_{0,Modell} = 200 * 0,0007 \text{ m} = 0,14 \text{ m}$. Die Rauigkeit entspricht somit etwa den Verhältnissen über Weideland mit vereinzelt Bäumen.

2.2 Modell

Es wurde ein Modellwald aus etwa 14000 einzelnen flexiblen Gummizylindern von 10 cm Höhe verwendet. Das Modell nimmt die gesamte Kanalbreite ein und ist ca. 1 m lang. Am Boden des Modells wurden in dem Bereich von $x = -4 h$ bis $x = 7 h$ ($h =$ Baumhöhe) entlang der Mittelachse Druckmessstellen in einem Abstand von 10 bzw. 5 cm eingerichtet. Da das Modell ungefähr 10 % des Kanalquerschnitts blockiert, wurde das Dach des Windkanals angepasst, so dass an der Oberseite kein Druckgradient mehr vorhanden war.

2.3 Messtechnik

Die Ausstattung mit LDA und Hitzdrahtanemometern wurde bereits in Zäschke, Ruck 2006 beschrieben. Der Grossteil der LDA-Messungen erfolgte mit einer Abtastrate von 500 Hz und über eine Gesamtdauer von 52 Sekunden. Mit dem Ziel, die Dissipation zu bestimmen, wurden einzelne Messungen mit 2000 Hz durchgeführt (siehe 3.1.). Die Druckmessungen erfolgten mit Druckmessdosen der Marke SETRA. Mit ihnen wurde die Differenz zwischen dem Druck an der Messstelle und einem annähernd konstanten Referenzdruck gemessen, der stromaufwärts des Modells an der Decke des Windkanals abgegriffen wurde. Die Messung von Druckschwankungen macht es üblicherweise erforderlich, Dämpfung und Resonanz in den Schläuchen zwischen Druckmessstelle und Druckdose zu berücksichtigen. Allerdings war es möglich, die Druckmessgeräte direkt unterhalb des Modellbodens zu befestigen und auf diese Weise mit nur sehr kurzen (30 cm) Schläuchen zu arbeiten. Es wurden vorher Tests mit verschiedenen Schlauchlängen (5 cm bis 1,5 m) durchgeführt, die ergaben, dass bei Frequenzen bis zu 30 Hz im 30-cm-Schlauch keine nennenswerte Dämpfung auftrat und die Messergebnisse somit ohne weitere Bearbeitung direkt verwendet werden konnten.

3 Messergebnisse und Auswertung

3.1 Einpunktstatistiken und Energiehaushalt

Wegen der nicht zu vernachlässigenden Krümmung der mittleren Stromlinien im Nahbereich der Kante wurde die gesamte Auswertung aller tensorieller Größen in Stromlinienkoordinaten durchgeführt. Ein Stromlinienkoordinatensystem für im Mittel quasi-zweidimensionale Strömungen wurde in (Finnigan 1983) entwickelt.

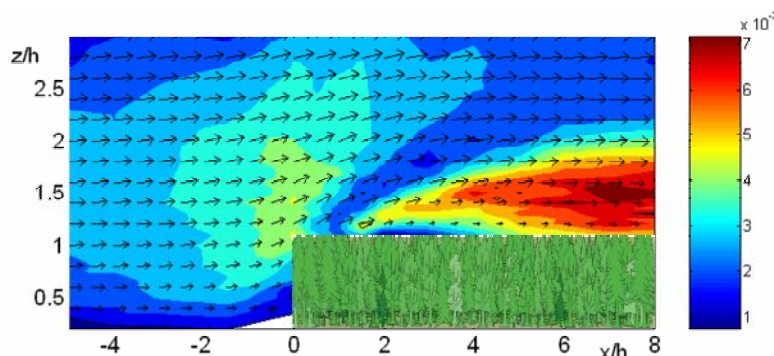


Abb. 1: Reynoldsspannungen $\langle u'w' \rangle$ in Stromlinienkoordinaten, Pfeile: mittlere Strömungsgeschwindigkeit

