Untersuchung zum Einfluss großskaliger Turbulenz auf Profil und Flügel bei kleinen Reynolds-Zahlen

Dipl.-Ing. Sebastian Herbst

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Gutachter:
1. Prof. habil. Dr. rer. nat. Christian J. Kähler
2. Prof. apl. Dr.-Ing. Ulrich Rist

Diese Dissertation wurde am 16.01.2019 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 03.06.2019 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 04.07.2019 statt.

Kurzfassung

Micro Air Vehicles (MAVs) bewegen sich ebenso wie die Schaufelblätter von Niederdruckturbinen oder Leitwerke kleiner Flugzeuge in großen Höhen in einem Reynolds-Zahl Bereich von $\mathcal{O}(Re) = 10^4 \ldots 10^5$. Das Umfeld dieser Anwendungen ist dabei potentiell hochgradig turbulent. In der Literatur werden relevante Untersuchungen dagegen meist für Turbulenzgrade in der Größenordnung $\mathcal{O}(Tu) \leq 10^{-1}\,\%$ untersucht, wie sie beispielsweise im Reiseflug bei hohen Geschwindigkeiten in großen Höhen auftreten. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, wie sich die Turbulenz in der atmosphärischen Grenzschicht auf die Aerodynamik von Tragflächen bei $Re = 60\,000$ auswirkt. Für eine systematische Analyse wurden drei turbulente Strömungen durch passive Gitter erzeugt, die sich in der Größe der energietragenden Strukturen unterscheiden. Bei einem Turbulenzgrad von 10 % wird die integrale Strukturlänge variiert, sodass $L_{11} = c/2$, c und $2c$ erreicht werden. Die ungestörte Kanalströmung mit $Tu = 0{,}5\,\%$ dient als Referenz.

In der Arbeit werden zwei Windkanalmodelle untersucht, deren SD7003 Profil eine Profiltiefe von jeweils 200 mm aufweist. An einem Profil mit der Spannweite $b = 800$ mm wird mit Hilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) gezeigt, dass es unter großskalig turbulenter Anströmung zum Auftreten von instantanen laminaren Ablöseblasen kommt. Damit diese nachgewiesen werden können, wird ein Klassifizierungsschema auf Basis der Größe des abgelösten Bereichs vorgestellt. Es wird zudem demonstriert, dass Statistiken ohne vorausgegangener Klassifizierung eine Art Pseudo-Turbulenz beinhalten, die auf die großen turbulenten Strukturen zurückgeführt werden kann.

Messungen an einem Flügelmodell mit einer Spannweite von 400 mm werden vorgestellt, um den Einfluss von Randwirbeln zu untersuchen. Das Strömungsfeld entlang der Flügelmitte scheint hierbei hauptsächlich vom effektiven Anstellwinkel beeinflusst zu sein. Kraftmessungen zeigen, dass der Auftrieb in turbulenter Anströmung zunimmt, während er im Falle des Profils relativ zur ungestörten Anströmung abnimmt. Die Zirkulation der Randwirbel wird mittels einer Stereo-PIV Messung in einer Ebene quer zur Strömungsrichtung untersucht.

Abstract

Micro Air Vehicles (MAVs) as well as the blades of low-pressure turbines or tail units of small aircrafts at high altitudes are operated in a Reynolds number range of $\mathcal{O}(Re) = 10^4 \ldots 10^5$. The environment where both applications are operated is potentially highly turbulent. However, most of the known studies on low Re flows concentrates on low turbulence intensities of $\mathcal{O}(Tu) \leq 10^{-1}\,\%$, as they occur e.g. in cruise flight at high speeds and altitudes. The presented work deals with the question how the turbulent flow in the atmospheric boundary layer affects the aerodynamics of lifting surfaces at small Reynolds numbers ($Re = 60\,000$). For a systematic analysis, three turbulent flows were generated via the use of passive grids, which differ in the characteristic wave length of the turbulent flow structures. At 10 percent of turbulence intensity, the integral length scale is varied to achieve $L_{11} = c/2$, c, and $2c$. The undisturbed channel flow with a turbulence intensity of $Tu = 0{,}5\,\%$ serves as a baseline.

In this thesis two wind tunnel models are investigated, whose SD7003 cross section has a chord of 200 mm each. On an airfoil with a span of $b = 800$ mm, Particle Image Velocimetry (PIV) is used to show that instantaneous laminar separation bubbles occur under large-scale turbulent inflow. For verification, a classification scheme based on the size of the detached area is presented. It is shown that statistics without previous classification contain some kind of pseudo-turbulence that can be attributed to the large turbulent structures.

Measurements on a wing model with a span of 400 mm are presented to investigate the aerodynamics under the influence of tip vortices. The flow field along the centerline of the wing seems to be influenced mainly by the effective angle of attack. Force measurements show that the lift increases under turbulent inflow, while in the case of the airfoil it decreases relative to the undisturbed inflow. This is also confirmed by the measurement of the vertical flow field behind the wing using Stereo-PIV in a measuring plane perpendicular to the flow direction. This measurement is also used to investigate the circulation of the tip vortices.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen **5**
2.1 Micro Air Vehicles . . . 5
2.2 Flugbedingungen von MAVs . . . 6
2.2.1 Atmosphärische Grenzschicht . . . 6
2.2.2 Begrenzung der Längenskalen . . . 9
2.3 Aerodynamik bei kleinen Reynolds-Zahlen . . . 10
2.3.1 Laminare Ablöseblase . . . 12
2.3.2 Einfluss von Turbulenz in der freien Strömung . . . 14
2.3.3 Besonderheiten kleiner Flügelstreckungen . . . 17
2.4 Turbulenz und Turbulenzerzeugung . . . 18
2.4.1 Turbulentes Spektrum im isotropen Bereich . . . 22
2.4.2 Abklingende Turbulenz im isotropen Bereich . . . 27

3 Experimentelle Umgebung **31**
3.1 Atmosphärischer Windkanal München . . . 31
3.1.1 Hitzdrahtsystem . . . 33
3.1.2 Turbulenzgitter . . . 36
3.2 Windkanalmodelle . . . 38
3.2.1 Flügelprofil (2D) . . . 38
3.2.2 Flügel (3D) . . . 40
3.3 Messsysteme . . . 41
3.3.1 Geschwindigkeit . . . 41
3.3.2 Effektiver Anstellwinkel . . . 45
3.3.3 Druck . . . 46
3.3.4 Kraft- und Momentenmessung . . . 48

4 Erzeugung turbulenter Strömungen **53**
4.1 Einzelgitter . . . 53
4.2 Doppelgitter . . . 57
4.3 Analyse der qualifizierten Gitter . . . 61

5 Untersuchungen am Flügelprofil (2D) 69
5.1 Ungestörte Anströmung 69
5.2 Turbulente Anströmung 73
5.2.1 Mittleres Strömungsfeld 73
5.2.2 Reynolds-Spannungen 75
5.2.3 Ablösung an der Vorderkante 80
5.2.4 Druck und Auftrieb 86

6 Untersuchungen am Flügel (3D) 93
6.1 Flügelumströmung 94
6.2 Kraftmessung 96
6.3 Randwirbel 101

7 Zusammenfassung und Ausblick 113

Literatur 122

Nomenklatur 128

A Anhang 129
A.1 Einfluss der Grenzschichtmodelle 129
A.2 Fehleranalyse 134
A.3 Weitere Abbildungen 144

1

Einleitung

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurden von Ludwig Prandtl und Gustav Eiffel die ersten Windkanäle gebaut, sodass aerodynamische Strömungen unter kontinuierlichen Bedingungen systematisch und reproduzierbar untersucht werden konnten. Seit dieser Zeit fanden eine Vielzahl an Arbeiten zu Tragflächenuntersuchungen statt, die zur Entwicklung der modernen Luftfahrt ganz wesentlich beigetragen haben. Bereits in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts kam ein zunehmendes Interesse an unbemannten Flugobjekten auf, die zumeist zu Aufklärungszwecken eingesetzt wurden. Der technische Fortschritt erlaubte es diese immer weiter zu verkleinern, sodass es heute möglich ist, autonome Überwachungsdrohnen zu bauen, die als *Micro Air Vehicle* (MAV) bezeichnet werden und die nicht größer sind als einige Zentimeter. Eine Grenze des *Downsizings* von MAVs ist derzeit nicht absehbar, was aus aerodynamischer Sicht vor allem zwei Folgen hat: Zum einen hat die kleine Größe der MAVs eine drastische Reduzierung der Reynolds-Zahl zur Folge. Zum anderen findet der Einsatz der kleinen Flieger in relativ geringen Höhen in der atmosphärischen Grenzschicht statt, sodass sich die Flugumgebung stark von der klassischen Aerodynamik unterscheidet.

Die atmosphärische Grenzschicht besteht aus unzähligen Wirbeln unterschiedlicher Größe und Stärke, die miteinander interagieren und mit der Strömung konvektieren. Der Turbulenzgrad den ein MAV dort während des Fluges erfährt, ist zum einen abhängig von der Größe und Stärke der Verwirbelungen in der Anströmung und zum anderen von der Fluggeschwindigkeit. Beide Einflüsse bewirken, dass sich der Turbulenzgrad deutlich über den üblichen Werten

bemannter Flugzeuge in großen Höhen ($Tu \approx 0$) bewegt. Laut Watkins et al. (2006) stellt $Tu = 10\,\%$ unter vielen weiteren möglichen Strömungszuständen eine realistische Annahme für den Flug eines MAV in Bodennähe dar. Dies ist von Bedeutung, da unter anderem von Ol et al. (2005) gezeigt werden konnte, dass turbulente Störungen in der Anströmung besonders bei kleinen Reynolds-Zahlen einen signifikanten Einfluss auf die Strömung entlang eines Profils ausüben. Die hohe Turbulenz in der atmosphärischen Grenzsicht ist somit ein wichtiger Einflussfaktor für die Aerodynamik von MAVs. Für eine ganzheitliche Betrachtung ist neben dem Turbulenzgrad auch die Verteilung der Intensität über die verschiedenen turbulenten Skalen von Bedeutung (vgl. Fransson, 2017). Aus flugmechanischer Sicht sind sehr kleine Skalen weniger relevant, weil sich deren Einflüsse über die Flügelfläche aufheben (Watkins et al., 2006). Turbulente Strukturen mit Größen L im Bereich der Profiltiefe c haben dagegen signifikante Auswirkungen, da sie unter anderem für die Regelung nur schwer auszugleichenden Rollmomente auslösen können. Je größer die Struktur ist, die sich über einen Flügel hinweg bewegt, desto mehr gleicht sie einer quasi-stationären Änderung der Anströmung wie einem im zeitlichen Mittel veränderten Anstellwinkel oder Anströmgeschwindigkeit. Neben den sehr kleinen Strukturen haben demnach auch sehr große Wirbel keinen kritischen Einfluss.

Die für MAVs relevanten Reynolds-Zahlen sind deutlich geringer als die der klassischen Luftfahrt ($\mathcal{O}(Re) = 10^6 \ldots 10^7$). Eine Folge hieraus ist der signifikant verzögerte turbulente Umschlag, sodass größere Bereiche der Flügel durch laminare Umströmungen dominiert werden. Die Mehrheit der Studien zur MAV-Aerodynamik konzentriert sich auf das Phänomen der laminaren Grenzschichtablösung, das auftritt, wenn der Grad an turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen Tu in der Anströmung gering ist. Bei sehr niedrigen Re bleibt die laminare Strömung auf dem Profil abgelöst. Ab einer kritischen Reynolds-Zahl kommt es in der abgelösten Scherschicht zur Transition und zu einem Wiederanlegen der Strömung im turbulenten Regime. Der hierdurch eingeschlossene Bereich unter der abgelösten Scherschicht wird als laminare Ablöseblase (engl. *laminar separation bubble*, LSB) bezeichnet (Horton, 1969; Gaster, 1969). Ol et al. (2005) konnten zeigen, dass bereits kleine Änderungen in Tu eine signifikante Auswirkung auf die LSB haben und somit die Aerodynamik entlang einer Tragfläche beeinflussen. Die Ergebnisse von Istvan und Yarusevych (2018) und Breuer (2018) belegen, dass eine Erhöhung von Tu zu einer immer kleineren LSB und letztlich zum Verschwinden der Ablösung im mittleren Geschwindigkeitsfeld führt. Ist der Turbulenzgrad klein, führen ausgeprägte LSBs zu einem starken Anstieg des Druckwiderstandes und sind mit-

verantwortlich für die bei kleinen Re messbare Reduzierung des Verhältnisses von Auftrieb zu Widerstand (vgl. Lissaman, 1983).

Im Rahmen der vorliegende Arbeit wird untersucht, wie sich eine turbulente Strömung mit $\mathcal{O}(L) \approx c$ und $Tu = 10\,\%$ auf die Grenzschichtströmung bei geringen Reynolds-Zahlen auswirkt. Im Fokus steht hierbei vor allem die Frage, ob und wenn ja wie laminare Ablöseblasen von der großskaligen Turbulenz beeinflusst werden. Es wird vermutet, dass es durch den zunehmend quasistatischen Zustand zu instantanen Ablöseblasen kommt, den bisherige Studien noch nicht nachweisen konnten. Da LSBs einen bedeutenden Einfluss auf die Strömung bei kleinen Re haben, wird davon ausgegangen, dass auch der Auftrieb eines MAVs eine Reaktion auf die erhöhte Turbulenz in der Anströmung zeigt. Der Einfluss der Wirbelgröße kann anhand der integralen Strukturlänge abgeschätzt werden, die ein Maß für die Größe der energietragenden Strukturen innerhalb eines Spektrums darstellt. Ravi et al. (2012) untersuchen den Einfluss der Strukturlänge an einer ebenen Platte und Cao et al. (2011) an einem gekrümmten Profil. Beide Arbeiten deuten darauf hin, dass Variationen der Strukturlänge im Bereich $\mathcal{O}(L) \approx c$ keinen signifikanten Einfluss auf den Auftrieb eines Profils haben, falls $Tu \gtrsim 9\,\%$. Die ebene Platte von Ravi et al. (2012) weist unter höheren Anstellwinkeln Strömungsablösungen an der Vorderkante auf und unterscheidet sich somit fundamental von gekrümmten Profilen, wo dieses Phänomen so nicht auftritt. Cao et al. (2011) beschränken sich in ihrer Studie auf zeitlich gemittelte Kraftmessungen. Keine der Arbeiten ist somit in der Lage zu bestätigen, ob es zu dem vermuteten Auftreten von instantanen laminaren Ablöseblase in der Grenzschicht kommt.

MAVs weisen in der Regel kleine Spannweiten und somit kleine Flügelstreckungen auf, sodass Randwirbel und damit der induzierte Widerstand einen signifikanten Einfluss auf die Aerodynamik haben (Mueller et al., 2006). Bastedo und Mueller (1986) untersuchen in ihrer Arbeit den Einfluss von Randwirbeln auf LSBs und stellen fest, dass die Größe und Lage der Ablöseblasen dem lokalen effektiven Anstellwinkel folgt. Von der Mitte nach außen hin wandert der Ablösepunkt daher in Richtung Hinterkante und es kommt zu einer über die Spannweite gekrümmten Ablöselinie auf der Flügeloberseite. Der Einfluss hoher Turbulenz auf dieses Verhalten ist weitgehend unbekannt und wird daher ebenfalls in der vorliegenden Arbeit untersucht. Für Flügelstreckungen $\Lambda \leq 2$ konnten Torres und Mueller (2004) einen signifikanten Einfluss der Randwirbeleffekte auf die Entwicklung von Auftrieb und Widerstand feststellen. Abhängig von Λ bewirken Randwirbel einen nichtlinearen Verlauf der Auftriebspolaren und einen Anstieg des maximalen Auftriebsbeiwertes. Es liegt

nahe, dass großskalige Turbulenz die Entstehung von Randwirbeln beeinflusst. Daher wird vermutet, dass auch Auftrieb und Widerstand auf die turbulente Anströmung reagieren.

Um den Einfluss der großskalig turbulenten Anströmung für zwei- und dreidimensionale Strömungen getrennt zu untersuchen, wird die Umströmung zweier Windkanalmodelle bei einer Reynolds-Zahl von 60 000 systematisch analysiert. Beide Modelle besitzen den Querschnitt eines SD7003 Profils mit einer Profiltiefe von 200 mm. Die zweidimensionale Strömung wird an einem Profil mit einer Streckung von $\Lambda = 4$ analysiert, das an beiden Enden mit Seitenscheiben versehen ist. Um den Einfluss der Randwirbel miteinzubeziehen, wird zudem ein Flügel mit der Streckung $\Lambda = 2$ betrachtet. Um die Strömung, die aufgeprägten Drücke und die angreifenden Kräfte zu bestimmen, wurden folgende Messtechniken genutzt: Hitzdrahtanemometrie, Particle Image Velocimetry (PIV) sowie Druck- und Kraftmesstechniken.

Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 7 Kapitel. Im Folgenden werden in Kapitel 2 zunächst die relevanten Grundlagen sowie der aktuelle Stand der Forschung diskutiert. Hierbei wird besonders auf die Flugumgebung in der atmosphärischen Grenzschicht sowie die Aerodynamik kleiner Reynolds-Zahlen eingegangen. In diesem Zusammenhang werden für MAVs relevante Werte für den Turbulenzgrad sowie die Größe der turbulenten Strukturen abgeleitet. Da sich ein wichtiger Teil der Arbeit mit der Erzeugung dieser Größen befasst, werden im Anschluss einige Grundlagen zu turbulenten Strömungen und Turbulenzgittern diskutiert. Im zweiten Kapitel werden die Versuchsanlage, die Windkanalmodelle sowie die verwendeten Messtechniken vorgestellt. Um die gewünschten Kombinationen von Turbulenzgrad und Strukturgrößen zu erzeugen, wurden verschiedene Turbulenzgitter qualifiziert. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse dieser Studien diskutiert sowie drei Gitter bzw. Gitterkombinationen für die nachfolgenden Untersuchungen an den Windkanalmodellen abgeleitet. Die Messungen an den Modellen werden in den Kapiteln 5 (Profil) und 6 (Flügel) analysiert, bevor im Anschluss eine Zusammenfassung der Ergebnisse präsentiert wird.

2

Grundlagen

Die Entwicklung unbemannter Flugobjekte ist eng verbunden mit den technischen Entwicklungen der bemannten Luftfahrt. In den frühen Jahren des 20. Jahrhunderts waren die Anwendungen zumeist auf militärische Zwecke begrenzt. Einen ersten großen Schub hat dieser Zweig der Luftfahrt durch die Miniaturisierung von Verbrennungsmotoren, der Funktechnologie sowie der Einführung kleiner Aktuatoren nach dem zweiten Weltkrieg erfahren. Zu dieser Zeit startete die Ära der Modellflugzeuge. Weitere Miniaturisierungen wurden gegen Ende des Jahrhunderts möglich durch die Entwicklung kleiner Elektromotoren und Sensoren sowie durch Fortschritte im Bereich der Mikroelektronik. Im Folgenden wird zunächst erläutert, wie die beschriebenen Fortschritte eine neue Art von Kleinstflugzeugen (engl. *Micro Air Vehicles*) hervorgebracht haben. Im Anschluss wird näher auf die Flugumgebung dieser Flugzeuge eingegangen sowie einige Besonderheiten der Aerodynamik bei kleinen Reynolds-Zahlen herausgestellt. Im letzten Teil werden Grundlagen bezüglich turbulenter Strömungen behandelt, welche für deren Erzeugung im Windkanal in Kapitel 4 benötigt werden.

2.1. Micro Air Vehicles

Motiviert durch die Entwicklungen im Bereich der Mikrotechnologien gab die Defence Advanced Research Projects Agency (DARPA) 1992 eine Machbarkeitsstudie in Auftrag. Ziel war es, die neuen Technologien auf ihre Eignung

zur Verwendung in Mikrogeräten für militärische Zwecke zu prüfen. Die Studie kam zu dem Ergebnis, dass es binnen 10 Jahren möglich sei, ein Flugobjekt mit einer Spannweite von 10 mm und einer Nutzlast von weniger als 1 g zu realisieren (Mueller et al., 2006).

Eine zweite DARPA Studie führte 1995 zu dem konkreten Ziel, ein Flugobjekt mit einer Spannweite von 152,4 mm und einem Gewicht von unter 90 g zu entwickeln (Mueller et al., 2006). Diese Klasse von unbemannten Flugobjekten wurde *Micro Air Vehicle* (MAV) genannt. Mit Nutzlasten von bis zu 18 g können MAVs mit Kameras sowie Sensoren zur akustischen, chemischen, biologischen oder nuklearen Überwachung ausgestattet werden. Mögliche Einsatzszenarien sind z.B. Aufklärungs- und Überwachungsmissionen in Kriegsgebieten oder während Geiselbefreiungen und generell dort wo der Einsatz von Bodenkräften nicht möglich oder zu gefährlich ist.

2.2. Flugbedingungen von MAVs

Die kleinen Spannweiten und das geringe Gewicht von MAVs sind vorteilhaft für deren Transport (z.B. in einem Koffer oder Rucksack) und den Einsatz im Feld. Allerdings sind MAVs somit auch anfällig für Störungen durch Verwirbelungen in der Strömung. MAV Missionen sehen den Einsatz von Sensoren zur Überwachung vor. Daher ist es eine Herausforderung, trotz der ungünstigen Voraussetzungen stabile Flugbedingungen zu gewährleisten. Bereits kleine Änderungen der Flugposition, z.B. in Folge von Böen, können zu großen Veränderungen in der Bildebene führen, da der Abstand zwischen Kamera und Objekt oft sehr groß ist. Dies gilt vor allem für Rotationsbewegungen. Besonders kritisch ist dies, da die Flugumgebung der MAVs in der atmosphärischen Grenzschicht häufig mit erheblichen Turbulenzen einhergeht. Im Folgenden wird die Flugumgebung von MAVs vorgestellt. Im Anschluss wird darauf eingegangen, welche Aspekte der turbulenten Grenzschicht sich kritisch auf MAVs auswirken. Dies ist letztlich entscheidend für die Auswahl der turbulenten Parameter im Hauptteil der vorliegenden Arbeit.

2.2.1. Atmosphärische Grenzschicht

Die atmosphärische Grenzschicht ist der bodennahe Teil der Atmosphäre, in welcher MAVs den größten Teil ihrer Einsätze fliegen. Sie erstreckt sich je nach klimatischen Bedingungen und Bodenverhältnissen von der Erdoberfläche bis

zu Höhen zwischen 100 und 1000 m (Watkins et al., 2006). Die geringsten Höhen erreicht sie über offener See; raues Gelände, Städte und Gebirge führen zu einer Aufdickung der Grenzschicht.

Turbulente Verwirbelungen in der atmosphärischen Grenzschicht haben mehrere Ursachen. Wie auf allen Oberflächen kommt es durch die konvektive Luftbewegung über der Erdoberfläche zur Ausbildung einer turbulenten Grenzschicht. Hinzu kommen Verwirbelungen hinter Objekten (z.B. Bäume, Berge, und Häuser) sowie thermisch induzierte Winde und Böen. Unabhängig vom Ursprung, sind diese turbulenten Strukturen von Bedeutung für den Flug von Insekten, Vögeln und (kleinen) Flugzeugen.

Die atmosphärische Grenzschicht wurde im Verlauf der letzten hundert Jahre von verschiedenen Fachrichtungen untersucht. Im Wind Engineering ist die Auswirkung von Winden und Böen auf Gebäudestrukturen und Masten von Interesse. Die hierfür interessanten Längenskalen liegen jedoch deutlich über denen von MAVs. Die übertragbaren Ergebnisse beschränken sich auf mittlere Geschwindigkeiten und Statistiken auf großen Zeitskalen. In Australien etwa liegt die wahrscheinlichste Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe bei 4 m/s. Nur in etwa 10 % der Fälle werden Windgeschwindigkeiten unter 2 m/s gemessen. Die mittlere Windgeschwindigkeit in Deutschland beträgt in gleicher Höhe etwa 4,4 m/s.

Milbank et al. (2005) haben speziell auf MAVs zugeschnittenen Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht durchgeführt. Der verwendete Messaufbau ist angelehnt an Messungen aus dem Automobilbereich (s. Watkins et al., 1995). Vier Druckmesssonden wurden im Abstand von 50 mm auf eine profilierte Schiene montiert und in einer Höhe von 3,9 m auf einem Auto befestigt. Jede Sonde kombiniert mehrere Öffnungen, um alle drei Geschwindigkeitskomponenten über die gemessenen Drücke als Funktion über der Zeit zu ermitteln. Die Sensoren wurden mit einer Abtastrate von 1000 Hz ausgelesen. Im Winkelbereich von ±45° wurde zudem der Winkel der Anströmung ermittelt. Gemessen wurde in weitestgehend offenem bis moderat bebautem Gelände. Die Ergebnisse zeigen für Relativgeschwindigkeiten zwischen 10 m/s und 33 m/s einen Turbulenzgrad zwischen 5 und 10 Prozent. Der Turbulenzgrad ist dabei definiert als das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeitsfluktuationen

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \overline{u} \\ \overline{v} \\ \overline{w} \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

zur zeitlich gemittelten absoluten Geschwindigkeit $\overline{U}$:

$$\begin{pmatrix} Tu \\ Tv \\ Tw \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\overline{u'^2}} \\ \sqrt{\overline{v'^2}} \\ \sqrt{\overline{w'^2}} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\overline{U}} = \begin{pmatrix} \sigma_{\mathrm{u}} \\ \sigma_{\mathrm{v}} \\ \sigma_{\mathrm{w}} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\overline{U}}, \tag{2.2}$$

mit

$$U = \left(u^2 + v^2 + w^2\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{2.3}$$

Für ein in der atmosphärischen Grenzschicht in x-Richtung bewegtes Objekt setzt sich die Bezugsgeschwindigkeit zur Bestimmung des Turbulenzgrades aus der Windgeschwindigkeit (u_{w},v_{w},w_{w}) und der Objektgeschwindigkeit u_{o} zusammen:

$$U = \sqrt{(u_{\mathrm{w}} - u_{\mathrm{o}})^2 + v_{\mathrm{w}}^2 + w_{\mathrm{w}}^2} \tag{2.4}$$

In Abbildung 2.1 ist zu sehen, dass der von Milbank et al. (2005) gemessene Turbulenzgrad stark von der effektiven Anströmgeschwindigkeit abhängt. Diese wird durch die Differenz der beiden Komponenten u_{w} und u_{o} berechnet (vgl. Gleichung 2.4). In der vorliegenden Arbeit werden Profile mit einer Profiltiefe von c = 200 mm bei einer Reynolds-Zahl von 60 000 untersucht, was einer Anströmgeschwindigkeit von etwa 5 m/s entspricht. Für diese Geschwindigkeit steigt der von Milbank et al. (2005) gemessene Turbulenzgrad Tu auf über 20 Prozent. MAVs weisen nochmals kleinere Profiltiefen auf. Die eingangs erwähnte DARPA Studie hatte etwa eine Spannweite von 155 mm zum Ziel. Bei gleicher Reynolds-Zahl ergeben sich so Anströmgeschwindigkeiten zwischen 7 und 10 m/s. In diesem Bereich liefern die Messungen von Milbank et al. (2005) Turbulenzgrade von etwa 10 %.

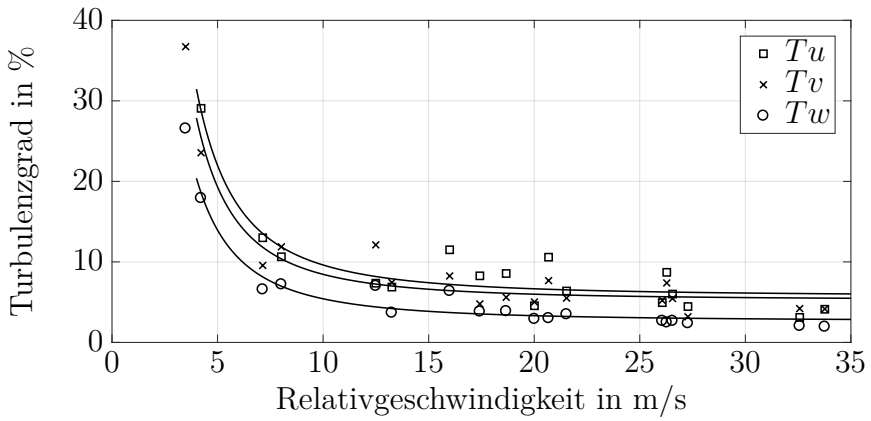


Abbildung 2.1: Abhängigkeit des Turbulenzgrades von der Objektgeschwindigkeit nach Watkins et al. (2006).

Windbedingungen ändern sich mit der Flughöhe, der Topografie des Bodens und klimatischen Gegebenheiten. Die vorgestellten Studien repräsentieren daher nur einen kleinen Ausschnitt der möglichen Strömungszustände. Die Auswahl des *einen* charakteristischen Turbulenzgrades für Windkanaluntersuchungen ist daher nicht möglich. Dennoch konnte gezeigt werden, dass sich MAVs mit einer hohen Wahrscheinlichkeit in einem hochgradig turbulenten Umfeld bewegen. Aus den vorgestellten Studien konnte zudem abgeleitet werden, dass $Tu = 10\,\%$ ein realistischer Turbulenzgrad für einen MAV Flug in der atmosphärischen Grenzschicht ist. Auf dieser Grundlage wurde für die vorliegende Arbeit eine turbulente Anströmung mit $Tu = 10\,\%$ angestrebt. MAV relevante Untersuchungen bei gleichem Turbulenzgrad wurden beispielsweise von Loxton (2011) und Ravi (2011) durchgeführt. Die Wahl von $Tu = 10\,\%$ ist daher auch sinnvoll, da sie einen Vergleich mit diesen und weiteren Studien ermöglicht.

2.2.2. Begrenzung der Längenskalen

Die turbulenten Skalen in der atmosphärischen Grenzschicht reichen von Skalen, die deutlich kleiner sind als die Profiltiefe eines MAVs bis hin zu Skalen von über 100 m (Flay und Stevenson, 1988; Langelaan et al., 2011). Abbildung 2.2 zeigt schematisch die verschiedenen turbulenten Wirbelgrößen in Relation zur Profiltiefe einer Tragfläche. Watkins et al. (2006) vertreten die

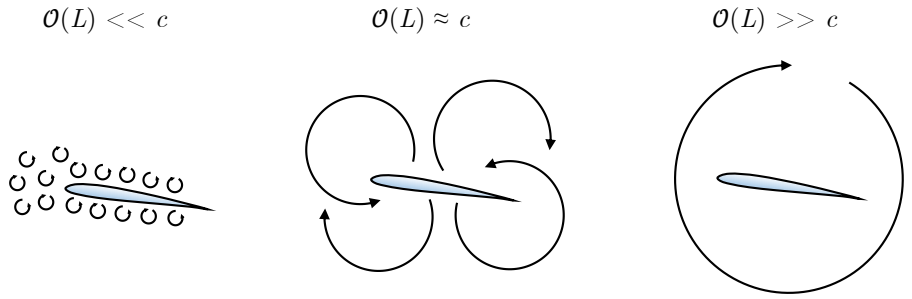


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung unterschiedlicher Wirbelgrößen in Relation zur Profiltiefe.

These, dass die für MAVs relevanten Skalen zwischen $0{,}1 < L/c < 10$ liegen. Die Messungen von Milbank et al. (2005) haben zudem gezeigt, dass noch beträchtliche Energie auf diesen Skalen vorhanden ist. Strukturen deren Größe in etwa der Profiltiefe entspricht ($L \approx c$), führen zu unterschiedlichen Lasten auf den Flügeln und induzieren somit (für die Steuerung) kritische Roll- und Nickmomente. Die Einflüsse sehr viel kleinerer Skalen heben sich entlang der Profiltiefe und Spannweite gegenseitig auf. Sehr viel größere Strukturen führen zu quasi-statischen Änderungen, welche die Stabilität des MAVs nicht entscheidend beeinträchtigen. Pilot oder autonome Flugregelung haben in diesen Fällen genügend Zeit, um auf Änderungen in der Anströmung zu reagieren. Um kritische Flugbedingungen aus der atmosphärischen Grenzschicht im Windkanal nachzustellen, ist es daher zielführend, Längenskalen im Bereich der Profiltiefe zu reproduzieren (Milbank et al., 2005; Loxton, 2011; Ravi, 2011; Fisher, 2013).

2.3. Aerodynamik bei kleinen Reynolds-Zahlen

Die Reynolds-Zahl $Re = Uc/\nu$ wird in der Aerodynamik gemeinhin mit der Profiltiefe c als Bezugslänge gebildet. U bezeichnet die Absolutgeschwindigkeit der Anströmung und ν die kinematische Viskosität. In der Natur bewegen sich flugfähige Tiere in einem breiten Reynolds-Zahl Bereich. Dieser reicht von $\mathcal{O}(Re) = 10^2$ für Insekten bis zu $Re = 10^6$ für große Zugvögel. Die Fluggeschwindigkeit von Tieren und allgemein von Flugobjekten ist dabei laut Shyy et al. (2008) abhängig von ihrer Größe bzw. ihrem Gewicht. Kleine Flugobjekte wie MAVs fliegen demnach mit relativ geringen Geschwindigkeiten und somit kleinen Reynolds-Zahlen.

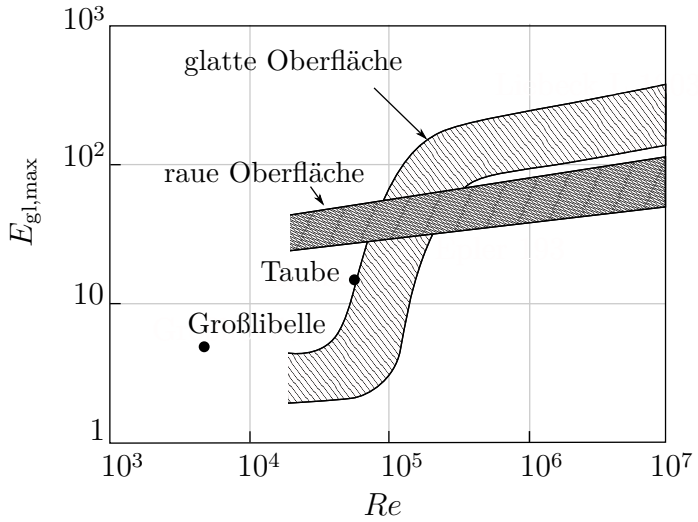


Abbildung 2.3: Gleitzahl in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl nach McMasters und Henderson (1980); Lissaman (1983).

Die Reynolds-Zahl kann als Verhältnis von Trägheitskräften zu viskosen Kräften aufgefasst werden. Für sehr kleine Re sind die viskosen Kräfte dominant, was zu hohen Widerständen und geringen maximalen Auftriebskräften führt (Lissaman, 1983). Um die Auftriebskräfte bei kleinen Re zusätzlich zu steigern, nutzen Insekten bspw. die Rückströmung eines Wirbels, der an der scharfen Vorderkante ablöst. Das Verhältnis der Auftriebskraft F_{A} zur Widerstandskraft F_{W} wird als Gleitzahl E_{gl} bezeichnet und ist ein Maß für die Effizienz eines Profils:

$$E_{\mathrm{gl}} = \frac{F_{\mathrm{A}}}{F_{\mathrm{W}}} \tag{2.5}$$

Abbildung 2.3 zeigt den Zusammenhang zwischen der maximal erreichbaren Gleitzahl $(F_{\mathrm{A}}/F_{\mathrm{W}})_{\mathrm{max}}$ und der Reynolds-Zahl. Bei kleinen Re ist die Effizienz der Profile gering. Grund sind viskose Effekte, die zu hohen Reibungswiderständen und aufgrund von Ablösungen in der laminaren Grenzschicht auch zu höheren Druckwiderständen führen. Hohe Re gehen dagegen mit deutlich höheren Gleitzahlen einher, begünstigt durch die im Verhältnis geringer ausgeprägten viskosen Effekte. Der Übergangsbereich zwischen $2 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$ ist dominiert von laminaren Ablöseblasen, die gleichzeitig den Übergang von einer laminaren zur turbulenten Grenzschicht markieren.

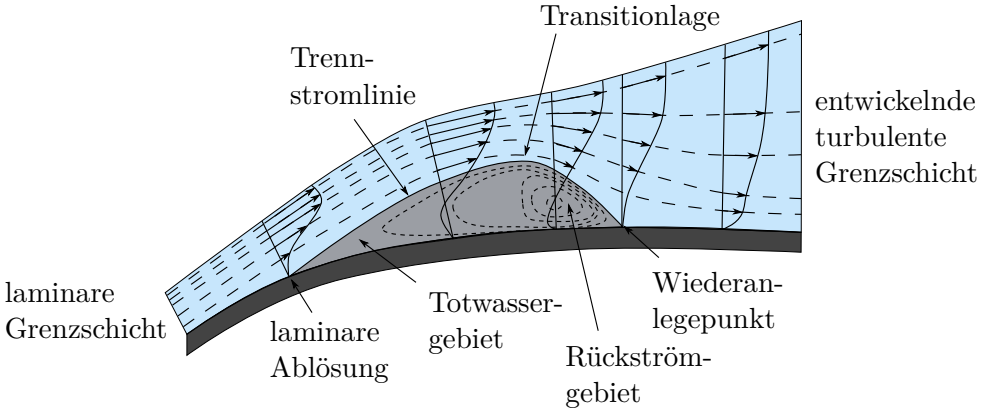


Abbildung 2.4: Schematische Skizze einer laminaren Ablöseblase nach Horton (1968).

2.3.1. Laminare Ablöseblase

Laminare Ablöseblasen sind kritisch für die Aerodynamik bei kleinen Reynolds-Zahlen im Bereich zwischen $2 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$. Neben MAVs sind sie auch für Windräder, Leitwerke kleiner Flugzeuge und Niederdruckturbinen von Bedeutung. Bei geringen Re kann es auf Grund des positiven Druckgradienten zur Ablösung der laminaren Grenzschicht auf der Profiloberseite kommen. Die abgelöste Scherschicht reagiert bereits gegenüber kleinen Störungen instabil und so kommt es ab einer kritischen Reynolds-Zahl ($Re \gtrsim 10^4$) zur Transition. Für Anstellwinkel unterhalb des maximalen Auftriebs führt der erhöhte Impulsaustausch mit der Außenströmung im zeitlichen Mittel zu einem Wiederanlegen der (turbulenten) Grenzschicht (Ol et al., 2005; Yarusevych und Kotsonis, 2017). Die auf diese Weise entstandene eingeschlossene Region zwischen Profiloberseite und Scherschicht wird als laminare Ablöseblase (engl. *laminar separation bubble*, LSB) bezeichnet. Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung dieses Phänomens.

Die Lage und Größe einer laminaren Ablöseblase ist abhängig von der Profilgeometrie, der Reynolds-Zahl, dem Anstellwinkel und der vorhandenen Turbulenz in der Anströmung (Tani, 1969; Shyy et al., 2008). Dies hat zur Folge, dass nominell gleiche Versuche unterschiedliche Ergebnisse liefern können, abhängig von der Wahl der Versuchsanlage und der Genauigkeit, mit der Re und α reproduziert werden können (Ol et al., 2005). Die Auswirkung von Reynolds-Zahl und Anstellwinkel wurde unter anderem von Burgmann und Schröder (2009) untersucht. In ihrer Studie beobachten die Autoren mit zunehmendem Anstell-

winkel kürzere, stromauf verschobene Blasen. Ein Anstieg der Reynolds-Zahl führt ebenfalls zu kürzeren Blasen, da bei nahezu konstantem Ablösepunkt die Transitionslage stromauf wandert. Eine frühere Transition führt zu früherem Wiederanlegen und beschränkt zudem das Aufdicken der abgelösten Scherschicht, was dünnere Ablöseblasen zur Folge hat. Parallel zur veränderten Blasengeometrie erhöht sich zudem die Frequenz der Wirbelablösung (Yarusevych et al., 2009).

Die Transition in der abgelösten Scherschicht ist der entscheidende Faktor für die Entstehung und die Form der laminaren Ablöseblase. Der Transitionsprozess ist daher seit einigen Jahren verstärkt im Fokus von numerischen und experimentellen Studien. Ausgangspunkt sind kleine Störungen auf einem schmalen Band instabiler Frequenzen in der laminaren Grenzschicht (Diwan und Ramesh, 2009), welche durch Tollmien-Schlichting Instabilitäten angefacht werden. Dieser Vorgang ähnelt der Transition auf einer ebenen Platte und kann durch die lineare Stabilitätstheorie beschrieben werden (z.B. Marxen et al., 2012). Stromab werden die instabilen Wellenpakete in die abgelöste Scherschicht konvektiert und dort aufgrund der Instabilität gegenüber kleinen Störungen weiter angefacht (Diwan und Ramesh, 2009). Ab einer kritischen Dicke der abgelösten Region bilden sich kohärente Kelvin-Helmholtz-Wirbel, die zu einem starken Anstieg in den Amplituden der Geschwindigkeitsfluktuationen führen.

Bei einer weiteren Anfachung der instabilen Störamplituden treten zunehmend nichtlineare Effekte auf. Diese führen letztlich zu einem Aufrollen der Scherschicht und einem periodischen Ablösen von Wirbeln auf der Frequenz der am stärksten angefachten Amplituden (Hain et al., 2009; Yarusevych et al., 2009). Diese Wirbelstrukturen sind zum Zeitpunkt der Ablösung annähernd zweidimensional, erfahren jedoch schnell spannweitige Deformationen, bevor sie in kleinere Strukturen zerfallen (Hain et al., 2009; Wolf et al., 2011; Kurelek et al., 2016). Die Art der spannweitigen Modulation ist derzeit Gegenstand aktueller Forschung. Burgmann und Schröder (2008) beobachten C-Shape Wirbel, bevor die Wirbelstrukturen zusammenbrechen und es zur Ausbildung einer turbulenten Grenzschicht kommt. Hain et al. (2009) konnten mit Hilfe von 2D PIV Messungen keine vergleichbaren Strukturen feststellen. Wolf et al. (2011) konnten mit Hilfe von 3D PTV Λ-Wirbel auflösen, die bereits von Zhang et al. (2008) beobachtet wurden. Kurelek et al. (2016) vermuten, dass der Turbulenzgrad in der Anströmung dafür verantwortlich sein könnte, welche Art von turbulenten Strukturen entstehen.

2.3.2. Einfluss von Turbulenz in der freien Strömung

Eine Reihe von Studien hat gezeigt, dass laminare Ablöseblasen besonders sensitiv auf Störungen und somit auf den Turbulenzgrad in der Anströmung reagieren (z.B. Ol et al., 2005; Zilli et al., 2017). Wie bereits erwähnt wurde, kann dies dazu führen, dass die nominell gleichen Versuche zu unterschiedlichen Ablöse-, Transitions- und Wiederanlegepunkten der laminaren Ablösung kommen. Ersterer wandert mit steigendem Turbulenzgrad zunehmend stromab (Burgmann und Schröder, 2008; Schmidt und Breuer, 2017), während sich der Transitionspunkt stromauf in Richtung Vorderkante verschiebt. Zusammengenommen hat dies kürzere und dünnere Ablöseblasen zur Folge (McAuliffe und Yaras, 2010; Olson et al., 2013). Eine systematische Studie über den Einfluss von Tu auf die Blasengeometrie und deren Auswirkung auf den Auftriebsbeiwerten wurde von Istvan et al. (2018) für ein NACA 0018 Profil durchgeführt. Ein Turbulenzgrad von $Tu = 1{,}94\,\%$ führt gegenüber $Tu = 0{,}1\,\%$ zu einer Reduktion der Blasenlänge von 37 % bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 100\,000$. Zeitaufgelöste Druckmessungen auf der Profiloberseite zeigen, dass der Ort der maximalen Druckfluktuationen $p' = p - \overline{p}$ stromauf wandert, wenn Tu erhöht wird. Gleichzeitig nehmen die Amplituden der Schwankungen ab und das Frequenzband der angeregten Störungen wird breiter. Für höhere Re verschwindet der Effekt von Tu zunehmend auf Grund der kleineren Blasen.

Sowohl hohe Reynolds-Zahlen als auch sehr hohe Turbulenzgrade führen letztlich dazu, dass es zur Transition kommt, noch bevor die laminare Grenzschicht ablöst und eine Ablöseblase entstehen kann (Zilli et al., 2017). Im ersten Fall (hohe Re) wird von einer *ordentlichen Transition* gesprochen (Zaki, 2013): Tollmien-Schlichting Wellen werden angefacht, es kommt zu sekundären Instabilitäten und letztlich zum turbulenten Umschlag. Die durch hohe Turbulenzgrade angeregte Transition umgeht diesen Vorgang und wird daher als *Bypass-Transition* bezeichnet. Ausgangspunkt sind turbulente *streaks*, die angeregt durch den niederfrequenten Anteil der freien Turbulenz in der laminaren Grenzschicht entstehen. Jacobs und Durbin (2001) beobachten für die Grenzschicht einer ebenen Platte, dass langsame *streaks* instabil werden, wenn sie an den Rand der Grenzschicht aufsteigen und dort von hochfrequenten Moden angeregt werden. Die Vorgänge während des Zerfallsprozesses der *streaks* und der Bildung von turbulenten Spots sind noch nicht abschließend geklärt.

Der Großteil der verfügbaren Studien zu *Bypass-Transition* basiert auf nume-

rischen oder experimentellen Untersuchungen an ebenen Platten. Eine relativ aktuelle Übersicht zum Forschungsstand gibt z.B. Zaki (2013). Eine Reihe von Studien (McAuliffe und Yaras, 2010; Olson et al., 2013; Istvan et al., 2018) vermuten, dass es auch über gewölbten Profilen mit zunehmendem Turbulenzgrad zu dieser Art von Transition kommt. Lengani und Simoni (2015) untersuchen das Profil einer Turbinenschaufel und setzen Proper Orthogonal Decomposition (POD) ein, um die Dynamik des Transitionsprozesses zu analysieren. Bei einem geringen Turbulenzgrad von $Tu = 0{,}19\,\%$ löst die laminare Grenzschicht ab, ohne wieder anzulegen. Die Kelvin-Helmholtz Wirbel sind fast frei von Modulationen. Bei $Tu = 5{,}2\,\%$ findet im statistischen Mittel keine Ablösung statt. Stattdessen werden sowohl in wandnormalen als auch in wandparallelen Messebenen in Strömungsrichtung gestreckte Strukturen beobachtet, welche die Autoren als *streaks* interpretieren. Lengani et al. (2017) untersuchen diese Strukturen näher und können den Aufstieg langsamer *streaks* zur Oberfläche nachweisen, wo diese durch sekundäre Instabilitäten zu Schwingungen angeregt werden und zerfallen.

Die Auswirkung des Turbulenzgrades auf den Auftrieb wird unter anderem von Mueller et al. (1983); Sytsma und Ukeiley (2013) untersucht. In beiden Arbeiten wird beobachtet, dass ein erhöhter Turbulenzgrad zu einem verzögertem Strömungsabriss und höheren maximalen Auftriebsbeiwerten führt. Für Anstellwinkel im linearen Bereich der Auftriebspolaren tritt dagegen eine Reduktion des Auftriebs auf. Die unterschiedliche Wirkung eines höheren Turbulenzgrades je nach Anstellwinkel wird von (Istvan et al., 2018) mit der Lage der Blase auf dem Profil begründet. Unabhängig vom Anstellwinkeln nimmt die Größe der Ablöseblasen mit zunehmendem Tu ab, da der Transitionspunkt stromauf verschoben ist. Bei kleinen Anstellwinkeln befinden sich die Ablöseblasen in einiger Entfernung zur Saugspitze. Kurze dünne Blasen aufgrund höherer Tu haben somit einen Rückgang der lokalen effektiven Stromlinienkrümmung und somit eine leichte Verminderung des Auftriebs zur Folge. Für höhere Anstellwinkel wandert die Ablöseblase in Richtung Vorderkante. Eine Änderung der Blasengeometrie hat daher eine direkte Auswirkung auf die Saugspitze. Kleinere Blasen führen in diesem Fall zu einem größeren (maximalen) Auftrieb, da der Strömungsabriss zu höheren Anstellwinkeln hin verschoben ist. Der Großteil der Untersuchungen zum Einfluss von turbulenten Anströmungen bei geringen Reynolds-Zahlen arbeiten mit moderaten Turbulenzgraden von wenigen Prozentpunkten. Stärkere Störungen bringen Cao et al. (2011) in ihrer Studie eines S1223 Profils ein, indem sie den Tu von 4,1 auf 9,5 Prozent erhöhen. Die Ergebnisse zeigen jedoch eine gute Übereinstimmung mit den bei geringeren Tu beobachteten Tendenzen.

Wie in Abschnitt 2.4 näher betrachtet wird, ist das turbulente Spektrum durch den Turbulenzgrad nur teilweise charakterisiert. Wichtig ist zudem die Verteilung der turbulenten Schwankungen der Geschwindigkeit auf die unterschiedlichen Skalen. Für den Fall isotroper Turbulenz genügt in guter Näherung die Angabe der integralen Strukturlänge L_{11}, um die Gesamtverteilung zu charakterisieren (s. Abschnitt 2.4). Fransson (2017) wies nach, dass die integrale Strukturlänge einen signifikanten Einfluss auf die Transition einer Plattengrenzschicht hat. An gewölbten Profilen sind zum aktuellen Zeitpunkt noch keine systematischen Untersuchungen bekannt. Ravi (2011) und Ravi et al. (2012) untersuchen den Einfluss von L_{11} auf das Profil einer ebenen Platte. Hierzu erzeugten sie sieben Turbulenzbedingungen in drei Windkanalanlagen, um Tu und L_{11} unabhängig voneinander zu variieren. Strömungsvisualisierungen mittels Rauch sowie zeitaufgelöste Messungen des Oberflächendrucks geben Aufschluss über den Einfluss auf die Aerodynamik. Messungen des Geschwindigkeitsfeldes wurden dabei nicht durchgeführt. Daher liegen keine detaillierten Informationen zur Grenzschicht und deren Ablösung vor. Zudem ist die Aerodynamik speziell bei höheren Anstellwinkeln auf Grund der Vorderkantenablösung an der ebenen Platte grundsätzlich unterschiedlich im Vergleich zu einem gewölbten Flügelprofil. Cao et al. (2011) untersuchen ein gewölbtes Profil mittels einer Kraftwaage bei verschiedenen Turbulenzgraden und integralen Strukturlängen. Allerdings werden auch hier keine Messungen des Strömungsfeldes vorgestellt, sodass kaum Aussagen über die zugrundeliegenden Aerodynamik getroffen werden können.

Der signifikante Einfluss des Turbulenzgrades auf die Aerodynamik bei geringen Reynolds-Zahlen ist durch viele Studien belegt. Jedoch liegen die untersuchten Turbulenzgrade bis auf einige Ausnahmen im Bereich weniger Prozentpunkte. In Abschnitt 2.2 wurde diskutiert, dass sowohl der Turbulenzgrad als auch die Skalen der turbulenten Strukturen im Flugumfeld von MAVs verhältnismäßig hoch sind. Dieses Umfeld in seiner Komplexität in einem Windkanal nachzustellen, erscheint nur näherungsweise möglich. Basierend auf den vorgestellten Quellen ist ein Turbulenzgrad von $Tu = 10\,\%$ eine realistische Annahme (s. Ravi, 2011). Kaum etwas ist bekannt über den Einfluss der turbulenten Strukturgrößen, speziell im Bereich der für MAVs relevanten Größen von $L \approx L_{11} = \mathcal{O}(c)$. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es daher, eine systematische Untersuchung bei konstantem Turbulenzgrad mit gleichzeitiger Variation der integralen Strukturlänge durchzuführen. Tabelle 2.1 fasst die in dieser Arbeit verwendeten Zielgrößen der beiden Parameter zusammen.

Tabelle 2.1: Angestrebte turbulente Strömungsparameter Tu und L_{11}.

Fall I	Fall II	Fall III
$L_{11} < c$	$L_{11} \approx c$	$L_{11} > c$
	$Tu = 10\,\%$	

2.3.3. Besonderheiten kleiner Flügelstreckungen

Während des Fluges kommt es, angetrieben durch den Druckunterschied zwischen Flügelober- und unterseite, zu einer Ausgleichsströmung über die freien Flügelenden. Aufgrund ihrer rotatorischen Bewegung wird diese Strömung als freier Wirbel oder Randwirbel bezeichnet. Je kleiner die Streckung:

$$\Lambda = b^2 / A_{\text{Flügel}} \tag{2.6}$$

eines Tragflügels ist, desto stärker wirken sich diese Wirbel auf die Aerodynamik aus. Hierbei bezeichnet b die Spannweite und $A_{\text{Flügel}}$ die projizierte Fläche des Tragflügels. MAVs weisen in der Regel kleine Flügelstreckungen auf, was sich positiv auf ihre Manövrierfähigkeit und Agilität auswirkt. Das 1999 durch AeroVironment Inc. vorgestellte MAV *black widow* hatte beispielsweise eine Streckung von lediglich $\Lambda = 1$. Neben der Agilität steigt jedoch auch der durch Randwirbel induzierte Widerstand, was zu einer geringeren Gleitzahl führt. Zusammen mit dem Auftrieb nimmt die Zirkulation der Wirbel mit steigendem Anstellwinkel zu. Hierdurch steigt auch die durch die Wirbel auf dem Flügel induzierte Abwindgeschwindigkeit w_{i}, die sich für das Modell eines Hufeisenwirbels durch das Biot-Savartsche Gesetz bestimmen lässt (s. Schlichting und Truckenbrodt, 2001):

$$w_{\text{i}} = \frac{\Lambda}{4\pi} \frac{b}{\left(\frac{b}{2}\right)^2 - y^2}, \tag{2.7}$$

wobei y die spannweitige Koordinate mit Flügelenden bei $y = \pm b/2$ bezeichnet. Bedingt durch die Geschwindigkeit w_{i} reduziert sich der effektiv wirksame Anstellwinkel α_{e} gegenüber dem geometrischen Anstellwinkel α_{g} um einen induzierten Anteil $\alpha_{\text{i}} = \arctan(w_i/u_\infty)$:

$$\alpha_e = \alpha_g - \alpha_i. \tag{2.8}$$

Dies führt zu einem geringeren Auftrieb bei nominal gleichem geometrischen Anstellwinkel.

Randwirbel nehmen stromab in ihrer Größe zu. Hierbei wird Fluid verdrängt, was zu einer Kontraktion der Stromlinien zwischen den Randwirbeln und somit zu Regionen geringeren Drucks auf der Oberseite führt (Mueller et al., 2006). Neben der Reduktion des Auftriebs aufgrund des induzierten Anstellwinkels haben freie Wirbel somit auch eine auftriebserzeugende Wirkung (Torres und Mueller, 2004). Der Angriffspunkt der Auftriebskraft liegt für den über Zirkulation erzeugten Auftrieb in guter Näherung bei x/c = 0,25. Die von den Randwirbeln erzeugte Auftriebskomponente greift dagegen im hinteren Teil des Flügels an. Dies hat zur Folge, dass der Druckpunkt stromab verschoben wird (Mueller et al., 2006). Mit steigendem Anstellwinkel nimmt die Intensität der Randwirbel und somit deren Einfluss auf die Auftriebserzeugung zu. Vor allem für Seitenverhältnisse von weniger als 1,25 beobachten Torres und Mueller (2004) in der Folge einen nichtlinearen Verlauf der Auftriebspolaren.

Den Einfluss dreidimensionaler Strömungen auf laminare Ablöseblasen haben Hetsch und Rist (2004) untersucht. An einer schräg angeströmten ebenen Platte konnte nachgewiesen werden, dass der Schiebewinkel und somit die Querströmung kaum ein Auswirkung auf die Lage und Größe der Blasen hatte. Bastedo und Mueller (1986) untersuchen in ihrer Arbeit den Einfluss von Randwirbeln auf LSBs an einem Wortmann Flügel (FX63-137) mit der Flügelstreckung Λ = 2. Es zeigt sich, dass die Größe und Lage der Ablöseblasen dem lokalen effektiven Anstellwinkel folgt. Von der Mitte nach außen hin wandert der Ablösepunkt daher in Richtung Hinterkante und es kommt zu einer über die Spannweite gekrümmten Ablöselinie auf der Flügeloberseite.

2.4. Turbulenz und Turbulenzerzeugung

Um die Vergleichbarkeit zwischen Windkanalversuchen und dem realen Flug zu gewährleisten, ist es notwendig, eine Reihe von Kennzahlen zu beachten. Die wichtigsten Parameter für inkompressible Strömungen sind: die Reynolds-Zahl,

der Turbulenzgrad der Strömung und die integrale Strukturlänge (Hirschel et al., 2012; Fransson, 2017). In der vorliegenden Arbeit liegt die Reynolds-Zahl bei $Re = 60\,000$ und der Turbulenzgrad bei $Tu = 10\,\%$.

Der Turbulenzgrad in der klassischen Aerodynamik großer Flugzeuge ist nahezu null. D.h. relativ zu den hohen Fluggeschwindigkeiten sind kaum Störungen in der Strömung vorhanden. Für den Flug kleiner Flugobjekte in geringen Höhen sind hingegen, wie Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, deutliche Turbulenzen zu erwarten. Für beide Fälle ist es notwendig, die natürliche Turbulenz eines Windkanals zu beeinflussen - entweder zu dämpfen oder gezielt zu erhöhen. Den Turbulenzgrad und die integrale Strukturlänge durch Turbulenzgitter zu beeinflussen, ist daher bereits seit vielen Jahrzehnten Bestandteil zahlreicher Studien (z.B. Dryden und Schubauer, 1947; Comte-Bellot und Corrsin, 1966; Roach, 1987; Kurian und Fransson, 2009).

Turbulenzgitter werden in passive und aktive Gitter unterteilt (s. Abbildung 2.5). Passive Gitter, zu denen auch fraktale Gitter zählen, erzeugen je Gitter eine bestimmte turbulente Strömung. Soll ein anderer Turbulenzgrad oder eine andere Strukturlänge erreicht werden, muss ein neues Gitter entworfen werden. Ausnahme sind kleine Variationen, da, wie später noch diskutiert wird, der Turbulenzgrad hinter dem Gitter sinkt, während die integrale Strukturlänge zunimmt. Aktive Gitter können ihre Eigenschaften in einem weit größeren Rahmen ändern und somit eine Bandbreite aus turbulenten Strömungen erzeugen. Beide Gitterarten bringen durch die Nachläufe hinter den Störerzeugern Gradienten in die Strömung ein, sodass freie Scherschichten entstehen, in denen die Produktion turbulenter Energie stattfindet. Wenngleich es Beispiele für die Anwendung aktiver Gitter in Messstrecken mit großen Querschnittflächen gibt (z.B. Makita, 1991; Lawrence et al., 2016), sind der Entwurf, die Einbringung in den Kanal und der Betrieb aufwändig und kompliziert. Ähnliches gilt für fraktale Gitter. Hier beschränkt sich der Aufwand hauptsächlich auf die Fertigung. Biplanare Gitter bestehen aus überkreuzten Gitterelementen, sind daher einfach zu fertigen und werden seit langem zur Erzeugung turbulenter Strömungen verwendet (Corrsin, 1963; Comte-Bellot und Corrsin, 1966; Batchelor, 1982; Roach, 1987). Milbank et al. (2005) und Ravi et al. (2011) haben zudem nachgewiesen, dass diese Art der Turbulenzgitter geeignet ist, um großskalige Turbulenz zu produzieren. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich daher auf diese Gitterart. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gitter werden in Kapitel 3 vorgestellt. Die Ergebnisse der durchgeführten Gitterstudien werden in Kapitel 4 diskutiert. Die folgenden Abschnitte fassen einige relevante Grundlagen der Turbulenztheorie zusammen.

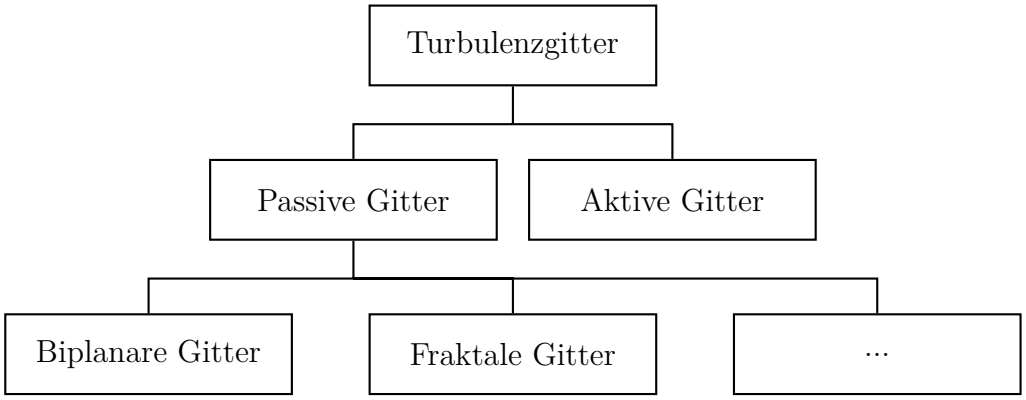


Abbildung 2.5: Einteilung der unterschiedlichen Gitterarten zur Erzeugung homogener Turbulenz.

Eine gute Übersicht über den Verlauf der Strömung und der Entwicklung der Turbulenz hinter einem Gitter geben Mohamed und Larue (1990). Den Autoren zufolge werden hierbei drei Stufen durchlaufen:

I Direkt hinter dem Gitter besteht die Strömung aus den einzelnen Nachläufen der Gitterelemente. Angetrieben durch die turbulente Durchmischung, wachsen diese mit zunehmendem Abstand zusammen. Die Strömung in diesem Bereich ist stark inhomogen und anisotrop und dementsprechend kommt es zur Produktion turbulenter Energie.

II Die zweite Stufe zeichnet sich durch eine nahezu homogene Strömung aus. Lokal kann von einer homogenen isotropen Turbulenz gesprochen werden (s. Pope, 2000) und es kommt zum Transfer von Energie von großen zu kleinen Skalen. In dieser Region sind keine Gradienten in der mittleren Strömung vorhanden. Da es somit keine Produktion turbulenter Energie gibt, kommt es zum Zerfall der Turbulenz, d.h. zur Abnahme der turbulenten kinetischen Energie (Pope, 2000). Dieser Zerfall folgt dem Verlauf eines Potenzgesetzes, auf das später näher eingegangen wird.

III In der letzten Stufe wird der turbulente Zerfall stark beschleunigt. Viskose Effekte wirken hier direkt auf die großen energietragenden Strukturen. Da dieser Bereich sehr weit hinter dem Gitter liegt, ist er für Windkanaluntersuchungen meist irrelevant und kann nur für sehr geringe Reynolds-Zahlen und nur in langen Messstrecken beobachtet werden (Batchelor, 1982).

Für aerodynamische Analysen wird zumeist angestrebt, den theoretisch einfachen Fall von homogener isotroper Turbulenz vorauszusetzen. Laut Fiedler (2003) impliziert die Isotropie der Turbulenz bereits den in der Literatur häufig zusätzlich angegebenen Zustand der Homogenität. Bereich II bietet gute Voraussetzungen für Untersuchungen unter isotroper Turbulenz und wird daher im Folgenden als *isotroper Bereich* bezeichnet. In einem idealen Experiment würden hier im Mittel alle Querströmungsfluktuationen mit denen in Hauptströmungsrichtung übereinstimmen:

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}, \tag{2.9}$$

$$\text{mit} \quad u_i' = u_i - \overline{u_i}. \tag{2.10}$$

In der Praxis sind Abweichungen von 10 % kaum vermeidbar, da die Komponente in Hauptströmungsrichtung stärker ausgeprägt ist (Pope, 2000; Mohamed und Larue, 1990). Statt isotroper Turbulenz liegt demnach vielmehr eine in Normalenrichtung homogene Turbulenz mit einem lokal geringen Grad an Anisotropie vor. Zur Vereinfachung wird im Folgenden dennoch der Terminus isotrope Turbulenz verwendet. Eine Kontraktion hinter dem Gitter hilft die vorhandene Anisotropie zu dämpfen (Comte-Bellot und Corrsin, 1966; Corrsin, 1963), ist jedoch aus baulichen Gründen oft nicht realisierbar. Als weitere Empfehlung für eine möglichst geringe Anisotropie gibt Roach (1987) an, die Maschenweite M eines Gitters solle nicht mehr als 10 % der Kanalhöhe betragen. Schedvin et al. (1974) zeigen zudem, dass eine hohe Reynolds-Zahl $Re_\mathrm{M} = MU/\nu$ einen positiven Effekt auf den Grad der Anisotropie hat. Empfehlungen für eine Mindesteinlauflänge, d.h. dem Abstand zwischen dem Gitter und dem Ort der Messung, variieren je nach Studie. Allerdings fällt ein Vergleich auf Grund der vielen Einflussparameter schwer. Die verschiedenen Arbeiten unterscheiden sich unter anderem in den verwendeten Geometrien, Reynolds-Zahlen und Kanälen. Auch der Turbulenzgrad der Anströmung kann eine Rolle spielen (Roach, 1987; Tsuji, 1953). Mohamed und Larue (1990) untersuchen in ihrer Arbeit passive Gitter aus runden Stäben und empfehlen Einlauflängen von 40 bis 80 Maschenweiten. Zu einer geringeren Einschätzung von etwa 10 Maschenweiten kommen Roach (1987) und Batchelor (1982), die auch planare Gitter untersuchen. Wie die Messergebnisse in Kapitel 4 zeigen, weisen sämtliche Gitter in der vorliegenden Arbeit vergleichsweise hohe

Reynolds-Zahlen von $Re_{\mathrm{M}} > 300$ auf. Die Empfehlung von etwa 10 Maschenweiten hat sich dabei als gute Richtlinie erwiesen.

2.4.1. Turbulentes Spektrum im isotropen Bereich

Als turbulent werden chaotische Strömungen bezeichnet, deren mittlere Bewegung durch unregelmäßige Schwankungsbewegungen überlagert ist (Fiedler, 2003). In diesem unregelmäßigen Strömungszustand zeigen die Größen Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und Dichte eine Variation in Raum und Zeit, so dass statistisch bestimmte Durchschnittswerte erkannt und unterschieden werden können (Hinze, 1975). Unter der chaotischen Oberfläche verbirgt sich demnach eine statistische Ordnung. Diese wird in realen Fluiden durch viskose Effekte beeinflusst, sodass die dissipativen Zusammenstöße der Fluidteilchen auf lange Sicht zu einem Zerfall turbulenter Störungen führen, sofern keine kontinuierliche Quelle turbulenter Energie vorhanden ist. Viskose Effekte bewirken außerdem, dass die Strömung hinter einem Gitter zunehmend homogen und somit richtungsabhängig wird (Hinze, 1975). Ist die Turbulenz nicht nur gegen Translation sondern auch gegen Rotation invariant, wird sie als isotrop bezeichnet (Fiedler, 2003). Diese Art der theoretisch einfach zu beschreibenden Turbulenz hat eine hohe Bedeutung in der Turbulenzforschung. So wurden seit dem Beginn des letzten Jahrhunderts eine Vielzahl an Windkanal-Experimenten unter nahezu isotropen Bedingungen durchgeführt. Auch eine Großzahl der theoretischen Arbeiten zu Turbulenz baut auf der Annahme isotroper Bedingungen auf (Pope, 2000).

Turbulente Skalen

Bei der Untersuchung von turbulenten Strömungen zeigte sich früh, dass turbulente Bewegungen oder Strukturen in ihrer Größe stark variieren. Die Strukturgrößen reichen von großen Skalen, die durch die Größe L der Domäne (z.B. Rohrdurchmesser, Kanalhöhe oder Grenzschichtdicke) begrenzt sind, bis hin zu sehr kleinen Skalen, auf die noch genauer eingegangen wird. Die Verteilung der turbulenten Energie über diese Skalen ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Produktion turbulenter Energie findet auf den großen Skalen bzw. bei kleinen Wellenzahlen κ statt. Voraussetzung hierfür sind die starken Geschwindigkeitsgradienten in Grenzschichten oder an freien Scherströmungen. Die Vorstellung einer Energiekaskade beschreibt, wie die Energie durch reibungsfreien Zerfall hin zu kleineren Skalen *transportiert* wird, wo sie ($\kappa < \kappa_{\mathrm{d}}$) angetrieben durch viskose Kräfte dissipieren (Pope, 2000). Richardson (1922) hat diesen Prozess

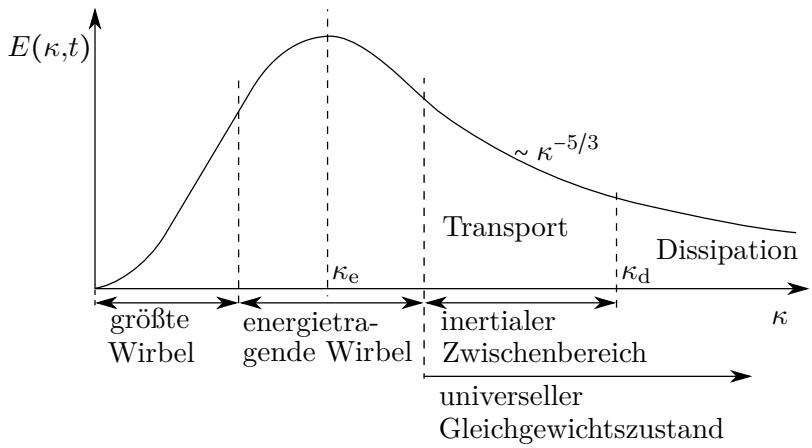


Abbildung 2.6: Spektrale Verteilung der turbulenten Energie für den Fall isotroper Turbulenz.

in Versform zusammengefasst:

Big whirls have little whirls,
Which feed on there velocity;
And little whorls have lesser whirls,
And so on to viscosity.

Turbulente Strukturen, manchmal vereinfacht als *Wirbel* bezeichnet, haben eine Größe l und eine Geschwindigkeit U, mit der sie stromab konvektieren. Auf diese Weise kann für jeden Wirbel eine Reynolds-Zahl berechnet werden, die das Verhältnis von Trägheits- zu viskosen Kräften charakterisiert. Ist diese wie im Fall großer energietragender Wirbel ($l_0 \approx L$) sehr hoch ($Re_{l_0} \approx Re_L$), so sind viskose Effekte vernachlässigbar (Pope, 2000). Wie bereits erwähnt wurde, können große starke Wirbel zerfallen und geben dabei ihre Energie an immer kleinere Wirbel weiter. Gleichzeitig sinkt die Reynolds-Zahl Re_l mit jeder weiteren Zerfallsstufe ab, bis sie so klein ist, dass die kinetische Energie durch die einsetzende molekulare Viskosität dissipiert wird (vgl. Pope, 2000). Die Größe der kleinsten Skalen hat Kolmogorov (1941) mittels Dimensionsanalyse zu:

$$\eta = \left(\nu^3/\varepsilon\right)^{1/4} \tag{2.11}$$

bestimmt. Mit der Dissipationsrate $\varepsilon \sim u_0^3/l_0$ folgt für hohe Reynolds-Zahlen der Zusammenhang von großen zu kleinen Skalen:

$$\eta/l_0 \sim Re^{-3/4}. \tag{2.12}$$

Eine ausführliche Beschreibung der Kolmogorov Hypothesen, der verschiedenen turbulenten Skalen sowie den Energietransport findet sich in Pope (2000).

Die Dissipation turbulenter Energie findet vor allem im hochfrequenten Anteil des Spektrums statt. Wie gezeigt wurde, kann dieser Bereich mit den Kolmogorov Skalen charakterisiert werden. Der Großteil der turbulenten Energie ist jedoch in den Skalen $1/6l_0 < l < 6l_0$ enthalten, wobei l_0 ein abstraktes Maß für die energietragenden Strukturen ist (Pope, 2000). Eine konkrete Größe kann aus der statistischen Turbulenztheorie abgeleitet werden: Die integrale Strukturlänge L_{11} (engl. *integral length scale*) kann als eine Größe interpretiert werden, die in etwa den mittleren Abmessungen der energietragenden Wirbel entspricht (Fiedler, 2003). Da die integrale Strukturlänge für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung ist, wird im folgenden Abschnitt ausführlich auf ihre Herleitung bzw. die Methodik zur Bestimmung von L_{11} eingegangen.

Bestimmung der integralen Strukturlänge

Die integrale Längenskala bzw. die integrale Strukturlänge kann über zwei gleichwertige Herangehensweisen bestimmt werden (vgl. Fiedler, 2003). Zum einen über Autokorrelation des Zeitsignals $R_{11}(\tau)$ und zum anderen aus der eindimensionalen Spektralfunktion $E_{11}(f)$, s. Gleichung (2.13). Beide Methoden werden im Folgenden vorgestellt.

$$L_{11} = \overline{u} \int_0^\infty R_{11}(\tau) d(\tau) = \frac{\overline{u}}{4\overline{u'^2}} \lim_{f \to 0} E_{11}(f) \tag{2.13}$$

Die Verteilung der turbulenten Energie über die unterschiedlichen Skalen wurde bisher anhand des dreidimensionalen Wellenzahlspektrums beschrieben. Die direkte Bestimmung dieses Spektrums ist jedoch aufwändig. Einfacher kann das eindimensionale Längsspektrum $E_{11}(\kappa)$ direkt aus Hitzdrahtmessungen der

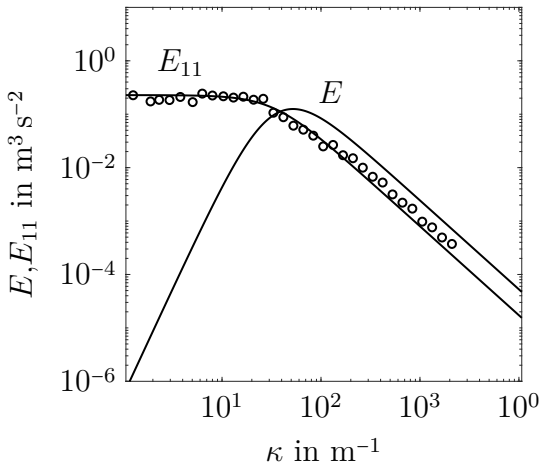


Abbildung 2.7: Zusammenhang zwischen eindimensionalem und dreidimensionalem Energiespektrum.

Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen den beiden Spektren wird durch Gleichung (2.14) beschrieben und ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

$$E(\kappa) = \frac{1}{2}\kappa^3 \frac{d}{d\kappa}\left(\frac{1}{\kappa}\frac{dE_{11}(\kappa)}{d\kappa}\right) \tag{2.14}$$

Der erste Ansatz, um die integrale Struktur- oder Korrelationslänge zu bestimmen, geht über die Zuhilfenahme der Autokorrelation $R_{11}(\tau)$ des Zeitsignals $u(t)$. Letzteres wurde in der vorliegenden Arbeit durch Hitzdrahtanemometrie gemessen (s. Kapitel 3). Über die Integration von $R_{11}(\tau)$ wird zunächst eine integrale Zeitskala T_{11} berechnet:

$$T_{11} = \int_0^\infty R_{11}(\tau) d(\tau) \tag{2.15}$$

Unter der Annahme der Taylor Hypothese wird schließlich die Korrelationslänge $L_{11} = \overline{u} T_{11}$ bestimmt. Da die Autokorrelation in der Praxis auch negative Werte annehmen kann, sobald die Funktion überschwingt, stellt sich

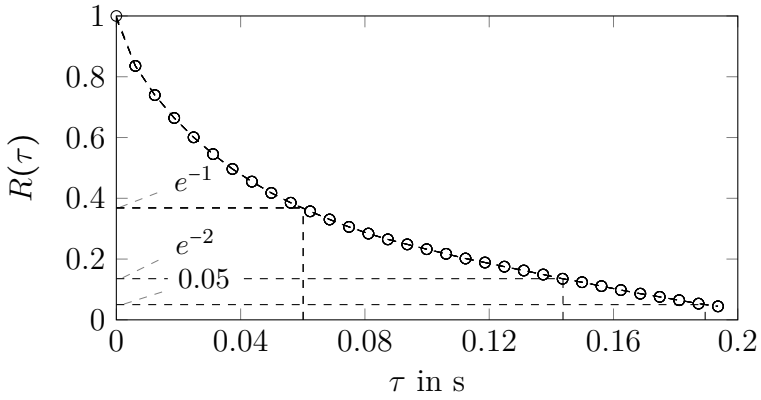


Abbildung 2.8: Vergleich verschiedener Integrationsgrenzen zur Bestimmung der integralen Strukturlänge.

die Frage nach der Wahl der Integrationsgrenze τ_c (s. Gleichung (2.16)). Diese wird von O'Neill et al. (2004) systematisch untersucht. Als Grenzen werden $\tau_c = f(R_c)$, mit $R_c = 0, e^{-1}$ diskutiert, wobei τ_c den Wert auf der Abszisse kennzeichnet, bei dem der Korrelationswert R_c das erste Mal auftritt (vgl. Abbildung 2.8). Die Autoren empfehlen den ersten Nulldurchgang der Korrelationsfunktion als Integrationsgrenze, welcher daher im Folgenden verwendet wird.

$$L_{11} = \overline{u} \int_0^{\tau_c} R_{11}(\tau) d(\tau). \tag{2.16}$$

Die zweite Methode zur Bestimmung von L_{11} verwendet das eindimensionale turbulente Spektrum. Aus Gleichung (2.13) geht hervor, dass die Energie $E_{11}(f)$ für $f \to 0$ benötigt wird. Da die Energie definitionsgemäß nur für $f > 0$ gemessen werden kann, muss zu kleinen Frequenzen hin extrapoliert werden. Einen Ansatz hierfür liefert die Korrelation aus Gleichung (2.17) nach Hinze (1975). Die gesuchte Strukturlänge ist der einzig freie Parameter und wird über einen *least squares fit* ermittelt.

$$E_{11}(\kappa) = 4\overline{u'^2} \frac{L_{11}}{1 + (\kappa L_{11})^2} \tag{2.17}$$

$$2\pi E(\kappa) = \overline{u}E(f) \text{ und } 2\pi f = \kappa\overline{u} \tag{2.18}$$

Mit Gleichung (2.18) kann Gleichung (2.17) für das eindimensionale Frequenzspektrum umformuliert werden und ist so direkt auf zeitaufgelöste Messdaten anwendbar:

$$E_{11}(f) = \overline{u'^2}\left(\frac{4L_{11}}{\overline{u}}\right)\frac{1}{[1+(2\pi f L_{11}/\overline{u})^2]} \tag{2.19}$$

Da die berechneten integralen Strukturlängen aus den Gleichungen 2.16 und 2.19 gut übereinstimmen, wird in dieser Arbeit der Mittelwert aus den beiden Ansätzen zur Berechnung von L_{11} verwendet.

Das eindimensionale Wellenzahlspektrum wird in den Gleichungen 2.17 bzw. 2.19 durch die integrale Strukturlänge, den Turbulenzgrad und die mittlere Geschwindigkeit angenähert. In Gleichung (2.14) eingesetzt, kann daraus das vollständige (dreidimensionale) Spektrum berechnet werden. Für isotrope Turbulenz bedeutet dies, dass die drei Parameter $(L_{11}, Tu, \overline{u})$ ausreichen, um das Turbulenzspektrum in guter Näherung zu beschreiben.

2.4.2. Abklingende Turbulenz im isotropen Bereich

Es wurde bereits erwähnt, dass es in einigem Abstand vom Turbulenzgitter zur Dissipation der turbulenten (kinetischen) Energie kommt. Dies ist gleichzeitig der Ort an dem in guter Näherung eine lokal isotrope Turbulenz vorhanden ist und somit der für Tragflächenuntersuchungen interessante Bereich. Ein Kernaspekt dieser Arbeit war es, Gitter zu entwerfen, die in diesem Bereich bestimmte Werte für Tu und L_{11} aufweisen. Im Folgenden wird der isotrope Bereich daher näher betrachtet und insbesondere auf die abklingende Turbulenz eingegangen.

Wie bereits erwähnt wurde, führen die Gradienten in der mittleren Strömung hinter Turbulenzgittern zur Produktion turbulenter Energie. Mit wachsendem Abstand zum Gitter nehmen die mittleren Gradienten auf Grund der turbulenten Durchmischung ab und die Strömung wird zunehmend homogen. Hierdurch kommt die turbulente Produktion zum Erliegen. Da die Prozesse des

Energietransports hin zu kleinen Skalen sowie die dort wirkenden dissipativen Kräfte nach wie vor aktiv sind, kommt es zum Abklingen der turbulenten Energie:

$$\frac{dk}{dt} = -\varepsilon, \tag{2.20}$$

wobei k die turbulente kinetische Energie und ε die Dissipationsrate bezeichnet.

Die Dissipation der turbulenten Energie k lässt sich am einfachsten über den Turbulenzgrad Tu der Hauptströmungskomponente messen. Unter einigen vereinfachenden Annahmen (s. Mohamed und Larue, 1990) kann die Abnahme des Turbulenzgrades für diese durch ein Potenzgesetz beschrieben werden:

$$Tu^2 = \left(\frac{u'}{\overline{u}}\right)^2 = a_1 \left(t - t_0\right)^{-n}, \tag{2.21}$$

mit dem Zerfallsexponenten n und einer Zerfallskonstante a_1.

Für den Fall der Gitterturbulenz bietet sich eine leicht veränderte Schreibweise in Abhängigkeit des Gitterabstandes an. Hierfür wird Gleichung (2.21) mithilfe der Taylor Hypothese umformuliert zu:

$$Tu^2 = A_1 \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M}\right)^n, \tag{2.22}$$

wobei die Koordinate x ihren Ursprung im Gitter hat. Die Konstante A_1 wird wieder als Zerfallskonstante bezeichnet, M ist die Maschenweite des verwendeten Gitters und x_0 der virtuelle Ursprung.

Eine Vielzahl an theoretischen und experimentellen Arbeiten befasst sich mit der Frage, ob es sich bei der Dissipation der turbulenten Energie um einen selbstähnlichen Prozess handelt. In ihren theoretischen Arbeiten kommen von Kármán und Howarth (1938) sowie Saffman (1967) auf die gleiche Form (s. Gleichung (2.22)). Die von ihnen abgeleiteten Werte für n liegen bei 1 bzw. 6/5. Die von Mohamed und Larue (1990) analysierten experimentellen Ar-

beiten weisen eine ähnlich hohe Varianz von $1 \leq n \leq 1{,}43$ auf. Die Autoren führen diesen Umstand darauf zurück, dass es für die Bestimmung der Konstanten durch die *least square* Methode keine einheitliche Vorgehensweise gibt. Insbesondere die Lage des virtuellen Ursprungs wirkt sich auf die Werte des Exponenten n sowie der Konstante A aus. Eine systematische Untersuchung führt die Autoren zu dem Schluss, dass ein Wert von $x_0 = 0$ für über einen Reynolds-Zahl Bereich von $\mathrm{Re}_M = 5160 \ldots 68000$ zu einer selbstähnlichen Darstellung des Abklingprozesses führt. Der Exponent n schwankt zwischen $1{,}24 < n < 1{,}34$ und weist einen mittleren Wert von $n = 1{,}3$ auf. Kurian und Fransson (2009) untersuchen einen größeren Reynolds-Zahl Bereich ($Re_\mathrm{M} = 380 \ldots 980\,000$) und stellen eine Abhängigkeit des Exponenten von Re fest. Für die kleinste Reynolds-Zahl von $Re_\mathrm{M} = 380$ errechnen die Autoren einen Exponent von $n = 1{,}6$. Höhere Reynolds-Zahlen führen zu einem Absinken des Exponenten, der für $Re_\mathrm{M} = \mathcal{O}(10^4)$ eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Mohamed und Larue (1990) zeigt. Die Zerfallskonstante A_1 weist ebenfalls eine Abhängigkeit von Re auf und sinkt für den untersuchten Bereich von $A_1 = 0{,}2$ auf etwa 0,04 ab. Wichtige Eingangsgrößen sind neben der Reynolds-Zahl die Maschenweite, die Verblockung durch das Gitter (s. Abschnitt 3.1.2), die Gittergeometrie sowie die Oberflächenbeschaffenheit der Gitterelemente. Zudem ist von Bedeutung, dass nur Messpunkte im Bereich der isotropen Turbulenz für die Bestimmung der Konstanten verwendet werden.

Bisher wurde die Dissipation der turbulenten Energie anhand der Änderung des Turbulenzgrades über der Zeit bzw. dem Gitterabstand betrachtet. Unter der Annahme, dass die gesamte Strömung durch viskose Kräfte bestimmt wird und es zu keinem Energietransport von großen zu kleinen Strukturen kommt, kann die Energiespektrum in Abhängigkeit der Zeit beschrieben werden durch:

$$E(\kappa,t) = E(\kappa,t_0)\exp\left[-2\nu\kappa^2(t-t_0)\right]. \tag{2.23}$$

In Anlehnung hieran wird in Abbildung 2.9 gezeigt, dass kleine Strukturen relativ schnell dissipieren, während die Energie der energietragenden Strukturen ($\kappa \to 0$) weitgehend konstant bleibt (Fiedler, 2003). Eine Folge ist, dass die integrale Strukturlänge L_{11} zu bzw. die Wellenzahl der energietragenden κ_e Wirbel abnimmt. Diese Abnahme der Wellenzahl ist in der Abbildung anhand der markierten Maxima $E(\kappa_\mathrm{e})$ hervorgehoben. Durch die Zunahme von L_{11} mit dem Gitterabstand kommt es leicht zu Fehlinterpretationen, de-

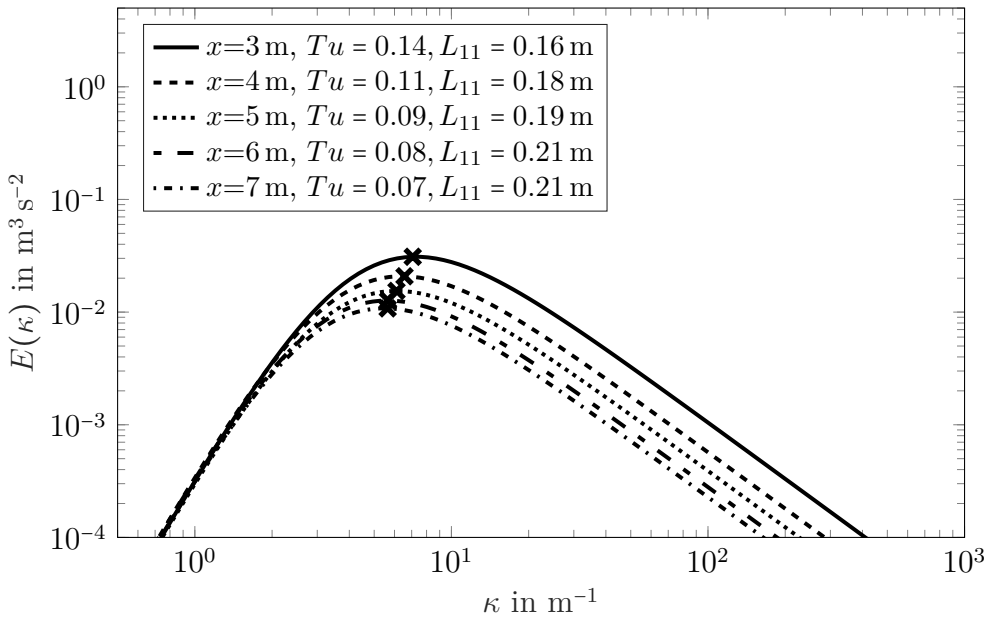


Abbildung 2.9: Turbulenter Zerfall anhand des turbulenten Energiespektrums.

nen an dieser Stelle vorgebeugt werden soll: Das Spektrum ändert sich für $\kappa < \kappa_e$ nur wenig. Trotz wachsender integraler Strukturlänge nimmt die tatsächliche Größe der energietragenden Wirbel daher nicht oder kaum zu (Pope, 2000).

Zusammengefasst kann für die abklingende Turbulenz festgehalten werden, dass Tu mit steigendem Gitterabstand abnimmt, während L_{11} zunimmt. Der Gitterabstand x ist demnach neben der Maschenweite M und der Elementbreite d ein weiterer Parameter, der bei der Auslegung eines Gitters berücksichtigt werden kann.

3

Experimentelle Umgebung

3.1. Atmosphärischer Windkanal München

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Messungen wurden im Atmosphärischen Windkanal München (AWM) an der Universität der Bundeswehr München durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen Windkanal in Eiffel Bauart mit einer Messstrecke von 22 m Länge und einem Querschnitt von 1,85 m × 1,85 m. Die Strömung wird durch einen 350 kW starken Antrieb vom Dach der Laborhalle angesaugt und gelangt durch Umlenkschaufeln in eine Beruhigungskammer. Die Kontraktion gegenüber der Messstrecke beträgt 1:9. Der Windkanal ist drehzahlgeregelt und erreicht Geschwindigkeiten zwischen 2 – 45 m/s. Für die vorliegende Arbeit wurde die Anstellung der 6 Antriebsschaufeln so justiert, dass von außen aufgeprägte Druckschwankungen für Geschwindigkeiten zwischen 4 – 10 m/s möglichst geringe Auswirkungen auf die Regelung der Drehzahl des Verdichters haben.

Die Strömungsgeschwindigkeit wird am Einlass der Messstrecke über ein MiniAir6 Flügelradanemometer (0–20 m/s) der Firma Schiltknecht bestimmt. Alternativ stehen für größere Geschwindigkeiten ein Prandtl-Rohr in Verbindung mit einem Setra239 Differenzdruckaufnehmer sowie für mittlere Geschwindigkeiten (2 – 20 m/s) ein auf Hitzdrahttechnik basierender Sensor der Firma Schmidt Technology GmbH (SS20.500) zur Verfügung. Die Geschwindigkeit der mittleren Anströmung der einzelnen Gitterstudien und Tragflügeluntersuchungen wurde zudem lokal durch Hitzdrahtanemometrie bzw. PIV bestimmt.

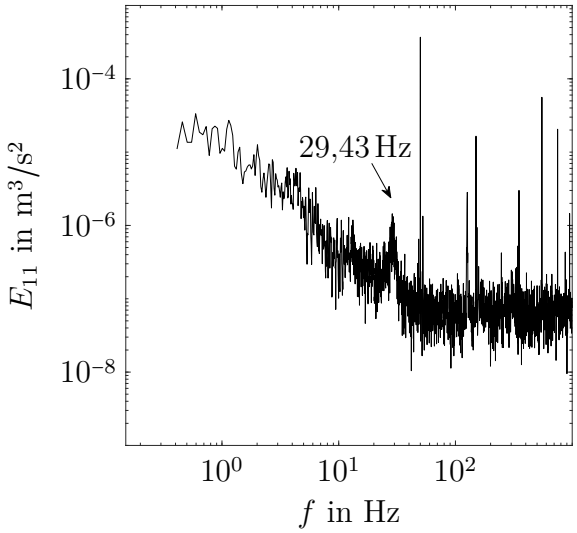


Abbildung 3.1: Spektrum des Windkanals bei u = 4,5 m/s am Einlass der Messstrecke.