Die mittleren Geschwindigkeiten und Reynoldsspannungen ähneln sehr den von Morse et al., 2002, im Windkanal gemessenen. Die Autoren fanden bei ihrem Modell ein Extremum der Reynoldsspannungen bei $x \approx 7 h$ und $z \approx 1,6 h$. Dies ist auch in unserem Modell zu sehen, allerdings wurden jenseits von $8 h$ auch keine Messungen mehr gemacht. Ein weiteres Charakteristikum, das auch unter Naturverhältnissen beobachtet werden konnte ist, dass $\langle w'^2 \rangle$ hinter der Kante langsamer wächst als $\langle u'^2 \rangle$ und die Turbulenz im kantennahen Bereich entsprechend anisotrop ist. Dies wird z.B. von Irvine 1997 darauf zurückgeführt, dass die vertikale Varianz erst durch den *return-to-isotropy*-Mechanismus Energie aus der longitudinalen Varianz bezieht während letztere wegen der hohen Scherung dU/dz und den bereits in der Anströmung vorhandenen Vertikalschwankungen w' gleich in hohem Maße direkt hinter der Kante produziert wird. Es wird allerdings keine Aussage darüber gemacht, mit welcher Rate sich die Umverteilung vollzieht. In diesem Zusammenhang ist eine Betrachtung der Transportgleichungen für $\langle u'^2 \rangle$ und $\langle w'^2 \rangle$ von Interesse. In Stromlinienkoordinaten lauten die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} = & -2\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + 2\overline{u'w'} \cdot \Omega - \frac{2}{\rho} \overline{u'} \frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial \overline{u'^3}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'^2 w'}}{\partial y} \right) \\ & + \frac{1}{L_a} \left(\overline{u'^3} - 2\overline{u'w'^2} \right) + \frac{3}{R} \overline{u'^2 w'} + \text{viskose Terme} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 1})$$

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial x} = & -4\overline{u'w'} \frac{\bar{u}}{R} + 2\overline{w'^2} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{\rho} \overline{w'} \frac{\partial p}{\partial y} - \left(\frac{\partial \overline{u'w'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w'^3}}{\partial y} \right) \\ & + \frac{3\overline{u'w'^2}}{L_a} + \frac{1}{R} \left(\overline{w'^3} - 2\overline{u'^2 w'} \right) + \text{viskose Terme} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 2})$$

mit

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\bar{u}} \left(\Omega + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right), \quad \frac{1}{L_a} = \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad \text{und} \quad \Omega = \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}$$

Die ersten beiden Terme sind Produktionsterme, es folgt jeweils der Druckterm und die Diffusionsterme. Anteile, die die Viskosität enthalten, wurden nicht angegeben.

Der erste Term in Gl. 2 beinhaltet den Einfluss der Stromlinienkrümmung auf die Produktion der Varianz quer zur Stromlinienrichtung. Bei stabiler Stromlinienkrümmung ($R > 0$) wird die-

10.4

ser Term zur Senke für $\langle w'^2 \rangle$. In Fig. 3 ist der Wert dieser Größe über das vermessene Strömungsfeld dargestellt und man erkennt, dass die starke Krümmung im kantennahen Bereich einen nennenswerten Einfluss auf die Verteilung von $\langle u'^2 \rangle$ und $\langle w'^2 \rangle$ hat und dem *return to isotropy* hinter der Kante entgegenwirkt (der Term ist im Bereich bis $x \approx 3 h$ von derselben Größenordnung wie die übrigen Terme)

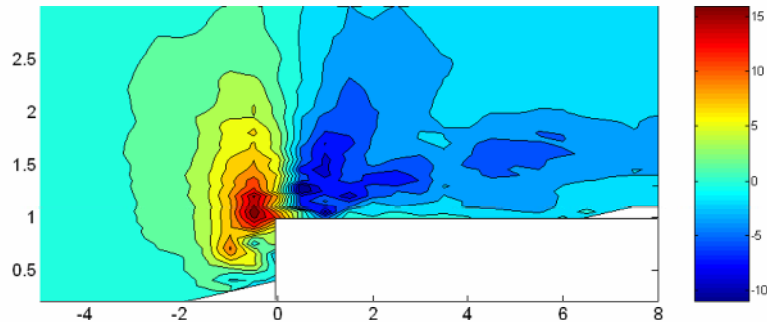


Abb. 2: Verteilung des Terms $-4\overline{u'w'}\frac{\bar{u}}{R}$ von Gl. 2

Die Terme, deren Ermittlung aus der flächenhaften Auswertung der Einpunktstatistiken problematisch (oder unmöglich) ist, sind viskose Diffusion, Dissipation und Druckterme. Die Dissipation lässt sich aus den an einem Punkt gemessenen Zeitreihen annähernd bestimmen, falls dort lokale Isotropie angenommen werden kann. In diesem Fall gelten im Inertialbereich die Kolmogorovgesetzte:

$$fS_{uu}(f) = \alpha_u \varepsilon^{2/3} (2\pi f / \bar{u})^{-2/3} \quad (\text{Gl. 3})$$

$$fS_{ww}(f) = \alpha_w \varepsilon^{2/3} (2\pi f / \bar{u})^{-2/3} \quad (\text{Gl. 4})$$

Für α_u kann ein Wert von 0.55 angesetzt werden (siehe Brunet et al. 1994). Diese Art der Bestimmung der Dissipation ist etwas unsicherheitsbehaftet, da nicht in jedem Fall lokal isotrope Verhältnisse vorliegen. Bei lokaler Isotropie muss streng genommen gelten: $\alpha_w = 4/3 \alpha_u$. Bei zahlreichen Untersuchungen rauher Grenzschichten in Windkanälen wurden allerdings eher Werte von etwa $\alpha_w / \alpha_u = 1$ gefunden (z.B. Antonia, Raupach 1993). Ungeachtet der Unsicherheiten wurde Gl. 3 zumindest an drei Profilen (siehe unten) ausgewertet, um wenigstens einen ungefähren Wert für die Dissipation zu erhalten. Um einen möglichst großen Teil des Inertialbereiches aufzulösen, wurden die LDA-Messungen dort mit 2000 Hz durchgeführt.

Unter der Annahme einer geringen viskosen Diffusion konnten die Druckterme dann aus dem Residuum bestimmt werden.

In Übereinstimmung mit der Theorie sind bei $x=-5h$, also weit genug vor der Waldkante, Produktion und Dissipation annähernd im Gleichgewicht während Advektion und Diffusion kaum eine Rolle spielen (Abb. 3). Dies mag auch als Test dafür gelten, dass die Dissipation annähernd richtig erfasst werden konnte. Auffällig ist dagegen das Ungleichgewicht bei $x=-0,75 h$. Vor der Kante setzt eine erhöhte Produktion an turbulenter kinetischer Energie ein, hervorgerufen durch die Verlangsamung der mittleren Strömung, die zu hohen Werten für den ersten Term auf der rechten Seite von Gl. 1 führt. Die übrigen Terme, einschließlich der Dissipation reichen nicht aus, um diese Überproduktion zu kompensieren. Daher muss die überschüssige Energie durch Druckschwankungen aus dem Bereich vor der Kante transportiert werden. Im oberen Bereich von Profil 3 ergibt sich das gegenteilige Bild. Da bei dem in Abb. 4 gekennzeichneten Bereich B die Bilanz auch ohne Dissipation bereits negativ ist, kann also mit Sicherheit gefolgert werden, dass Turbulenz aus dem Bereich unmittelbar vor der Waldkante durch Drucktransport in die Region oberhalb des Bestandes transportiert

wird. Für den verwandten Fall der Strömung über Windschutzstreifen wurde in (Finnigan, Bradley 1983) ein ebensolcher Mechanismus vermutet. Da aber keine Messungen vor dem Hindernis gemacht wurden, konnte dies nicht belegt werden.