Der Turbulenzgrad des Kanals liegt für die relevanten Geschwindigkeiten (4 – 10 m/s) im Frequenzbereich f = 0.1 – 4000 Hz (s.u.) bei 0,5 %. Abbildung 3.1 zeigt das Spektrum der Geschwindigkeitskomponente u in der Kanalmitte am Einlass der Messstrecke. Der sichtbare Peak bei 29,43 Hz ist ein Resultat des Antriebs mit 6 Rotorblättern bei einer Drehzahl von 300 min^{-1}.

Über die Dauer der vorliegenden Arbeit waren verschiedene Grenzschichtmodelle (GSM) im AWM installiert (s. Abbildung 3.2), mit deren Hilfe in einer parallel laufenden Studie der Einfluss von Superstrukturen in einer Plattengrenzschicht mit konstantem sowie negativem Druckgradienten untersucht wurde. Das Modell GSM1 war während des Großteils der Gitterstudien eingebaut und wurde für die Tragflügeluntersuchungen, die den Hauptteil der vorliegenden Arbeit ausmachen, entfernt. Der Großteil der in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellten Messungen konnte daher ohne den Einfluss eines Grenzschichtmodells aufgenommen werden. Um den Einfluss der Modelle auf die betroffenen Messreihen zu untersuchen, wurden die relevanten Turbulenzgitter für alle Einbauzustände vermessen. Ein Vergleich der Messungen wird in Abschnitt A.1 diskutiert. Der Vergleich zeigt, dass die verschiedenen Grenzschichtmodelle nur einen geringen Einfluss auf die erzeugte Gitterturbulenz ausüben. Durch einige leichte Variationen der Gitterparameter konnten gleiche Strömungsbedingun-

gen hergestellt werden, sodass auch im Einbauzustand von GSM2 Untersuchungen am Tragflügel durchgeführt werden konnten. Im Einbauzustand von GSM1 wurden außer den Gitterstudien keine Messungen durchgeführt. Der jeweilige Einbauzustand für die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Experimente ist in Tabelle A.2 angegeben.

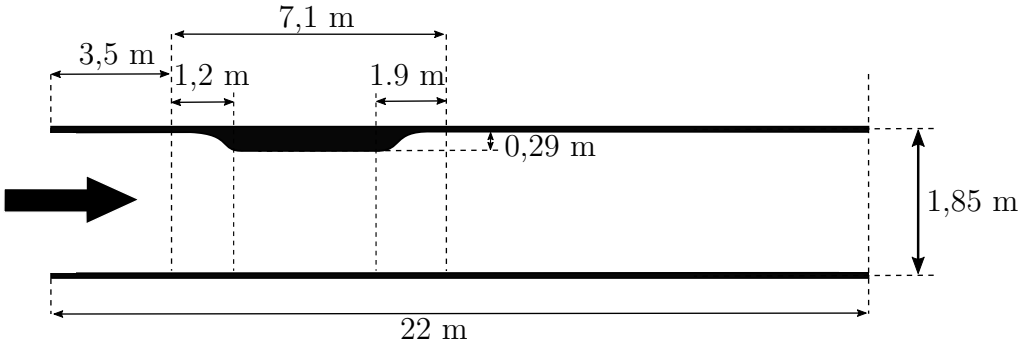
3.1.1. Hitzdrahtsystem

Wie in Abschnitt 2.4 diskutiert wurde, kann ein Turbulenzspektrum bei bekannter mittlerer Strömungsgeschwindigkeit $\overline{u}$ anhand der integralen Strukturlänge sowie der enthaltenen turbulenten Energie (Tu) in guter Näherung charakterisiert werden. Beide Größen können über ein zeitaufgelöstes Geschwindigkeitssignal unter Voraussetzung der Taylor-Hypothese bestimmt werden. Hierfür wurde die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung hinter den Gittern mittels eines Dantec StreamLine Hitzdrahtsystems im Konstant-Temperatur-Verfahren gemessen. Als Sonde wurde ein 55P15 Einzeldraht verwendet, der auf ein Traversensystem im Windkanal montiert war. Das Hitzdraht-Signal wurde bei 4 kHz analog über einen Tiefpass gefiltert und bei 8 kHz mit einem M2i.4652 Spectrum Digitizer abgetastet. Die simultan mitgemessene Temperatur ermöglichte eine Temperaturkorrektur nach:

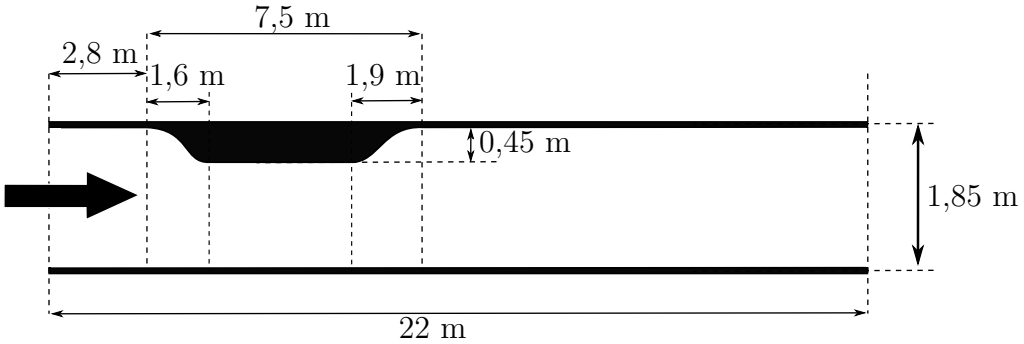
$$E_{\mathrm{a,corr}} = E_{\mathrm{a}} \left(\frac{T_{\mathrm{W}} - T_0}{T_{\mathrm{W}} - T_{\mathrm{a}}} \right)^{0.5} \tag{3.1}$$

Hierbei steht E_{a} für die gemessene Spannung, T_{W} für die Umgebungstemperatur während der Kalibrierung des Drahtes, T_0 für die Umgebungstemperatur auf deren Basis die Drahttemperatur eingestellt wurde (80 % Überhitzung) und T_{a} für die Umgebungstemperatur während der Messung.

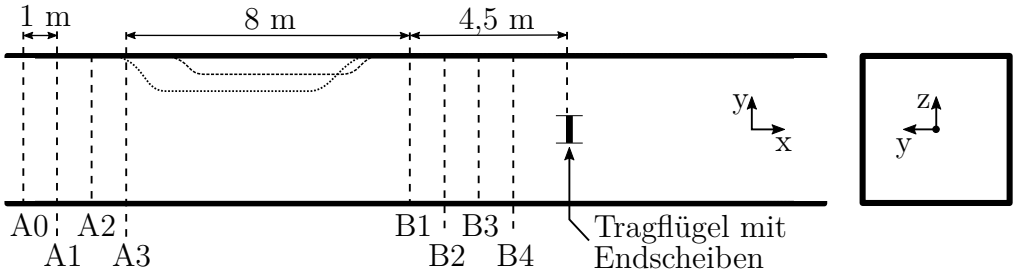
Wie bereits erwähnt, handelt es sich bei der Versuchsanlage um einen Windkanal in Eiffel Bauart, der Luft aus der Atmosphäre ansaugt. Dies hat zur Folge, dass Wettereffekte wie plötzlich auftretende Böen das Hitzdrahtsignal auf niedrigen Frequenzen stören können. Um dies zu vermeiden, wurde ein Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz von $f_{\mathrm{c}} = 0{,}1\,\mathrm{Hz}$ verwendet. Abbildung 3.3 zeigt den Einfluss verschiedener Frequenzen f_{c} auf den ermittelten Turbulenzgrad hinter einem Turbulenzgitter.



(a) Messstrecke mit GSM1 Modell



(b) Messstrecke mit GSM2 Modell



(c) Messstrecke mit Gitterpositionen

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der eingebauten Grenzschichtmodelle in der Messstrecke des Windkanals.

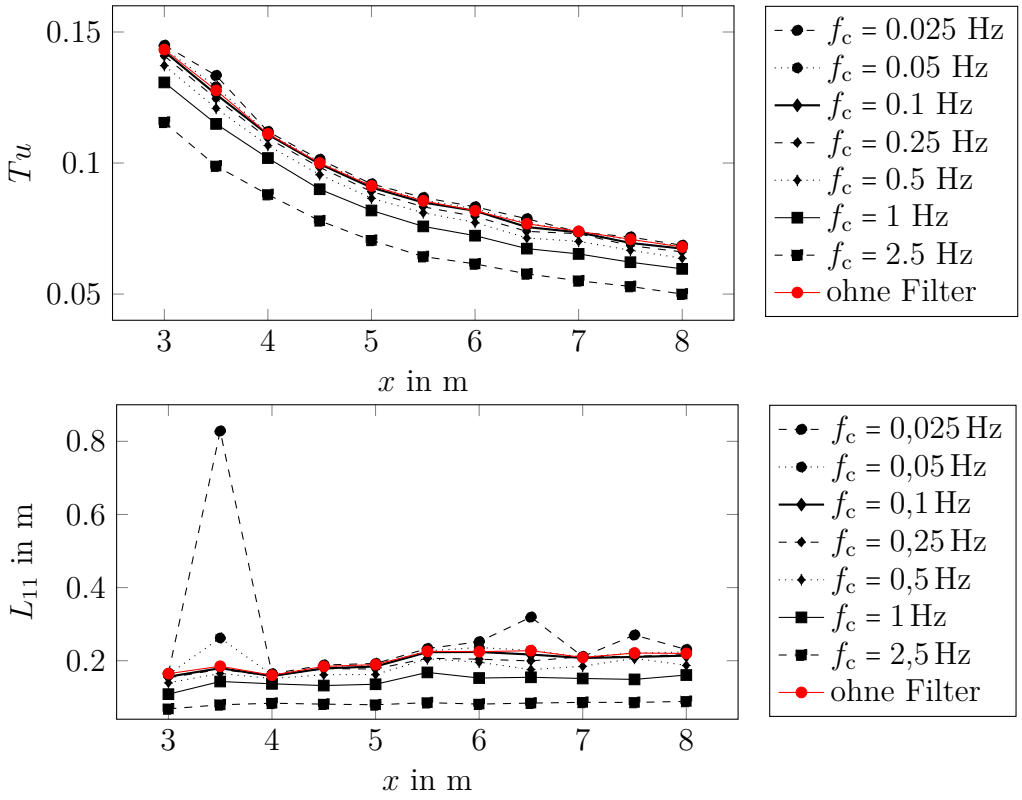


Abbildung 3.3: Auswirkung der Grenzfrequenz eines Hochpassfilters auf Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge hinter einem Turbulenzgitter.

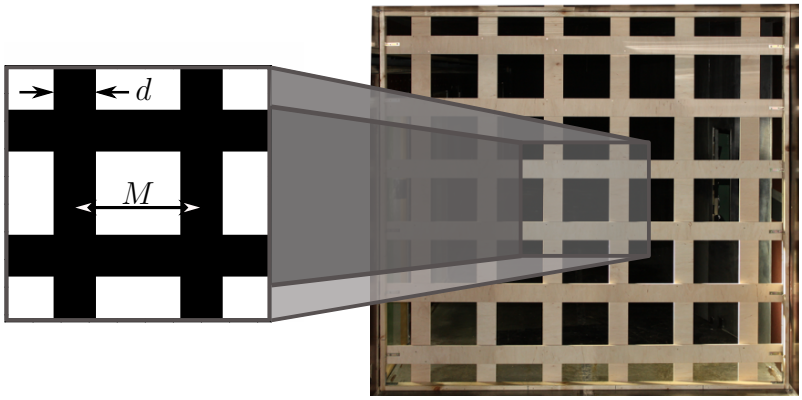


Abbildung 3.4: Beispiel eines biplanaren Gitters, eingebaut in den Atmosphärischen Windkanal München.

3.1.2. Turbulenzgitter

In Abschnitt 2.4 wurden verschiedene Gitterarten aufgelistet, die zur Produktion von isotroper Turbulenz infrage kommen. Es wurde dargelegt, dass für die vorliegende Arbeit die Verwendung von biplanaren Gittern am besten geeignet ist. Diese Gitter bestehen aus Gitterelementen der Breite d, welche in den Abständen M parallel zueinander angeordnet sind. Eine zweite Ebene liegt um 90° gedreht über der ersten, sodass sich Maschen mit der Maschenweite M ergeben, s. Abbildung 3.4. In der Literatur werden verschiedene Querschnitte der Gitterelemente untersucht. Der Schwerpunkt der meist sehr feinen und engmaschigen Gitter mit Maschenweiten im Millimeterbereich liegt auf runden Querschnitten. Kurian und Fransson (2009) untersuchen zudem rechteckige Querschnitte und merken an, dass die Wahl der Gitterelemente Auswirkungen auf die Turbulenzerzeugung hat. Die Datengrundlage der Autoren reicht für eine genauere Untersuchung nicht aus, jedoch scheinen rechteckige Querschnitte die Durchmischung zu begünstigen und führen somit schneller zu isotroper Turbulenz. Auf dieser Basis sowie aufgrund des großen Querschnitts der Messstrecke wurden in dieser Arbeit rechteckige Gitterelemente aus 12 mm starkem Birkensperrholz verwendet. Zur Befestigung im Windkanal wurde ein Rahmen aus Kanthölzern angefertigt. Dieser wurde mit den Kanalwänden verschraubt und über Winkel mit den Gittern verbunden. Für Geschwindigkeiten bis 10 m/s wurde so eine ausreichend steife und stabile Konstruktion erreicht.

Parameter beim Entwurf eines Gitters sind die Breite der Gitterelemente d sowie die Maschenweite M. Je größer diese gewählt werden, desto höher sind der Turbulenzgrad und die integrale Strukturlänge. Die Kombination aus beiden

Parametern führt zudem zu einer mehr oder minder starken Verblockung des Kanalquerschnitts. Der Grad der Verblockung σ_{vb} ist abhängig von der Breite d, der Anzahl der Gitterelemente n_{e} und der Querschnittfläche des Kanals A_{Kanal}. Für quadratische Querschnitte der Breite b_{Kanal} folgt für den Grad der Verblockung:

$$\sigma_{\mathrm{vb}} = \frac{A_{\mathrm{Gitter}}}{A_{\mathrm{Kanal}}} = \left(\frac{n_{\mathrm{e}} d}{b_{\mathrm{Kanal}}}\right)\left(2 - \frac{n_{\mathrm{e}} d}{b_{\mathrm{Kanal}}}\right) \tag{3.2}$$

Für Gitter, deren Randmaschen jeweils $M/2$ betragen, kann die Kanalbreite als ein Vielfaches der Maschenweite ausgedrückt werden:

$$b_{\mathrm{Kanal}} = n_{\mathrm{e}} M. \tag{3.3}$$

Auf diese Weise kann Gleichung (3.2) auf die in der Literatur gebräuchliche Form gebracht werden:

$$\sigma_{\mathrm{vb}} = \left(\frac{d}{M}\right)\left(2 - \frac{d}{M}\right). \tag{3.4}$$

Ist der Grad der Verblockung sehr hoch, kann es zu Unregelmäßigkeiten in der mittleren Strömung kommen. Um eine gute Durchmischung zu gewährleisten, wird daher empfohlen weniger als 50 % des Querschnitts zu verblocken (Roach, 1987).

In Abschnitt 2.4 wurde auf den Zerfall der turbulenten kinetischen Energie hinter einem Turbulenzgitter eingegangen. Während der Turbulenzgrad hinter einem Gitter abnimmt, führt die Dissipation der kleinen Skalen zu einem Anstieg der integralen Strukturlänge. Um einen bestimmten Turbulenzgrad, eine bestimmte Strukturlänge oder eine Kombination aus beiden zu erzeugen, ist demnach der Abstand zum Gitter ein weiterer freier Parameter. Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurde dies ausgenutzt und Gitter an acht Positionen der Messstrecke qualifiziert (s. Abbildung 3.2c). Ziel war es, die gewünschten Charakteristiken (Tu und L_{11}) über alle Gitter hinweg an der gleichen Stelle im Kanal zu realisieren, um den Versuchsaufbau der Tragflügeluntersuchungen zu erleichtern.

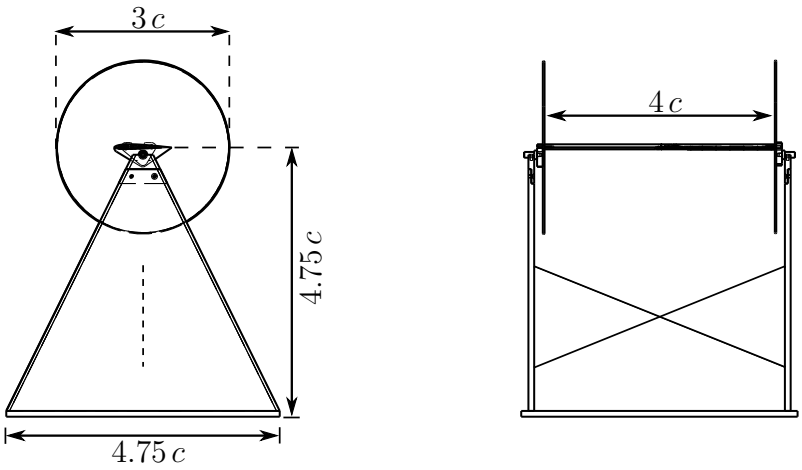


Abbildung 3.5: Aufbau des Windkanalmodells (2D).

3.2. Windkanalmodelle

3.2.1. Flügelprofil (2D)

Die in Kapitel 5 vorgestellten Messungen wurden an einem SD7003 Profil durchgeführt, das für seine ausgeprägte laminare Ablöseblase bekannt ist. Die Profiltiefe des Modells beträgt c = 0,2 m bei einer Streckung von Λ = 4. Ein gängiges Problem bei der Fertigung von Flügelprofilen ist die spitze Hinterkante. Damit das Modell aus Aluminium gefertigt werden konnte, wurde die Geometrie zunächst um 0,27 % gestreckt. Anschließend wurde es an der Hinterkante wieder auf 0,2 m gekürzt, sodass diese nun eine Dicke von 0,5 mm aufweist. Das verwendete Flügelkoordinatensystem ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

An beiden Seiten wurden kreisförmige Endscheiben mit einem Durchmesser von $D_e = 3\,c$ an den Profilseiten angebracht, um 3D-Effekte zu vermeiden (s. Abbildung 3.5). Um einen optischen Zugang zu ermöglichen, wurde eine der Scheiben aus Glas gefertigt. Das Ziel beim Einsatz von Endscheiben ist es, in der Mitte des Profils die gleichen Strömungsbedingungen zu erzeugen, wie bei einem Profil unendlich großer Spannweite (ohne Endscheiben). Der Einfluss der Spannweite wurde von Boutilier und Yarusevych (2012) für Profile bei kleinen Reynolds-Zahlen untersucht. Hierfür wurde der Druck entlang mehrerer spannweitig verteilter Reihen aus Druckbohrungen auf einem NACA 0018 Profil gemessen. Die Ergebnisse führen zur Empfehlung eines Verhältnisses

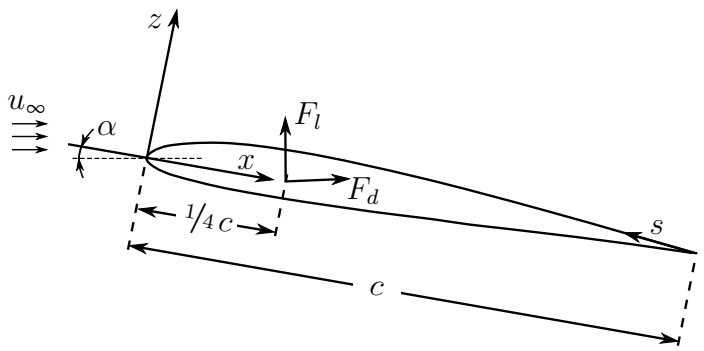


Abbildung 3.6: Definition des Flügelkoordinatensystems.

von $\Lambda = b/c > 2{,}2$. Entsprechend dieser Empfehlung wurde für die vorliegende Arbeit eine Streckung von $\Lambda = 4$ verwendet. Die Endscheiben von Boutilier und Yarusevych (2012) weisen einen Durchmesser von $D_\mathrm{e} = 2{,}25\,c$ auf und sind somit etwas kleiner als die in dieser Arbeit verwendeten Scheiben. Eine Folge größerer Scheiben ist, dass die Grenzschicht auf deren Oberfläche auf Grund der erhöhten Lauflänge weiter aufdickt und es dadurch zu einer Beschleunigung der Strömung über dem Profil kommt. Eine Abschätzung dieses Effekts für eine laminare Grenzschicht liefert die Verdrängungsdicke entlang einer ebenen Platte:

$$\delta_1(x) = 1{,}721\sqrt{\frac{cx}{Re}} \tag{3.5}$$

An der Vorderkante des Profils hat die Verdrängungswirkung der Grenzschicht eine Geschwindigkeitsüberhöhung von 0,35 % zur Folge; bis zur Hinterkante steigt die Geschwindigkeit um insgesamt 0,5 % bezogen auf die freie Anströmung. Der Effekt der Grenzschicht ist somit gering und kann daher vernachlässigt werden. Im Folgenden wird daher von einer zweidimensionalen Strömung auf dem Profil ausgegangen.

Für die Messung in ungestörter Anströmung war das Modell 2 m hinter dem Einlass der Messstrecke aufgebaut. Messungen am Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik sowie Simulationen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) haben gezeigt, dass hier keine Einflüsse des stromab eingebauten Grenzschichtmodells (s. Kapitel 4) vorliegen. Die Messungen in turbulenter Anströmung wurden 16,5 m hinter dem Einlass zur Messstrecke aufgebaut. Die Positionen im Windkanal sind zusammen mit denen der verschiede-

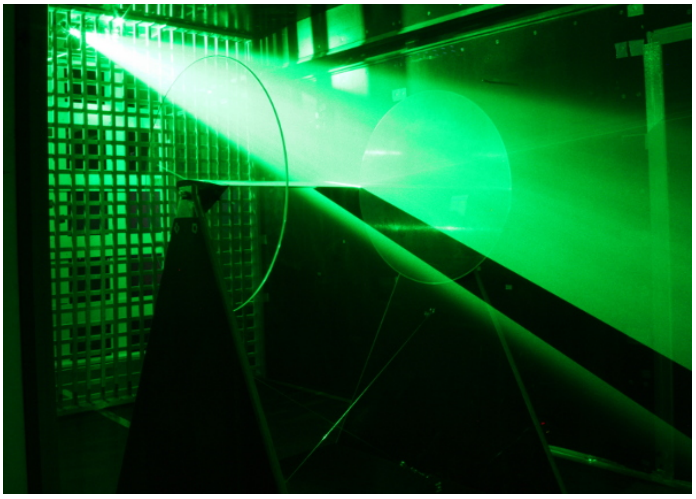


Abbildung 3.7: Windkanalmodell im Einbauzustand hinter einem Turbulenzgitter.

nen Gitter schematisch in Abbildung 3.2c eingetragen. Abbildung 3.7 zeigt das eingebaute Windkanalmodell hinter einem Turbulenzgitter.

3.2.2. Flügel (3D)

Für die Experimente an einem Modell mit geringer Streckung wurde ein zweites Windkanalmodell konzipiert. Die Profilgeometrie entspricht der des 2D Modells (c = 0,2 m). Die Spannweite beträgt 0,4 m, was einer Streckung von $\Lambda = 2$ entspricht. Ein geringes Gewicht ist vorteilhaft für Kraft- und Momentenmessung, weshalb verschiedene Fertigungstechniken hinsichtlich Gewicht, Stabilität und Präzision bewertet wurden. Für kohlenstofffaserverstärktes Polymer wurde ein Kompromiss gefunden, der zu einem Modellgewicht von 431 g führt.

In Kapitel 2 wurde bereits erwähnt, dass vor allem das Rollmoment kritisch für die Steuerung kleiner Flugobjekte ist. Daher war es das Ziel, neben den Kraftkomponenten Auftrieb und Widerstand auch die angreifenden Momente zu messen. Um die sensitive Kraftwaage nicht unnotwendigen Belastungen auszusetzen, wurde sie mittig unter dem Flügel befestigt. Damit die Waage keiner direkten Anströmung ausgesetzt wird, ist sie umschlossen von einem Gehäuse mit der Kontur eines symmetrischen NACA 0033 Profils. Das gleiche Profil wurde für einen Stab zur Befestigung des Flügels an einer Traverse

verwendet. Diese ermöglicht es, den Anstellwinkel über einen Schrittmotor zwischen −10° und 20° zu variieren. Die Messpositionen gleichen denen des 2D Modells (s. Abschnitt 3.2.1), um eine bestmögliche Vergleichbarkeit sicherzustellen. Abbildung 3.8 zeigt eine schematische Darstellung des Modellaufbaus.

3.3. Messsysteme

Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Messsysteme verwendet, um die Basisströmung im Windkanal, die Geschwindigkeitsfelder auf den Flügel(-profilen) sowie Drücke, Kräfte und Momente zu messen. In Abschnitt 3.1.2 wurde bereits auf das Hitzdrahtsystem eingegangen, welches zur Qualifizierung der Turbulenzgitter sowie zur Bestimmung der Basisströmung im Windkanal verwendet wurde. Im Folgenden werden die Messsysteme vorgestellt, die während der Messungen an den Windkanalmodellen zum Einsatz kamen. Eine Fehleranalyse findet sich in Abschnitt A.2.

3.3.1. Geschwindigkeit

Das Geschwindigkeitsfeld auf der Saugseite wurde mittels Particle Image Velocimetry (PIV) untersucht. Hierbei wurden Kameras und Laser in einer 2D2C-Standard-PIV Konfiguration angeordnet. Zwei LaVision Imager sCMOS Kameras wurden entlang der Profiltiefe versetzt aufgebaut, um die räumliche Auflösung zu erhöhen und gleichzeitig eine Übersicht über die gesamte Profiltiefe zu erhalten. Eine einzelne sCMOS Kamera wurde mit einer stärkeren Vergrößerung verwendet, um bei sonst gleichem Aufbau eine höhere Auflösung der Grenzschicht nahe der Vorderkante des 2D Profils zu erreichen. Beide Aufbauten sind in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt.

Als Tracer-Partikel mit einem Durchmesser von ca. 1 µm kamen Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat-Tröpfchen zum Einsatz, die von einem Nd:YAG-Doppelpulslaser beleuchtet wurden. Die Auswertung der aufgezeichneten Rohbilder wurde mit der Softwareumgebung DaVis 8.3 der LaVision GmbH durchgeführt. Hierbei wurde zunächst ein mittleres Bild abgezogen sowie die Reflexionen an der Oberfläche des Profils per Hand ausmaskiert. In einem weiteren Schritt wurden die Intensitäten der Partikelbilder mit einem Min/Max-Filter normalisiert. Der verwendete PIV Algorithmus nutzt ein iteratives Auswerteschema mit Bilddeformationstechniken (*image-deformation*) und abnehmen-

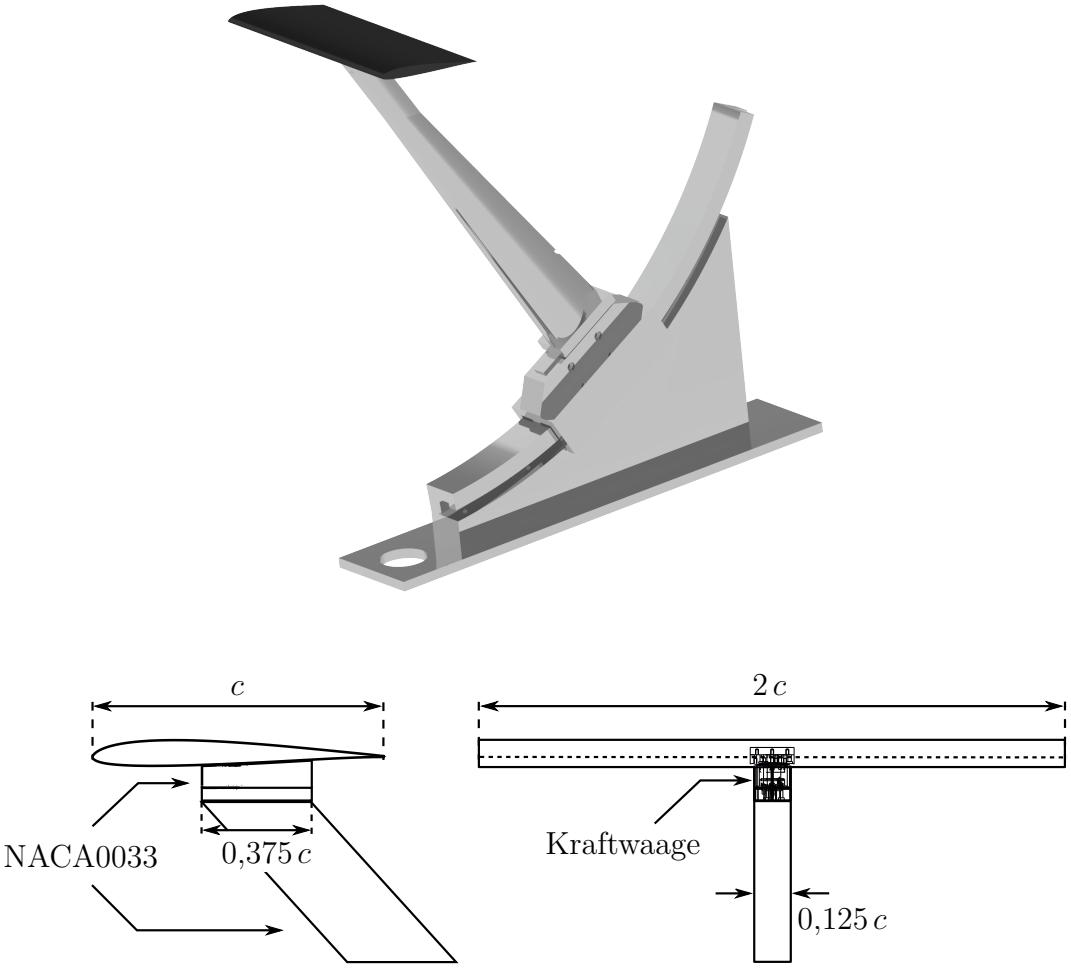


Abbildung 3.8: Aufbau des 3D Windkanalmodells.

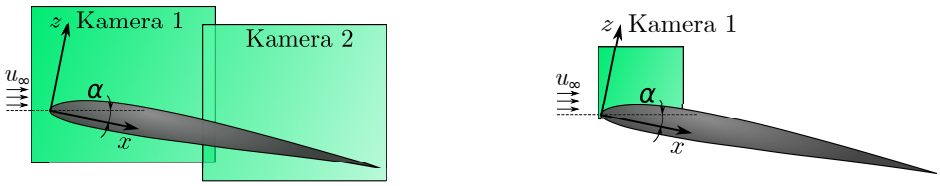


Abbildung 3.9: Schematische Anordnung der Kameras für 2D2C PIV Messungen.

Tabelle 3.1: Parameter des PIV Systems der Übersichtsmessungen auf der Saugseite des Profils.

Parameter	Vergleichsfall	Turbulente Anströmung
Lichtschnittdicke, mm	2	2
Auflösung des Sensors, px	$2 \cdot (2560 \times 2160)$	$2 \cdot (2560 \times 2160)$
Sichtbereich (kombiniert), mm^2	230×98	250×107
Bildanzahl	2000	2000
Abfragefenster, px	16	16
Überschneidung, %	50	50
Vergrößerungsfaktor, mm/px	0,047	0,050
Vektorabstand, mm	0,379	0,399

den Größen der Auswertefenster (*multigrid*). Die relevanten Parameter zum PIV-Aufbau der Übersichtsmessungen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Anstellwinkel 4° und 8° wurden bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 60\,000$ untersucht, um den Vergleich mit bekannten Studien (z.B. Ol et al., 2005; Burgmann et al., 2008; Hain et al., 2009) zu ermöglichen. Die Parameter der Messung mit einer einzelnen Kamera können in Tabelle 3.2 nachgelesen werden. Für diese Konfiguration wurden Anstellwinkel zwischen 4° und 16° untersucht.

Um den Einfluss der turbulenten Strömung auf die Randwirbel des Flügels zu untersuchen, wurde die Strömung in einem Abstand von $2{,}5\,c$ hinter dem Flügel mit Stereo-PIV gemessen. Der Lichtschnitt wurde dabei senkrecht zur Hauptströmungsrichtung aufgespannt, sodass die Geschwindigkeitskomponenten v und w in der Messebene lagen. Die Kameras wurden so angeordnet, dass der Randwirbel mittig auf dem Sensor abgebildet wurde. Abbildung 3.10 zeigt den schematischen Messaufbau. Auch hier wurde ein iteratives Auswerteschema (s.o.) zur Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes verwendet. Die Bildvorbearbeitungen beschränkten sich in diesem Fall auf das Abziehen eines mittleren Bildes. Die relevanten Parameter der Messung sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Für dimensionslose Größen wie die Reynolds-Zahl sowie Auftriebs- oder Druckbeiwerte wird die (lokale) Anströmgeschwindigkeit u_∞ benötigt. Durch Anpassung des Kanalquerschnittes wird in der Regel die Verdrängungswirkung einer sich ausbildenden Grenzschicht kompensiert, sodass die mittlere Geschwindig-

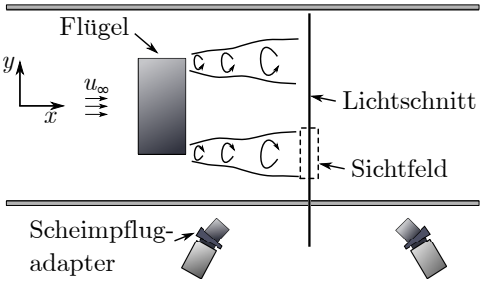


Abbildung 3.10: Schematische Anordnung der Kameras für 2D3C Stereo-PIV Messungen.

Tabelle 3.2: Parameter der Standard-PIV Messungen mit nur einer Kamera sowie des Stereo-PIV Aufbaus zur Messungen der Randwirbel hinter dem Flügel.

Parameter	Einzelne Kamera (2D2C)	Stereo PIV (2D3C)
Lichtschnittdicke, mm	2	4-5
Auflösung des Sensors, px	2560 × 2160	2560 × 2160
Sichtbereich (kombiniert), mm^2	43 × 37	530 × 352
Bildanzahl	2000	2000-3500
Abfragefenster, px	16	32
Überschneidung, %	75	50
Vergrößerungsfaktor, mm/px	0,017	0,125
Vektorabstand, mm	0,069	2

keit im Messbereich entlang der Teststrecke konstant bleibt. In diesem Fall genügt eine Messung am Einlass der Teststrecke, um u_∞ für eine beliebige Messposition x zu bestimmen. Durch den Einbau der Gitter war die Kontur des Windkanals fixiert, sodass die eigentlich verstellbare Kanaldecke nicht auf einen konstanten Druckverlauf hin eingestellt werden konnte. Dies hatte zur Folge, dass sich die Geschwindigkeit im Kanal über die Lauflänge zwischen Einlass und Messposition änderte. Um die lokale Anströmgeschwindigkeit u_∞ hinter den Turbulenzgittern zu bestimmen, wurden daher die oben beschriebenen Standard-PIV Systeme verwendet. Auf diese Weise konnte zuverlässig eine konstante Reynolds-Zahl von $Re = 60\,000 \pm 3000$ sichergestellt werden. Um eine Stromaufwirkung des Modells auf die gemessene Anströmgeschwindigkeit auszuschließen, wurde das Tragflächenmodell vor der Messung um 5 m stromab verschoben.

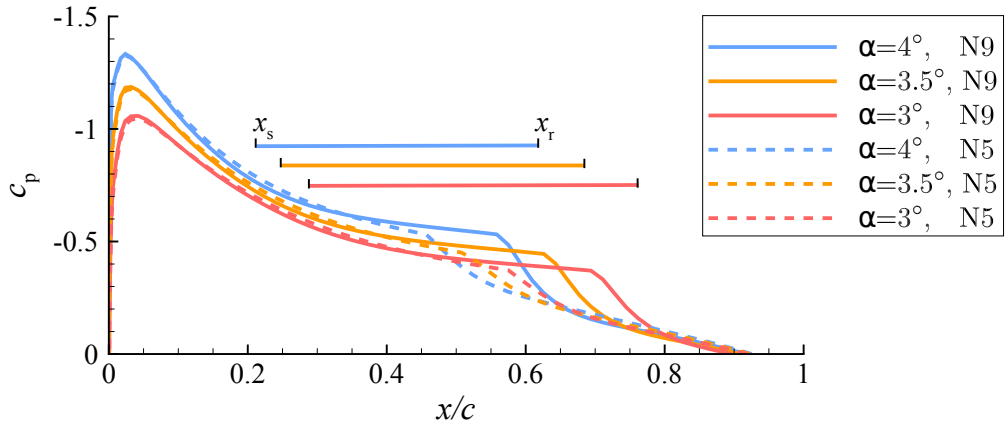


Abbildung 3.11: Untersuchung der Sensitivität laminarer Ablöseblasen auf Unsicherheiten bei kleinen Anstellwinkeln anhand der Druckverteilung von XFOIL Simulationen. Die Länge der jeweiligen Blasen ist für die Simulationen bei $N = 9$ durch horizontale Linien gekennzeichnet.

3.3.2. Effektiver Anstellwinkel

Ein wichtiger Parameter bei der Messung von Tragflächenumströmungen ist der effektive Anstellwinkel des Modells. Inwiefern sich Unsicherheiten bei der Bestimmung des Winkels auf laminare Ablöseblasen auswirken ist in Abbildung 3.11 mit Hilfe von XFOIL Simulationen dargestellt. Besonders bei kleinen Anstellwinkeln zeigt sich, dass bereits kleine Winkeländerungen einen messbaren Einfluss auf die Lage und Größe der Blase haben. Dies haben auch Ol et al. (2005) festgehalten, die als Gründe für die Abweichungen in ihren Messungen neben dem Turbulenzgrad auch Unsicherheiten bei der Bestimmung des Anstellwinkels angeben. Diese Unsicherheiten summieren sich in der vorliegenden Arbeit auf $\epsilon_{\alpha,\mathrm{ges}} = 0{,}25°$ und werden in Abschnitt A.2 ausführlich diskutiert.

Zusätzlich haben PIV Messungen gezeigt, dass die Anströmung unter einem leichten Winkel α_s auf das Profil zuströmt. Da bei der Justierung des geometrischen Anstellwinkels α_g in der Regel von einer horizontalen Anströmung ausgegangen wird, ergibt sich somit ein systematischer Fehler. Bei Kenntnis von $\Delta\alpha_\mathrm{s}$ kann $\Delta\alpha_\mathrm{g}$ jedoch entsprechend angepasst und der effektive wirksame Anstellwinkel korrekt eingestellt werden. Um einer Verwechslung mit dem effektiven Anstellwinkel bei endlichen Spannweiten vorzubeugen, wird der um α_s korrigierte Winkel im Folgenden als α_korr bezeichnet:

$$\alpha_{\text{korr}} = \alpha_{\text{g}} + \Delta\alpha_{\text{s}}. \tag{3.6}$$

Der effektive Anstellwinkel unter dem Einfluss freier Wirbel bei endlichen Spannweiten ist in diesem Fall:

$$\alpha_{\text{e}} = \alpha_{\text{korr}} - \alpha_{\text{i}}. \tag{3.7}$$

Der Winkel α_{s} wurde mit Hilfe von PIV Messungen bestimmt und über 2000 Einzelbilder sowie über das gesamte Sichtfeld gemittelt. Die korrigierten Anstellwinkel zu den Messungen sind in den folgenden Kapiteln an den geeigneten Stellen angegeben sowie für die PIV- und Druckmessungen zusätzlich in den Tabellen A.5 und A.6.

3.3.3. Druck

Drücke auf dem Profil wurden mit Hilfe eines DTC Initium Systems gemessen. Die verwendeten Differenzdruckaufnehmer haben einen Messbereich von 1 kPa mit einer Genauigkeit von ±1,5 Pa. Für die Bestimmung der Drücke wurden Messungen über 180 s bei $f_{\text{s}} = 380$ Hz durchgeführt. Hierfür ist das Profil mit 36 Druckbohrungen entlang der Mittellinie ausgestattet; 22 auf der Saugseite und 16 auf der Druckseite (s. Abbildung 3.12). Die Bohrungen haben einen Durchmesser von 0,5 mm und sind durch interne Rohrleitungen mit einem Innendurchmesser von 1 mm zur Seite des Profils hin verbunden. Nahe der Hinterkante ist der Bauraum begrenzt, weshalb die Druckbohrungen zwischen $x/c = 0 \ldots 0.74$ verteilt sind. Aus Gründen der praktischen Umsetzbarkeit sind 6 Bohrungen in der Nähe der Vorderkante nicht an der Mittellinie ausgerichtet, sondern sind um bis zu 55 mm zur Seite hin versetzt. Aufgrund der Zweidimensionalität der Strömung wird dies für statische Messungen jedoch als vernachlässigbar angesehen. Die Länge der Druckleitungen beträgt ca. 0,5 m, was eine frequenzabhängige Phasenverschiebung und Dämpfung des dynamischen Drucksignals zur Folge hat. Um dennoch dynamische Prozesse untersuchen zu können, wurde die Kalibriermethode von Irwin et al. (1979) auf diese Messungen angewendet (s.a. Fisher et al., 2012).

Das Initium System misst Drücke gegen einen am System angeschlossenen Referenzdruck. Mit der Wahl des Kanaldruckes als Referenz wird somit di-

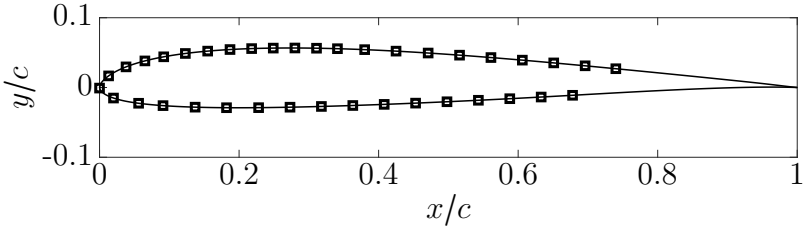


Abbildung 3.12: Lage der Druckbohrungen auf dem Profil.

rekt $\Delta p = p - p_\infty$ gemessen. Der Druckbeiwert c_p kann direkt aus dem gemessenen Druck und dem dynamischen Druck $p_\mathrm{dyn} = \frac{1}{2}\rho u_\infty^2$ bestimmt werden:

$$c_\mathrm{p} = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho u_\infty^2} \tag{3.8}$$

Als Druckaufnehmer für p_∞ kann z.B. eine Prandtlsonde eingesetzt werden, deren statischer Druck mit dem Referenzdruckeingang des Initium Systems verbunden wird. Dieser Anschluss ist für Messungen in ruhiger Außenströmung geeignet. Schwieriger gestaltet es sich in turbulenter Anströmung. Aufgrund des hohen Turbulenzgrades und der großen turbulenten Strukturen unterliegt der Druck an der Sonde Schwankungen, welche die dynamische Druckmessung verfälschen. Um dies zu vermeiden, wurden mit Hilfe einer langen Leitung zwischen Prandtlsonde und Druckscanner die hohen Frequenzanteile herausgefiltert. Zudem wurde die Druckleitung nach etwa fünfminütigem Einlaufen des Kanals abgeklemmt. Um etwaige Änderungen des Kanaldruckes a posteriori zu kompensieren, wurde der Kanaldruck parallel mitgemessen (s. Abbildung 3.13). Der Druck auf der Profiloberfläche kann nach Gleichung (3.9) berechnet werden, mit dem Referenzdruck p_ref und dem Druck auf dem Profil p_ch. Um die turbulenten Schwankungen aus dem Kanaldruck p_K zu eliminieren, wurde ein gleitender Mittelwert verwendet.

$$\Delta p(t) = p(t) - p_\infty(t) = p_\mathrm{ch}(t) - p_\mathrm{ref}(t) - p_\mathrm{K}(t) \tag{3.9}$$

Die Integration von c_p über die gesamte Oberfläche ergibt den Normalkraftbeiwert im flügelfesten Koordinatensystem, s. Abbildung 3.14. Für eine zweidimensionale Strömung kann dies vereinfacht werden zu:

$$c_\mathrm{n} = \frac{1}{c}\int_0^c c_\mathrm{p} dx \tag{3.10}$$

$$c_\mathrm{a} = \cos(\alpha)c_\mathrm{n} - \sin(\alpha)c_\mathrm{w,f} \tag{3.11}$$

Durch Rotation des Vektors $(c_\mathrm{n}, c_\mathrm{w,f})^\mathrm{T}$ um den Anstellwinkel wird der Auftriebsbeiwert c_a im aerodynamischen Koordinatensystem berechnet. Wie in Gleichung (3.11) angegeben, erfordert eine korrekte Rotation die Kenntnis des axialen Widerstandsbeiwerts im flügelfesten Bezugssystem $c_\mathrm{w,f}$. Da der Widerstand im aktuellen Projekt nicht gemessen wurde, wird ein bestimmter Fehler eingeführt, indem $c_\mathrm{w,f} = 0$ gesetzt wird. Weitere Unsicherheiten kommen hinzu, da die Druckbohrungen nur eine endliche räumliche Auflösung entlang der Profiltiefe erreichen und zudem auf Grund des geringen Bauraums nicht bis an die Hinterkante reichen. Die genannten Einschränkungen werden in Abschnitt A.2 genauer analysiert.

3.3.4. Kraft- und Momentenmessung

Als Messgerät für die Messung von jeweils 3 Kräften und Momenten, kam eine ATI Nano17 Kraft- und Momentenwaage zum Einsatz. Die Auflösung der Kräfte beträgt 1/320 N, die der gemessenen Momente 1/64 Nmm. Das analoge Signal des Kraftsensors wurde mit einem NI PCIe-6321 D/A Wandler bei einer Abtastfrequenz von $f_s = 2\,\mathrm{kHz}$ digitalisiert. Um den Messfehler der ge-

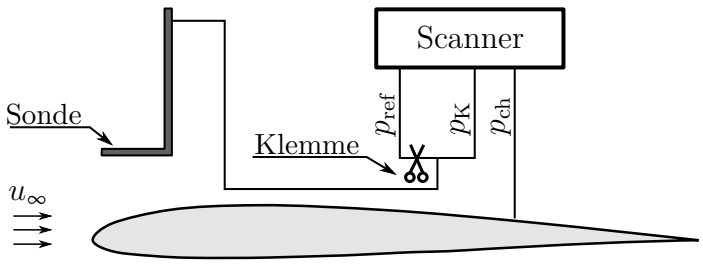


Abbildung 3.13: Anschlussschema zum Abnehmen des Referenzdruckes in turbulenter Strömung.

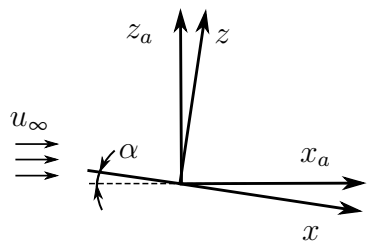


Abbildung 3.14: Gegenüberstellung des flügelfesten mit dem aerodynamischen Koordinatensystem (x,y,z) bzw. ($x_\mathrm{a}, y_\mathrm{a}, z_\mathrm{a}$).

mittelten Kräfte zu minimieren, wurden für jede Messung $3 \cdot 10^5$ Messwerte aufgezeichnet.

Der Kraftsensor wurde in spannweitiger Richtung mittig im Abstand von $\Delta x = 97{,}42\,\mathrm{mm}$ zur Vorderkante auf der Unterseite des Flügels montiert. Dort misst der Sensor die angreifenden Kräfte und Momente im flügelfesten Koordinatensystem. Um die gemessenen Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte im aerodynamischen Koordinatensystem an der l/4-Linie anzugeben, ist es daher notwendig, die Messwerte in ein Koordinatensystem gemäß Abbildung 3.14 zu transformieren. Hierfür liegen die Messdaten in Vektorform vor:

$$\mathcal{F} = (F_\mathrm{x}, F_\mathrm{y}, F_\mathrm{z}, M_\mathrm{x}, M_\mathrm{y}, M_\mathrm{z})^T \tag{3.12}$$

Über die Gleichungen 3.13 und 3.14 wird die Rotationsmatrix R definiert, wobei die Winkel φ, ψ und ξ die Rotation um die Achsen x, y und z beschreiben. Notwendig ist in diesem Fall lediglich eine Rotation um die y-Achse entsprechend dem Anstellwinkel $\varphi = \alpha$. Die Lage des Kraftsensors ist relativ zur l/4-Linie um 47,42 mm stromab und um 5 mm nach unten hin versetzt. Gleichung (3.15) beschreibt die zugehörige Translationsmatrix.

$$r = \begin{pmatrix} cos(\varphi)cos(\psi) & \begin{matrix} sin(\xi)sin(\varphi)cos(\psi)+ \\ cos(\xi)sin(\psi) \end{matrix} & \begin{matrix} sin(\xi)sin(\psi)- \\ cos(\xi)sin(\varphi)cos(\psi) \end{matrix} \\ -cos(\varphi)sin(\psi) & \begin{matrix} -sin(\xi)sin(\varphi)sin(\psi)+ \\ cos(\xi)cos(\psi) \end{matrix} & \begin{matrix} sin(\xi)cos(\psi)+ \\ cos(\xi)sin(\varphi)sin(\psi) \end{matrix} \\ sin(\varphi) & -sin(\xi)cos(\varphi) & cos(\xi)cos(\varphi) \end{pmatrix} \tag{3.13}$$

$$R = \begin{pmatrix} r & 0 \\ 0 & r \end{pmatrix} \tag{3.14}$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta z & -\Delta y & 1 & 0 & 0 \\ -\Delta z & 0 & \Delta x & 0 & 1 & 0 \\ \Delta y & -\Delta x & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.15}$$

Die eigentliche Transformation der Kräfte und Momente in das aerodynamische Koordinatensystem auf der l/4-Linie wird in Gleichung (3.16) durch das Produkt der beiden Matrizen mit dem gemessenen Vektor $\mathcal{F}$ durchgeführt.

$$\mathcal{F}_{\mathrm{a}} = T \cdot R \cdot \mathcal{F} \tag{3.16}$$

Zur Bestimmung der dimensionslosen Kraft- und Momentenbeiwerte werden die berechneten Kräfte durch den dynamischen Druck $p_{\mathrm{dyn}} = \frac{1}{2}\rho u_\infty^2$ und die Momente durch das Produkt aus dynamischen Druck und Profiltiefe ($p_{\mathrm{dyn}} \cdot c$) normiert. Die Beiwerte der Auftriebskraft F_{A}, der Widerstandskraft F_{W} und des Moments um die y-Achse (Nickmoment) M_{N} sind demnach:

$$c_{\mathrm{A}} = \frac{F_{\mathrm{A}}}{\frac{1}{2}\rho u_{\infty}^{2} bc} \tag{3.17}$$

$$c_{\mathrm{W}} = \frac{F_{\mathrm{W}}}{\frac{1}{2}\rho u_{\infty}^{2} bc} \tag{3.18}$$

$$c_{\mathrm{M}} = \frac{M_{\mathrm{N}}}{\frac{1}{2}\rho u_{\infty}^{2} bc^{2}}. \tag{3.19}$$

4

Erzeugung turbulenter Strömungen

Das vorliegende Kapitel befasst sich mit der Erzeugung von turbulenten Strömungen im Atmosphärischen Windkanal München (AWM). Hierbei werden sowohl einzelne, in die Teststrecke eingebaute Gitter, als auch Kombinationen aus zwei hintereinander installierten Gittern betrachtet. Erstere werden im Folgenden als Einzelgitter bezeichnet, letztere als Doppelgitter. Im ersten Teil des Kapitels werden die Ergebnisse zu Einzel- und Doppelgittern vorgestellt. Dieser Teil konzentriert sich auf den turbulenten Zerfall entlang der Kanalmittelachse. Im zweiten Teil wird eine Zusammenfassung der Gitter gegeben, welche im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet wurden. Um Rückschlüsse auf den Grad der Isotropie der Turbulenz (Invarianz gegen Translation und Rotation) zu schließen, werden in diesem Teil auch Hitzdraht Messungen über den Kanalquerschnitt sowie PIV Messungen in einer xz-Ebene vorgestellt. Die Versuchsanlage, die verwendete Messtechnik sowie einige grundlegenden Eigenschaften der verwendeten Turbulenzgitter wurden bereits in Kapitel 3 beschrieben.

4.1. Einzelgitter

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen hinter einzelnen biplanaren Turbulenzgittern vorgestellt. Die Strömung hinter den Gittern wurde mithilfe einer Einzeldrahtsonde entlang der Kanalmittelachse vermessen. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystems liegt in

Tabelle 4.1: Geometrische Gitterdaten der untersuchten Einzelgitter. Die Breite der Gitterelemente d und die Maschenweite M sind in mm angegeben. σ_{vb} gibt den Grad der Verblockung des jeweiligen Gitters an.

Gitter	d	M	M/d	σ_{vb}	$Re_{\mathrm{M}} \times 10^{-5}$	Position	GS-Modell	Symbol
EG_1	20	70	3,50	0,48	0,213	B3	GSM2	×
EG_2	90	305	3,39	0,43	0,854	B1	GSM1	▪
EG_3	90	390	4,33	0,35	1,296	B1	GSM1	+
EG_4	130	405	3,12	0,48	1,235	B1	GSM1	◯
EG_5	300	900	3,00	0,54	2,566	A1	GSM1	◇
EG_6	300	1050	3,50	0,54	3,118	A1	GSM1	△
EG_7	300	1200	4,00	0,54	3,456	A1	GSM1	□

den vermessenen Gittern, sodass die Koordinate x den Abstand (in Strömungsrichtung) zwischen Messposition und Gitter beschreibt. Die Orientierung der Normalenachsen y und z kann Abbildung 3.2c entnommen werden.

Insgesamt wurden 7 Einzelgitter (EG_1...EG_7) im Rahmen der vorliegenden Arbeit vermessen. Die relevanten Gitterparameter sowie die Einbaupositionen in der Messstrecke sind in Tabelle 4.1 angegeben. Das feinste Gitter hat eine Maschenweite von M = 70 mm, das gröbste weist einen Wert von M = 1200 mm auf. Da für großskalige Turbulenz große Maschenweiten nötig sind, verletzen einige Gitter die von Roach (1987) postulierte maximale Maschenweite von 10 % bezogen auf die Kanalbreite. Messungen im Querschnitt zeigen jedoch, dass auch in diesen Fällen eine ausreichende Homogenität sowohl der mittleren Strömung als auch der turbulenten Schwankungen im relevanten Bereich (Position der Flügelmodelle) erreicht werden konnte, s. Abschnitt 4.3.

In Abschnitt 2.4 wurde bereits auf den turbulenten Zerfall eingegangen, der sich im Zuge der Dissipation kleinskaliger Strukturen einstellt. In Abbildung 4.1 ist dieser Vorgang anhand der Entwicklung des Turbulenzgrades Tu für die untersuchten Gitter dargestellt. Der dabei beobachtbare Trend kann durch Gleichung (2.21) beschrieben werden, wenngleich Abweichungen für kleine x/M zu erkennen sind. Besonders deutlich ist dies am Gitter EG_4 zu sehen. Diese Abweichungen deuten darauf hin, dass noch keine näherungsweise isotrope Turbulenz vorhanden ist und sind laut Mohamed und Larue (1990) mit verantwortlich für die starke Streuung, die bei der Bestimmung der Koeffizienten

n und A_1 zu beobachten ist. In Abbildung 4.2 wird gezeigt, dass der turbulente Zerfallsexponent n konvergiert, wenn nur Messewerte $(x/M) \geq (x/M)_{\text{start}}$ für die Bestimmung der Korrelationsfunktion Gleichung (2.21) verwendet werden. Den Autoren zufolge ist daher zunächst eine kritische Einlauflänge $(x/M)_{\text{start}} = (x/M)_{\text{krit}}$ zu ermitteln, die erreicht ist, sobald n konvergiert. Die so ermittelten Zerfallsexponenten (vgl. Abbildung 4.2) zeigen eine geringere Streuung und liegen für die betrachteten Gitter zwischen $n = 1{,}21...1{,}33$, wobei nur für die Gitter EG_1, EG_2 und EG_6 mit Sicherheit von einem konvergierten Koeffizienten auszugehen ist. Für die übrigen Gitter sind weitere Messungen bei höheren Gitterabständen (x/M) vonnöten. Eine systematische Untersuchung durch Kurian und Fransson (2009) für Gitter mit stabförmigen Gitterelementen ergab $(x/M)_{\text{krit}} = 20...80$, wobei die Werte mit zunehmender Maschenweite abnehmen. Ein Gitter mit rechteckigen Gitterelementen wies vergleichsweise geringe Werte für $(x/M)_{\text{krit}}$ auf. Die vorliegenden Daten bestätigen diese Beobachtung für die Gitter mit konvergierten Zerfallsexponenten, die Einlauflängen von $(x/M)_{\text{krit}} < 20$ aufweisen.

Die Entwicklung der integralen Strukturlänge ist ebenfalls in Abbildung 4.1 gezeigt. Die erreichten Strukturlängen L_{11} decken einen weiten Bereich ab, ausgehend von etwa 20 % bis über 100 % bezogen auf die Maschenweite des jeweiligen Gitters. In absoluten Größen liefert das gröbste Gitter EG_1 Strukturlängen von bis zu $L_{11} = 0{,}65\,\text{m}$. Das feinste Gitter EG_1 weist im Bereich $x/M = 14...70$ Werte von $L_{11} = 0{,}04...0{,}09\,\text{m}$ auf. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der integralen Strukturlänge können leicht über 10 % betragen (Roach, 1987). Um diese für die relativ groben Gitter zu untersuchen, wurden für einige Konfigurationen mehrere Versuchsreihen mit einer Messzeit von je 60 s aufgezeichnet. Die daraus ermittelten Standardabweichungen lagen zwischen 12 % und 15 % und damit etwas höher als die in der Literatur angegebenen 10 %. Der Verlauf der integralen Strukturlänge wird in der Literatur über:

$$\frac{L_{11}}{M} = B\left(\frac{x - x_0}{M}\right)^{0.5} \tag{4.1}$$

angenähert. Laws und Livesey (1978) geben für Gitter mit $M/d \approx 5$ die Konstante $B = 2$ an. Bei ähnlichen M/d Verhältnissen werden die Messungen von Kurian und Fransson (2009) besser durch $B = 0{,}1$ repräsentiert. Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.1 entspricht ebenfalls $B = 0{,}1$ und zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem Verlauf der Messdaten. Allerdings ist die

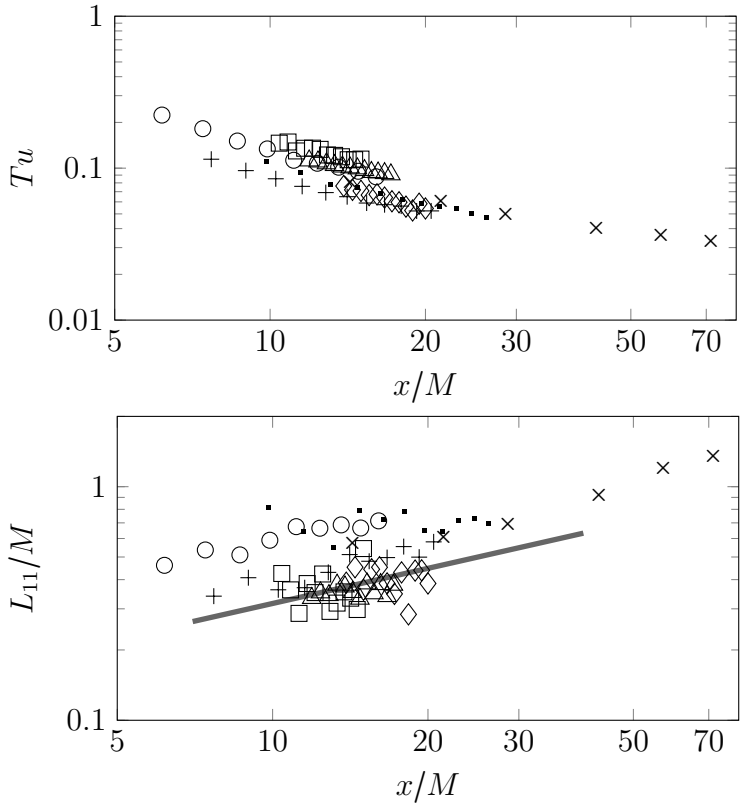


Abbildung 4.1: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge für alle untersuchten Einzelgitter (Symbole nach Tabelle 4.1).

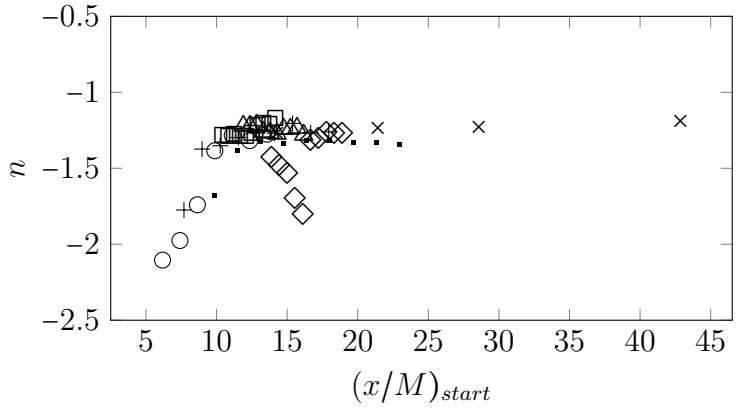


Abbildung 4.2: Ermittlung des Zerfallskoeffizienten n, indem der Startpunkt des *least squares fit* $(x/M)_{\text{start}}$ variiert wurde.

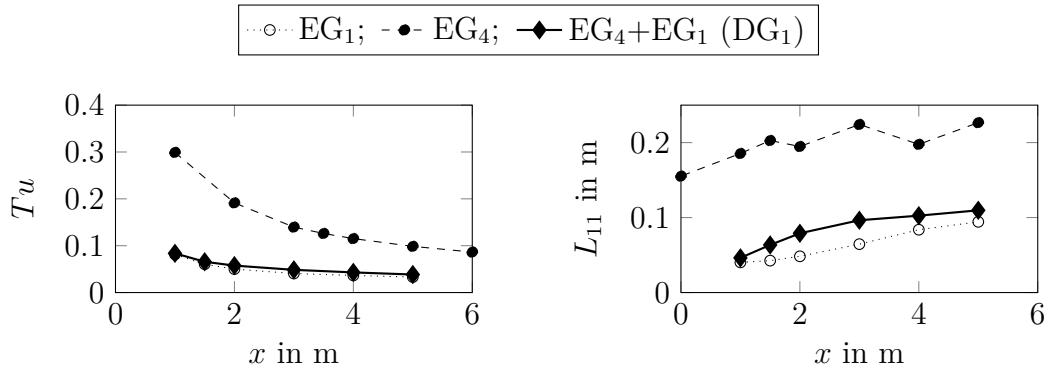
Streuung der Konstanten B relativ hoch, was bedeutet, dass Gleichung (4.1) für die Auslegung eines Gitters nicht geeignet ist. Gleiches gilt für den Ansatz aus Gleichung (2.21) für den Verlauf des Turbulenzgrades. Obwohl der Zerfallsexponent in guter Näherung gegen $n = 1{,}3$ konvergiert (vgl. Abbildung 4.2), weisen sowohl n als auch die Konstante A eine signifikante Streuung auf. Die Suche nach einem Gitter mit festen Zielgrößen für die Parameter Tu und L_{11} ist daher aufgrund fehlender Auslegungsrichtlinien ein iterativer Prozess.

Die Zielgrößen dieser Arbeit aus Tabelle 2.1 liegen bei $Tu = 10\,\%$ und $L_{11} = \mathcal{O}(c)$. Mit EG_6 wurde ein Gitter gefunden, welches für den Abstand $x/M = 13.8$ Fall III ($L_{11} > c$) entspricht, und welches in Abschnitt 4.3 nochmals eingehender beschrieben wird. Zudem entsprechen die Längenskalen der Gitter EG_1 und EG_3 in etwa den Fällen I und II. Beide Gitter weisen jedoch einen geringeren Turbulenzgrad als die geforderten $10\,\%$ auf.

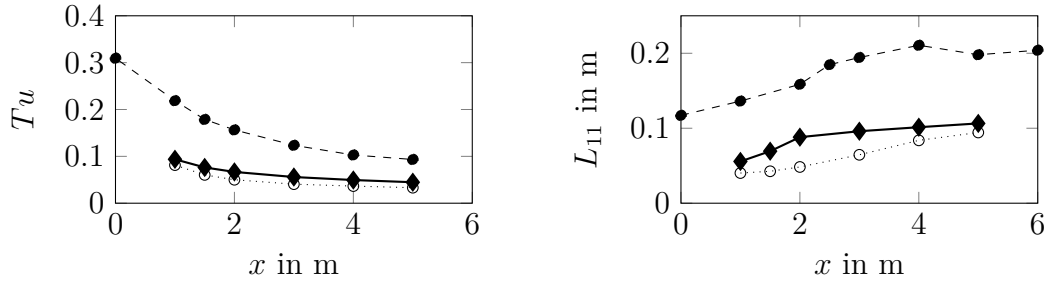
4.2. Doppelgitter

Im vorangegangenen Abschnitt wurden turbulente Strömungen mit einzelnen Gittern erzeugt. Es stellte sich heraus, dass der Zerfall der Turbulenz hinter einem Gitter bislang durch Korrelationen nicht exakt vorausberechnet werden kann. Zwei der untersuchten Gitter weisen integrale Strukturlängen von $L_{11} < c$ bzw. $L_{11} \approx c$ auf. Allerdings erwies es sich als schwierig, den hohen Turbulenzgrad von $Tu = 10\,\%$ auch bei diesen vergleichsweise kleinen Längenskalen zu erreichen.

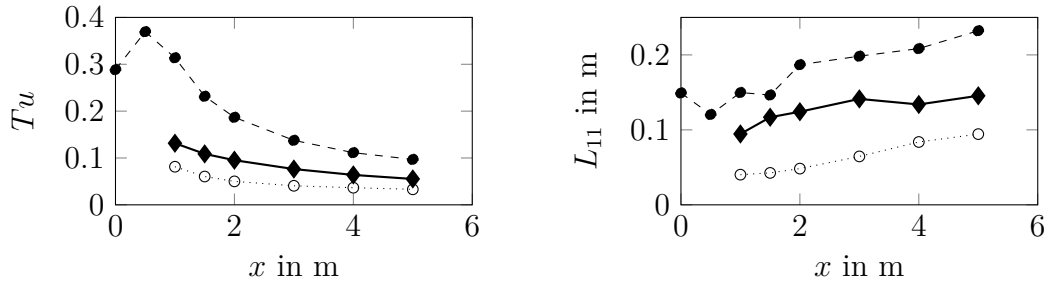
Um den Turbulenzgrad bei gleichbleibenden Längenskalen zu erhöhen gibt es zwei Möglichkeiten. Entweder wird iterativ nach geeigneten Einzelgitter gesucht oder der Turbulenzgrad wird auf eine andere Art erhöht. Tsuji (1953) untersuchte in seiner Studie den Einfluss, den die Turbulenz in der Anströmung eines Turbulenzgitters auf die Turbulenz hinter dem Gitter hat. Hierzu erzeugte der Autor mit einem Gitter der Maschenweite M_1 eine turbulente Strömung, um deren Auswirkung auf die Turbulenz hinter einem Gitter mit der Maschenweite M_2 ($M_1 > M_2$) zu studieren. Es zeigt sich, dass mit abnehmendem Gitterabstand Δx der Einfluss des ersten Gitters immer weiter zunimmt. Dies hat zur Folge, dass sowohl der Turbulenzgrad als auch die integrale Strukturlänge steigen. Für eine Gitterkombination aus zwei Gittern gibt es demnach fünf Stellparameter ($d_1, d_2, M_1, M_2, \Delta x$), um eine bestimmte Kombination aus Tu und L_{11} zu erzeugen.



(a) Gitterabstand von $\Delta x = 3\,\mathrm{m}$, mit EG_4 in Position B1 und EG_1 in Position B4.



(b) Gitterabstand von $\Delta x = 2\,\mathrm{m}$, mit EG_4 in Position B2 und EG_1 in Position B4.



(c) Gitterabstand von $\Delta x = 1\,\mathrm{m}$, mit EG_4 in Position B3 und EG_1 in Position B4.

Abbildung 4.3: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge des Doppelgitters DG_1 sowie der einzelnen Gitter EG_4 und (stromab davon) EG_1. Zur Untersuchung des Einflusses eines vorgeschalteten Gitters wurde der Gitterabstand zwischen $\Delta x = 1...3\,\mathrm{m}$ variiert. Der Koordinatenursprung liegt jeweils im zweiten Gitter (EG_1) an Position B4.

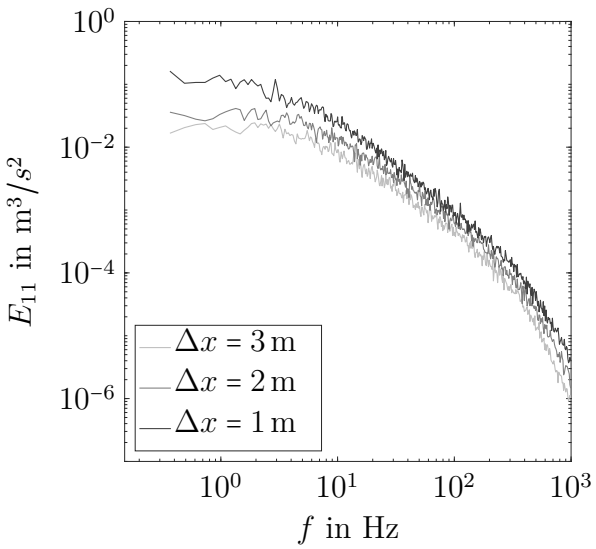


Abbildung 4.4: Turbulenzspektren des Doppelgitters DG_1 mit variierendem Gitterabstand. Spektren sind dargestellt für einen festen Punkt im Abstand von 1,5 m hinter dem zweiten Gitter (EG_1).

Um den Turbulenzgrad der Strömung hinter dem Gitter EG_1 zu erhöhen, wurde ihm mit EG_4 ein gröberes Gitter in verschiedenen Abständen stromauf vorgeschaltet. In Abbildung 4.3 ist dargestellt, dass das vorgeschaltete Gitter für einen Abstand von $\Delta x = 3\,\mathrm{m}$ kaum Einfluss auf Tu hat und die integrale Strukturlänge nur wenig erhöht. Für den Abstand $\Delta x = 2\,\mathrm{m}$ wird der Einfluss des ersten Gitters bereits deutlich sichtbar. Für einen Abstand von $\Delta x = 1\,\mathrm{m}$ wird an der Stelle $x = 1{,}5\,\mathrm{m}$ ein Turbulenzgrad von $Tu \approx 10\,\%$ und eine Strukturlänge von $L_{11} \approx c/2$ (Fall I) erreicht. Abbildung 4.4 zeigt den Einfluss des Gitterabstandes auf das Spektrum im Abstand $x = 1{,}5\,\mathrm{m}$ hinter dem zweiten Gitter. Die integrale Strukturlänge ist nach Gleichung 2.13 über $\lim_{f \to 0} E(f)$ aus dem Spektrum ablesbar. Der Anstieg von L_{11} bei abnehmendem Gitterabstand ist somit auch im Spektrum deutlich sichtbar.

Insgesamt wurden fünf verschiedene Doppelgitter untersucht. Diese sind in Tabelle 4.2 beschrieben und die Messergebnisse in Abbildung 4.5 aufgetragen. Die Zerfallsexponenten sind für die Gitter DG_1 und DG_4 konvergiert und betragen $n = 1{,}21$ und $n = 1{,}26$. DG_1 weist bei einem Turbulenzgrad von 10 % eine integrale Strukturlänge von $L_{11} \approx c/2$ auf (Fall I), s. Abbildung 4.3. Mit Gitter DG_4 wurde zudem ein Gitter gefunden, welches bei gleichem Turbulenzgrad eine Strukturlänge von $L_{11} \approx c$ erzeugt (Fall II).

Tabelle 4.2: Geometrische Gitterdaten der untersuchten Doppelgitter. Die Breite der Gitterelemente d und die Maschenweite M sind jeweils in mm angegeben.

Gitter	Gitter1				Gitter2				M_1/M_2	Δx	GS-Modell	Symbol
	d	M	Pos	Gitter	d	M	Pos	Gitter				
DG_1	130	405	B1	EG_4	20	70	B2	EG_1	5,79	1 m	GSM1	⊗
DG_2	300	900	A3	EG_5	90	390	B1	EG_3	2,31	8 m	GSM1	⊕
DG_3	300	900	A3	EG_5	130	405	B1	EG_4	2,22	8 m	GSM1	◈
DG_4	300	1200	A3	EG_7	90	390	B1	EG_3	3,08	8 m	GSM1	⊞
DG_5	300	1200	A3	EG_7	130	405	B1	EG_4	2,96	8 m	GSM1	⊡

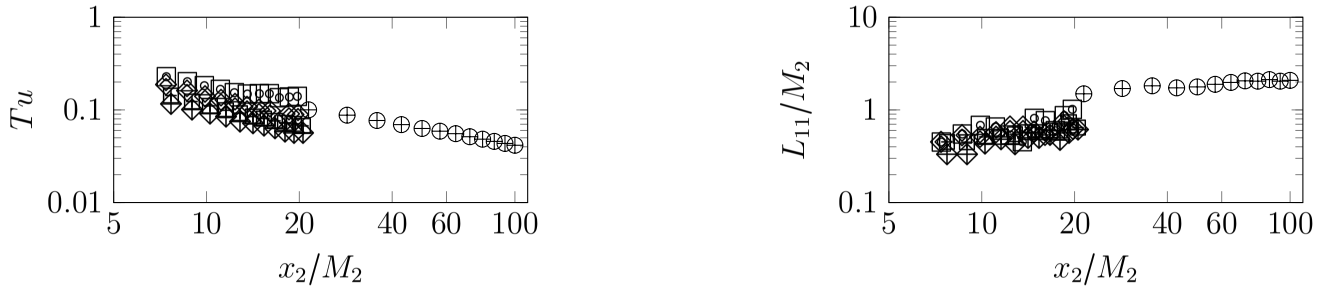


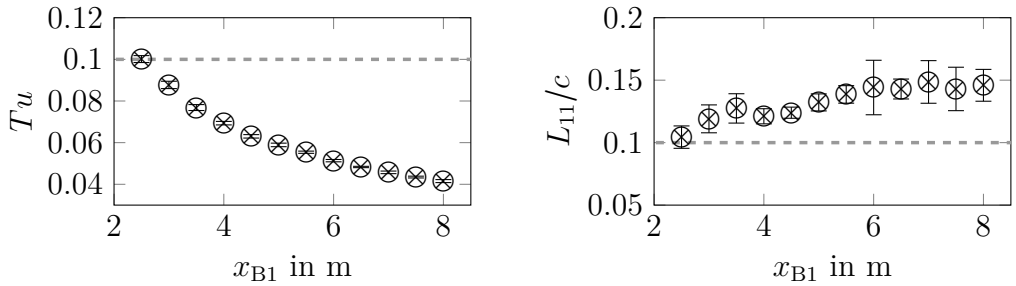
Abbildung 4.5: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge für alle untersuchten Doppelgitter, wobei der Abstand x_2 vom zweiten Gitter ab gemessen wurde.

4.3. Analyse der qualifizierten Gitter

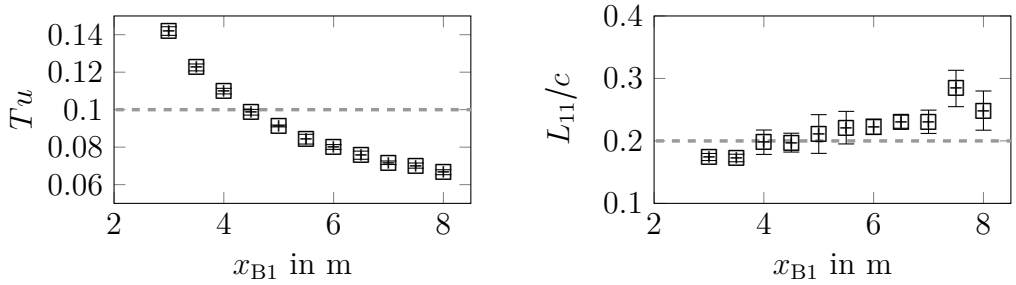
Mit den Gittern EG_6, DG_1 und DG_4 wurden drei Gitter bzw. Gitterkombinationen gefunden, welche die eingangs definierten turbulenten Strömungscharakteristika aufweisen. Abbildung 4.6 fasst die Ergebnisse dieser Gitter mit eingetragenen Zielgrößen für den Turbulenzgrad sowie der integralen Strukturlänge zusammen. Abbildung 4.7 zeigt die dazugehörigen Spektren an den Stellen, an denen die Zielgrößen aus Tabelle 2.1 erreicht werden. In Abschnitt 2.4 wurde erläutert, dass die Strömung hinter einem Turbulenzgitter zunächst stark anisotrop ist. Dank der turbulenten Durchmischung wird nach einer gewissen Einlauflänge der Zustand isotroper Turbulenz in guter Näherung erreicht. Die hierfür nötigen Einlauflängen werden in der Literatur kontrovers diskutiert und hängen unter anderem von der Art der Turbulenzerzeugung (z.B. runde oder eckige Gitterelemente) und den Eingangsbedingungen (z.B. Tu) der Anströmung ab (Roach, 1987; Kurian und Fransson, 2009). Da für die Untersuchung der Windkanalmodelle eine lokal isotrope Turbulenz gewünscht ist, soll im Folgenden untersucht werden, wie es um den Grad dieser Eigenschaften steht. Da isotrope Turbulenz invariant gegen Translation und Rotation ist, wird die Abschätzung in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst wird die Invarianz gegen Translation anhand der Homogenität der Turbulenz quer zur Strömungsrichtung untersucht. Die Invarianz gegen Rotation wird anschließend anhand eines Vergleichs der Schwankungsgrößen u' und w' ermittelt.

Um die Homogenität der Turbulenz (Invarianz gegen Translation) für die drei genannten Gitter zu untersuchen, wurden Hitzdrahtmessungen im Kanalquerschnitt durchgeführt. Die Messpositionen in Strömungsrichtung entsprechen dabei den zuvor qualifizierten Positionen, an denen die gewünschten turbulenten Parameter Tu und L_{11} erzeugt werden. Diese sind in Tabelle 4.3 relativ zur kanalfesten Position B1 angegeben, vgl. Abbildung 3.2. Insgesamt wurden 35 Messpunkte im Bereich $-2c \leq y \leq 2c$ und $-c \leq z \leq c$ angefahren. Der innere Bereich, in dem später die Windkanalmodelle platziert werden, wurde in Schritten von $c/2$ abgetastet.

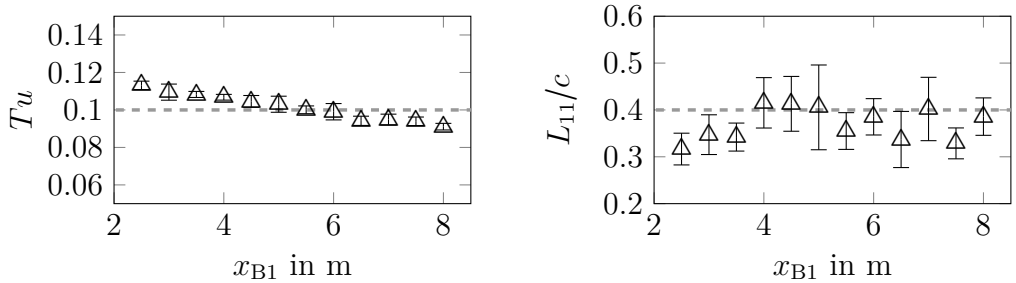
Die Ergebnisse der punktuellen Messungen wurden in den Abbildungen 4.8 bis 4.10 über die Zwischenräume interpoliert, um einen intuitiven Zugang über die Homogenität der Messgrößen im Querschnitt zu ermöglichen. Die Positionen der Messpunkte sind ebenfalls eingetragen, um die Unterscheidung zwischen Messung und Interpolation zu vereinfachen. In Tabelle 4.3 sind der Median und die Standardabweichung über die zentralen 15 Messpunkte ($-c \leq y \leq c$,



(a) DG_1 mit $L_{11} \leq c$ (Fall I)



(b) DG_4 mit $L_{11} \approx c$ (Fall II)



(c) EG_6 mit $L_{11} \geq c$ (Fall III)

Abbildung 4.6: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge entlang der Kanalmitte hinter den qualifizierten Gittern. Der Gitterabstand ist relativ zur ortsfesten Kanalposition B1 dargestellt, vgl. Abbildung 3.2.

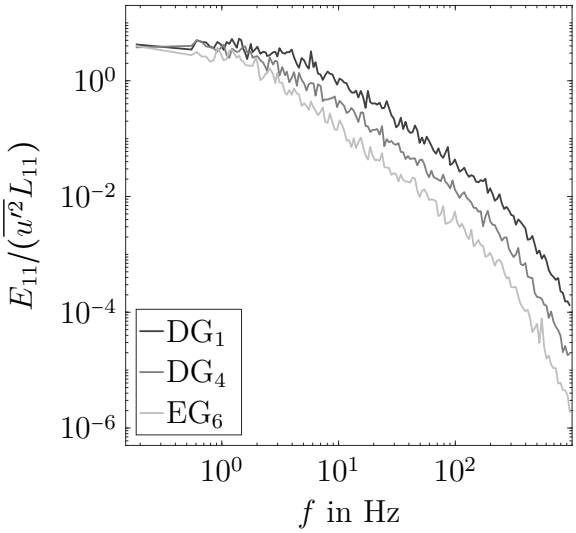


Abbildung 4.7: Turbulenzspektren der qualifizierten Gitter.

$-c/2 \leq z \leq c/2$) nochmals für alle drei Gitter zusammengefasst. Die Standardabweichungen bestätigen, dass sowohl Tu als auch L_{11} über alle Gitter hinweg hinreichend homogen sind. Der Turbulenzgrad zeigt für EG$_6$ etwas stärkere Abweichungen als für die beiden anderen Gitter, was auf die relativ großen energietragenden Strukturen zurückzuführen ist. Bezogen auf die Kanalbreite liegt L_{11} für dieses Gitter bei etwa 20 %. In den vorangegangenen Abschnitten hat sich herausgestellt, dass die Bestimmung der integralen Strukturlänge mit Unsicherheiten von bis zu 15 % behaftet ist. Besonders auffällig waren die groben Gitter. Da EG$_6$ eines dieser groben Gitter ist, wurde die Messzeit von bisher 60 s auf 180 s erhöht, um den Unsicherheiten entgegenzuwirken. Dies hat dazugeführt, dass die Standardabweichungen von L_{11} für alle Gitter im Bereich der erwarteten Unsicherheiten von bis zu 10 % (Roach, 1987) liegen.

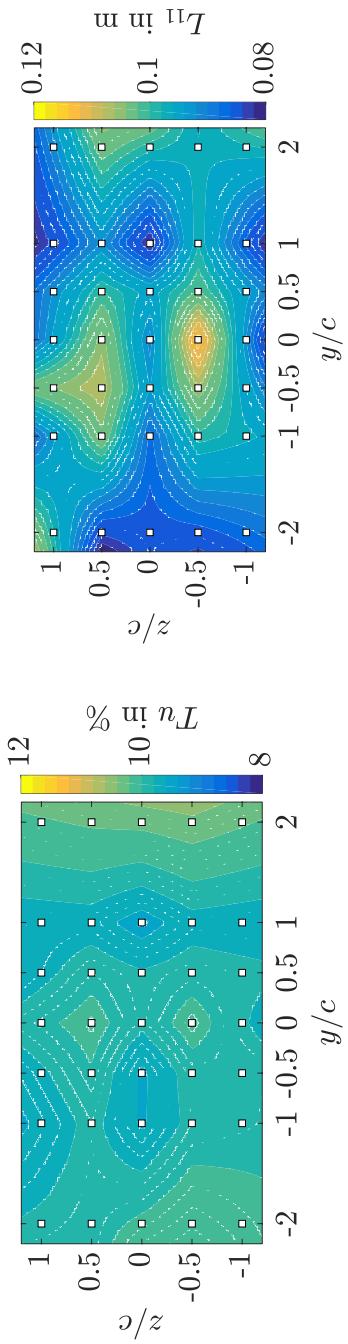


Abbildung 4.8: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge des Doppelgitters DG_1 im Querschnitt senkrecht zur Strömungsrichtung bei $x_{B1} = 2{,}5\,\mathrm{m}$.

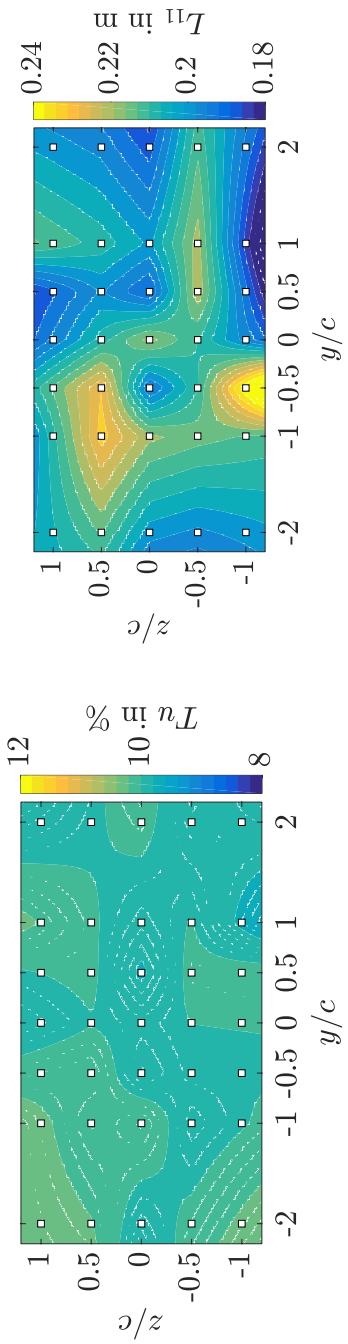


Abbildung 4.9: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge des Doppelgitters DG_4 im Querschnitt senkrecht zur Strömungsrichtung bei $x_{B1} = 4{,}5\,\mathrm{m}$.

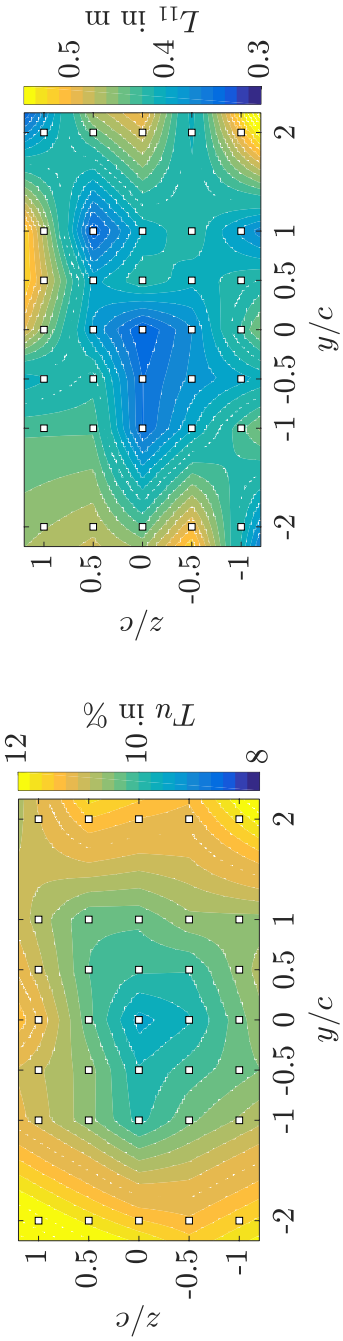


Abbildung 4.10: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge des Einzelgitters EG_6 im Querschnitt senkrecht zur Strömungsrichtung bei $x_{B1} = 4{,}5\,\mathrm{m}$.

Tabelle 4.3: Turbulenzgrad und integrale Strukturlänge im Querschnitt an der Position der Windkanalmodelle. Median und Standardabweichung wurden bestimmt über 15 Messpunkte zwischen $y = -c...c$ und $z = -c/2...c/2$. Der Turbulenzgrad Tu ist in Prozent, die integrale Strukturlänge L_{11} sowie der Gitterabstand x_{B1} sind in Meter angegeben.

	$\widetilde{Tu}$	σ_{Tu}	$\widetilde{L}_{11}$	$\sigma_{L_{11}}/\widetilde{L}_{11}$	x_{B1}	x/M
DG1	9,87	0,17	0,10	0,09	2,5	21,43
DG4	10,05	0,12	0,21	0,06	4,5	30,00
EG6	10,21	0,28	0,39	0,09	4,5	13,81

Tabelle 4.4: Verhältnis der Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten u und w. Angegeben ist der Median des Verhältnisses $\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w}$, sowie dessen Standardabweichung. Beide Größen wurden bestimmt über PIV Messungen in einem Sichtbereich von $\Delta x = 1{,}2\,c$ und $\Delta z = 0{,}5\,c$.

	$\widetilde{\frac{\sigma_\mathrm{u}}{\sigma_\mathrm{w}}}$	$\sigma_{(\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w})}$
DG1	1,05	0,029
DG4	1,03	0,018
EG6	1,12	0,022

Um die Invarianz gegenüber Rotation zu untersuchen, wurden PIV Messungen in einer xz-Ebene durchgeführt. Der verwendete Messaufbau entspricht dem in Kapitel 3 beschriebenen System mit zwei sCMOS Kameras. Aufgrund des hohen Turbulenzgrades ist der Messfehler der PIV Messungen vernachlässigbar gegenüber den starken Geschwindigkeitsschwankungen. Tu kann daher zuverlässig über PIV bestimmt werden. Es wurden jeweils 2000 Bilder in einem Sichtbereich von $\Delta x = 1{,}2\,c$ und $\Delta z = 0{,}5\,c$ aufgenommen, um das Verhältnis der Standardabweichungen $\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w}$ zu ermitteln. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Der dort angegebene Median sowie die Standardabweichung des Verhältnisses $\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w}$ wurden über den gesamten Sichtbereich bestimmt. Ersterer liegt für alle Gitter etwas über dem Idealwert von $\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w} = 1$. Comte-Bellot und Corrsin (1966) demonstrieren, dass das Verhältnis durch eine Kontraktion hinter dem Turbulenzgitter verbessert werden könnte. Wo dies nicht möglich ist, sind die Fluktuationen in Strömungsrichtung stärker ausgeprägt und es können Werte von $\sigma_\mathrm{u}/\sigma_\mathrm{w} \leq 1.1$ vorkommen (Pope, 2000). Gitter EG_6 hat mit einem Wert von 1.12 etwas größere Unterschiede. Vor dem Hintergrund der großen Strukturen ist dies jedoch tolerierbar. Die ebenfalls höheren Standardabweichungen bei der Bestimmung der Längenskalen (vgl. Tabelle 4.3) legen nahe, dass mit diesem Gitter das Maximum an integraler Strukturlänge erreicht ist, das im AWM über passive Gitter erzeugt werden kann. Größere Längenskalen (und Turbulenzgrade) wären mit zunehmend anisotropen Störungen verbunden.