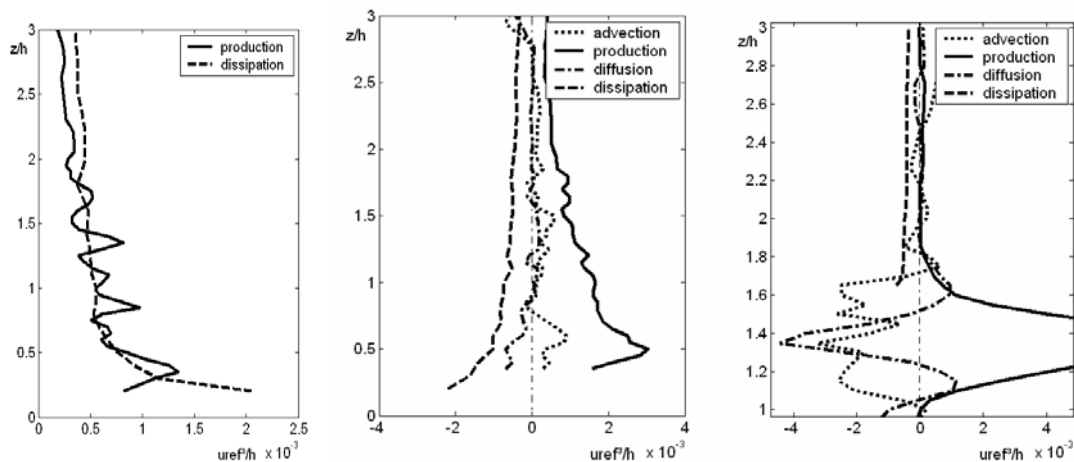


Abb. 3: Energiebudgets entlang der Vertikalprofile bei $x=-5h$ (links, Dissipation zum besseren Vergleich positiv eingezeichnet), $x=-0,75 h$ (Mitte), $x=2,5 h$ (rechts, Dissipation unterhalb $z=1,7 h$ nicht bestimmbar)

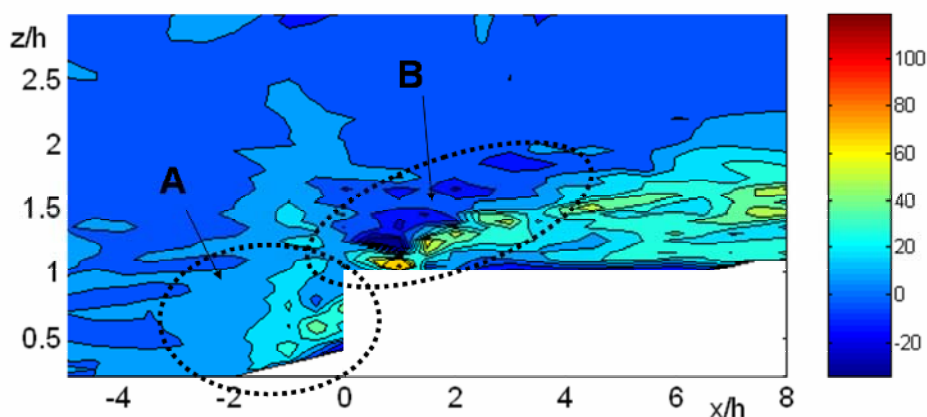


Abb. 4: Energiebilanz ohne Dissipation, viskose Diffusion und Druckterme, A: Bereich mit Überschuss B: Bereich mit Defizit

3.2 Druckschwankungen

Der statische Druck wurde am Boden des Modells mit dem in 2.3. beschriebenen Aufbau gemessen. Mittlerer Druck und Standardabweichung sind in Abb. 5 angegeben. Vor der Waldkante ist nicht nur der statische Druck besonders hoch, sondern auch die Druckschwankungen.

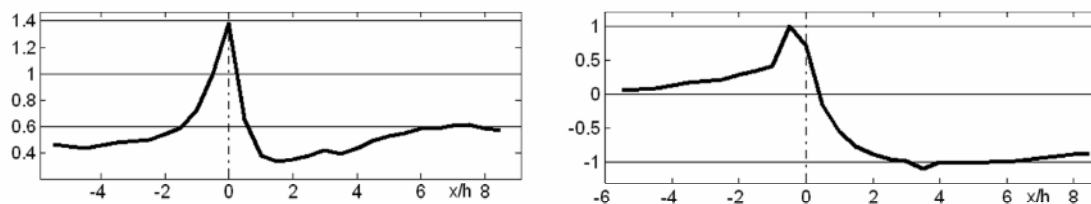


Abb. 5: Links: Normalisierte Standardabweichung der Druckschwankungen $\sigma_p / \sigma_{p,ref}$ (wobei $\sigma_{p,ref} = \sigma_p(x = -0.5h)$), Rechts: Normalisierter mittlerer Druckverlauf