Fazit

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung von Tragflügelumströmungen in turbulenter Anströmung. Hierfür wurden in Tabelle 2.1 drei turbulente Strömungen (Tu und L_{11}) definiert. Mit DG_1, DG_4 und EG_6 wur-

den drei Gitter entworfen, die diese Vorgaben erfüllen. Für jedes dieser Gitter erreicht die Strömung im Zuge des turbulenten Zerfalls einen Punkt, an dem $Tu = 10\,\%$ ist. Die integralen Strukturlängen an diesen Stellen betragen $L_{11} \approx c/2$, c und $2\,c$, bezogen auf die Profiltiefe der Windkanalmodelle (vgl. Tabelle 4.3). Über Hitzdrahtmessungen im Querschnitt sowie PIV Messungen konnte bestätigt werden, dass die Turbulenz in guter Näherung als isotrop betrachtet werden kann.

Bevor in den folgenden Kapiteln auf die Untersuchungen an den Windkanalmodelle eingegangen wird, sei ein letzter Kommentar bezüglich der Messpositionen erlaubt. Die Positionen, an denen die gewünschten turbulenten Strömungen im Windkanal auftreten, sind in Tabelle 4.3 angegeben. Es fällt auf, dass die Abstände der beiden Gitter DG_4 und EG_6 mit $x_{B1} = 4{,}5\,\mathrm{m}$ übereinstimmen. Der Messpunkt für das Doppelgitter DG_1 (bestehend aus EG_1 und EG_4) liegt mit $x_{B1} = 4{,}5\,\mathrm{m}$ etwas weiter stromauf. Um die Durchführung der Messungen an den Windkanalmodellen zu erleichtern, war es daher naheliegend, DG_1 um 2 m stromab zu verlegen (EG_1 nun in Position B3, EG_4 in Position B4). Die Ergebnisse der Gitterqualifizierung für alle Einbauzustände der Grenzschichtmodelle ist inklusive der letztlich verwendeten Geometrien sowie der Gitterpositionen in Tabelle A.1 angegeben.

5

Untersuchungen am Flügelprofil (2D)

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an einem SD7003 Flügelprofil (2D) bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 60\,000$ diskutiert. Das Profil wurde sowohl in ungestörter als auch in turbulenter Anströmung untersucht. Die verwendete Versuchsanlage und die Erzeugung der turbulenten Strömungen wurden in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellt.

5.1. Ungestörte Anströmung

Um den Einfluss einer turbulenten Strömung auf das Profil bewerten zu können, werden Referenzdaten unter nominell ungestörten Strömungsverhältnissen benötigt. Hierfür wurden Messungen bei zwei Anstellwinkeln (4° und 8°) durchgeführt, die zur Ausbildung einer ausgeprägten laminaren Ablöseblasen auf der Profiloberseite führen (Ol et al., 2005; Hain et al., 2009; Burgmann und Schröder, 2009). Der Turbulenzgrad bei diesen Messungen betrug $Tu = 0{,}5\,\%$. In Abbildung 5.1 sind die mittleren Strömungsfelder dargestellt. Für den Anstellwinkel von 4° bildet sich eine Ablöseblase aus, die sich mit einer Länge von 40 % bezogen auf die Profiltiefe über einen signifikanten Teil der Saugseite erstreckt. Mit einer Erhöhung des Anstellwinkels auf 8° wandert die Blase in Richtung Vorderkante. Gleichzeitig reduziert sich sowohl die Dicke wie auch die Länge der Blase.

Um die laminare Ablöseblase zu charakterisieren, wurden die Positionen der

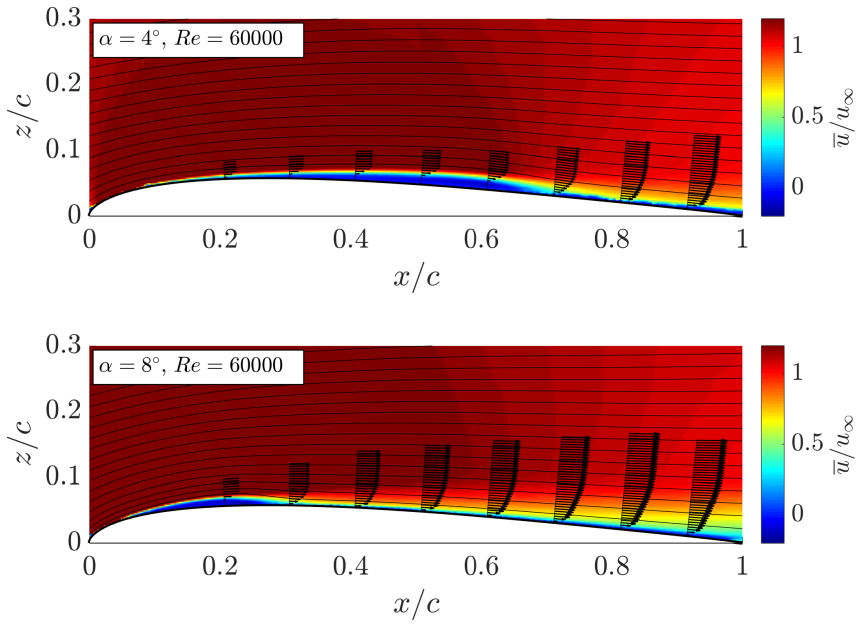


Abbildung 5.1: Mittleres Strömungsfeld auf der Saugseite des Profils in ungestörter Anströmung.

Strömungsablösung (x_s), des laminar-turbulenten Übergangs (x_tr) sowie des Wiederanlegens (x_r) bestimmt. Die Ablösung der Grenzschicht kann aus den gemessenen PIV Vektorfeldern ermittelt werden. Allerdings wirken sich die räumliche Mittelung des PIV-Algorithmus und die starken Gradienten nahe der Wand negativ auf die Genauigkeit aus. Die beste Methode ist daher, die Ablöseposition direkt aus der Bewegung der Partikelbilder in unmittelbarer Wandnähe zu extrahieren. Die Position des Transitionspunktes kann durch verschiedene Methoden bestimmt werden. Das Verhältnis der Verdrängungsdicke zur Impulsverlustdicke wird als Formfaktor H bezeichnet. Dieser nimmt infolge der Ablösung in der laminaren Grenzschicht zu und nach dem Übergang in die turbulente Grenzschicht ab (Burgmann, 2009). Es ist daher naheliegend, das lokale Maximum als Transitionslage zu interpretieren. Die Reynolds-Schubspannungen $-\rho\overline{u'v'}$ bzw. kurz $-\overline{u'v'}$ beschreiben, mit welcher Intensität energiereiches Fluid durch turbulente Strukturen in Wandnähe gebracht wird. Neben dem Formfaktor sind sie somit ein weiterer Indikator für das Einsetzen von Transition. Es kann beobachtet werden, dass $-\overline{u'v'}$ in der abgelösten Scherschicht exponentiell wächst. McAuliffe und Yaras (2005) definieren den turbulenten Übergang dort, wo das Wachstum vom exponentiellen Verlauf abweicht. In der vorliegenden Arbeit wird die Transitionslage als die Stelle definiert, an

Tabelle 5.1: Gemessene Charakteristika der laminaren Ablöseblasen. Zur Validierung werden die Messungen mit den Ergebnissen aus Ol et al. (2005) verglichen, wo Messungen am gleichen Profil unter ähnlichen Bedingungen im Low Noise Wind Tunnel (LNB) der TU Braunschweig vorgestellt werden.

Versuchsanlage	α	Tu	x_s/c	x_{tr}/c	x_r/c	h/c	Re
LNB	4°	0,10 %	0,30	0,53	0,62	0,028	60 000
AWM	4°	0,50 %	0,25	0,48	0,65	0,029	61 700
AWM	8°	0,50 %	0,08	0,19	0,27	0,020	61 500

der $-\overline{u'v'}/u_\infty$ zum ersten Mal einen Wert von 0,001 erreicht. Das gleiche Kriterium wird auch von Ol et al. (2005) und Hain et al. (2009) für deren Messungen an einem SD7003 Profil verwendet und garantiert somit eine gute Vergleichbarkeit zwischen den Ergebnissen. Die mittlere Wiederanlegeposition x_r wurde über Stromlinien der mittleren Geschwindigkeitsfelder abgeleitet. Die Blasendicke h ist definiert als der Abstand zwischen der Profilkontur und dem Geschwindigkeitsprofilmaximum am Transitionspunkt.

In Tabelle 5.1 werden die aktuellen Messungen mit Experimenten von Ol et al. (2005) für einen Anstellwinkel von $\alpha = 4°$ verglichen. In dieser Arbeit wurden die Untersuchungen in drei Anlagen durchgeführt: einem Schlepptank, einem Wasser- und einem Windkanal (LNB). Die Anlagen zeigen untereinander Abweichungen in den Positionen für Ablösung, Transition und Wiederanlegen von bis zu $\Delta x/c = 0{,}25$, 0,1 bzw. 0,05. Vor diesem Hintergrund zeigen die Messungen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Vergleichsdaten. Unterschiede sind vor allem auf die Empfindlichkeit der Ablöseblasen gegenüber dem Anstellwinkel und die Sensibilität der Ablöseblase auf Störungen zurückzuführen. Diese können durch die Verstärkung von Instabilitäten aus Turbulenzen in der Anströmung oder auch akustischen Störungen entstehen (Ol et al., 2005; Kurelek und Yarusevych, 2016). Für den höheren Anstellwinkel verringert sich, wie schon erwähnt, die Länge der laminaren Ablöseblase und der Ablösepunkt verschiebt sich stromauf (Shyy et al., 2008; Burgmann et al., 2008).

Reynolds-Spannungen sind in Abbildung 5.2 für einen Anstellwinkel von $\alpha = 8°$ abgebildet. Gezeigt werden die Normalspannungen in Hauptströmungsrichtung (oben) sowie die Schubspannungen (unten). Letztere sind durch die Wahl der Farbskala entsprechend dem Transitionskriterium $-\overline{u'v'}/u_\infty \geq 0.001$ dargestellt. Die Transition führt zu einem instationären Aufrollen der abgelösten Scher-

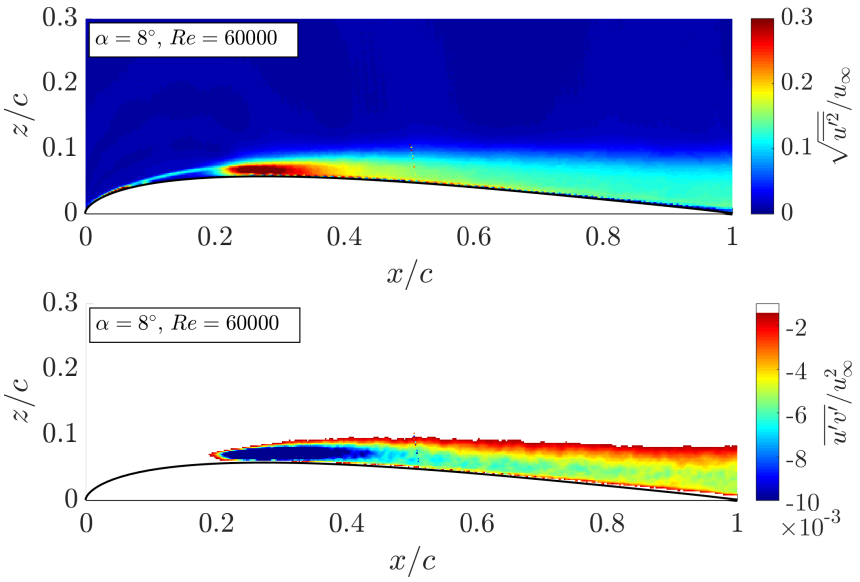


Abbildung 5.2: Reynolds-Spannungen in ungestörter Anströmung.

schicht und letztlich zum Abwerfen einzelner Wirbel. Dies hat einen erhöhten Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht und somit einen betragsmäßigen Anstieg der Reynolds-Schubspannungen zur Folge. Das Maximum korreliert für den gezeigten Fall gut mit dem mittleren Wiederanlegepunkt. Stromab sinken die Reynolds-Spannungen im Zuge der Entwicklung der turbulenten Grenzschicht.

Druckmessungen wurden bis zu x/c = 0.74 auf der Saugseite und x/c = 0.68 auf der Druckseite durchgeführt. Abbildung 5.3 stellt die c_p-Verteilungen für verschiedene Anstellwinkel vor. Die Kurven zeigen Bereiche mit konstanten Drücken und demnach abgelöste Strömungen auf der Saugseite. Für Anstellwinkel $\alpha \leq 10°$ steigen die Drücke stromab wieder an, was ein Wiederanlegen der Strömung belegt. Auf diese Weise kann abgelesen werden, dass für α = 4° eine lange laminare Ablöseblase einen signifikanten Teil der Saugseite bedeckt. Mit zunehmendem Anstellwinkel nimmt die Länge der Blase ab. Gleichzeitig wandert die Ablösung stromauf in Richtung Vorderkante. Zwischen α = 10° und 11° kommt es auf der Saugseite zum Strömungsabriss, d.h. es findet kein Wiederanlegen der abgelösten Grenzschicht im turbulenten Regime statt.

Die Präsenz von laminaren Ablöseblasen zeigt sich auch in der Standardabweichung von c_p, s. Abbildung 5.3 (rechts). Bei geringen Anstellwinkeln ($\alpha \leq 10°$)

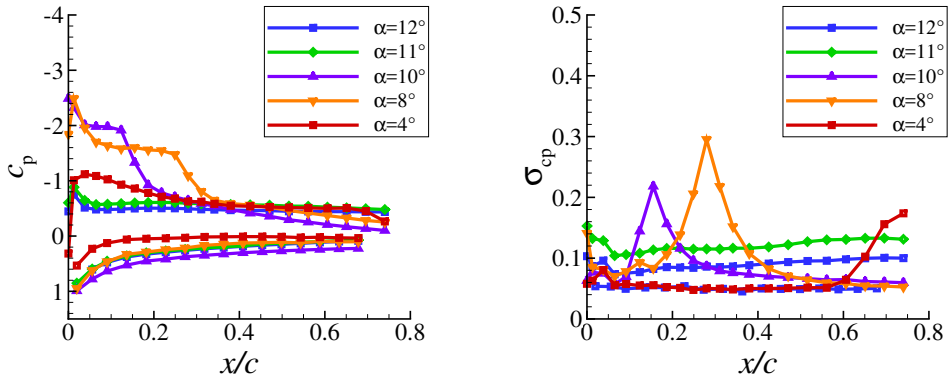


Abbildung 5.3: Druckverteilung in ungestörter Anströmung.

weisen die Kurven ein Maximum nahe des hinteren Endes der LSB auf. Dies kann auf Druckschwankungen, induziert durch die abgehenden Wirbel, zurückgeführt werden. Für $\alpha = 8°$ scheint dieses Maximum gut mit der Lage des Wiederanlegepunktes aus Tabelle 5.1 zu korrelieren. Ähnliche Ergebnisse werden auch von Ravi (2011) beschrieben, der eine ebene Platte unter verschiedenen Anstellwinkeln untersucht hat. Die abgelöste Strömung bei höheren Anstellwinkeln hat keine klaren Maxima. Vielmehr ist das allgemeine Niveau der Druckschwankungen erhöht im Vergleich zu den anderen Fällen mit laminarer Ablöseblase.

5.2. Turbulente Anströmung

In Kapitel 4 wurde die Erzeugung von großskalig turbulenten Strömungen in der Versuchsanlage diskutiert. Drei Gitterkombinationen wurden qualifiziert, um Strömungen mit $Tu = 10\,\%$ und drei verschiedenen integralen Strukturlängen zu erzeugen. In diesem Abschnitt werden die Messungen des 2D Profils unter diesen Anströmbedingungen vorgestellt.

5.2.1. Mittleres Strömungsfeld

Die Auswirkung des erhöhten Turbulenzgrades auf das mittlere Strömungsfeld des Profils wird in Abbildung 5.4 demonstriert. Stellvertretend sind die Ergebnisse für die Anstellwinkel $\alpha = 4°$ und $8°$, die integrale Strukturlänge

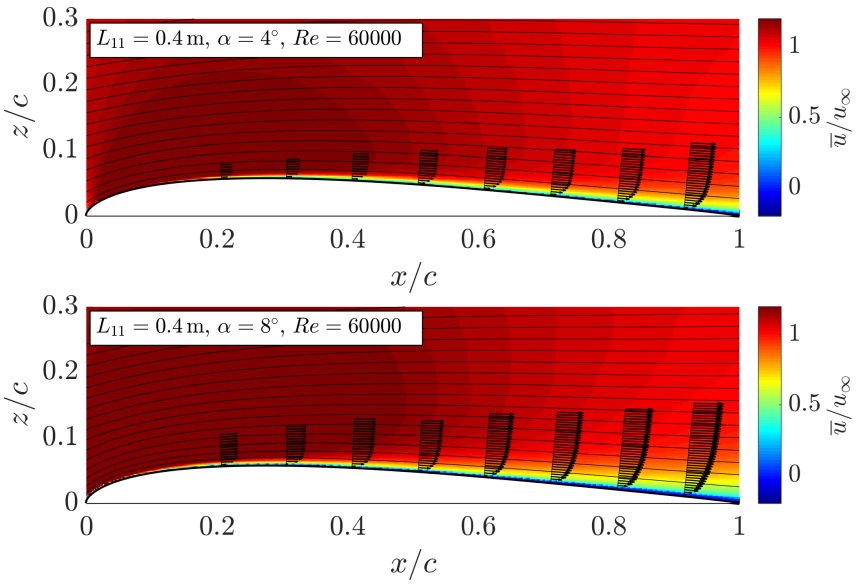


Abbildung 5.4: Mittlere Strömungsfelder unter turbulenten Anströmungsbedingungen.

L_{11} = 0,4 m und die Reynolds-Zahl Re = 60 000 dargestellt. Im Vergleich zu den Messungen unter ungestörten Anströmbedingungen fällt auf, dass im Mittel keine laminare Ablöseblase zu sehen ist. Gleiches gilt für die gemessenen Fälle bei geringeren L_{11}. Abbildung 5.5 zeigt zwei instantane Vektorfelder. Das Strömungsfeld auf der Saugseite ist durch die großen turbulenten Strukturen starken Schwankungen ausgeliefert. Dennoch zeigen sich mit dem verwendeten Messaufbau auch in den instantanen Aufnahmen keine Anzeichen von momentanen Strömungsablösungen.

Zu einem ähnlichen Schluss kommt Breuer (2018) in einer aktuellen numerischen Studie. In dieser wird das SD7003 Profil unter α = 4° bei Re = 60 000 in verschiedenen turbulenten Anströmungen untersucht. Bei einem Turbulenzgrad von Tu = 0,7 % zeigt die Large-Eddy-Simulation eine gute Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit gemessenen Ablösepunkt. Der Wiederanlegepunkt ist ähnlich wie der aus Ol et al. (2005) etwas stromauf verschoben. Der Turbulenzgrad der Anströmung wurde von Breuer sukzessive auf Tu = 11,6 % erhöht. In der Folge kommt es zu einem zunehmend stromab versetzten Ablösepunkt und einem früheren Einsetzen der Transition in der abgelösten Scherschicht. Dies führt letztlich zu kürzeren LSBs und dazu, dass ab einem Turbulenzgrad von Tu = 5,6 % keine Ablöseblase mehr zu sehen ist.

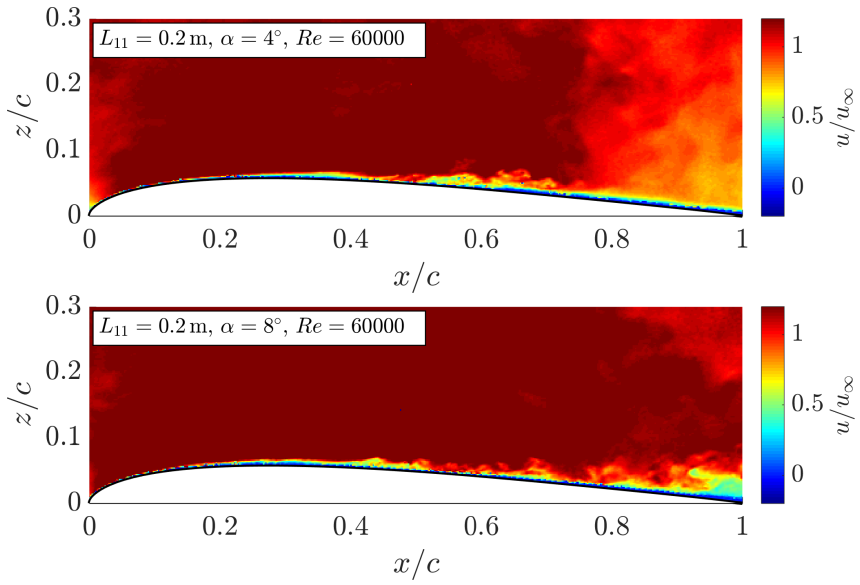


Abbildung 5.5: Instantane Vektorfelder unter turbulenten Anströmungsbedingungen.

Die Ergebnisse von Breuer (2018) bestätigen somit die Beobachtungen aus den hier diskutierten PIV Messungen: im zeitlichen Mittel kommt es unter den Anstellwinkeln von 4° und 8° zu keiner laminaren Ablösung. Instantane Aufnahmen deuten darauf hin, dass dies auch für die instantanen Strömungsfelder gilt. Allerdings kann dies auf Grund einer unter Umständen zu geringen Auflösung nicht abschließend beurteilt werden. Im Folgenden wird daher zunächst untersucht, wie sich die Turbulenz in der Grenzschicht in Form der Reynolds-Spannungen entwickelt. Anschließend soll eine Messung mit höherer Auflösung einen besseren Einblick in die Grenzschicht an der Vorderkante und somit eine Aussage über das transiente Vorhandensein von instantanen LSBs ermöglichen.

5.2.2. Reynolds-Spannungen

Aus den zeitlich gemittelten Strömungsfeldern kann geschlossen werden, dass die hohe Turbulenz der Anströmung einen signifikanten Einfluss auf die Grenzschicht hat. Die lange laminare Ablöseblase auf der Saugseite ist im Vergleich zum Referenzfall verschwunden. In diesem Abschnitt wird diskutiert, ob die Messungen geeignet sind, um eine Transition ohne Ablöseblase zu detektieren. Dies wäre im Umkehrschluss der Beweis dafür, dass bei hohen Tu keine

LSBs entstehen. Ist dies der Fall, wäre es am wahrscheinlichsten, wenn es in der Grenzschicht zur Transition kommt, noch bevor die Strömung im laminaren Regime ablöst. Diese Form der Transition wird als Bypass-Transition bezeichnet und wurde bereits in Kapitel 2 diskutiert. Hauptmerkmal ist, dass die Transition nicht durch Tollmien-Schlichting-Instabilitäten, sondern durch die Wechselwirkung der Grenzschicht mit der freien turbulenten Strömung ausgelöst wird (Zaki, 2013). Die meisten Studien zu diesem Thema basieren auf flachen Plattengrenzschichten. In den letzten Jahren deuten zudem eine Reihe von Studien darauf hin, dass diese Art der Transition auch bei gekrümmten Profilen auftritt, wenn der Turbulenzgrad in der Anströmung erhöht wird (McAuliffe und Yaras, 2010; Olson et al., 2013; Istvan et al., 2018).

Um einen Eindruck von den Vorgängen innerhalb der Grenzschicht zu erhalten, sind in Abbildung 5.6 die Reynolds-Spannungen $\overline{u'u'}$ dargestellt. Auf der linken Seite wurden die Spannungen unter der Annahme ermittelt, dass die Geschwindigkeit u aus einem zeitlich gemittelten Teil $\overline{u}$ und einem Anteil u' besteht, der die turbulenten Fluktuationen beschreibt:

$$u = \overline{u} + u' \tag{5.1}$$

Obwohl zwischen den Feldern für $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ und $0{,}2\,\mathrm{m}$ keine großen Unterschiedene erkennbar sind, zeigt sich die Tendenz, dass der Turbulenzgrad in der Grenzschicht zusammen mit der integralen Strukturlänge zunimmt. Ein quantitativer Vergleich ist in Abbildung 5.7 (links) für die Position $x/c = 0{,}1$ aufgetragen. Der wandnahe Bereich weist eine zu geringe Auflösung auf, sodass hier keine verlässlichen Aussagen möglich sind. In einigem Abstand zur Wand zeigt sich jedoch, dass der Anstieg der Reynolds-Spannungen $-\overline{u'u'}$ von $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ auf $0{,}2\,\mathrm{m}$ relativ gering ist. Eine weitere Erhöhung der Strukturlänge auf $0{,}4\,\mathrm{m}$ hat einen deutlich stärkeren Anstieg zur Folge. Zudem kann abgelesen werden, dass der Einfluss der Strukturlänge durch einen höheren Anstellwinkel verstärkt wird. Dies könnte wiederum eine Begründung sein, weshalb der Unterschied zwischen den beiden kleineren Längenskalen (bei konstantem α) so gering ausfällt. Der effektive Anstellwinkel ist für $L_{11} = 0{,}2\,\mathrm{m}$ um $\Delta\alpha = 0{,}3° \pm 0{,}25°$ geringer verglichen mit der Messung bei $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$. In der Folge werden die Geschwindigkeitsschwankungen etwas weniger stark durch die ankommenden turbulenten Strukturen beeinflusst, was zu geringeren Reynolds-Spannungen führt.

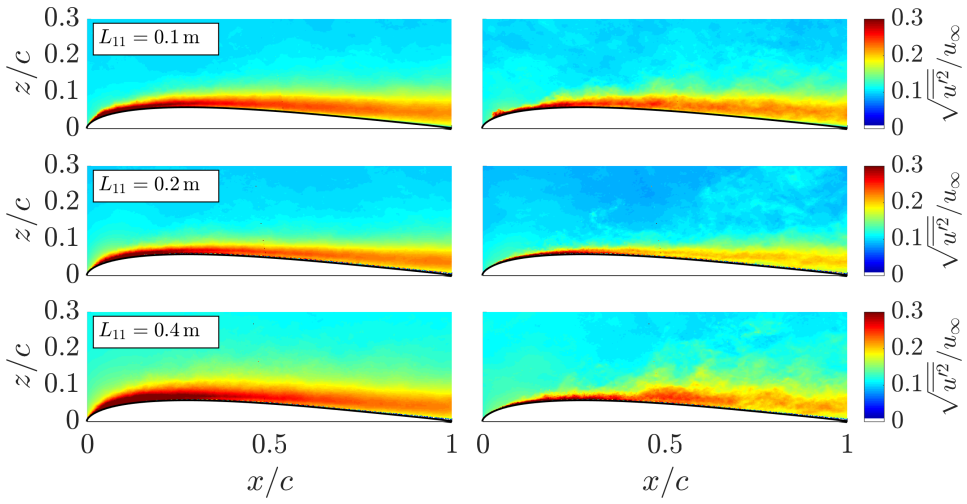


Abbildung 5.6: Reynolds-Spannungen in Hauptströmungsrichtung auf dem 2D Profil für $\alpha = 8°$. Verglichen sind die berechneten Spannungen ohne und mit Konditionierung. Links wurden alle Aufnahmen für die Mittelung berücksichtigt, rechts nur diejenigen mit einer Variation des Anstellwinkels von weniger als $|\alpha'| \leq 1°$.

Turbulente Strukturen in der Außenströmung beeinflussen nicht nur die Grenzschicht, sondern führen auch zu zeitlichen Schwankungen in der Anströmung. Für sehr große Strukturen ($\mathcal{O}(L_{11}) \geq c$) kann es zu quasi stationären Variationen in der Anströmung kommen, vgl. Abschnitt 2.2. In der Folge kommt es zu Variationen des effektiven Anströmwinkels (vgl. Herbst et al., 2017; Ravi, 2011). Dies führt wiederum zu unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf dem Profil sowie zu einer Verschiebung der Saugspitze. Beides bewirkt, dass in den Term u' nicht nur turbulente Fluktuationen einfließen. Stattdessen geht auch eine Art 'Pseudo-Turbulenz' mit ein, welche aus der zeitlichen Variation der Anströmung folgt. Die Geschwindigkeit u kann daher auch durch:

$$u = \overline{u} + \hat{u} + u' \tag{5.2}$$

beschrieben werden, wobei mit $\hat{u}$ hier eine Größe eingeführt ist, welche die 'Pseudo-Turbulenz' durch die ankommende turbulente Strömung beschreibt.

Eine zuverlässige Ermittlung von $\hat{u}$ würde zeitaufgelöste Daten erfordern. Um dennoch den Einfluss der beschriebenen 'Pseudo-Turbulenz' zu bewerten, wurde ein Schwellwert für den Strömungswinkel vor der Vorderkante eingeführt.

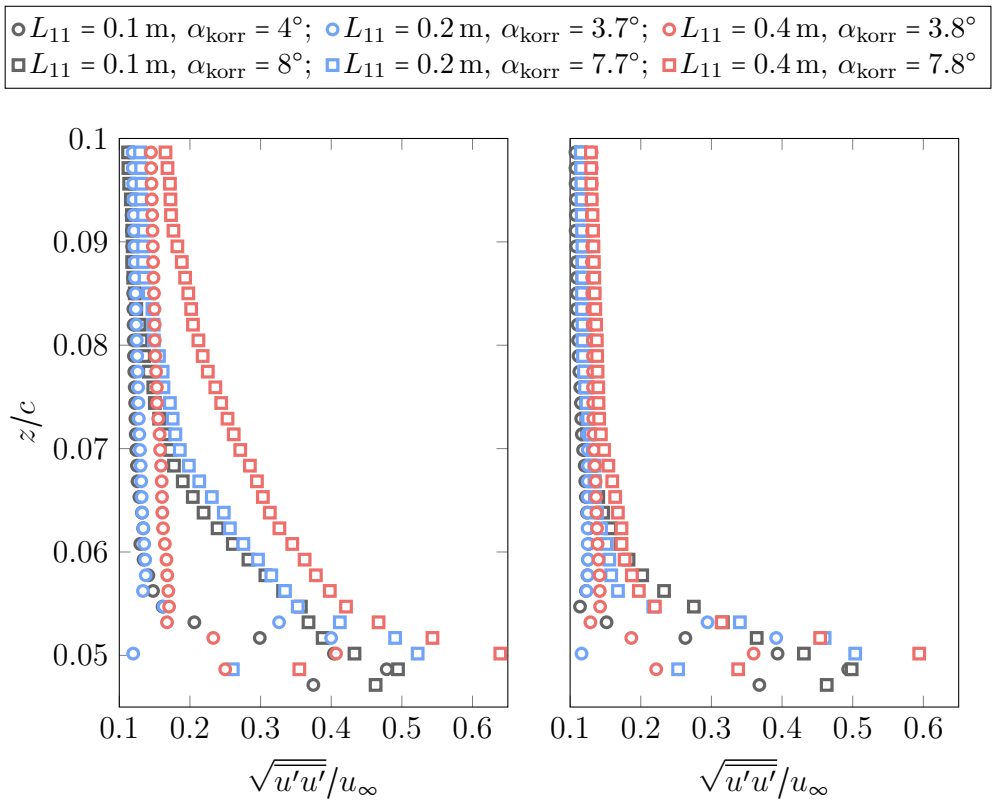


Abbildung 5.7: Reynold'sche Normalspannungen in Hauptströmungsrichtung über dem 2D Profil bei $x/c = 0{,}1$ für die Anstellwinkel 8° und 4°. Verglichen sind die berechneten Spannungen ohne (links) und mit Konditionierung (rechts).

Die Abbildungen auf der rechten Seite von Abbildung 5.6 zeigen die resultierenden Strömungsfelder, für welche nur PIV Vektorfelder mit $|\alpha'| = |\alpha - \overline{\alpha}| \leq 1°$ verwendet wurden. Diese Konditionierung hat zur Folge, dass die Reynolds-Spannungen signifikant abnehmen. In Abbildung 5.7 (rechts) wird deutlich, dass sich besonders die hohen Intensitäten nahe der Vorderkante auf Effekte zurückführen lassen, die durch $\hat{u}$ verursacht werden. Nach der Konditionierung liegen die Kurven deutlich näher beieinander. Vor allem der Einfluss des Anstellwinkels ist außerhalb des wandnahen Bereichs kaum mehr sichtbar. Ein Nachteil der verwendeten Methode ist am besten für $L_{11} = 0{,}4\,\mathrm{m}$ zu sehen, wo $\overline{u'u'}$ für $x/c > 0{,}4$ abrupt zunimmt. Dies liegt daran, dass die Strömung auf dem Profil nicht ausschließlich von der momentan an der Vorderkante vorherrschenden Strömung bestimmt wird. Vielmehr haben auch zeitlich zurückliegende Ereignisse einen Einfluss. Mit zunehmendem Abstand zur Vorderkante – wo α' ermittelt wurde – nimmt die Korrelation des Strömungsfeldes mit den momentanen Strömungswinkeln ab. Stattdessen wurde das Strömungsfeld durch eine Anströmung beeinflusst, welche zum Zeitpunkt $t - \Delta t$ vor der Aufnahme vorlag, wobei $\Delta t \approx \Delta x/\overline{u}$. Nahe an der Vorderkante sind diese Effekte gering und die Statistiken daher zuverlässiger.

In Abbildung 5.8 ist dargestellt, wie sich die Konditionierung auf die Reynolds-Schubspannungen auswirkt. Die Farbskala ist so gewählt, dass lediglich die Konturen $\overline{u'v'}/u_\infty \leq -0{,}001$ sichtbar sind. Auf diese Weise ist unter Zuhilfenahme des bereits verwendeten Transitionskriteriums ein Rückschluss auf den Ort der Transition möglich. Bereits vor der Konditionierung ist sichtbar, dass die Transitionslage mit zunehmender integraler Strukturlänge stromab verschoben ist. Nach der Konditionierung bleibt diese Tendenz erhalten. Zudem wird die Transitionslage für alle Fälle stromauf verschoben. Es ist daher wahrscheinlich, dass die Reynolds-Spannungen stark durch statistische Effekte beeinflusst werden, die auf Basis der vorliegenden Daten nicht geklärt werden können. Es wird außerdem ein Widerspruch zwischen den Erkenntnissen aus den Normalspannungen in Hauptströmungsrichtung und den Schubspannungen deutlich. Letztere weisen Transitionspositionen zwischen $x_{\mathrm{tr}}/c = 0{,}15$ und 0,2 auf, während die Spannungen in Hauptströmungsrichtung bereits für $x/c < 0{,}15$ auf eine turbulente Grenzschicht hindeuten. Dies führt zu dem Schluss, dass die Klassifizierung der Strömung auf Basis des Anströmwinkels keine zuverlässige Methodik ist, um den Einfluss von $\hat{u}$ in den Statistiken zu eliminieren. Rückschlüsse auf Bypass-Transition oder ein mögliches Auftreten von laminaren Ablöseblasen sind somit nicht möglich. Dennoch lassen sowohl die Normalspannungen als auch die Schubspannungen vermuten, dass für $x/c > 0{,}2$ eine turbulente Grenzschicht vorliegt. Der interessante Bereich

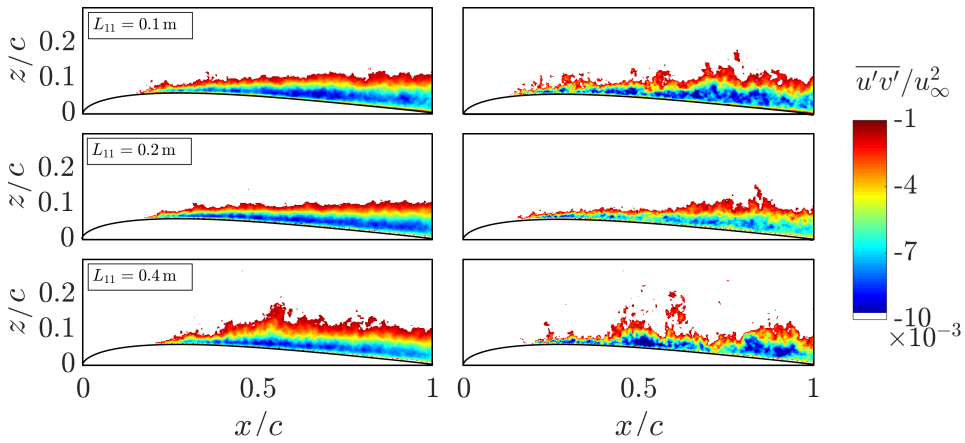


Abbildung 5.8: Reynolds-Schubspannungen auf dem 2D Profil für $\alpha = 8°$. Verglichen sind die berechneten Spannungen ohne (links) und mit Konditionierung (rechts), wobei $|\alpha'| \leq 1°$ ist.

im Sinne der Transition sowie einem möglichen Auftreten laminarer Ablöseblasen liegt demnach im vorderen Bereich nahe der Vorderkante. Im nächsten Abschnitt werden Messungen vorgestellt, die sich mit einer höheren Auflösung auf diesen Bereich konzentrieren.

5.2.3. Ablösung an der Vorderkante

Um eine höhere Auflösung in der Grenzschicht zu erreichen, wurde der Abbildungsmaßstab des PIV-Aufbaus erhöht (vgl. Tabelle 3.2). Mit diesem Aufbau wurden Anstellwinkel zwischen 4° und 16° beobachtet. Abbildung 5.9 zeigt die gemittelten Strömungsfelder für die Anstellwinkel $\alpha = 4°$ und 8° (s.a. Abbildung A.9). Repräsentative Momentaufnahmen der Messungen sind in Abbildung 5.10 für $\alpha = 8°$ dargestellt. Wie zu sehen ist, treten in den gemittelten Feldern nach wie vor keine Ablösungen auf. Die instantanen Felder zeigen dagegen abgelöste Grenzschichten, die auf Grund des geringeren Abbildungsmaßstabs zuvor nicht in den PIV Auswertungen zu sehen waren. Die beobachteten Formen variieren zwischen einer vollständig anliegenden Grenzschicht in (a) und (b) und weitgehend abgelösten Strukturen in (e) und (f). Die Momentaufnahmen in (c) und (d) ähneln stark einer laminaren Ablöseblase mit Transition und turbulentem Wiederanlegen. Ob dies der Fall ist, wird im Folgenden diskutiert.

Handelt es sich bei den abgelösten Grenzschichten um laminare Ablösebla-

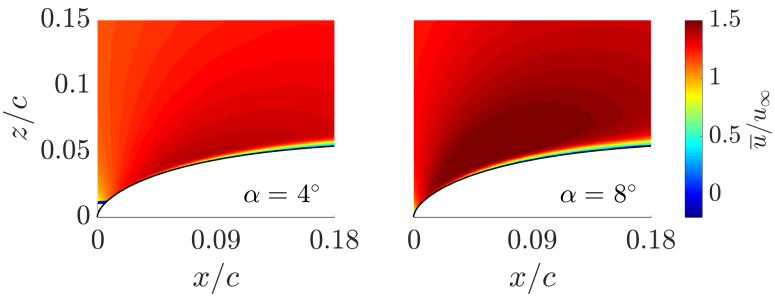


Abbildung 5.9: Gemittelte Strömungsfelder nahe der Vorderkante.

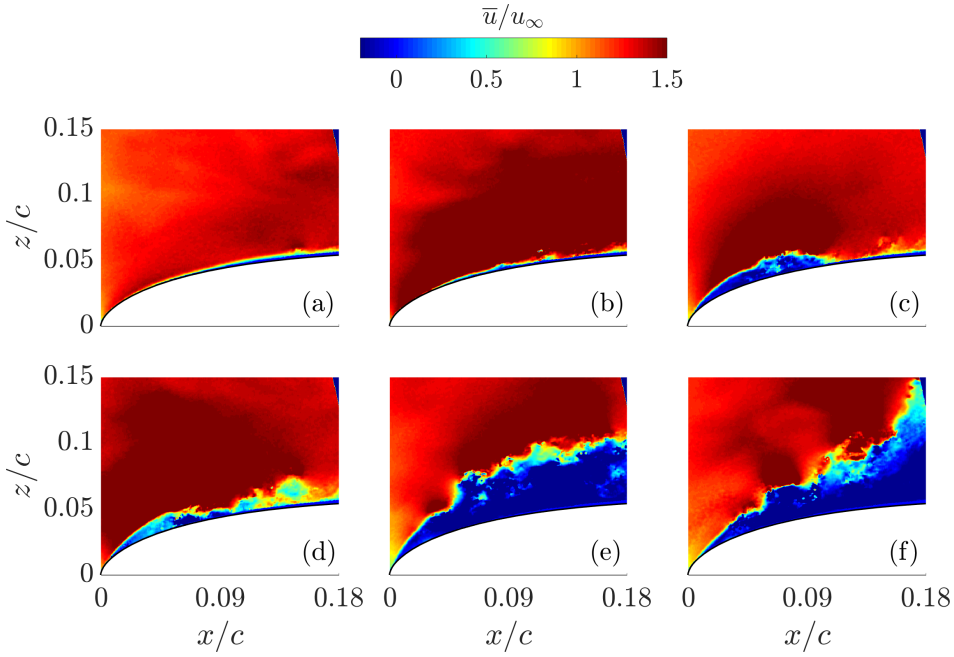


Abbildung 5.10: Instantane Strömungsfelder nahe der Vorderkante bei einem Anstellwinkel von 8°.

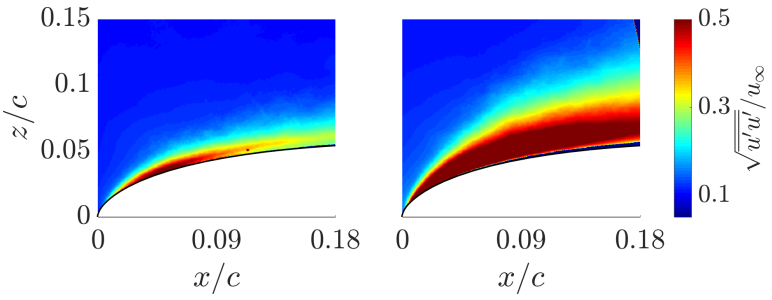


Abbildung 5.11: Reynold'sche Normalspannungen $\overline{u'u'}$ an der Vorderkante für $\alpha = 8°$ (links) und $11°$ (rechts).

sen, so sollte Transition in der Scherschicht stattfinden. Diese kann mittels des bereits in Abschnitt 5.1 vorgestellten Transitionskriteriums über die Reynolds-Schubspannungen $\overline{u'v'}$ bestimmt werden. Bei der Bestimmung der Fluktuationsgrößen über Gleichung (5.1) tritt jedoch das gleiche Problem wie im vorangegangenen Abschnitt auf. Bedingt durch die unterschiedlichen Zustände der Grenzschicht werden relativ hohe Fluktuationen berechnet, die ihren Ursprung nicht in einer turbulenten Grenzschicht haben. Abbildung 5.11 zeigt diese zu hohen Reynold'schen Normalspannungen für die Anstellwinkel $\alpha = 8°$ und $11°$. Wie später noch gezeigt wird, steigt die Wahrscheinlichkeit einer Ablösung mit dem Anstellwinkel, was den Effekt der zu hohen Reynolds-Spannungen zusätzlich verstärkt. Dies ist bereits in der rechten Abbildung für $\alpha = 11°$ zu sehen.

Um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten, ist es daher nötig, im Vorfeld eine Vorauswahl der betrachteten Geschwindigkeitsfelder zu treffen, wie es im vorangegangenen Abschnitt bereits anhand des relativen momentanen

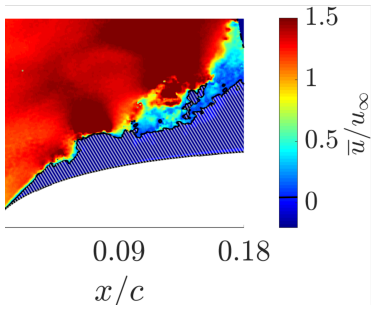


Abbildung 5.12: Darstellung des durch $u < \zeta_A \cdot u_\infty$ als abgelöste Grenzschicht erkannten Bereichs, mit $\zeta_A = 0.05$.

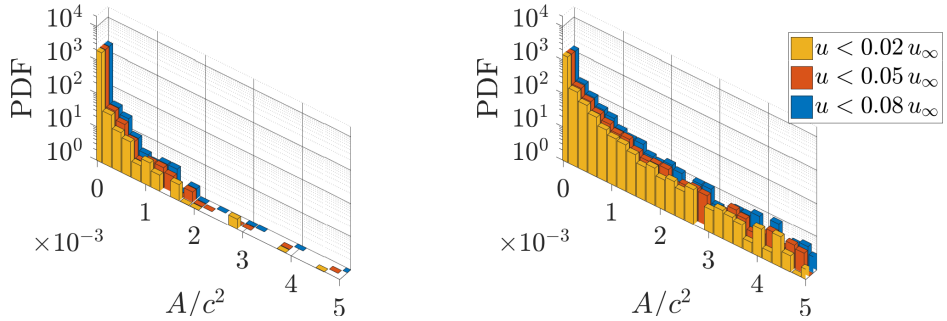


Abbildung 5.13: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von der Fläche der abgelösten Region nahe der Vorderkante für $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ bei den Anstellwinkeln $\alpha = 8°$ (links) und $\alpha = 11°$ (rechts). Verglichen sind verschiedene Schwellwerte für die Abgrenzung der Ablösung von der freien Strömung sowie der anliegenden Grenzschicht.

Anstellwinkels α' versucht wurde. Durch die höhere Auflösung kann eine direkte Klassifizierung anhand der Ablösung in der Grenzschicht unternommen werden. Als Kriterium wurde hierfür die Größe des abgelösten Bereichs der Grenzschicht ausgewählt, dessen Fläche anhand eines Schwellwerts $u < \zeta_\mathrm{A} \cdot u_\infty$ definiert wurde, s. Abbildung 5.12. Abbildung 5.13 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) für $\zeta_\mathrm{A} = 2\%$, 5% und 8% sowie die Anstellwinkel 8° und 11°. Für den kleineren Anstellwinkel von $\alpha = 8°$ lassen sich nur vereinzelt abgelöste Bereiche mit $A/c^2 \geq 2 \cdot 10^{-3}$ detektieren, während der Großteil der instantanen Felder keine Ablösungen in der Grenzschicht aufweist. Mit steigendem Anstellwinkel nimmt die Wahrscheinlichkeit einer Ablösung aufgrund des stärkeren Druckanstiegs hinter der Saugspitze zu, was sich in einer breiter verteilten PDF niederschlägt. In beiden Fällen ist die Klassifizierung kaum von der Wahl des Schwellwerts abhängig, sodass im Folgenden der Wert $\zeta_\mathrm{A} = 5\,\%$ verwendet wird.

Gemittelte Geschwindigkeitsfelder nach Anwendung der Klassifizierung sind in Abbildung 5.14 für $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ und $\alpha = 8°$ dargestellt. Der Großteil der Geschwindigkeitsfelder (über 90 %) zeigt keine Anzeichen einer Ablösung und ist demnach in (a) zusammengefasst. Die Abbildungen (b) bis (f) zeigen qualitativ die schon zuvor vermutete Form einer zeitlich gemittelten laminaren Ablöseblase. Die Größe der Blase ist von der Wahl des Schwellwertes für A/c^2 abhängig. Je größer der für die Mittelung berücksichtigte abgelöste Bereich, desto größer ist die im Mittel erhaltene Blase. Da mit zunehmendem A/c^2 immer weniger Geschwindigkeitsfelder in den Klassen zur Verfügung stehen, weisen die gemittelten Bilder zunehmend weniger glatte Konturen auf. Dennoch können auch in

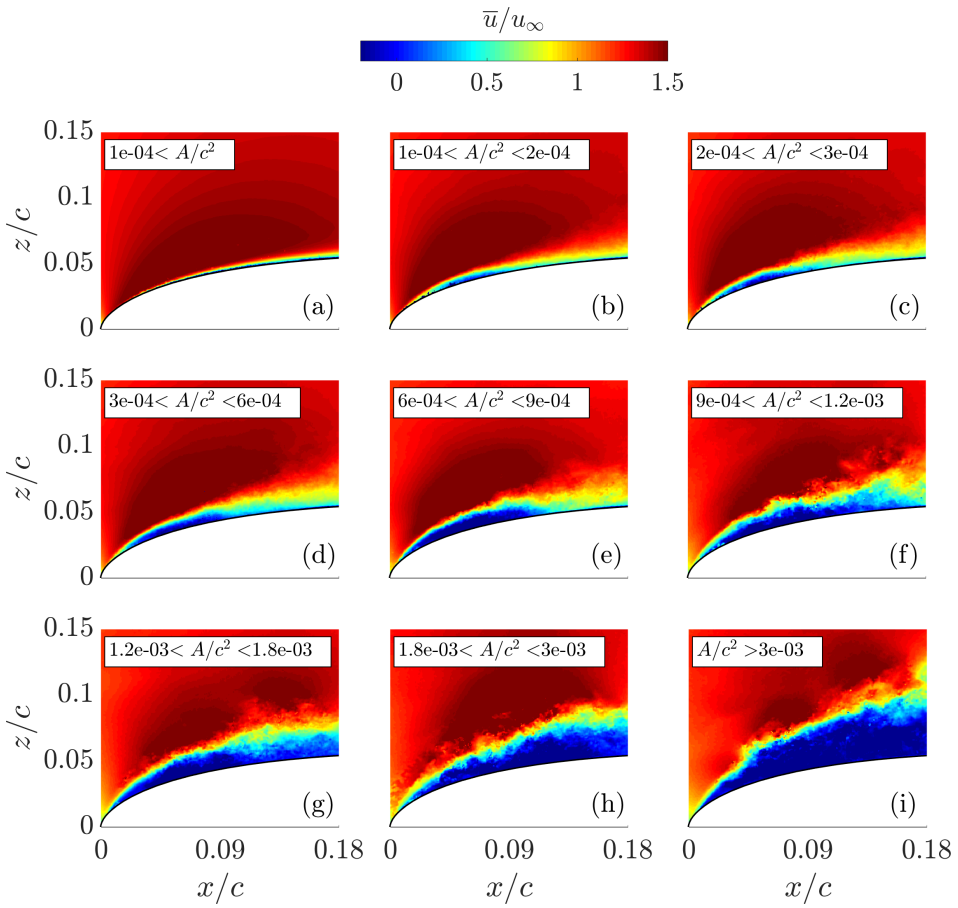


Abbildung 5.14: Mittlere Strömungsfelder an der Vorderkante unter turbulenten Anströmungsbedingungen nach Anwendung der Klassifizierung für $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ bei $\alpha = 8°$.

(g) noch leichte Anzeichen einer wiederanlegenden Strömung erkannt werden. Die Grenzschichten der Strömungsfelder aus (h) und (i) sind über das Sichtfeld hinaus abgelöst, sodass keine konkrete Aussage getroffen werden kann. Denkbar ist, dass es sich auch hier zumindest teilweise um Ablöseblasen handelt, mit Wiederanlegepunkten bei höheren x/c. Es könnte sich auch um aufgeplatzte Ablöseblasen und in der Folge um vollständig abgelöste Grenzschichten handeln. Für den gezeigten Fall stehen (h) und (i) zusammengenommen für etwa 0,5 % der aufgezeichneten Felder.

Mit den Erkenntnissen aus Abbildung 5.14 können die Geschwindigkeitsfelder grob eingeteilt werden in: Felder ohne Ablösung, solche mit Ablöseblase und einige mit Ablösungsgebieten, die über das Sichtfeld hinausragen. In Abbil-

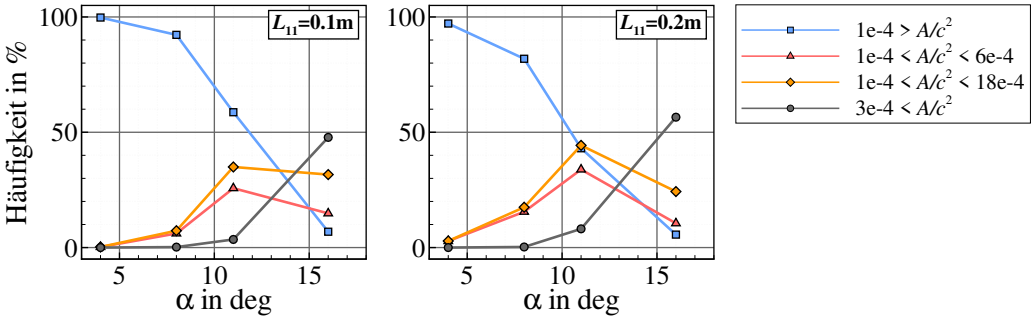


Abbildung 5.15: Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer abgelösten Strömung.

dung 5.15 ist die Häufigkeit aufgetragen, mit der diese Klassen im untersuchten Winkelbereich $\alpha = 4°$ bis 16° vorkommen. Der Prozentsatz der Vektorfelder innerhalb der vorgeschlagenen Klassen ist als Wahrscheinlichkeit angegeben, basierend auf 2000 Bildern pro Datensatz. Wie schon zuvor gesehen, hat der Anstellwinkel einen entscheidenden Einfluss auf die Grenzschicht. Mit steigendem α steigt die Wahrscheinlichkeit einer Strömungsablösung. Bei $\alpha = 4°$ werden fast alle Schnappschüsse in die erste Klasse sortiert, die mit einem Grenzwert bei $A/c^2 < 1 \cdot 10^{-4}$ isoliert wurde. Die Wahrscheinlichkeit einer Strömungsablösung liegt somit nahe null. Bei $\alpha = 16°$ sinkt die Häufigkeit der ersten Klasse auf etwa 5 %, was der Wahrscheinlichkeit einer Strömungsablösung von 95 % entspricht. Mittlere Anstellwinkel zwischen $\alpha = 8° \ldots 11°$ fördern die Bildung von kleinen abgelösten Regionen auf Kosten weniger Fälle mit einer vollständig anliegenden Grenzschicht. Die Häufigkeit dieser Ablöseblasen weist ein Maximum auf und sinkt im Anschluss wieder ab, da höhere α zu größeren Bereichen der abgelösten Grenzschichten führen (vgl. Abbildung 5.14 (h-i)). Mit $1 \cdot 10^{-4} < A/c^2 < 6 \cdot 10^{-4}$ und $1 \cdot 10^{-4} < A/c^2 < 18 \cdot 10^{-4}$ werden für die mittlere Klasse zwei Schwellwerte verglichen. Da ein breiterer Definitionsbereich im Einzelfall zu mehr Bildern führt, wird die ermittelte Wahrscheinlichkeit leicht erhöht. Die Gesamtcharakteristik zeigt jedoch keine grundlegende Abweichung. Auf der rechten Seite von Abbildung 5.15 ist die Häufigkeit für $L_{11} = 0{,}2\,\mathrm{m}$ aufgetragen. Hierbei ist eine verstärkte Neigung zur Ablösung über alle Anstellwinkel hinweg erkennbar. Darüber hinaus zeigen sich keine signifikanten Unterschiede.

In Abbildung 5.16 werden gemittelte Strömungsfelder für drei Klassen dargestellt, die in aufsteigender Reihenfolge den Bereich $2 \cdot 10^{-4} < A/c^2 < 18 \cdot 10^{-4}$ abdecken, auf den der Großteil der Ablöseblasen entfällt. Zusammen mit der

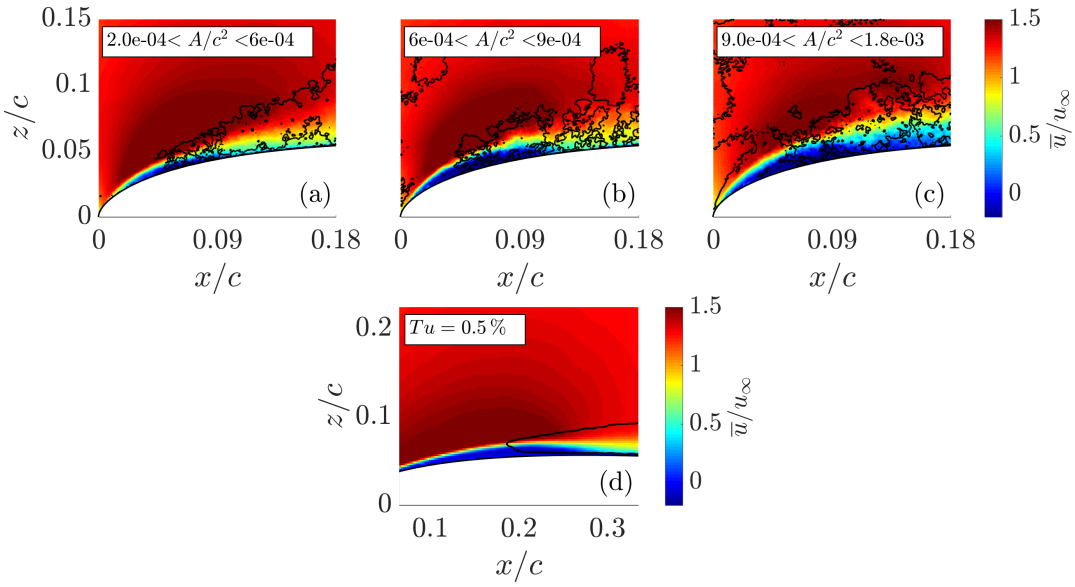


Abbildung 5.16: Gemittelte Strömungsfelder nach Anwendung der Klassifizierung mit eingetragenen $\overline{u'v'}$ Konturen für L_{11} = 0,1 m (a-c) und den Vergleichsfall (d) bei $\alpha = 8°$.

mittleren Geschwindigkeit $\overline{u}$ sind in den Abbildungen die Konturen des Transitionskriteriums $-\overline{u'v'}/u_\infty \geq 0{,}001$ eingetragen. Die begrenzte Anzahl von Momentaufnahmen in den jeweiligen Klassen verhindert eine glatte Kontur, was eine quantitative Analyse des Übergangs erschwert. Dennoch zeigt der Verlauf eine gute Übereinstimmung mit dem Vergleichsfall in ungestörter Anströmung, der in Abbildung 5.16(d) gezeigt ist. Der somit ablesbare Transitionspunkt belegt, dass es innerhalb der abgelösten Scherschicht im zeitlich gemittelten Sinne zur Transition kommt. Bei den abgelösten Bereichen in den Momentaufnahmen handelt es sich demnach um laminare Ablöseblasen.

5.2.4. Druck und Auftrieb

Die Erkenntnisse der PIV Aufnahmen werden durch Ergebnisse aus den Druckdaten gestützt. Zeitlich gemittelte c_p-Verläufe sind auf der linken Seite von Abbildung 5.17 zusammen mit den Druckverläufen der Vergleichsfälle ohne Turbulenz dargestellt. Weder bei $\alpha = 4°$ noch bei $\alpha = 8°$ ist ein Regime konstanten Drucks zu erkennen, was auf eine Strömungsablösung im zeitlich gemittelten Sinn hindeuten würde. Für höhere Anstellwinkel bildet sich mit zunehmendem α ein Bereich mit konstantem c_p nahe der Vorderkante zwischen

$x/c = 0 \ldots 0.075$ aus. Erste Indikatoren sind bereits bei $\alpha = 11°$ zu sehen, wo die Steigung der Kurve leicht vom erwarteten Verlauf abweicht. Der Effekt wird mit zunehmendem Anstellwinkel stärker, bis ein Bereich konstanten Drucks bei $\alpha = 16°$ auftritt. Eine Erklärung liefert die Häufigkeitsverteilung der abgelösten Strömungen aus Abbildung 5.15. Für geringe Anstellwinkel ist die Wahrscheinlichkeit einer Ablösung an der Vorderkante nahezu null. Der zeitlich gemittelte Druckverlauf weist daher keine Anzeichen einer abgelösten Strömung auf. Mit steigendem Anstellwinkel nimmt die Wahrscheinlichkeit eine Ablösung zu detektieren zu, sodass sich der zeitlich gemittelte Druckverlauf aus Fällen mit und ohne Ablösung zusammensetzt. Je höher die Wahrscheinlichkeit einer Ablösung ist, desto mehr nähert sich der Druck dem horizontalen Verlauf einer abgelösten Strömung an. Für $\alpha = 16°$ werden nur noch selten Strömungsfelder ohne Ablösung beobachtet. Die Wahrscheinlichkeit hierfür liegt nur noch zwischen $5-10\,\%$, da die Strömung im zeitlichen Mittel von einer kurzen Ablöseblase dominiert wird. Für diesen Fall zeigt der Drucklauf einen horizontalen Verlauf bis $x/c = 0{,}075$. Das Ausbilden einer kurzen laminaren Ablöseblase geht einher mit einem kontinuierlichen Absinken der Saugspitze. Dies steht in guter Übereinstimmung zu Gaster (1969) und Roberts (1980), welche die Auswirkung laminarer Ablöseblasen auf den Druckverlauf untersucht haben. Demnach sinkt der Druck an der Vorderkante mit zunehmender Blasenlänge. Für größere x/c steigt der Druck mit zunehmendem Anstellwinkel an. Dies könnte auf ein dynamisches Platzen der kurzen Ablöseblase hindeuten. In diesen Fällen würden die zeitlich gemittelten Druckverläufe aus einer Überlagerung von instantanen Zuständen anliegender und komplett abgelöster Grenzschichten bestehen.

Auf der rechten Seite von Abbildung 5.17 ist die Standardabweichung des Druckverlaufes dargestellt. Lokale Maxima wie in den Kurven der Vergleichsfälle sind nicht vorhanden. Diese hatten Rückschlüsse auf eine Transition und ein anschließendes Wiederanlegen der Strömung erlaubt und waren somit ein Indikator einer laminaren Ablöseblase. Das Gesamtniveau der Druckschwankungen ist im Vergleich zu den Vergleichsfällen deutlich höher. Dies ist vor allem auf die starke Turbulenz in der ankommenden Strömung zurückzuführen. Schwankungen in der Anströmung, insbesondere im effektiven Anstellwinkel, führen zu Geschwindigkeitsschwankungen auf der Saugseite, die sich in den gemessenen Drücken widerspiegeln. Zur Hinterkante hin nimmt dieser Effekt ab. Für geringe Anstellwinkel werden ähnliche Niveaus wie während der Messungen in ungestörter Anströmung erreicht. Besonders hoch sind die Standardabweichungen nahe der Vorderkante im markierten Bereich der instantanen Strömungsablösung. Grund hierfür sind die großen Unterschiede der instanta-

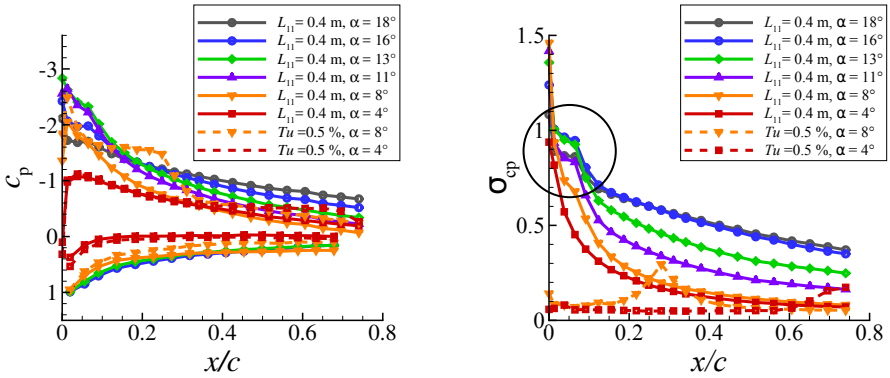


Abbildung 5.17: Druckverteilung unter turbulenten Anströmbedingungen: zeitlich gemittelte c_p Verläufe (links) und die der Standardabweichung σ_{c_p} auf der Saugseite (rechts).

nen Grenzschicht an der Vorderkante (vgl. Abbildungen 5.10 und A.10). Die höchste Standardabweichung wird für die Anstellwinkel α = 13° und α = 18° erreicht. Eine weitere Erhöhung führt zu einer Reduktion von σ_{c_p}, was auf eine zunehmend stabile Ablösung hindeutet.

Der Einfluss der integralen Strukturlänge auf den Druckverlauf der Saugseite ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Verglichen sind die Drücke bei verschiedenen Anstellwinkeln für die integralen Strukturlängen L_{11} = 0,2 m und 0,4 m. Nahe der Vorderkante kommt es für beide Längenskalen vor allem bei höheren Anstellwinkeln zu der bereits diskutierten Strömungsablösung. Dieser Effekt wird durch eine höhere integrale Strukturlänge verstärkt. Wie bereits erwähnt wurde, führen kurze LSBs an der Vorderkante zu einer geringeren Saugspitze. Die kleineren Drücke bei größeren Strukturlängen sind somit eine Folge der im zeitlichen Mittel stärker ausgeprägten Ablösung. Die Druckmessungen stehen somit in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der PIV Messungen (vgl. Abbildung 5.15). Auf Bereiche ohne Ablösung ($x/c \geq 0{,}15$) hat die Strukturlänge keinen nennenswerten Einfluss.

Über eine integrale Betrachtung der vorgestellten Druckverläufe kann der Auftrieb des Profils abgeschätzt werden. Mit Hilfe der Beziehung:

$$c_\mathrm{n} = \frac{1}{c} \int_0^c c_\mathrm{p}\, dx \tag{5.3}$$

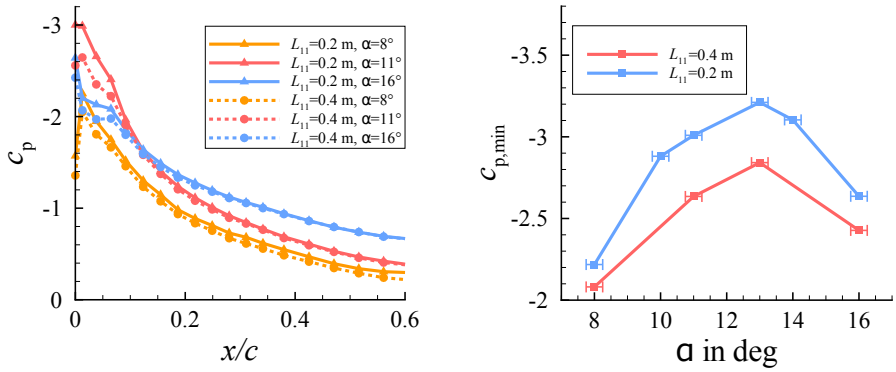


Abbildung 5.18: Abhängigkeit der Druckverteilung von der integralen Strukturlänge.

wurde hierfür der Beiwert c_n der Normalkraft F_z (vgl. Abbildung 3.14) berechnet, der in Abbildung 5.19 mit den gemessenen Auftriebsbeiwerten c_a von Selig et al. (1995) verglichen wird. In Abschnitt A.2 wird auf die Unsicherheiten eingegangen, die beim Vergleich von c_n und c_a entstehen. Es kann gezeigt werden, dass für die betrachteten Fälle beide Werte in guter Näherung übereinstimmen. Die beiden Kraftbeiwerte werden daher im Folgenden synonym als Auftriebsbeiwerte bezeichnet. Auf der rechten Seite von Abbildung 5.19 wird der Unterschied zwischen Normalkraft und Auftriebskraft mit Hilfe einer XFOIL Simulationen dargestellt. Auf der linken Seite ist neben den Ergebnissen aus den Messungen in turbulenter Strömung auch der Fall für $Tu = 0{,}5\,\%$ eingetragen. Im Vergleich mit der Messung von Selig et al. (1995) zeigt dieser eine gute Übereinstimmung im linearen Bereich. Bei höheren Anstellwinkeln kommt es zu einem früheren Strömungsabriss als in den Literaturdaten. Da sich die Turbulenzgrade der beiden Messungen unterscheiden, sind zum Vergleich die Auftriebsbeiwerte aus zwei XFOIL Simulationen gezeigt. Die unterschiedlichen N-Faktoren deuten darauf hin, dass der Strömungsabriss für höhere Tu (kleinere N-Faktoren) zu höheren Anstellwinkeln hin verzögert wird. Bei den beiden Messungen verhält es sich umgekehrt, da Selig et al. (1995) in ihrem Windkanal einen Turbulenzgrad von lediglich $Tu = 0{,}1\,\%$ haben. Um den Einfluss von Störungen in der Anströmung oder dem Kanal (akustisches Rauschen) vollständig auszuschließen, wäre eine spektrale Betrachtung und ein Abgleich mit den instabilen Frequenzbändern in der Grenzschicht bzw. der abgelösten Scherschicht nötig.

Die Auftriebsbeiwerte der turbulenten Fälle zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Referenzfall, was die Steigung des linearen Bereichs betrifft. Der ab-

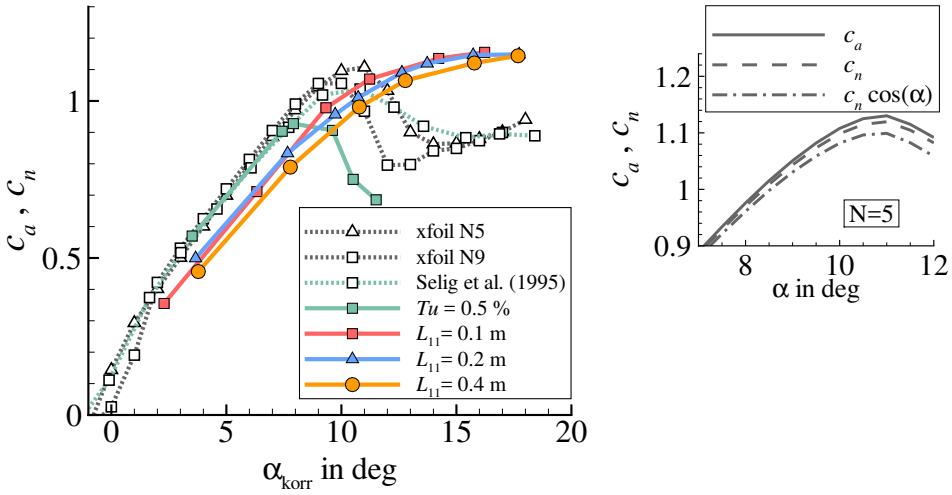


Abbildung 5.19: Vergleich der Auftriebsbeiwerte.

solute Auftrieb liegt unter den Werten des Referenzfalles. Eine Ablöseblase auf der Saugseite eines Profils führt zu einem Anstieg der Verdrängungsdicke der Grenzschicht. Dies hat eine stärkere Beschleunigung der Strömung und somit einen höheren Auftrieb zur Folge. Ravi et al. (2012) nennen diesen Effekt *Pseudo-Krümmung*, da die LSB die Profilgeometrie in ähnlicher Weise verändert wie eine erhöhte Krümmung der Skelettlinie. In Abbildung 5.20 ist dieser Effekt anhand der Verdrängungsdicke δ_1 illustriert. Bei hohen Turbulenzgraden tritt keine signifikante Ablösung auf, was eine geringere Verdrängungsdicke zur Folge hat. Da eine *Pseudo-Krümmung* somit ausbleibt, führen hohe Tu in der Anströmung zu reduzierten Auftriebsbeiwerten. Die Abweichung des Auftriebs zwischen den drei turbulenten Fällen ist vor dem Hintergrund der Messunsicherheit des Anstellwinkels nur gering. Es zeigt sich allerdings eine leichte Tendenz hin zu höheren c_a im Falle kleinerer integraler Strukturlängen.

Der vergleichsweise hohe Impulseintrag in die Grenzschicht unter turbulenter Anströmung führt zu einer Verschiebung des Strömungsabrisses hin zu höheren Anstellwinkeln. Obwohl die Kurven nur geringe Abweichungen aufweisen, zeigt sich die Tendenz, dass $c_\mathrm{c,max}$ mit zunehmender integraler Strukturlänge bei höheren Anstellwinkeln auftritt. Ähnliche Trends wurden von Ravi et al. (2012) an einer ebenen Platte beobachtet. Der maximale Auftrieb scheint für alle drei Fälle nahe dem größten gemessenen Winkel bei α = 18° erreicht zu sein.

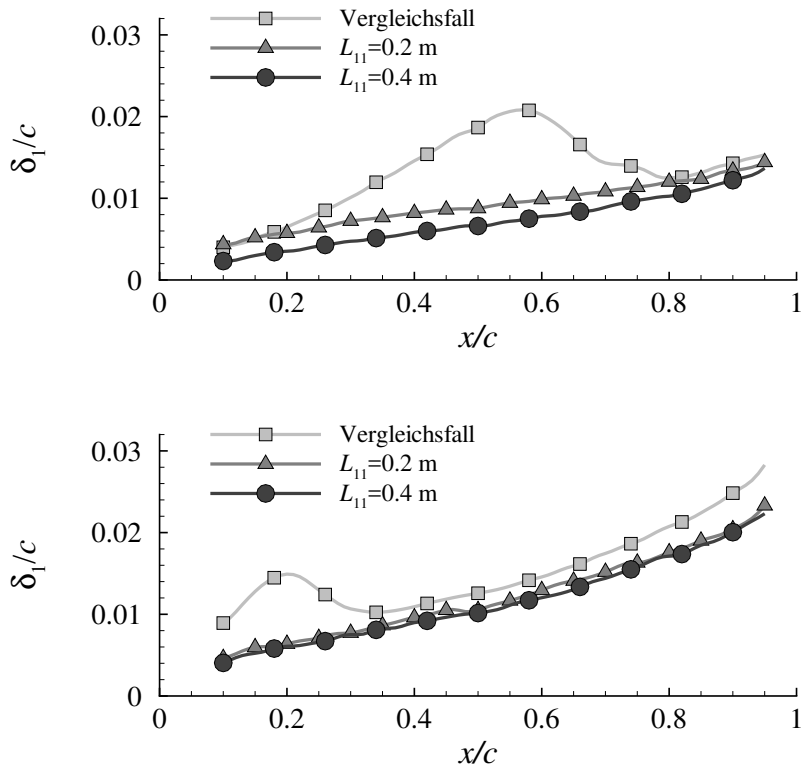


Abbildung 5.20: Verdrängungsdicke auf der Saugseite des Profils für $\alpha = 4°$ (oben) und 8° (unten).

Zusammenfassend wurde im Zuge der Untersuchungen am Flügelprofil mit Endscheiben gezeigt, dass das Auftreten der laminaren Ablöseblase durch die turbulente Strömung stark beeinträchtigt wird. Im mittleren Strömungsfeld tritt die Ablöseblase für Anstellwinkel bis 8° nicht mehr in Erscheinung. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass es nahe der Vorderkante zur Ausbildung instantaner laminarer Ablöseblasen kommt. Die Häufigkeit mit der diese Blasen auftreten, wird hauptsächlich durch den Anstellwinkel beeinflusst. Dieser erfährt unter turbulenter Anströmung sehr starke Variationen. Die abgelösten Regionen dürften daher letztlich eine Folge momentan deutlich höherer Anstellwinkel sein, als es der geometrische Anstellwinkel impliziert. Indiz für diese These ist die Ablösestelle direkt an der Vorderkante. Der Vergleich mit Ablöseblasen in ungestörter Anströmung würde dagegen bei gleichem Anstellwinkel Ablösestellen deutlich weiter stromab vermuten lassen. Für genauere Untersuchungen würden Messungen benötigt, die eine eindeutige Zuordnung der Ablösung zum momentanen Anstellwinkel erlauben. Mit zunehmendem Anstellwinkel kommt es zu weitflächig abgelösten Strömungen auf der Saugseite. Hierbei könnte es sich um aufgeplatzte laminare Ablöseblasen handeln, deren Ausdehnung allerdings über den Aufnahmebereich hinausragt. Druckmessungen bestätigen die durch PIV erlangten Erkenntnisse. Insbesondere wird deutlich, dass höhere integrale Strukturlängen die Bildung der instantanen Ablöseblasen begünstigen. Aus den Druckdaten abgeleitete Auftriebskräfte belegen, dass in turbulenter Anströmung höhere maximale Auftriebsbeiwerte erreicht werden können, da der Strömungsabriss hin zu höheren Anstellwinkeln verschoben wird. Situationsbedingt könnten MAVs in turbulenter Anströmung daher höhere Lasten transportieren. Im linearen Bereich der Auftriebspolare werden dagegen geringere Kräfte gemessen, was im Abgleich mit der Literatur auf eine schwächere effektive Krümmung des Profils zurückzuführen sein könnte. Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Turbulenz auf die dreidimensionale Flügelumströmung untersucht.

6

Untersuchungen am Flügel (3D)

In Kapitel 5 wurde die zweidimensionale Strömung über ein Profil bei geringen Reynolds-Zahlen diskutiert. MAVs, die bei diesen Reynolds-Zahlen fliegen, weisen in der Regel sehr kleine Flügelstreckungen auf. Um den Einfluss großskaliger Turbulenz und insbesondere Unterschiede zum zweidimensionalen Fall zu untersuchen, wurde ein Flügelmodell mit einer Streckung von $\Lambda = 2$ entworfen (vgl. Abschnitt 3.2). Im Folgenden werden die Messergebnisse in ungestörter sowie in turbulenter Anströmung diskutiert. Zunächst wird das Strömungsfeld auf der Oberseite anhand eines Schnitts entlang der Mittellinie vorgestellt und die durch einen Sensor auf der Flügelunterseite gemessenen Kräfte und Momente diskutiert. Im Anschluss wird der Einfluss der Turbulenz auf die freien Wirbel in einer Ebene quer zur Strömungsrichtung in einem Abstand von zweieinhalb Profiltiefen hinter dem Flügel untersucht.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Halterung des Flügels einen unbekannten Einfluss auf die Strömung und somit auch auf die angreifenden Kräfte und Momente ausübt. Dieser Einfluss könnte z.B. durch fein aufgelöste LES oder DNS Simulationen abgeschätzt werden, s. Tangermann et al. (2017). Es ist jedoch nicht davon auszugehen, dass die Halterung die im Folgenden abgeleiteten Ergebnisse grundlegend ändert. Die qualitativen Aussagen zum Strömungsfeld sowie zu den Verläufen der Kräfte und Momente sollten daher in guter Näherungen mit denen eines Flügels ohne Halterung übereinstimmen.

6.1. Flügelumströmung

Um den Einfluss der Randeffekte (3D) auf die Strömung und besonders auf die laminare Ablöseblase zu untersuchen, wurden PIV Messungen auf der Oberseite durchgeführt. Hierfür wurde der gleiche Aufbau wie in Kapitel 5 (2D Modell) verwendet. Abbildung 6.1 zeigt die mittleren Strömungsfelder. Wie schon bei den vorangegangenen Untersuchungen am 2D Modell, wandert die Blase mit zunehmendem Anstellwinkel stromauf. Gleichzeitig nehmen die Länge und Dicke der Blase ab. Die Auswertung der mittleren Ablöse-, Transitions- und Wiederanlegepunkte der laminaren Ablöseblase erfolgte analog zu Kapitel 5. In Tabelle 6.1 sind als Referenz zudem die Positionen auf dem Profil (2D) aus Abschnitt 5.1 eingetragen.

Für einen Anstellwinkel von 4° beträgt die Blasenlänge auf dem Flügel im Mittelschnitt 49 % bezogen auf die Profiltiefe, während die Blase auf dem Profil nur eine Länge von 40 % aufweist. Gleichzeitig ist die Blase auf dem Flügel stromab verschoben. Grund hierfür ist die lokale Reduzierung des Anstellwinkels durch den induzierten Anstellwinkel $\alpha_\mathrm{i}(x,y)$, s. Schlichting und Truckenbrodt (2001). Dies konnte von Bastedo und Mueller (1986) nachgewiesen werden, die in ihrer Arbeit einen Wortmann Flügel (FX63-137) bei einer Reynolds-Zahl von 80 000 untersuchen. Dabei stellten die Autoren fest, dass die Größe und Lage der LSB hauptsächlich vom effektiven Anstellwinkel abhängt. Über die Spannweite gesehen ergibt sich hierdurch eine gekrümmte Ablöselinie, da α_e an den Rändern gering und der Ablösepunkt demnach stromab verschoben ist. Der Unterschied in der Blasenlänge zwischen Flügel und Profil beträgt $\Delta x/c = 9\,\%$. Einer Abschätzung mit XFOIL (N=9) nach, entspricht dies einer Reduktion des Anstellwinkels von 4° auf 2,5°. Mögliche Einflüsse einer Querströmungskomponente auf die Ablösung sind schwer zu bestimmen. Allerdings zeigen Messungen von Hetsch und Rist (2004), dass der Schiebewinkel einer schräganangeströmten ebenen Platte eine untergeordnete Rolle im Hinblick auf Größe und Lage der laminaren Ablöseblase spielt.

Für den Anstellwinkel von 8° sind der Ablösepunkt sowie der Transitionspunkt auf dem Flügel gegenüber dem 2D Profil stromab verschoben. Die Unterschiede sind absolut gesehen kleiner als bei $\alpha = 4°$, was auf die insgesamt kürzere Blase zurückzuführen ist. Die exakte Ermittlung der Blasenlänge auf dem Flügel ist für diesen Fall schwierig, da sich stromab des erwarteten Wiederanlegepunktes ein zweites Ablösegebiet ausbildet. Dies ist in Abbildung 6.2 gut zu erkennen, wo die Kontur für $u = 0$ als rote Linie eingezeichnet ist. Ein Vergleich mit der entsprechenden Kontur des 2D Falls (schwarz gestrichelte Kontur) legt jedoch

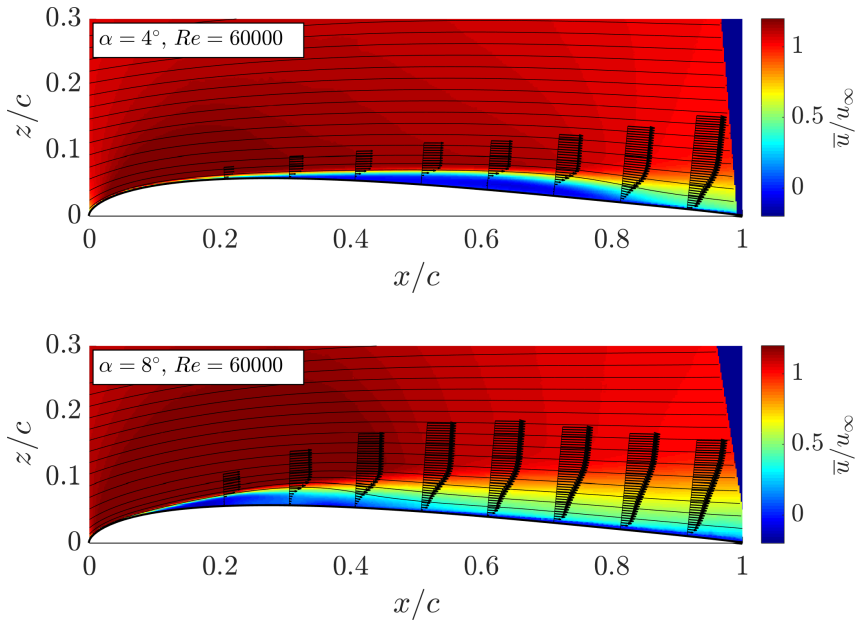


Abbildung 6.1: Mittlere Strömungsfelder auf der Saugseite des Flügels in ungestörter Anströmung für die Anstellwinkel 4° und 8°.

nahe, dass der tatsächliche Anlegepunkt der LSB nahe dem des Profils liegt. Das zweite Ablösegebiet tritt als Ablöseblase zwischen x/c = 0,34 . . . 0,41 in Erscheinung. Dies ist der Bereich, in dem die abgeworfenen Wirbel der LSB das instantane Strömungsfeld auf der Flügeloberseite dominieren. Während der vordere Bereich einer LSB auch auf Einzelbildern gut erkennbar ist, tritt die zweite Ablöseblase in diesem instationären Bereich daher nur über eine stationäre Mittelung in Erscheinung. Um Fertigungsungenauigkeiten während der Produktion als Ursache für die Ablösung auszuschließen, wurde die Geometrie des Modell mit einer Genauigkeit von 3,5 µm mittels eines Messtasters vermessen. Der Mittelschnitt ist in Abbildung 6.3 für den Bereich der LSB dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Soll-Kontur. Da eine zweite Ablösung am 2D Modell nicht auftritt, liegt die Vermutung nahe, dass ein Einfluss der Randwirbel vorliegt. Um die Ursache abschließend zu bewerten, sind jedoch weitere Untersuchungen notwendig.

Die gemittelten Strömungsfelder in turbulenter Anströmung sind in Abbildung 6.4 beispielhaft für L_{11} = 0,4 m dargestellt. Wie schon auf dem Profil, ist auch hier keine Ablösung der Grenzschicht in den mittleren Feldern zu erkennen. Die Wahrscheinlichkeit einer instantanen LSB bei einem Anstellwinkel von

Tabelle 6.1: Gemessene Charakteristika der laminaren Ablöseblasen auf dem Flügel. Zum Vergleich sind nochmals die Werte auf dem Profil aus Tabelle 5.1 eingetragen.

Modell	α	Tu	x_s/c	x_{tr}/c	x_r/c	h/c	Re
Profil	4°	0,50 %	0,25	0,48	0,65	0,029	61 700
Profil	8°	0,50 %	0,08	0,19	0,27	0,020	61 500
Flügel	4°	0,50 %	0,29	0,57	0,78	0,037	62 700
Flügel	8°	0,50 %	0,10	0,21	-	0,027	62 800

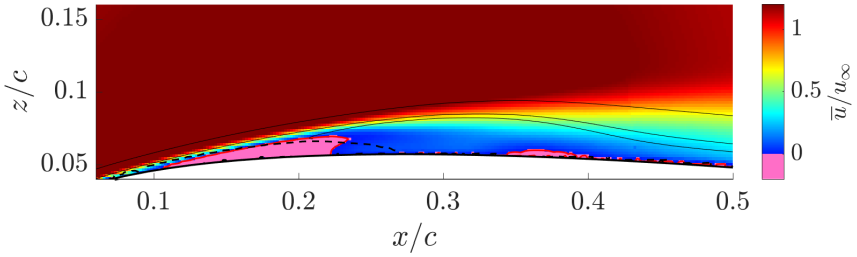


Abbildung 6.2: Vergrößerte Darstellung des Strömungsfeldes für $\alpha = 8°$. Konturen sind für die Geschwindigkeit $u = 0\,\mathrm{m/s}$ eingetragen, wobei die rote Linie die des gezeigten Strömungsfeldes auf dem Flügel darstellt. Die Trennstromlinie des 2D Falles ist als schwarz gestrichelte Kontur eingezeichnet.

4° war schon für den 2D Fall sehr gering, vgl. Abbildung 5.15. Auf Grund des induzierten Anstellwinkels ist daher davon auszugehen, dass die Wahrscheinlichkeit einer Ablösung auf dem Flügel nochmals geringer ist. Auf Basis der Erkenntnisse aus Abschnitt 5.2.3 ist es jedoch wahrscheinlich, dass zumindest für $\alpha = 8°$ instantane Ablöseblasen entstehen.

6.2. Kraftmessung

Im vorangegangenen Abschnitt wurden PIV Messungen diskutiert, die anhand einer einzelnen zweidimensionale Messebene einen Einblick in das dreidimensionale Strömungsfeld erlauben. Um den Einfluss der turbulenten Anströmung auf den gesamten Flügel zu untersuchen, wurden Kraft- und Momentenmessungen für Anstellwinkel zwischen −2° und 20° durchgeführt. In Abbildung 6.5 ist der Auftriebsbeiwert über dem Anstellwinkel aufgetragen. Als Referenz ist zudem die Auftriebspolare des Profils eingetragen. Wie zu sehen ist, wird

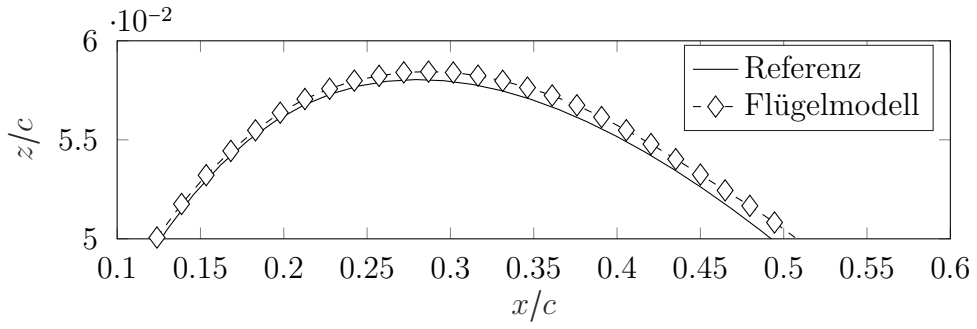


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen dem gemessenen Ist-Wert der Flügelgeometrie und dem Soll-Wert der SD7003 Kontur im Bereich der laminaren Ablöseblase bei $\alpha = 8°$.

durch das Profil bei gleichem Anstellwinkel deutlich mehr Auftrieb erzeugt als durch den Flügel. Für $\alpha_{\text{korr}} = 8°$ liegt das Verhältnis beispielsweise bei $c_{\text{a}}/c_{\text{A}} = 0{,}93/0{,}44 = 2{,}11$. Dies ist auf die Randwirbel zurückzuführen, die eine Reduktion des effektiven Anstellwinkels und in diesem Zusammenhang eine veränderte Zirkulationsverteilung auf der Tragfläche bewirken, s. Schlichting und Truckenbrodt (2001). Eine weitere Beobachtung ist, dass der maximale Auftriebsbeiwert für kleine Flügelstreckungen bei höheren geometrischen Anstellwinkeln auftritt. Dies hat zwei Gründe: Zum einen bewirkt α_{i} die bereits erwähnte Reduktion des effektiven Anstellwinkels, die in der Darstellung der Auftriebspolaren nicht berücksichtigt wird. Darüber hinaus machen Mueller et al. (2006) den zusätzlichen Impulseintrag in die Grenzschicht auf Grund der Randwirbel dafür verantwortlich, dass der Strömungsabriss zu höheren Anstellwinkeln hin vorschoben wird. In ihren Experimenten an ebenen Platten stellen die Autoren fest, dass eine Verschiebung von $c_{\text{A,max}}$ vor allem für Flügelstreckungen $\Lambda \leq 1{,}25$ auftritt. Jedoch ist auch für $\Lambda = 2$ schon ein Effekt sichtbar. Die Messung bei $L_{11} = 0{,}1\,\text{m}$ zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Vergleichsfall für $\alpha > 4°$ und einen höheren Auftrieb für kleinere Anstellwinkel. Da diese Messung aufgrund eines irreparablen Defekts an der Kraftwaage nicht wiederholt werden konnte, ist jedoch unklar, ob es sich hierbei um eine repräsentative Messung handelt. Die Auftriebsbeiwerte der beiden anderen turbulenten Anströmbedingungen stimmen für geringe Anstellwinkel $\alpha < 4°$ gut mit denen des Vergleichsfalls überein. Bei höheren Anstellwinkeln zeigen die Kurven dagegen eine stärkere Steigung $\mathrm{d}c_{\text{A}}/\mathrm{d}\alpha$, sodass höhere Auftriebsbeiwerte erreicht werden. Der stärkere Auftrieb in turbulenter Anströmung ist bemerkenswert, da eine turbulente Anströmung auf das 2D Modell einen geringeren Auftrieb bei gleicher Steigung $\mathrm{d}c_{\text{a}}/\mathrm{d}\alpha$ zur Folge hatte. Auf Basis der PIV

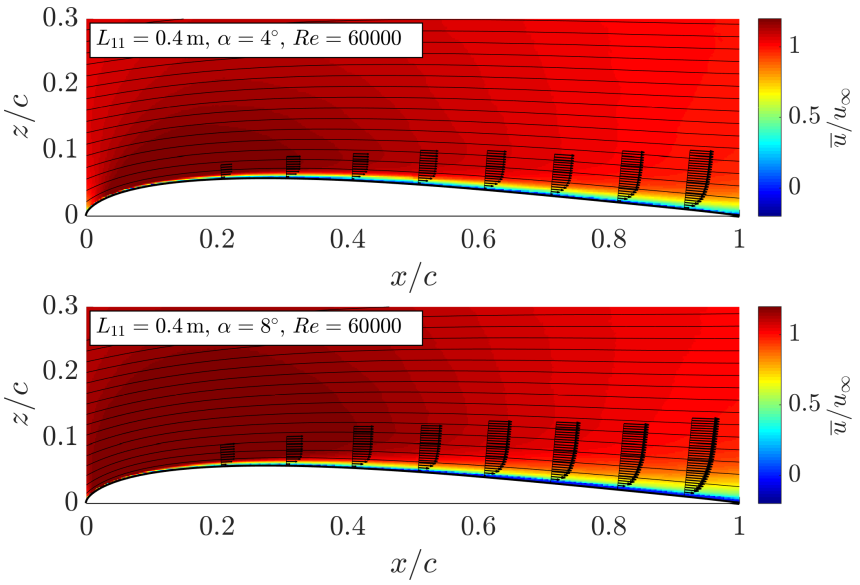


Abbildung 6.4: Mittlere Strömungsfelder auf dem Flügel unter turbulenten Anströmungsbedingungen für die Anstellwinkel 4° und 8°.