3.3 Druck-Geschwindigkeits-Korrelationen

Das Geschwindigkeitsfeld wurde mit einem Hitzdrahtanemometer vermessen, während synchron die statischen Drücke an zwei Positionen aufgezeichnet wurden. Da die Hitzdrahtmessungen mit einer X-Sonde durchgeführt wurden, deren Akzeptanzwinkel nur bei maximal 45° liegt, konnten über dem Wald erst ab einer Höhe von $z=1,5 h$ Messungen vorgenommen werden, da weiter unten die Turbulenzintensität zu groß war.

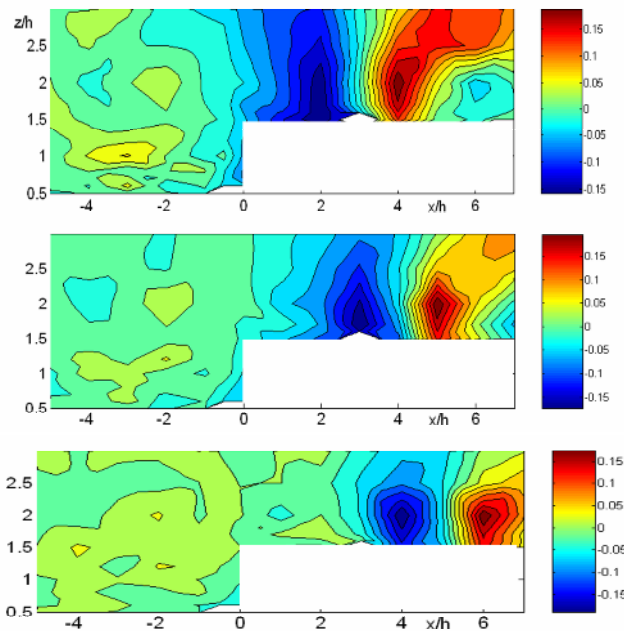


Abb. 6: Normierte Korrelation der Druckschwankungen bei $x=3h$ am Boden mit den Vertikalfluktuatio-

$$\text{nen } \frac{p'(x=3h,t)w'(x,z,t+\Delta t)}{\sigma_p \sigma_w}; \text{ oben: } \Delta t=0\text{s, Mitte: } \Delta t=0,04\text{s, unten: } \Delta t=0,08\text{s}$$

Position 1 für die Druckmessungen befand sich unmittelbar vor der Waldkante ($x = -0.5 h$), dort wo die maximalen Drücke auftreten. Position 2 lag bei $x = 3 h$, also unterhalb der Modellvegetation. Die signifikante Korrelation zwischen vertikalen Geschwindigkeiten und Druck an Position 2 (Abb. 6) entsteht durch die kohärenten Strukturen, die sich hinter der Waldkante bilden und zu Druckschwankungen führen, die am Boden reflektiert werden. Die Bewegung der Strukturen ist anhand der Korrelation für verschiedene Zeitdifferenzen zu erkennen. Wie zu erwarten, ist dagegen die Korrelation des Druckes an Position 1 mit den Horizontalgeschwindigkeiten besonders groß. Abb. 6 vermittelt das Bild, dass hohe Drücke vor der Kante durch die großskalige Turbulenz in der Anströmung erzeugt werden und das dort eine Umlenkung der angreifenden Luftmassen nach oben stattfindet. Dies würde auch den in 3.1. diskutierten Drucktransport erklären. Die Zeitskala der direkt auf die Kante treffenden Belastungen ist größer als die der Scherschichtwirbel hinter der Kante. Inwiefern die Herausbildung dieser Wirbel von der inaktiven Turbulenz der ankommenden Grenzschicht angetrieben wird, ist Gegenstand derzeitiger Untersuchungen.

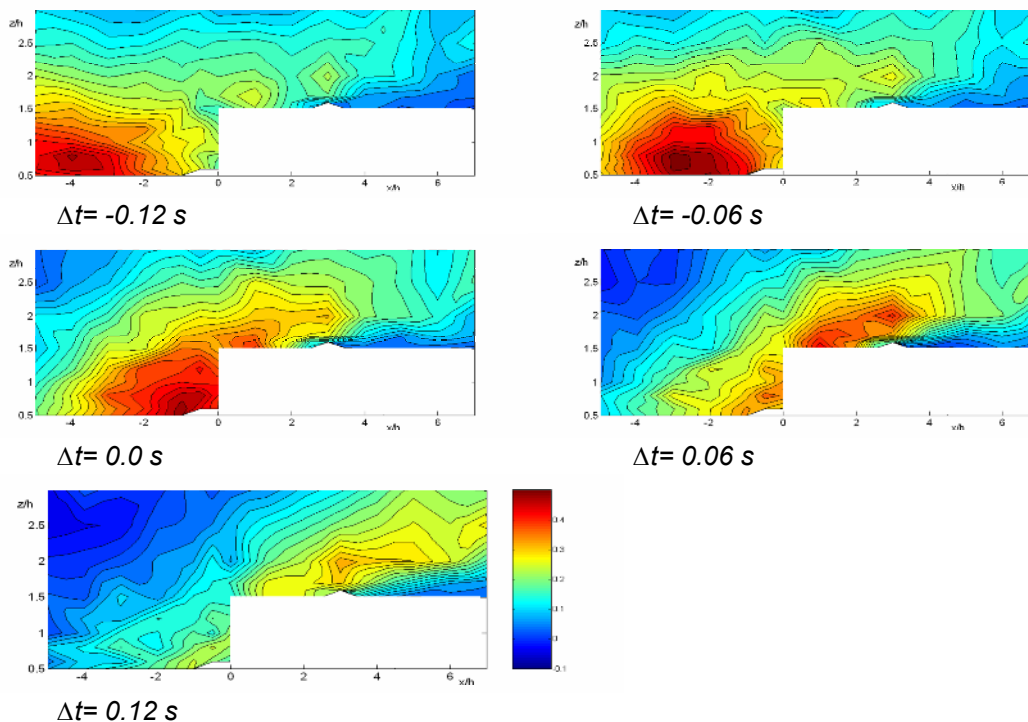


Abb. 7: Normierte Korrelation der Druckschwankungen bei $x = -0.5 h$ am Boden mit den Horizontalfluktuationen

$$\frac{p'(x = 3h, t)u'(x, z, t + \Delta t)}{\sigma_p \sigma_u} \text{ für verschiedene } \Delta t$$

Literatur

- Antonia, R.A., Raupach, M.R., 1993: Spectral Scaling in a high Reynolds number laboratory boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 65, pp 289-306
- Brunet, Y., Finnigan, J.J., Raupach, M.R., 1994: A wind-tunnel study of airflow in waving wheat: single-point statistics, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 70, pp. 95-132
- Finnigan, J.J., 1983: A streamline coordinate system for distorted two-dimensional shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 130, pp. 241-258
- Finnigan, J.J., Bradley, E.F., 1983: The turbulent kinetic energy budget behind a porous barrier: an analysis in streamline coordinates, *J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn.*, Vol. 15, pp 157-168
- Irvine, M.R., Gardiner, B.A., Hill, M.K., 1997: The evolution of turbulence across a forest edge, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 84, pp. 467-496
- Morse, A.P., Gardiner, B.A., Marshall, B.J., 2002: Mechanisms controlling turbulence development across a forest edge, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 103, pp. 227-251
- Raupach, M.R., Finnigan, J.J., Brunet, Y., 1996: Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 78, pp. 351-382
- Zaschke, M., Ruck, B., 2006: Strömungsmuster im Bereich von Waldrändern, Proc. 14. GALA Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", Braunschweig, September 2006, pp. 58.1 – 58.8