Messungen wird davon ausgegangen, dass laminare Ablöseblasen mit geringerer Wahrscheinlichkeit auftreten, wenn eine turbulente Anströmung vorliegt. In der Folge fällt der Effekt der Pseudo-Krümmung geringer aus, was zu einer Auftriebsminderung wie im 2D Fall führen müsste. Es gibt demnach einen zusätzlichen Effekt, der diesen Wegfall mehr als kompensiert. Der Einfluss der Randwirbel in diesem Zusammenhang und deren Verhalten unter turbulenter Anströmung wird in Abschnitt 6.3 diskutiert.

Die Widerstandsbeiwerte sind in Abbildung 6.6 über dem Anstellwinkel aufgetragen. Die Messungen in turbulenter Anströmung zeigen hier eine gute Übereinstimmung mit dem Vergleichsfall. Leichte Abweichungen für die Fälle L_{11} = 0,1 m und 0,4 m liegen im Bereich der Messunsicherheit, vgl. Abschnitt A.2. Im Zuge des beginnenden Strömungsabrisses bei etwa 12° steigt der Widerstand des Vergleichsfalles stark an, sodass hier höhere Widerstände gemessen wurden. In turbulenter Anströmung steigen die gemessenen Werte – ohne den Effekt einer Ablösung – kontinuierlich an.

Die Polaren der Nickmomente sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Für Anstellwinkel zwischen 4° und 12° liegen die Kurven dicht beieinander. Einzig die Messung bei L_{11} = 0,1 m weist eine Tendenz zu einem stärkeren (negativen) Nickmoment auf. Da die Messunsicherheit der Momente (vgl. Abschnitt A.2) beson-

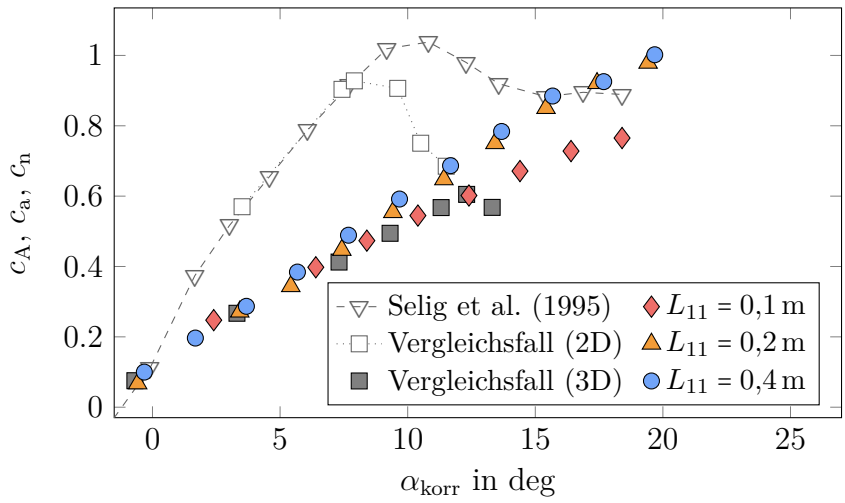


Abbildung 6.5: Auftriebsbeiwert des Flügels.

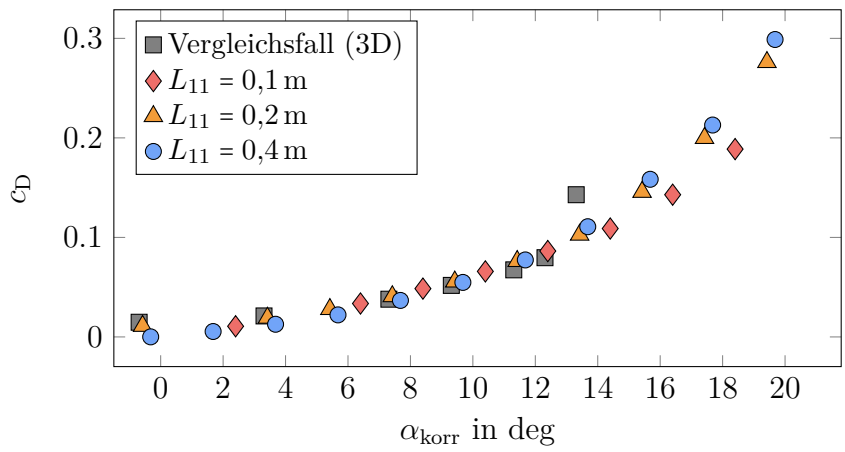


Abbildung 6.6: Widerstandsbeiwert des Flügels.

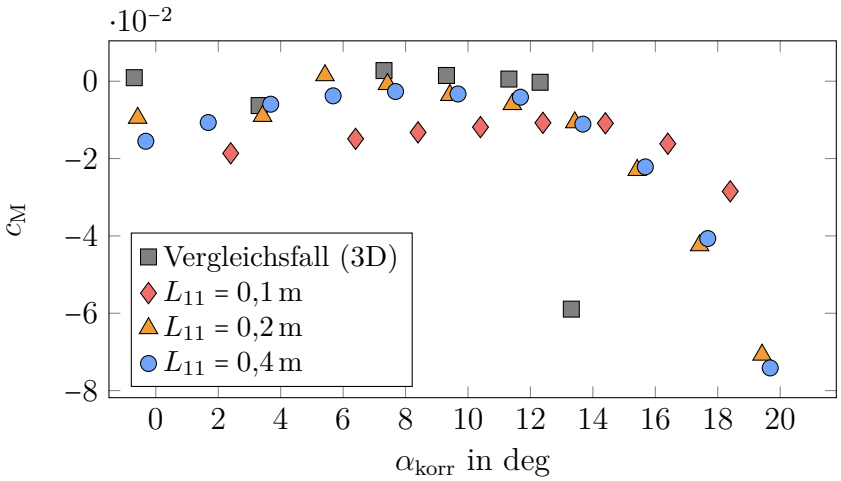


Abbildung 6.7: Momentenbeiwert des Flügels.

ders hoch ist, kann dies jedoch nicht garantiert werden. Der Strömungsabriss wird für den Vergleichsfall von einem starken (betragsmäßigen) Anstieg des negativen Nickmomentes begleitet. Die Momente der turbulenten Fälle steigen ab einem ähnlichen Anstellwinkel (ohne Strömungsabriss) ebenfalls, jedoch kontinuierlich, an. Unter der Annahme, dass $c_\mathrm{A} \approx c_\mathrm{N}$, kann mit Hilfe der Beiwerte aus Auftrieb und Nickmoment der Angriffspunkt der resultierenden Kraft (Druckpunkt) auf dem Flügel berechnet werden:

$$x_D = x_\mathrm{M} - c \cdot \frac{c_\mathrm{M}}{c_\mathrm{A}}, \tag{6.1}$$

wobei x_M den Momentenbezugspunkt bezeichnet, der in dieser Arbeit bei einem Viertel der Profiltiefe angenommen wird: $x_\mathrm{M}/c = 0{,}25$.

In Abbildung 6.8 ist zu sehen, dass der Druckpunkt mit steigendem Anstellwinkel zunächst stromauf in Richtung Vorderkante wandert. Über einen weiten Bereich zwischen $\alpha = 5°$ und $12°$ liegen die gemessenen Druckpunkte in etwa in x_M. Eine weitere Erhöhung des Anstellwinkels hat für den Vergleichsfall auf Grund des Strömungsabrisses zur Folge, dass der Druckpunkt sprunghaft in Richtung Hinterkante verschoben wird. In turbulenter Anströmung wandert der Druckpunkt ebenfalls stromab, gleichwohl weniger abrupt. Ein ähnliches Verhalten beobachten Torres und Mueller (2004) für Flügel mit dem Querschnitt einer ebenen Platte. Die Autoren führen das Stromabwandern des

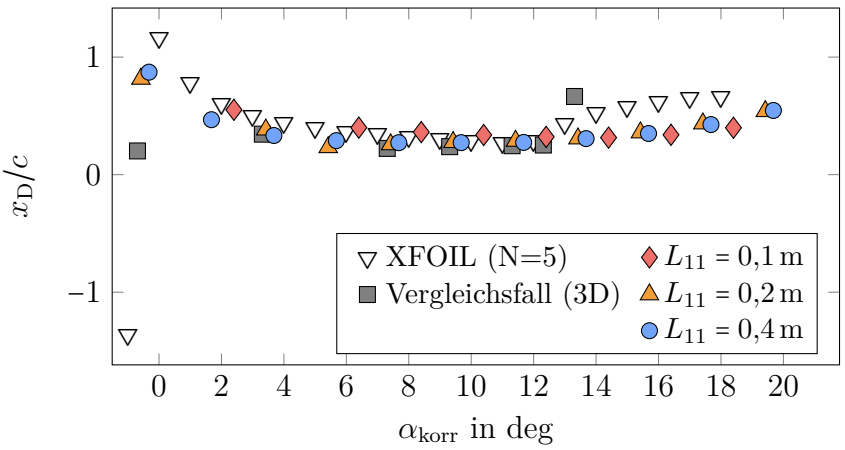


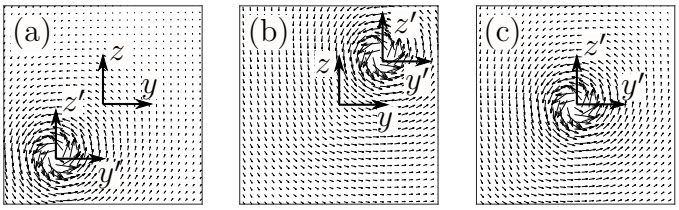
Abbildung 6.8: Lage des Druckpunktes auf dem Flügel.

Druckpunktes auf den zunehmenden Einfluss der Randwirbel auf die Auftriebserzeugung zurück. Die Wirbel nehmen in Richtung der Hinterkante in Größe und Stärke zu und führen vor allem dort zu Gebieten geringen Drucks. Auf diese Weise wird eine Auftriebskomponente erzeugt, die im hinteren Bereich des Flügels angreift. In Summe liegt der Kraftangriffspunkt demnach stromab der Position, an welcher der Angriffspunkt des durch Zirkulation erzeugten Auftriebs erwartet wird.

6.3. Randwirbel

Um den Einfluss großskaliger Turbulenz auf die freien Wirbel zu untersuchen, wurden Messungen in einer Ebene quer zur Strömungsrichtung im Abstand von 500 mm bzw. $\Delta x/c$ = 2,5 hinter der Hinterkante durchgeführt. Weitere Informationen zum verwendeten Stereo-PIV System können in Abschnitt 3.3.1 nachgelesen werden.

Untersuchungen zur Wirbeldynamik setzten voraus, dass sich die Position der Wirbel im Bezugssystem nicht ändert. Ist dies doch der Fall, werden berechnete Größen wie die mittlere Wirbelstärke verfälscht wiedergegeben. Freie Wirbel hinter einem Flügel zeichnen sich jedoch durch eine mäandernde Bewegung der Wirbelachse aus, sodass bei sich die Postion der Wirbel bei einem ortsfesten Bezugssystem kontinuierlich ändert. Dies kann bereits bei geringen Störungen in der Anströmung beobachtet werden und wird durch einen hohen Tur-



instantan instantan gemittelt

Abbildung 6.9: Lage der Koordinatensysteme während der Korrektur der Wirbelbewegung. Abbildungen (a) und (b) zeigen zwei instantane Vektorfelder. In (c) ist das zentrierte gemittelte Feld dargestellt.

bulenzgrad verstärkt. Einige Hypothesen, weshalb es auch ohne signifikante Turbulenz in der Anströmung zum (engl.) *vortex wandering* kommt, werden von Bailey und Tavoularis (2008) zusammengefasst. Die beiden Autoren untersuchen außerdem Randwirbel unter turbulenter Anströmung mittels zweier Vierdrahtsonden. Hierbei zeigt sich, dass die Amplituden der mäandernden Bewegung mit zunehmender Turbulenz in der Anströmung ansteigen, während die Wellenlänge der Bewegung nahezu konstant bleibt.

Um statistische Größen trotz mäandernder Wirbelbewegung unverfälscht wiederzugeben, müssen Korrekturen durchgeführt werden. Für Untersuchungen mittels Hitzdrahttechnik sind diese vergleichsweise aufwändig, da in der Regel nur eine geringe Anzahl an Messpositionen zu Verfügung stehen (Devenport et al., 1996; Bailey und Tavoularis, 2008). Durch PIV Messungen kann dagegen ein örtlich aufgelöstes Vektorfeld in einem Querschnitt durch den Wirbel bestimmt werden. Auf diese Weise kann der Mittelpunkt des Wirbels direkt abgelesen werden. Durch Kenntnis des Wirbelmittelpunktes kann der Ursprung des Koordinatensystems für jede gemessene Instanz auf die Wirbelachse verschoben werden, s. Abbildung 6.9. Eine Mittelung der Geschwindigkeitsfelder im Koordinatensystem (y', z') ist somit befreit von dem Effekt der mäandernden Wirbel.

Ein von Graftieaux et al. (2001) verwendeter Algorithmus betrachtet zur Ermittlung des Wirbelzentrums die Topologie des Geschwindigkeitsfeldes in Form eines skalaren Feldes:

$$\gamma(P) = \frac{1}{N} \sum_{A} \sin(\theta_{\mathrm{M}}), \tag{6.2}$$

wobei A eine zweidimensionale Fläche darstellt mit dem Mittelpunkt P. M ist ein beliebiger Punkt in dieser Fläche und N die Anzahl der Punkte bzw. Vektoren in A. θ_{M} steht für den Winkel zwischen dem Radiusvektor $\overline{PM}$ und dem Geschwindigkeitsvektor in M. Das Wirbelzentrum wird über das Maximum der skalaren Funktion bestimmt, das gemäß Graftieaux et al. (2001) typischerweise Werte zwischen 0,9 und 1 aufweist. Felder, für die mehrere Wirbel gefunden wurden, wurden ignoriert. Auf diese Weise konnten für den Vergleichsfall in allen 2000 Einzelfeldern eindeutige Randwirbel detektiert werden. Unter turbulenter Anströmung wurden auf etwas über 85 Prozent der je Fall insgesamt 4000 Aufnahmen Randwirbel erkannt. Die ermittelten Positionen der instantanen Wirbel sind in Abbildung 6.10 relativ zur gemittelten Lage dargestellt:

$$y' = y - \overline{y} \tag{6.3}$$

$$z' = z - \overline{z}. \tag{6.4}$$

Die Wirbel in ungestörter Anströmung (oben) zeigen hierbei eine vergleichsweise geringe Streuung von $\sigma_{\mathrm{y}'} = 0{,}72\,\mathrm{mm}$ bzw. $\sigma_{\mathrm{z}'} = 0{,}70\,\mathrm{mm}$, während die beiden unteren Abbildungen eine deutlich größere Variation unter turbulenter Anströmung aufweisen mit bspw. $\sigma_{\mathrm{y}',\,\mathrm{L}_{11}=0{,}2\mathrm{m}} = 33{,}78\,\mathrm{mm}$ bzw. $\sigma_{\mathrm{z}',\,\mathrm{L}_{11}=0{,}2\mathrm{m}} = 24{,}46\,\mathrm{mm}$ bei einer Spannweite von $b = 400\,\mathrm{mm}$. Ein signifikanter Einfluss der integralen Strukturlänge ist nicht zu erkennen. Auffällig ist allerdings, dass stärkere Wirbel über alle Fälle hinweg eine tendenziell höhere Lage aufweisen. Die Zirkulation wurde hierfür über

$$\Gamma = \int_A \omega \, \mathrm{d}A \tag{6.5}$$

berechnet, wobei ω die Wirbelstärke und A eine kreisförmige Fläche um den Wirbelmittelpunkt bezeichnet. Der Radius dieser Fläche wurde über eine zweite skalare Funktion bestimmt. Bei Abweichungen von einem bis zwei Vektorabständen stimmt dieser für gemittelte Felder in guter Näherung mit dem Radius des Wirbelkerns überein. Für nähere Informationen zur Definition und Herleitung der skalaren Funktion sei auf Graftieaux et al. (2001) verweisen.

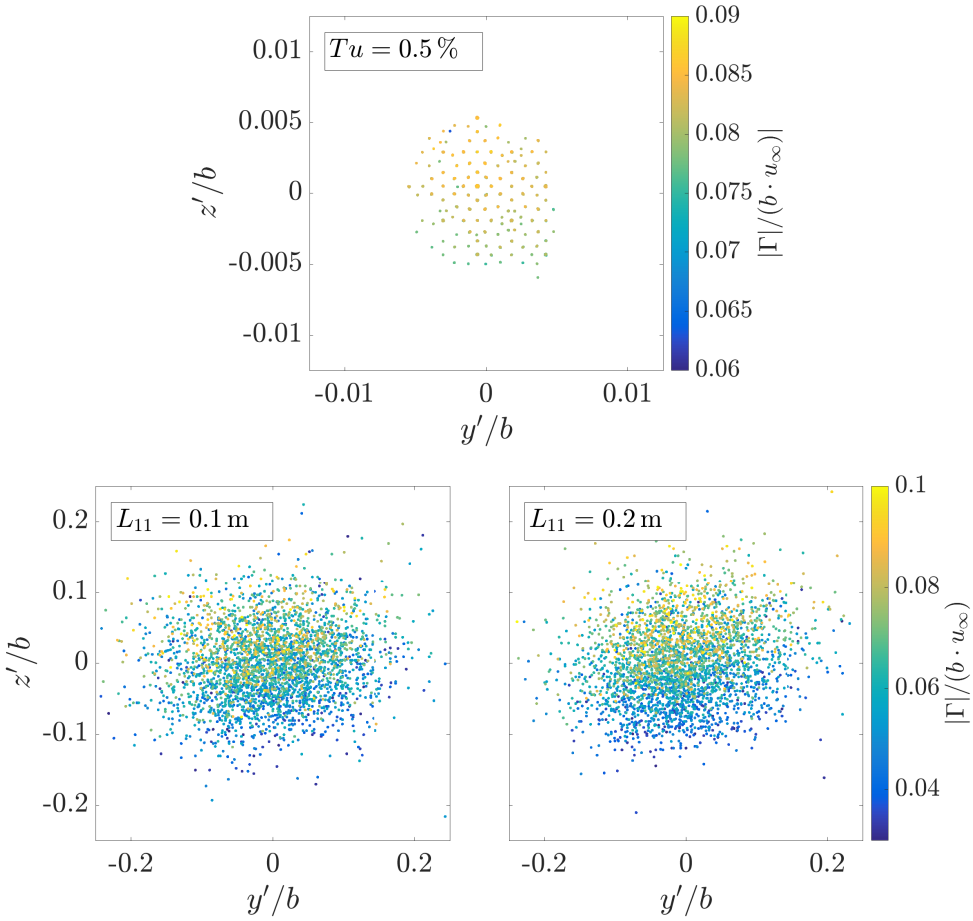


Abbildung 6.10: Positionen der Wirbelkerne.

Durch die Kenntnis der instantanen Wirbelmittelpunkte können die Vektorfelder bezüglich der mäandernden Bewegung korrigiert werden. Mittlere Felder der Geschwindigkeit $U = \sqrt{v^2 + w^2}$ mit und ohne Wirbelzentrierung sind in Abbildung 6.11 gezeigt. Auswirkungen der Korrektur sind vor allem im Wirbelkern sichtbar. Hier treten ohne Zentrierung signifikant geringere Werte auf. Da sich die Vorzeichen der induzierten Geschwindigkeiten schon bei kleinen Verschiebungen umkehren können, heben sich die Geschwindigkeiten während der Mittelung gegenseitig auf. In der Folge ergibt sich ein geglättetes Feld mit gedämpften Geschwindigkeiten.

Der Kernbereich eines Wirbels kann über den radialen Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit u_ϕ vom äußeren Bereich abgegrenzt werden, wobei der Radius des Wirbelkerns r_c mit dem Maximum von u_ϕ zusammenfällt. Für diese Betrachtung wurde u_ϕ zunächst in diskreten Abständen Δr über den Umfang gemittelt:

$$\overline{u}_\phi(r_i) = \int_0^{2\pi} \int_{r_i - \frac{\Delta r}{2}}^{r + \frac{\Delta r}{2}} u_\phi \, \mathrm{d}r \, \mathrm{d}\phi \tag{6.6}$$

Um nicht auf die räumliche Auflösung von $\Delta r/b = 0{,}005$ beschränkt zu bleiben, wurden die in den Abbildungen 6.12 und 6.13 eingetragenen Kernradien zudem über eine Gauss'sche Näherung (z.B. Raffel et al., 2018) angenähert. Die ermittelten Radien sind $r_\mathrm{c}/b = 0{,}021$ für den Vergleichsfall sowie 0,024 und 0,021 für die beiden integralen Längenskalen $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ und $0{,}2\,\mathrm{m}$. Der Wirbelkern wird in seiner Größe demnach kaum von der hohen Turbulenz in der Anströmung beeinflusst. Anders die tangentiale Geschwindigkeit. Diese nimmt unter ungestörten Anströmbedingungen mit zunehmendem Abstand von der Hinterkante ab, bei gleichzeitigem Wachstum des Wirbels, sodass die Gesamtzirkulation in guter Näherung konstant bleibt (s.a. Ghimire und Bailey, 2017). Die in turbulenter Anströmung stark verminderte tangentiale Geschwindigkeit belegt bei gleichzeitig konstanter Wirbelgröße somit ein beschleunigtes Abklingen der freien Wirbel. Dies steht in guter Übereinstimmung zu Ghimire und Bailey (2017), die den Randwirbel eines NACA0012 Flügels über die Zeit bzw. über den Abstand zur Hinterkante untersuchen. Die Autoren machen die Beobachtung, dass es unter turbulenten Anströmbedingungen zu einem früheren Zerfall der Randwirbel kommt, bei dem die Wirbel nur noch etwa ein Drittel ihrer ursprünglichen Zirkulation aufweisen. Eine weitere Beobachtung aus Abbildung 6.12 ist, dass sich die tangentialen Geschwindigkei-

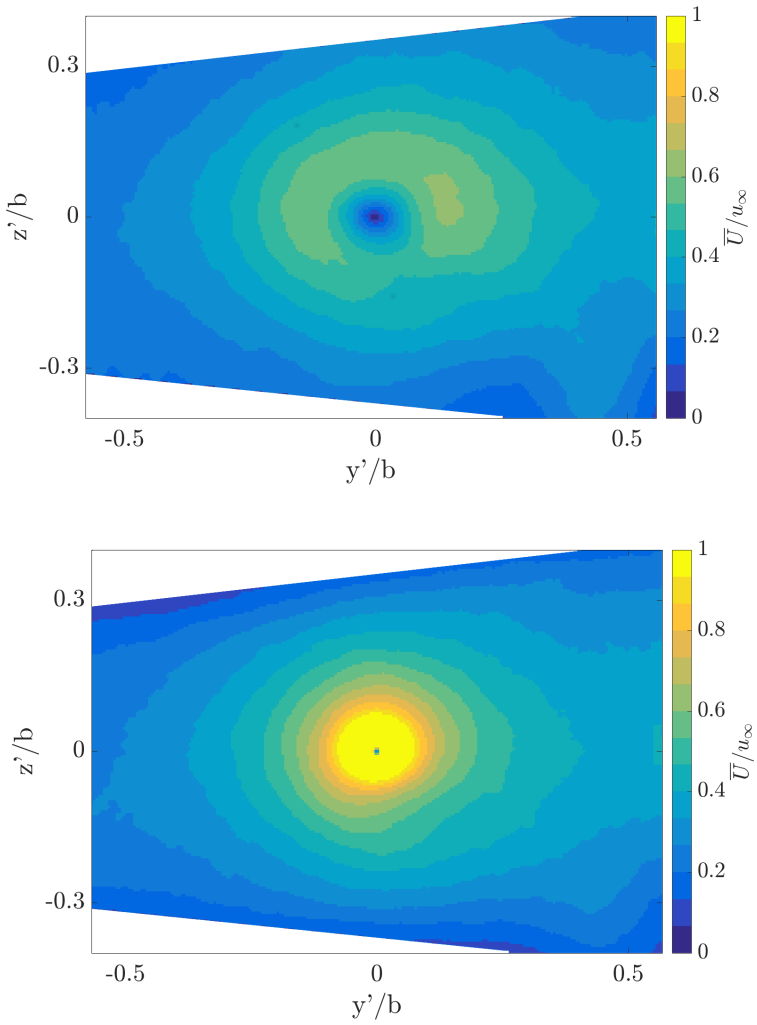


Abbildung 6.11: Mittlere Strömungsfelder in der yz-Ebene für L_{11} = 0,1 m, ohne (oben) und mit Korrektur der Wirbelpositionen auf Grund der mäandernden Bewegung (unten).

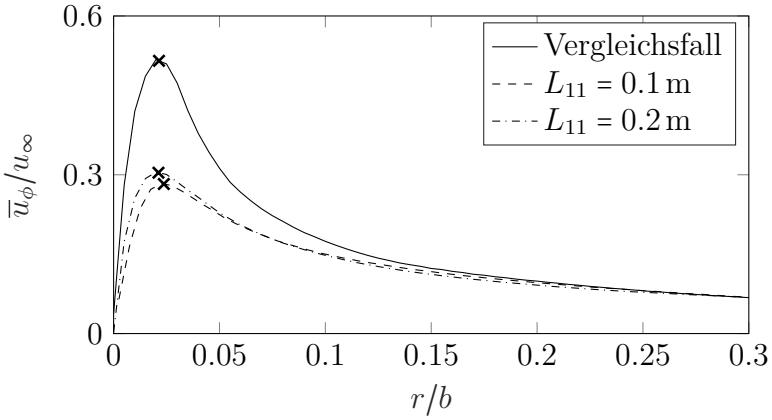


Abbildung 6.12: Gemittelte Umfangsgeschwindigkeit der freien Wirbel. Die eingetragenen Punkte zeigen jeweils die Position des Kernradius r_c.

ten mit zunehmendem Abstand vom Wirbelzentrum annähern. Die Auswirkung der Turbulenz beschränkt sich demnach auf den Wirbelkern, während der Außenbereich weitgehend unbeeinflusst bleibt (s.a. Ghimire und Bailey, 2017).

Das Wirbelfeld eines Randwirbels kann idealisiert über das Modell eines Lamb-Oseen'schen Wirbels beschrieben werden. Dieser entspricht für den Innen- und Außenbereich einem Rankine-Wirbel und geht demnach für Radien $r > r_\mathrm{c}$ in einen Potentialwirbel über. Dies hat zur Folge, dass die Zirkulation mit zunehmendem Abstand vom Wirbelkern gegen einen Wert Γ_0 konvergiert. Wie in Abbildung 6.13 zu sehen ist, konnte dieses Verhalten unter ungestörten Anströmbedingungen nur annähernd nachgewiesen werden. Ein Grund hierfür könnte das geringe Seitenverhältnis von $\Lambda = 2$ sein, welches dafür sorgt, dass sich die induzierten Geschwindigkeitsfelder der beiden Seitenwirbel überlagern. Ein ähnliches Verhalten beobachten Birch et al. (2004) für eine Seitenverhältnis von 1,5. Für die Darstellung der Zirkulation in Abbildung 6.13 wurde diese über kreisförmige Flächen $A(r)$ mit dem Radius r bestimmt, vgl. Gleichung (6.5). Die Kurven der oberen Abbildung stehen über das Kreisintegral

$$\Gamma = \oint_s (u,v)^\mathrm{T}\,\mathrm{d}s \approx 2\pi r\,\overline{u}_\phi \tag{6.7}$$

in direktem Zusammenhang mit der tangentialen Geschwindigkeit aus Abbildung 6.12. Es wird nochmals deutlich, dass die Wirbelstärke im Kern bei gleichbleibendem Radius r_c in turbulenter Anströmung abnimmt. Die untere Abbildung zeigt die Selbstähnlichkeit des Wirbelkernbereichs, der mit dem Wirbelkernradius sowie mit der tangentialen Geschwindigkeit $u_\phi(r_c)$, bzw. Γ_c skaliert. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den Arbeiten von Phillips (1981) und Birch et al. (2004). Ghimire und Bailey (2017) führen die erfolglose Skalierung des äußeren Bereichs auf den Umstand zurück, dass die Bezugsgrößen r_c und Γ_c im inneren Bereich ermittelt wurden. Wie bereits diskutiert wurde, wird dieser durch die Turbulenz in der Anströmung stark beeinflusst, der äußere Bereich hingegen kaum. Die Autoren ziehen daher die Schlussfolgerung, dass Bezugsgrößen aus dem inneren Bereich ungeeignet sind, um eine Selbstähnlichkeit nachzuweisen. Der Vergleichsfall zeigt im inneren Bereich des Wirbels für $r/r_c < 1{,}5$ eine gute Übereinstimmung mit dem Lamb-Oseen'schen Wirbelmodell. Ein möglicher Grund für die Abweichungen im äußeren Bereich wurde mit dem relativ kleinen Seitenverhältnis bereits diskutiert. Leichte Abweichungen nahe des Wirbelzentrums sind vermutlich auf die beschränkte Auflösung des PIV Systems bei gleichzeitig hohen Gradienten in der Strömung zurückzuführen (vgl. Kähler et al., 2012).

In Abbildung 6.14 ist die vertikale Geschwindigkeit bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit dargestellt. Gezeigt ist die Geschwindigkeit w entlang $z' = 0$ für die mittleren Felder mit und ohne einer der Mittelung vorangegangenen Wirbelzentrierung. Für den Vergleichsfall stimmen beide Kurven sehr gut überein. In turbulenter Anströmung ist die vertikale Geschwindigkeit des zentrierten Feldes betragsmäßig höher. Ohne Zentrierung heben sich die durch den Wirbel induzierten Geschwindigkeiten gegenseitig auf, was im Mittel zu geringeren Geschwindigkeiten führt, vgl. Abbildung 6.11. Zusätzlich ist in der Abbildung eine über den vertikalen Bildausschnitt $\pm\Delta z$ (s. Abbildung 6.15) gemittelte Geschwindigkeit eingetragen:

$$\overline{w}(y') = \int_{-\Delta z}^{\Delta z} w(y',z')\,\mathrm{d}z'. \tag{6.8}$$

Für die nicht zentrierten Felder, erlaubt diese einen Eindruck vom gesamten induzierten Abwindfeld in der Messebene. Für $y' > 0$, d.h. hinter dem Flügel, zeigen die Kurven in einigem Abstand zum Wirbelkern unabhängig von der Anströmbedingung eine gute Übereinstimmung. Im äußeren Bereich ($y' < 0$) liegen die induzierten Geschwindigkeiten des Vergleichsfalls hingegen über de-

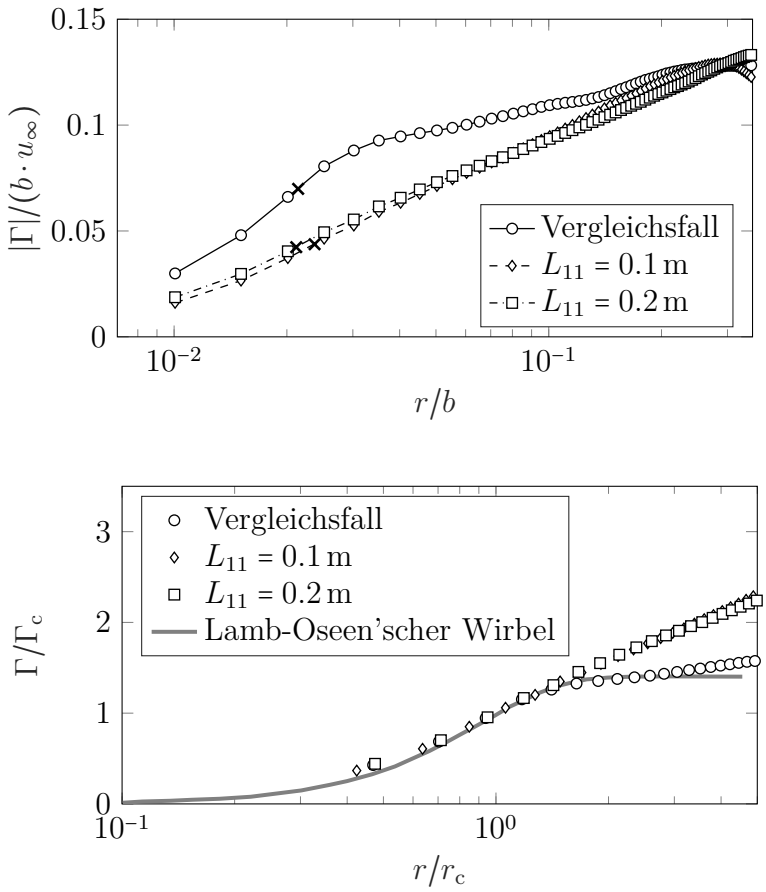


Abbildung 6.13: Zirkulation der freien Wirbel im Abstand $\Delta x/c = 2{,}5$ hinter der Hinterkante.

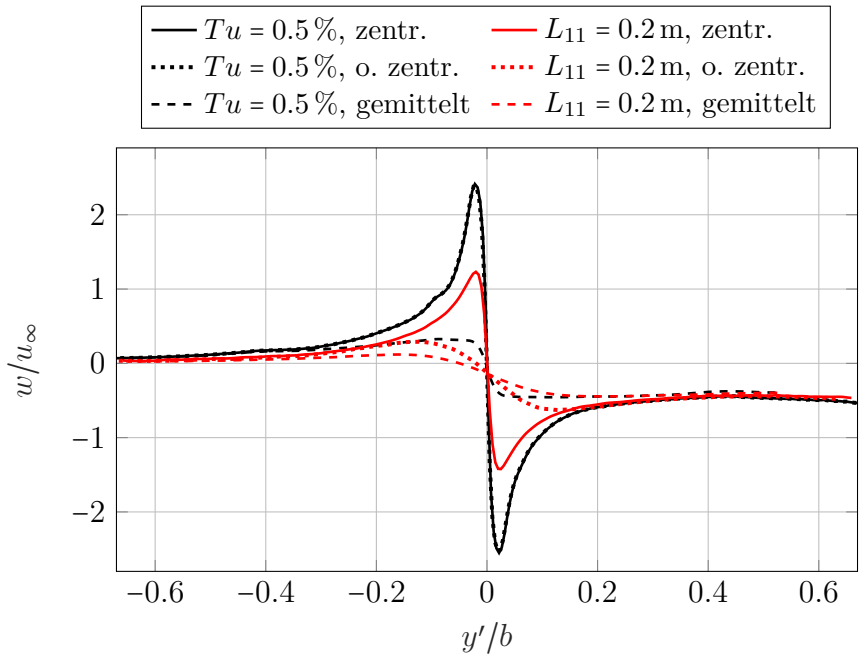


Abbildung 6.14: Vertikale Geschwindigkeitskomponente entlang $z' = 0$ für die zentrierten sowie unzentrierten Felder. Zusätzlich ist die über den Bereich $\pm\Delta z/b = 0{,}3$ gemittelte Geschwindigkeit der nicht zentrierten Felder $\overline{w}(y')$ eingetragen.

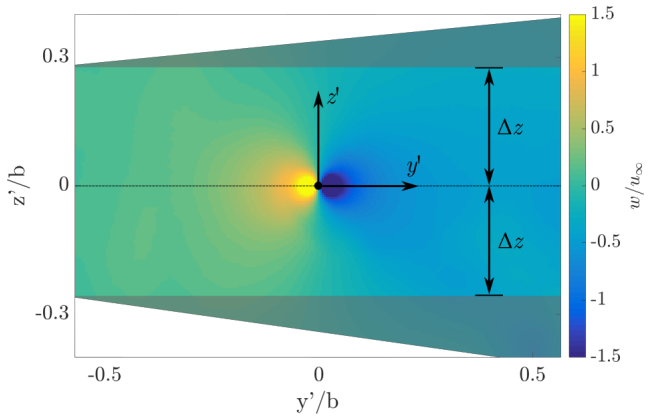


Abbildung 6.15: Darstellung des Bereichs zur Mittelung von $\overline{w}$.

nen in turbulenter Anströmung, was einem schwächeren Abwindfeld gleichkommt. Wird nicht nur in z-Richtung gemittelt, sondern über den gesamten hervorgehobenen Bildbereich aus Abb. 6.15 integriert, überwiegt der letztere Effekt. Es ergibt sich $\overline{w}_{L_{11}=0.2\mathrm{m}} < \overline{w}_{Tu=0.5\%}$. Das integrierte Abwindfeld wird durch die Turbulenz demnach verstärkt. Über den Impulssatz lässt sich zeigen, dass ein stärkeres Abwindfeld hinter dem Flügel einen höheren Auftrieb zur Folge hat, z.B. Schlichting und Truckenbrodt (2001). Die PIV Messungen bestätigten somit, was bereits aus den Kraftmessung in Abschnitt 6.2 bekannt ist: Der Flügel produziert unter turbulenter Anströmung einen höheren Auftrieb als in ungestörter Anströmung.

7

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, wie sich eine turbulente Strömung mit Strukturgrößen im Bereich $\mathcal{O}(L_{11}) \approx c$ und einem Turbulenzgrad von 10 % auf die Tragflügelumströmung bei geringen Reynolds-Zahlen (60 000) auswirkt. Um diese Strömungen im Windkanal zu erzeugen, wurden verschiedene passive Turbulenzgitter untersucht. Neben einzelnen Gittern wurden auch Kombinationen aus zwei Gittern verwendet, da der Gitterabstand einen zusätzlichen Parameter bei der iterativen Suche nach dem passenden Strömungszustand darstellt. Es wurden drei turbulente Strömungen erzeugt mit einem Turbulenzgrad von 10 % und integralen Strukturlängen von $L_{11} = c/2$, c und $2c$.

Im Rahmen der Arbeit wurden zwei Windkanalmodelle untersucht. Beide Modelle weisen eine SD7003 Profilform mit einer Profiltiefe von jeweils 200 mm auf. Ein Profil mit Endscheiben zeigt eine gute Übereinstimmung mit Angaben aus der Fachliteratur, was Größe und Lage der laminaren Ablöseblase auf der Saugseite betrifft. Der Auftrieb stimmt im linearen Bereich von $\mathrm{d}c_\mathrm{a}/\mathrm{d}\alpha$ ebenfalls gut mit Vergleichsdaten (z.B. Selig et al., 1995) überein, erreicht jedoch einen geringeres Maximum. Eine Ursache hierfür konnte nicht zweifelsfrei festgestellt werden. Unter turbulenter Anströmung wurde bestätigt, dass im mittleren Feld keine laminare Ablösung auftritt, wie durch Simulationen von Breuer (2018) bereits zu vermuten war. Es konnte gezeigt werden, dass Statistiken unter großskalig turbulenter Anströmung durch zunehmend quasi-stationäre Strömungszustände verfälscht werden, die in den Auswertungen zu einer Art

Pseudo-Turbulenz führen. Mit Hilfe der Einführung einer Klassifizierung wurde nachgewiesen, dass es wie vermutet zu instantanen Ablöseblasen kommt. Eine genauere Analyse bestätigt, dass es sich hierbei um laminare Ablöseblasen handelt, deren Auftrittswahrscheinlichkeit bzw. Häufigkeit hauptsächlich vom Anstellwinkel abhängt. Bei $\alpha = 4°$ ist die Wahrscheinlichkeit eines Auftretens nahe null, während bei 11° bereits beinahe die Hälfte der PIV Aufnahmen kleine LSBs an der Vorderkante aufweisen. Mit zunehmendem Anstellwinkel steigt neben der Häufigkeit auch die mittlere Größe der Blasen. Die größten füllen das betrachtete Feld beinahe komplett aus, sodass keine Aussagen zum Übergang zwischen LSBs und einem einsetzendem evtl. ebenfalls instantanem Strömungsabriss gemacht werden können. Es zeigte sich zudem, dass die Auftrittswahrscheinlichkeit mit zunehmender Strukturlänge wächst. Dieser Einfluss ist allerdings marginal und könnte zumindest teilweise auch auf Unsicherheiten im Anstellwinkel zurückzuführen sein.

Die Druckmessungen am Profil bestätigen die PIV Messungen. An der Vorderkante kommt es mit zunehmendem Anstellwinkel zu einem immer deutlicher ausgeprägten Bereich konstanten Drucks, der auf eine Ablösung hindeutet. Auch hier macht sich der statistische Effekt bemerkbar: Erst wenn die Häufigkeit der instantanen LSBs bei höheren Anstellwinkeln statistisch relevant ist, tritt auch der Bereich konstanten Drucks im c_p-Verlauf auf. Da sich die LSBs nahe der Vorderkante befinden, steigt hierdurch der Druck an der Saugspitze. Durch Integration des Druckverlaufes wurde nachgewiesen, dass der Auftriebsbeiwert geringer ausfällt als der in ungestörter Anströmung, was in guter Übereinstimmung zu bekannten Messungen an anderen Profilformen steht (Cao et al., 2011). Der Einfluss der integralen Strukturlänge wurde bei einem konstantem Turbulenzgrad von 10 % analysiert. Die Messungen zeigen eine leichte Tendenz hin zu sinkenden Auftriebsbeiwerten, aber steigenden $c_\mathrm{a,max}$ mit zunehmenden L_{11}. Dies sollte vor dem Hintergrund der Anstellwinkelunsicherheit von ±0,25° allerdings vorsichtig bewertet werden.

Neben dem Profil wurde auch ein Flügelmodell ohne Endscheiben mit einer Streckung von $\Lambda = 2$ untersucht. Die Ergebnisse in ungestörter Anströmung zeigen, dass die laminare Ablöseblase aufgrund des geringeren effektiven Anstellwinkels größer und in ihrer Lage stromab verschoben ist. Dies stimmt mit den Erkenntnissen von Bastedo und Mueller (1986) überein, die den gleichen Effekt durch Druckmessungen an einem Wortmann Flügel (FX63-137) beobachten. Bei einem Anstellwinkel von 8° kommt es auf der Saugseite hinter der LSB zu einer zweiten kurzen Ablöseblase deren Ursprung nicht geklärt werden konnte. Die Vermutung liegt jedoch nahe, dass Randwirbeleffekte eine Rolle

spielen. Unter turbulenter Anströmung sind auch auf dem Flügel keine Ablöseblasen in den mittleren Strömungsfeldern vorhanden. Zwar muss der Nachweis noch erbracht werden, allerdings ist es wahrscheinlich, dass auch hier instantane Ablöseblasen auftreten – in Abhängigkeit des effektiven Anstellwinkels $\alpha_{\mathrm{e}}(y)$.

Die Kraftmessungen am Flügel ergeben, dass die turbulente Anströmung einen stärkeren Auftrieb zur Folge hat. Dies ist bemerkenswert, da im 2D Fall noch ein verminderter Auftrieb bei hohen Tu gemessen wurde. Ausgehend von einem geringeren effektiven Anstellwinkel sollten zudem weniger instantane Ablöseblasen auftreten, was den Auftrieb gegenüber dem 2D Fall reduzieren müsste. Es gibt demnach einen ungeklärten Effekt, der dieses Defizit mehr als ausgleicht. Diese Tendenz wurde zudem über Messungen des Abwindfeldes qualitativ bestätigt. Letzteres wurde über eine Messebene quer zur Strömungsrichtung aufgenommen. Eine Untersuchung des Randwirbels in dieser Ebene zeigt, dass die Zirkulation im Wirbelkern unter turbulenter Anströmung stark abnimmt. Die Zirkulation auf dem Kernradius, der in guter Näherung konstant bleibt, liegt in ungestörter Anströmung um 60 Prozent über dem in turbulenter Anströmung. Durch weitere Messebenen quer zur Strömungsrichtung (auf und hinter dem Flügel) könnte – vor allem durch zeitaufgelöste Messungen – untersucht werden, inwiefern sich die Beeinflussung des Randwirbels durch die turbulente Anströmung auf die Strömung und letztlich den Auftrieb auswirkt. Nachteil dieser Messungen ist es, dass nur ein Einblick in das dreidimensionale Strömungsfeld möglich ist. Eine vielversprechende Messtechnik ist daher zeitaufgelöstes Particle Tracking in einem großen Volumen, wie es durch Michaelis et al. (2018) demonstriert wird. Die geringe Partikeldichte birgt einige Nachteile, so ist z.B. keine Korrektur der Wirbelzentren möglich. Jedoch wäre eine solche Übersichtsmessung eine wertvolle Basis für weitere Untersuchungen, da zeitgleich die Flügelumströmung und die Randwirbel erfasst und Rückschlüsse auf deren gegenseitige Beeinflussung gezogen werden können. Ergebnisse lokaler hochaufgelöster Messungen könnten die Erkenntnisse im Anschluss gezielt ergänzen.

Wie eingangs der Arbeit diskutiert wurde, stellen die erzeugten turbulenten Strömungsbedingungen realistische Annahmen für den Flug eines MAVs in der atmosphärischen Grenzschicht dar. Die Ergebnisse der Arbeit zeigen, dass durch den Einfluss der turbulenten Anströmung instantane Ablöseblasen auf der Oberseite des MAV Flügels entstehen und sich auf das Auftriebsverhalten auswirken. Kraftmessungen zeigen, dass die turbulente Anströmung zu etwas höheren Auftriebsbeiwerten des MAVs für Anstellwinkel $\alpha \leq 12°$ führt. Zu-

dem wird der Strömungsabriss hin zu höheren Anstellwinkeln verzögert. Beide Effekte bewirken, dass gegenüber einem Flug in ungestörten Anströmung situationsbedingt höhere Lasten transportiert werden könnten. Als Haupteinflussfaktor für die Häufigkeit der instantanen LSBs wurde der Anstellwinkel des Flügels ausgemacht. Da sich der effektive momentane Anstellwinkel aufgrund der turbulenten Strukturen über die Spannweite ändert, ist es wahrscheinlich, dass die turbulente Anströmung zu Rollmomenten führt. In einer ersten Testmessung konnte dies qualitativ durch eine zeitaufgelöste Messung des Rollmomentes nachvollzogen werden. Allerdings sind Strömungseffekte durch Eigenschwingungen überlagert, sodass eine quantitative Aussage noch nicht möglich ist. Weitere PIV Messungen in einer Ebene quer zur Anströmung im Bereich der Vorderkante könnten Aufschluss darüber geben, wie die spannweitige Modulation des Anstellwinkels und der LSBs aussieht und so zum weiteren Verständnis beitragen.

Literaturverzeichnis

Bailey SCC, Tavoularis S (2008) *Measurements of the velocity field of a wing-tip vortex, wandering in grid turbulence.* J Fluid Mech 601:281–315

Barlow JB, Rae WH, Pope A (1999) Low-Speed Wind Tunnel Testing. Wiley-Interscience, New Jersey

Bastedo WG, Mueller TJ (1986) *Spanwise variation of laminar separation bubbles on wings at low Reynolds numbers.* J Aircraft 23(9):687–694

Batchelor GK (1982) The theory of homogeneous turbulence. Cambridge University Press, New York

Birch D, Lee T, Mokhtarian F, Kafyeke F (2004) *Structure and induced drag of a tip vortex.* J Aircraft 41(5):1138–1145

Boutilier MSH, Yarusevych S (2012) *Effects of end plates and blockage on low-reynolds-number flows over airfoils.* AIAA J 50(7):1547–1559

Breuer M (2018) *Effect of inflow turbulence on an airfoil flow with laminar separation bubble: An LES study.* Flow Turb Comb

Burgmann S (2009) *Investigation of a transitional separation bubble using three-dimensional measurement techniques.* Dissertation, RWTH Aachen, Aachen, Germany

Burgmann S, Dannemann J, Schröder W (2008) *Time-resolved and volumetric PIV measurements of a transitional separation bubble on an SD7003 airfoil.* Exp Fluids 44(4):609–622

Burgmann S, Schröder W (2008) *Investigation of the vortex induced unsteadiness of a separation bubble via time-resolved and scanning PIV measurements.* Exp Fluids 45(4):675–691

Burgmann S, Schröder W (2009) *Time-resolved two- and three-dimensional measurements of transitional separation bubbles.* Imag. Meas. Methods Flow Anal., Springer, S. 83–92

Cao N, Ting DSK, Carriveau R (2011) *The performance of a high-lift airfoil in turbulent wind.* Wind Eng 35(2):179–196

Comte-Bellot G, Corrsin S (1966) *The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence.* J Fluid Mech 25(04):657–682

Corrsin S (1963) *Turbulence: experimental methods.* Handbuch der Physik 8(2):524–533

Devenport WJ, Rife MC, Liapis SI, Follin GJ (1996) *The structure and development of a wing-tip vortex.* J Fluid Mech 312:67–106

Diwan S, Ramesh O (2009) *On the origin of the inflectional instability of a laminar separation bubble.* J Fluid Mech 629:263–298

Dryden HL, Schubauer G (1947) *The use of damping screens for the reduction of wind-tunnel turbulence.* J Aero Sci 14(4):221–228

Fiedler HE (2003) *Turbulente Strömungen.* Vorlesungsskript

Fisher A (2013) *The effect of freestream turbulence on fixed and flapping micro air vehicle wings.* Dissertation, RMIT University, Melbourne, Australia

Fisher A, Watkins S, Watmuff J (2012) *Dynamic calibration of pressure measurement system: an improved method.* 18th Australasian Fluid Mech. Conf., Launceston, Tasmania

Flay R, Stevenson D (1988) *Integral length scales in strong winds below 20 m.* J Wind Eng Ind Aerodyn 28(1):21 – 30

Fransson JHM (2017) *Free-stream turbulence and its influence on boundary-layer transition.* 10th Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Chicago, USA

Gaster M (1969) The structure and behaviour of laminar separation bubbles. R&M 3595, ARC

Ghimire HC, Bailey SCC (2017) *An experimental investigation of wing-tip vortex decay in turbulence.* Phys Fluids 29(3):037108

Graftieaux L, Michard M, Grosjean N (2001) *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows.* Meas Sci Technol 12(9):1422

Hain R, Kähler CJ, Radespiel R (2009) *Dynamics of laminar separation bubbles at low-reynolds-number aerofoils.* J Fluid Mech 630:129–153

Herbst SL, Kähler CJ, Hain R (2017) *SD7003 airfoil in large-scale free stream turbulence.* 47th AIAA Fluid Dyn. Conf., Denver, USA

Hetsch T, Rist U (2004) *On the structure and stability of three-dimensional laminar separation bubbles on a swept plate.* New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IV, Springer, S. 302–310

Hinze JO (1975) Turbulence. McGraw-Hill, New York, 2. Aufl.

Hirschel EH, Prem H, Madelung G (2012) Aeronautical research in Germany: from Lilienthal until today. Springer, Berlin

Horton H (1969) A semi-empirical theory for the growth and bursting of laminar separation bubbles. CP 1073, ARC

Horton HP (1968) *Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow.* Dissertation, University of London, London, UK

Irwin H, Cooper K, Girard R (1979) *Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures.* J Wind Eng Ind Aerodyn 5(1):93 – 107

Istvan MS, Kurelek JW, Yarusevych S (2018) *Turbulence intensity effects on laminar separation bubbles formed over an airfoil.* AIAA J 56(4):1335–1347

Istvan MS, Yarusevych S (2018) *Effects of free-stream turbulence intensity on transition in a laminar separation bubble formed over an airfoil.* Exp Fluids 59(3):52

Jacobs RG, Durbin PA (2001) *Simulations of bypass transition.* J Fluid Mech 428:185–212

Kähler CJ, Scharnowski S, Cierpka C (2012) *On the resolution limit of digital particle image velocimetry.* Exp Fluids 52(6):1629–1639

Kurelek J, Yarusevych SV (2016) *The effect of acoustic excitation on the later stages of transition in a laminar separation bubble.* 46th AIAA Fluid Dyn. Conf., Washington, D.C., USA

Kurelek JW, Lambert AR, Yarusevych S (2016) *Coherent structures in the transition process of a laminar separation bubble.* AIAA J 54(8):2295–2309

Kurian T, Fransson JHM (2009) *Grid-generated turbulence revisited.* Fluid Dyn Res 41(2):021403

von Kármán T, Howarth L (1938) *On the statistical theory of isotropic turbulence.* Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 164(917):192–215

Langelaan JW, Alley N, Neidhoefer J (2011) *Wind field estimation for small unmanned aerial vehicles.* Journal of Guidance, Control, and Dynamics 34(4):1016–1030

Lawrence AM, Vinod A, Banerjee A (2016) *Effect of free-stream turbulence on the loads experienced by a marine hydrokinetic turbine.* ASME 2016 Int. Mech. Eng. Congress and Exposition, Seoul, South Korea, IMECE2016-68395, v007T09A091

Laws EM, Livesey JL (1978) *Flow through screens.* Annu Rev Fluid Mech 10(1):247–266

Lengani D, Simoni D (2015) *Recognition of coherent structures in the boundary layer of a low-pressure-turbine blade for different free-stream turbulence intensity levels.* Int J Heat Fluid Flow 54:1–13

Lengani D, Simoni D, Ubaldi M, Zunino P, Bertini F (2017) *Experimental study of free-stream turbulence induced transition in an adverse pressure gradient.* Exp Therm Fluid Sci 84:18–27

Lissaman P (1983) *Low-Reynolds-number airfoils.* Annu Rev Fluid Mech 15(1):223–239

Loxton B (2011) *An experimental investigation into the effects of atmospheric turbulence on the aerodynamics of micro air vehicle wings.* Dissertation, RMIT University, Melbourne, Australia

Makita H (1991) *Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel.* Fluid Dyn Res 8(1):53–64

Marxen O, Lang M, Rist U (2012) *Discrete linear local eigenmodes in a separating laminar boundary layer.* J Fluid Mech 711:1–26

McAuliffe BR, Yaras MI (2005) *Separation-bubble-transition measurements on a low-Re airfoil using particle image velocimetry.* ASME Turbo Expo 2005, Reno, USA, GT2005-68663, S. 1029–1038

McAuliffe BR, Yaras MI (2010) *Transition mechanisms in separation bubbles under low- and elevated-freestream turbulence.* J Turbomach 132(1):011004

McMasters J, Henderson M (1980) *Low-speed single-element airfoil synthesis.* Technical Soaring 6(2):1–21

Michaelis D, Schwarz C, Bosbach J, Dierksheide U, Lemke C, Wolf C, Schanz D, Schroeder A (2018) *Time-resolved large-scale volumetric flow measurement of a helicopter model using Helium-filled soap bubbles.* Bulletin of the American Physical Society, Atlanta, USA

Milbank J, Loxton B, Watkins S, Melbourne W (2005) *Replication of atmospheric conditions for the purpose of testing MAVs: MAV flight environment project final report.* Techn. Ber., RMIT University, Melbourne, Australia

Mohamed M, Larue J (1990) *The decay power law in grid-generated turbulence.* J Fluid Mech 219:195–214

Mueller TJ, Kellogg JC, Ifju PG, Shkarayev SV (2006) Introduction to the Design of Fixed-Wing Micro Air Vehicles. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston

Mueller TJ, Pohlen LJ, Conigliaro PE, Jansen J B J (1983) *The influence of free-stream disturbances on low reynolds number airfoil experiments.* Exp Fluids 1(1):3–14

Ol MV, McAuliffe BR, Hanff ES, Scholz U, Kähler CJ (2005) *Comparison of laminar separation bubble measurements on a low reynolds number airfoil in three facilities.* 35th AIAA Fluid Dyn. Conf., Toronto, Canada, 5149

Olson DA, Katz AW, Naguib AM, Koochesfahani MM, Rizzetta DP, Visbal MR (2013) *On the challenges in experimental characterization of flow separation over airfoils at low reynolds number.* Exp Fluids 54(2):1470

O'Neill P, Nicolaides D, Honnery D, Soria J (2004) *Autocorrelation functions and the determination of integral length with reference to experimental and*

numerical data. 15th Australasian Fluid Mech. Conf., Sydney, Australia

Phillips WRC (1981) *The turbulent trailing vortex during roll-up*. J Fluid Mech 105:451–467

Pope SB (2000) Turbulent flows. Cambridge University Press, Cambridge

Raffel M, Willert CE, Scarano F, Kähler CJ, Wereley ST, Kompenhans J (2018) Particle image velocimetry: a practical guide, Bd. 3. Springer

Ravi S (2011) *The influence of turbulence on a flat plate airfoil at reynolds numbers relevant to MAVs*. Dissertation, RMIT University, Melbourne, Australia

Ravi S, Petersen P, Watkins S, Marino M, Watmuff J (2011) *Aerodynamic performance and flow structure over a thin airfoil under smooth and turbulent conditions at low reynolds numbers*. Journal of Flow Visualization and Image Processing 18(3):253–274

Ravi S, Watkins S, Watmuff J, Massey K, Peterson P, Marino M (2012) *Influence of large-scale freestream turbulence on the performance of a thin airfoil*. AIAA J 50(11):2448–2459

Richardson LF (1922) Weather prediction by numerical process. Cambridge University Press, New York

Roach P (1987) *The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids*. Int J Heat Fluid Flow 8(2):82–92

Roberts WB (1980) *Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance*. AIAA J 18(1):25–31

Saffman P (1967) *The large-scale structure of homogeneous turbulence*. J Fluid Mech 27(3):581–593

Schedvin J, Stegen G, Gibson C (1974) *Universal similarity at high grid reynolds numbers*. J Fluid Mech 65(3):561–579

Schlichting H, Truckenbrodt E (2001) Aerodynamik des Flugzeuges. Springer Berlin Heidelberg

Schmidt S, Breuer M (2017) *Source term based synthetic turbulence inflow generator for eddy-resolving predictions of an airfoil flow including a laminar separation bubble*. Computers & Fluids 146:1 – 22

Selig MS, Guglielmo JJ, Broeren AP, Giguere P (1995) Summary of low speed airfoil data, Bd. 1. SoarTech Publications, Virginia Beach, USA

Shyy W, Lian Y, Tang J, Viieru D, Liu H (2008) Aerodynamics of low Reynolds number flyers. Cambridge University Press, New York

Sytsma MJ, Ukeiley L (2013) *Mean loads from wind-tunnel turbulence on low-aspect-ratio flat plates*. J Aircraft 50(3):863 – 870

Tangermann E, Herbst SL, Hain R, Klein M, Kähler CJ (2017) *Numerical and*

experimental investigation of the flow around a three-dimensional SD7003 wing. 10th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Chicago, USA

Tani I (1969) *Boundary-layer transition.* Annu Rev Fluid Mech 1(1):169–196

Torres GE, Mueller TJ (2004) *Low-aspect-ratio wing aerodynamics at low reynolds numbers.* AIAA J 42(5):865–873

Tsuji H (1953) *Experiment on the decay of turbulence behind two grids.* J Aeronaut Sci 20(12):848–849

Watkins S, Milbank J, Loxton B, Melbourne W (2006) *Atmospheric winds and their implications for Microair Vehicles.* AIAA J 44(11):2591–2600

Watkins S, Saunders J, Hoffmann P (1995) *Turbulence experienced by moving vehicles. Part I. introduction and turbulence intensity.* J Wind Eng Ind Aerodyn 57(1):1–17

Westerweel J, Scarano F (2005) *Universal outlier detection for PIV data.* Exp Fluids 39(6):1096–1100

Wieneke B (2015) *PIV uncertainty quantification from correlation statistics.* Meas Sci Technol 26(7):074002

Wolf E, Kähler C, Troolin D, Kykal C, Lai W (2011) *Time-resolved volumetric particle tracking velocimetry of large-scale vortex structures from the reattachment region of a laminar separation bubble to the wake.* Exp Fluids 50(4):977–988

Yarusevych S, Kotsonis M (2017) *Steady and transient response of a laminar separation bubble to controlled disturbances.* J Fluid Mech 813:955 – 990

Yarusevych S, Sullivan P, Kawall JG (2009) *On vortex shedding from an airfoil in low-reynolds-number flows.* J Fluid Mech 632:245

Zaki TA (2013) *From streaks to spots and on to turbulence: Exploring the dynamics of boundary layer transition.* Flow Turb Comb 91(3):451–473

Zhang W, Hain R, Kähler CJ (2008) *Scanning piv investigation of the laminar separation bubble on a sd7003 airfoil.* Experiments in Fluids 45(4):725–743

Zilli J, Sutton DM, Lavoie P (2017) *Effect of freestream turbulence on laminar separation bubbles and flow transition on an SD7003 airfoil at low reynolds numbers.* 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, USA

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a_1, A_1	Zerfallskonstante	-
A	Fläche, u.a. unter der abgelösten Scherschicht	m^2
$A_{\mathrm{Flügel}}$	Fläche eines Flügels, hier: $A_{\mathrm{Flügel}} = bc$	m^2
A_{Gitter}	projizierte Angriffsfläche eines Gitters	m^2
A_{Kanal}	Querschnittfläche der Teststrecke	m^2
b	Spannweite	m
b_{Kanal}	Breite der Teststrecke	m
c	Profiltiefe	m
c_{A}	Auftriebsbeiwert (3D)	-
c_{a}	Auftriebsbeiwert (2D)	-
c_{m}	Momentenbeiwert (2D)	-
c_{n}	Normalkraftbeiwert (2D)	-
c_{p}	Druckbeiwert	-
$c_{\mathrm{w,f}}$	Widerstandsbeiwert im flügelfesten Bezugssystem	-
c_{W}	Widerstandsbeiwert (3D)	-
d	Breite eines Gitterelements	m
D_{e}	Durchmesser der Endscheiben	m
E	Energie des turbulenten Spektrums	$\mathrm{m}^3\,\mathrm{s}^{-2}$
E_{11}	Energie des eindimensionalen turbulenten Spektrums	$\mathrm{m}^3\,\mathrm{s}^{-2}$

$E_{\mathrm{a,corr}}$	temperaturkompensierte Brückenspannung	V
E_{a}	Brückenspannung des Hitzdrahtanemometers	V
E_{gl}	Gleitzahl, $E_{\mathrm{gl}} = F_{\mathrm{A}}/F_{\mathrm{W}}$	-
f	Frequenz	s^{-1}
f_{c}	Grenzfrequenz	s^{-1}
f_{s}	Abtastfrequenz	s^{-1}
F_{A}	Auftriebskraft	N
F_{N}	Normalkraft bzw. Auftriebskraft im flügelf. Bezugssystem	N
$F_{\mathrm{W,f}}$	Widerstandskraft im flügelfesten Bezugssystem	N
F_{W}	Widerstandskraft	N
$F_{\mathrm{x}}, F_{\mathrm{y}}, F_{\mathrm{z}}$	Kräfte entlang der Achsen x, y, z	N
$\mathcal{F}$	Kraft- und Momentenvektor im flügelf. Bezugssystem	N, Nm
$\mathcal{F}_{\mathrm{a}}$	Kraft- und Momentenvektor im aerodyn. Bezugssystem	N, Nm
h	Dicke einer laminaren Ablöseblase	m
h_{Kanal}	Höhe der Teststrecke	m
H	Formfaktor	-
k	turbulente kinetische Energie	$\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}^{-2}$
l_0	Größe der energietragenden Wirbel	m
L	Längenskala, charakteristische Länge	m
L_{11}	integrale Strukturlänge	m
M	Maschenweite	m
$M_{\mathrm{x}}, M_{\mathrm{y}}, M_{\mathrm{z}}$	Momente entlang der Achsen x, y, z	Nm
n	turbulenter Zerfallsexponent	-
n_{e}	Anzahl an Gitterelementen eines Gitters	-
p	Druck	Pa
p_{∞}	Umgebungsdruck	Pa

p_{ch}	Druck an einer Druckbohrung	Pa
p_{dyn}	dynamischer Druck	Pa
p_{K}	statischer Druck in der Teststrecke	Pa
p_{ref}	Referenzdruck	Pa
R	Rotationsmatrix	-
r	Radius	m
R_{11}	normierte Autokorrelation (1D)	-
R_{c}	Integrationsgrenze	-
r_{c}	Radius des Wirbelkerns	m
Re	Reynolds-Zahl, $Re = uc/\nu$	-
T	Translationsmatrix	-
t	Zeit	s
T_0	Referenztemperatur zum Setup des *overheating*	K
T_{11}	integrale Zeitskala	s
T_{a}	Umgebungstemperatur während der Messung	K
T_{W}	Umgebungstemperatur während der Kalibrierung	K
Tu	Turbulenzgrad, $Tu = \sigma(u)/\overline{u}$	-
u, v, w	Geschwindigkeiten entlang der Achsen x, y, z	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
u_∞	Anströmgeschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
u_ϕ	tangentiale Geschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
u_{o}	Geschwindigkeit eines bewegten Objekts	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
u_{rel}	Relativgeschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
u_{w}	Windgeschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
$\hat{u}$	Pseudo-Turbulenz aufgrund großer turb. Strukturen	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
U	Absolutgeschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
w_∞	vertikale Geschw. in großem Abst. hinter dem Flügel	$\mathrm{m\,s^{-1}}$

w_i	induzierte vertikale Geschwindigkeit	$\mathrm{m\,s^{-1}}$
x', y', z'	Koordinatenachsen mit Ursprung im Wirbelzentrum	m
x, y, z	Koordinatenachsen	m
$x_\mathrm{a}, y_\mathrm{a}, z_\mathrm{a}$	Koordinatenachsen im aerodyn. Bezugssystem	m
x_B1	Abstand relativ zur Position B1	m
x_D	Lage des Druckpunktes in x-Richtung	m
x_M	Momentenbezugspunkt in x-Richtung	m
x_r	Wiederanlegeposition	m
x_s	Position der Strömungsablösung	m
x_tr	Position der Transition	m
y_1, y_2	Integrationsgr. zur Best. der mittleren Abwindgeschw.	m

Griechische Symbole

α	Anstellwinkel	°
α_e	effektiver Anstellwinkel	°
α_g	geometrischer Anstellwinkel	°
α_korr	korrigierter Anstellwinkel, $\alpha_\mathrm{korr} = \alpha_\mathrm{g} + \alpha_\mathrm{s}$	°
α_Lot	Winkel des Lots relativ zum Kamerasensor	°
α_PIV	über PIV ermittelter Strömungswinkel	°
α_sk	Korrekturwinkel aus Stromlinienkorrektur	°
α_s	Winkel einer schrägen Anströmung	°
δ_1	Verdrängungsdicke	m
η	Kolmogorov Mikroskala	m
Γ	Zirkulation	$\mathrm{m^2\,s^{-1}}$
γ	Skalares Feld zur Bestimmung des Wirbelzentrums	-

Γ_c	Zirkulation am Radius r_c	$m^2\,s^{-1}$
κ	Wellenzahl	m^{-1}
κ_d	Wellenzahl zu Beginn des dissipativen Bereichs	m^{-1}
κ_e	Wellenzahl der energietragenden Wirbel	m^{-1}
Λ	Flügelstreckung, $\Lambda = b^2/A_{\text{Flügel}}$ (hier: $\Lambda = b/c$)	-
μ	dynamische Viskosität	$Pa\,s$
ν	kinematische Viskosität	$m^2\,s^{-1}$
ω	Wirbelstärke	s^{-1}
ϕ	Winkel um Wirbelmittelpunkt	$^\circ$
ψ	Winkel um die x-Achse	$^\circ$
ρ	Dichte	$kg\,m^{-3}$
τ_c	Integrationsgrenze	s
θ_M	Winkel zur Bestimmung skalaren Feldes γ	$^\circ$
σ_{vb}	Verblockung des Teststrecke	-
ε	Dissipationsrate	$m^2\,s^{-3}$
φ	Winkel um die y-Achse	$^\circ$
ξ	Winkel um die z-Achse	$^\circ$
ζ_A	Schwellwert zur Klassifizierung von Ablösungen	-
M_N	Nickmoment (3D)	-

Allgemeine Notationen

$\Delta\phi'$	Differenz, z.B. $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$	$[\phi]$
ϵ_ϕ	Fehler bzw. Unsicherheit bei der Bestimmung der Größe ϕ	$[\phi]$
$\overline{\phi}$	arithmetisches Mittel der Größe ϕ	$[\phi]$
ϕ'	Schwankung der Größe ϕ, mit $\phi' = \phi - \overline{\phi}$	$[\phi]$

σ_ϕ	Standardabweichung der Größe ϕ	$[\phi]$
$\widetilde{\phi}$	Median der Größe ϕ	$[\phi]$

Abkürzungen

AWM	Atmosphärischer Windkanal München
DARPA	Defence Advanced Research Projects Agency
DG	Doppelgitter
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
EG	Einzelgitter
GS	Grenzschicht
GSM1, GSM2	Grenzschichtmodelle im Windkanal
LNB	Low Noise wind tunnel Braunschweig
LSB	laminare Ablöseblase, engl. *Laminar Separation Bubble*
MAV	Micro Air Vehicle
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics (heute NASA)
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
sCMOS	Scientific Complementary Metal Oxide Semiconductor
XFOIL	Programm zur Berechnung von Tragflächenprofilen

A

Anhang

A.1. Einfluss der Grenzschichtmodelle

In Kapitel 4 wurden drei Turbulenzgitter gefunden, welche die eingangs definierten turbulenten Strömungen erzeugen. Diese vorgestellten Ergebnisse wurden im AWM gemessen, während an der Seitenwand das Grenzschichtmodell GSM1 eingebaut war. Der Großteil der Tragflügeluntersuchungen wurde ohne eingebautes Modell durchgeführt, einige wenige mit eingebautem GSM2 Modell. Informationen über den jeweiligen Einbauzustand werden am Ende dieses Abschnittes gegeben. Um die Vergleichbarkeit der Experimente über die unterschiedlichen Einhauszustände im AWM sicherzustellen, wurde die Turbulenzerzeugung für jeden der drei Fälle untersucht. Im Folgenden wird zunächst auf einige Änderungen eingegangen, die an den Gittern und/oder deren Position notwendig waren. Im Anschluss werden die erzeugten turbulenten Strömungen miteinander verglichen.

Wie in Abschnitt 4.3 bereits erwähnt wurde, bot es sich an, das Doppelgitter DG_1 zwei Meter stromab zu versetzen. Auf diese Weise konnten die Tragflügel unabhängig vom eingebauten Gitter an der gleichen Kanalposition platziert und vermessen werden. Abgesehen hiervon blieben für den Fall ohne eingebautes Modell die Geometrien der Gitter ebenso wie die restlichen Gitterpositionen unverändert. Das GSM2 Modell reicht etwas weiter stromauf als das GSM1 Modell. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist, kommt es hierdurch zu einem Konflikt mit Gitterposition A3. Aus diesem Grund wurde das erste Gitter (EG_7) des

Doppelgitters DG_4 um einen Meter stromauf in Position A2 verlegt. Für die entsprechende Doppelgitterstudie wurde demnach der Abstand zwischen den beiden Gittern um $\Delta x = 1\,\mathrm{m}$ erhöht. Auswirkungen dieser Maßnahme auf die erzeugte Turbulenz sind kaum bemerkbar. Zum einen ändert sich das Spektrum des groben Gitters über 1 m nur wenig bei einem Gitterabstand von $x > 8\,\mathrm{m}$ (vgl. EG_6 in Abbildung 4.6). Zum anderen handelt es sich bei besagtem Vergleichsfall um eine Doppelgitterstudie, bei welcher der Einfluss des ersten Gitters weniger stark ausgeprägt ist, als es für eine Einzelgitterstudie der Fall wäre.

Eine weitere modellbedingte Änderung im Fall GSM2 musste an Gitter EG_6 vorgenommen werden. Es zeigte sich ein leicht angestiegener Turbulenzgrad ($\Delta Tu \approx 1\,\%$) gegenüber den Messungen aus Abschnitt 4.3. Eine Reduktion der Maschenweite von 1050 mm auf 1000 mm reicht aus, um den Turbulenzgrad wieder auf die gewünschten 10 % abzusenken.

In Abbildung A.1 werden die drei qualifizierten Gitter bezüglich des Turbulenzgrades verglichen. Dabei ist erkennbar ob und wie die Grenzschichtmodelle die Turbulenzerzeugung beeinflussen. Die Gitter (-kombinationen) zeigen unabhängig vom eingebauten Grenzschichtmodell eine gute Übereinstimmung. Lediglich für DG_1 ist eine leichte Erhöhung des Turbulenzgrades im Einbauzustand von GSM2 erkennbar. Die integrale Strukturlänge wird ebenfalls untersucht. Auch hier zeigt sich vor dem Hintergrund der allgemein größeren Unsicherheit bei der Bestimmung von L_{11}, dass die Messungen gut übereinstimmen.

In Abbildung A.2 sind die Spektren der Gitter an der Messposition der Tragflügeluntersuchungen dargestellt. Die Spektren weisen eine gute Übereinstimmung auf. Lediglich für DG_4 weicht die Messung im Dissipationsbereich bei eingebautem GSM1 Modell nach unten ab. Dies liegt an einer etwas geringeren Reynolds-Zahl. Da der Großteil der turbulenten Energie auf größeren Skalen liegt, kann die Abweichung in diesem Fall vernachlässigt werden.

Tabelle A.1 fasst die Ergebnisse nochmals in übersichtlicher Form zusammen. Die angegebenen Werte Tu und L_{11} sind analog zu Tabelle 4.3 als Median über mehrere Messpunkte im Querschnitt angegeben. Es kann festgehalten werden, dass die verschiedenen Grenzschichtmodelle kaum Einfluss auf die erzeugte Gitterturbulenz haben. Wo ein Unterschied erkannt wurde, konnte durch leichte Anpassungen eine gute Vergleichbarkeit erreicht werden.

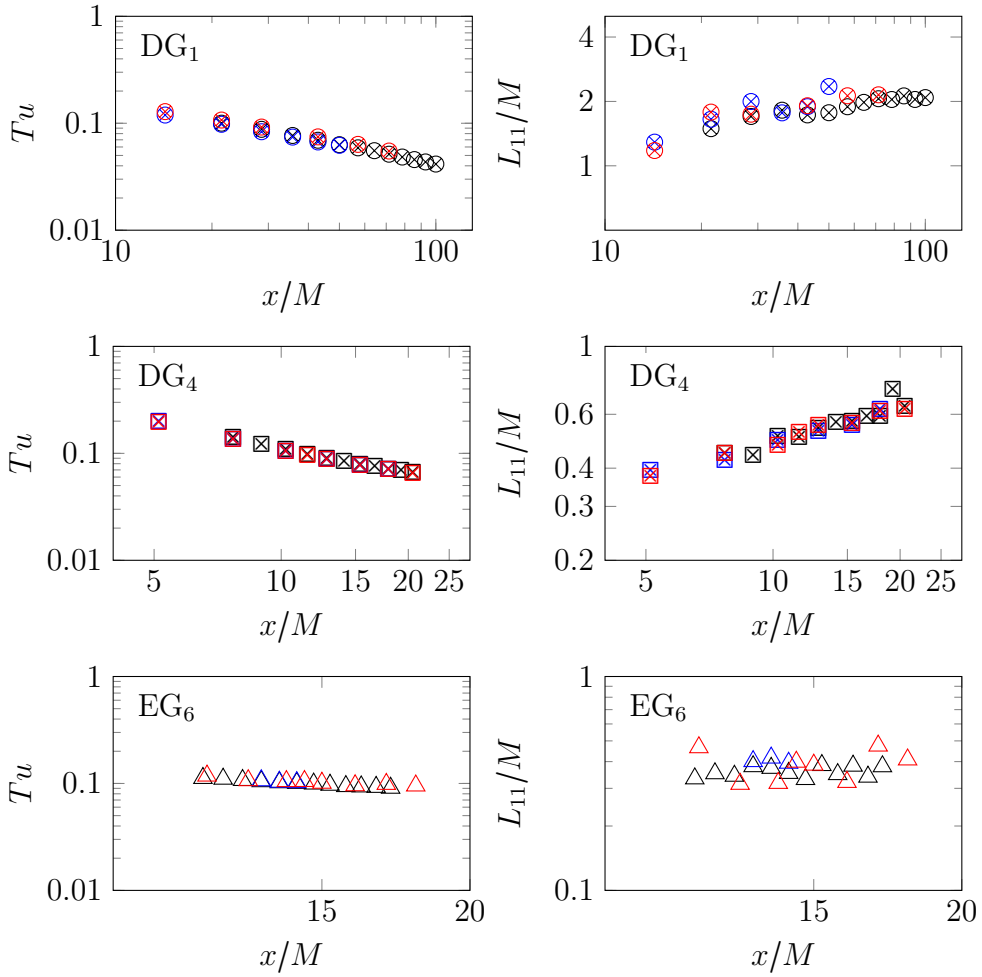


Abbildung A.1: Der Einfluss der Grenzschichtmodelle auf die erzeugte Gitterturbulenz ist für von oben nach unten für zwei Doppel- und ein Einzelgitter dargestellt. Untersucht wurde bei eingebautem GSM1 (schwarz) und GSM2 (rot) Modell sowie im leeren Kanal (blau). Die Symbole entsprechen denen in Tabelle 4.1 und Tabelle 4.2.

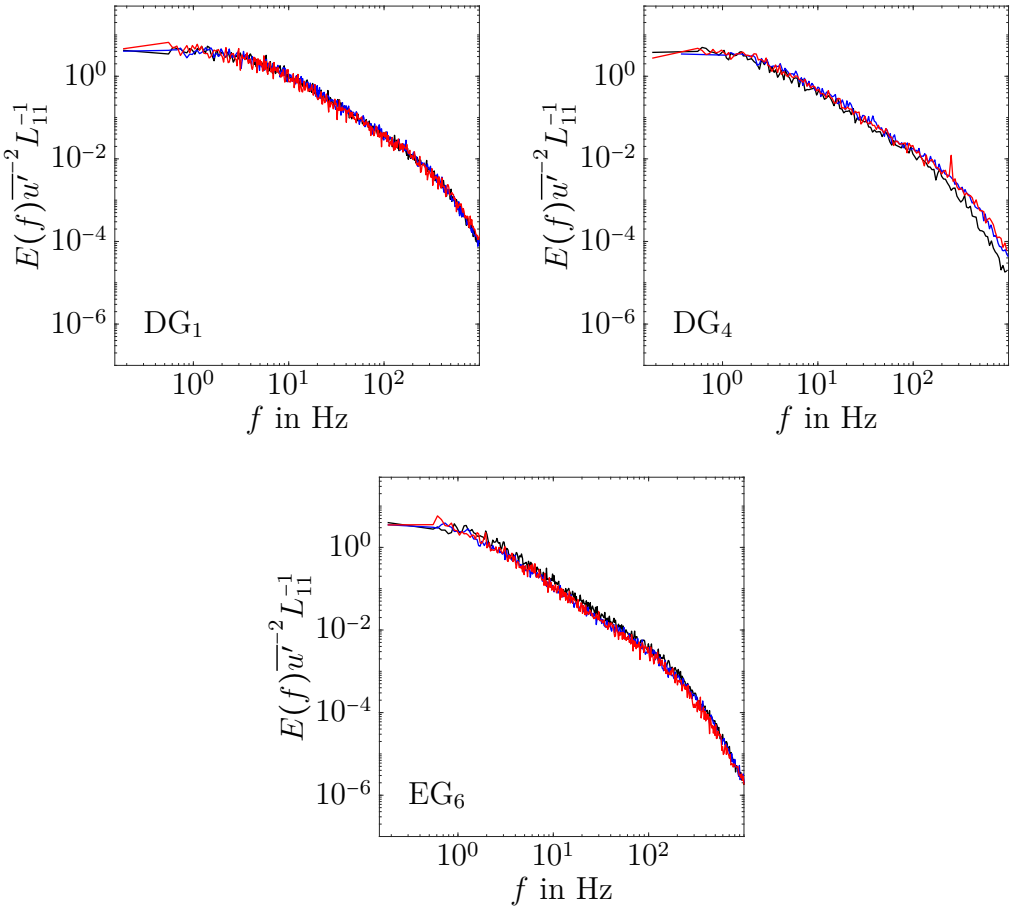


Abbildung A.2: Einfluss der Grenzschichtmodelle auf die turbulenten Spektren bei eingebautem GSM1 (schwarz) und GSM2 (rot) Modell sowie im leeren Kanal (blau) an einer festen Position x im Kanal.

Tabelle A.1: Auflistung der für die Tragflügeluntersuchung verwendeten Gitter und Vergleich der Strömung zwischen den verbauten Grenzschichtmodellen und dem Kanal ohne Modell. Der Turbulenzgrad sowie die integrale Strukturlänge sind angegeben als Median über mehrere Messpunkte im Querschnitt an Position x_{B1} (vgl. Abschnitt 4.3), mit Angaben von Tu in %. Die Längen d und M sind in mm angegeben.

Gitter	Gitter1				Gitter2				Strömung			Δx	GS-Modell
	d	M	Pos	Gitter	d	M	Pos	Gitter	$\widetilde{T}u$	$\widetilde{L}_{11}$	x_{B1}		
DG_1	130	405	B1	EG_4	20	70	B2	EG_1	9,87	0,10 m	2,5 m	1 m	GSM1
DG_4	300	1200	A3	EG_7	90	390	B1	EG_3	10,05	0,21 m	4,5 m	8 m	GSM1
EG_6	300	1050	A1	-	-	-	-	-	10,21	0,39 m	4,5 m	-	GSM1
DG_1	130	405	B3	EG_4	20	70	B4	EG_1	10,82	0,10 m	4,5 m	1 m	GSM2
DG_4	300	1200	A2	EG_7	90	390	B1	EG_3	10,01	0,20 m	4,5 m	9 m	GSM2
EG_6	300	1000	A1	-	-	-	-	-	10,59	0,41 m	4,5 m	-	GSM2
DG_1	130	405	B3	EG_4	20	70	B4	EG_1	9,45	0,10 m	4,5 m	1 m	-
DG_4	300	1200	A3	EG_7	90	390	B1	EG_3	9,35	0,20 m	4,5 m	8 m	-
EG_6	300	1050	A1	-	-	-	-	-	10,81	0,46 m	4,5 m	-	-

Tabelle A.2: Einbauzustand der GS-Modelle während der durchgeführten Messungen.

GS-Modell	Kapitel
-	5.2.1, 5.2.2, 5.2.4, 6.1, 6.2
GSM2	5.1, 5.2.3, 6.3

A.2. Fehleranalyse

Geschwindigkeit

Während die Verbreitung von PIV in den letzten Jahrzehnten kontinuierlich zugenommen hat, stieg auch der Bedarf einer Einschätzung der Messunsicherheit. Entsprechend konzentrieren sich eine Vielzahl von Veröffentlichungen auf die Quantifizierung der Unsicherheiten. Eine Übersicht über den aktuellen Stand der Forschung sowie eine Beschreibung verschiedener Ansätze geben Raffel et al. (2018). Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Messunsicherheit in diesem Zusammenhang nicht zu verwechseln ist mit fehlerhaften Vektoren im Sinne von Ausreißern (engl. *outlier*). Diese sind trotz eines sorgfältig justierten Messsystems nicht vollständig zu vermeiden. In der vorliegenden Arbeit wurden Ausreißer daher während bzw. nach der Vektorfeldberechnung (Postprocessing) herausgefiltert und, wo möglich, durch die Verschiebung des nächsthöheren validen Korrelationspeaks ersetzt. Weitere Informationen zur Methodik der *outlier detection* können bei Westerweel und Scarano (2005) nachgelesen werden.

Nach der Eliminierung der fehlerhaften Vektoren bleibt eine gewisse Messunsicherheit. Einige der wichtigsten Einflussfaktoren auf diese Unsicherheit sind in Tabelle A.3 zusammengefasst. Viele dieser Faktoren lassen sich vor, während oder nach der Messung beeinflussen. Einige der genannten Punkte sind dabei direkt voneinander abhängig wie die Zeit zwischen zwei Laserpulsen, die Lichtschnittdicke und die out-of-plane Bewegung. In manchen Fällen lassen sich zwei Parameter auch nicht gleichzeitig optimieren, wie z.B. die out-of-plane Bewegung und die relative Messunsicherheit basierend auf der Partikelverschiebung. Während ersteres durch einen geringen Wert für die Zeit Δt reduziert werden kann, wird die relative Messunsicherheit durch eine möglichst große Partikelverschiebung und somit ein großes Δt begünstigt. Die Unsicherheit ei-

ner PIV Messung kann daher nur schwer quantitativ ermittelt werden. Einen Ansatz, um dennoch eine Angabe zur Messgenauigkeit zu liefern, beschreibt Wieneke (2015). Die Messunsicherheit wird dabei aus den Korrelationsfunktionen abgeleitet. Diese sind neben der eigentlichen Partikelverschiebung auch ein Resultat aller weiteren Einflussfaktoren und enthalten somit den gesamten Fehler bei der Bestimmung der Partikelverschiebung (s.a. Raffel et al., 2018).

Der von Wieneke (2015) publizierte Algorithmus ist in DaVis implementiert und wurde auf die vorgestellten Messungen angewendet. Die Abbildungen A.3 - A.5 zeigen die Unsicherheiten für je ein instantanes Vektorfeld (links) Dargestellt ist die Unsicherheit der absoluten Geschwindigkeit in der Messebene ϵ_{U} bezogen auf die lokale Geschwindigkeit des gemittelten Feldes $\overline{U}$, wobei hier:

$$U = \sqrt{u^2 + w^2}.$$

Die Unsicherheit bei der Bestimmung der mittleren Geschwindigkeitsfelder ist auf der jeweils rechten Seite angegeben. Diese wird bestimmt über:

$$\overline{\epsilon_{\mathrm{U}}} = \sigma_{\mathrm{U}}/\sqrt{(N)},$$

mit

$$\sigma_{\mathrm{U}} = \sqrt{\sigma_{\mathrm{u}}^2 + \sigma_{\mathrm{w}}^2}.$$

Der Parameter N steht für die Anzahl an Einzelfeldern, welche für die Mittlung verwendet wurden. Es ist zu sehen, dass die relativen Unsicherheiten im Bereich der niedrigen Geschwindigkeiten besonders hoch sind, insbesondere im Totwassergebiet der laminaren Ablösung in Abbildung A.3. Die Unsicherheiten der gemittelten Felder $\overline{\epsilon_{\mathrm{U}}}$ sind naturgemäß geringer. Der maximale absolute Messfehler beträgt für das gemittelte Feld maximal 0,2 m/s. Für die vorliegende Arbeit sind Ergebnisse gut geeignet, um die Charakteristiken laminarer Ablöseblasen zu bestimmen. Für eine Untersuchung der Dynamik innerhalb der LSB wäre eine höhere Auflösung sowie eine größere Partikelverschiebung zu empfehlen.

In Abbildung A.6 sind die Unsicherheiten der Stereo-PIV Messungen angegeben. Hierbei wurden nur die beiden Geschwindigkeitskomponenten normal zur Hauptströmungsrichtung einbezogen (v,w), welche für die Berechnung der Zirkulation relevant sind, sodass

$$U = \sqrt{v^2 + w^2}$$

Tabelle A.3: Auflistung einiger der wichtigsten Einflussfaktoren auf die Unsicherheit von PIV Messungen.

Vor der Messung	Während der Messung	Nach der Messung
Kalibrierung	Zeit zw. Laserpulsen Δt	Selbstkalibrierung
Vergrößerung	Partikeldichte	Größe d. Auswertefenster
Überlappung d. Laserpulse	Intensität d. Beleuchtung	Image Def. Verfahren
Reflektionen	Out-of-plane Bewegung	Multigrid Verfahren
Lichtschnittdicke	Signal-zu-Rausch Verhältnis	Vektor Postprocessing
Partikel (Art, Größe, ...)		
Blendeneinstellung		

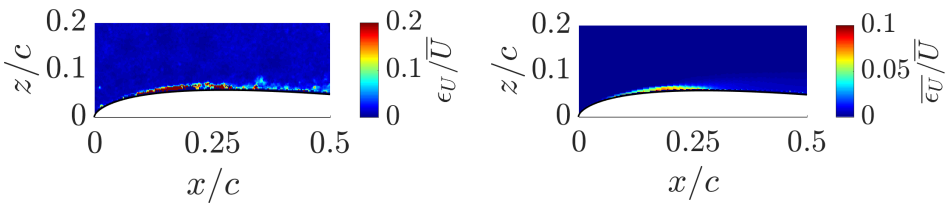


Abbildung A.3: PIV Unsicherheit für 2D2C Messung mit zwei sCMOS Kameras in ungestörter Anströmung bei $\alpha = 8°$.

und

$$\sigma_{\mathrm{U}} = \sqrt{\sigma_{\mathrm{v}}^2 + \sigma_{\mathrm{w}}^2}.$$

In ungestörter Anströmung beträgt der relative Messfehler gemittelt über den dargestellten Bereich 1,7 Prozent. In turbulenter Anströmung führen stark fluktuierende Wirbelpositionen zu hohen Geschwindigkeitsschwankungen, ähnlich der Pseudo-Turbulenz in Abschnitt 5.2.2. Deren Einfluss dominiert die berechnete Standardabweichung σ_{U} gegenüber der eigentlichen Messunsicherheit, sodass der relative Messfehler im Wirbelzentrum Werte von bis zu 40 Prozent bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit erreicht. Für die Untersuchungen in Abschnitt 6.3 wurden die Wirbel vor der statistischen Auswertung zentriert, sodass Wirbelmittelpunkte der einzelnen Felder übereinander liegen. Die Unsicherheit des so gemittelten Feldes ist in Abbildung A.6 rechts dargestellt. Es zeigt sich, dass sie gegenüber dem nicht zentrierten Fall besonders im Wirbelkern stark absinkt. Im äußeren Bereich ist die Unsicherheit auf Grund der hohen Turbulenz nach wie vor höher als für den Vergleichsfall.

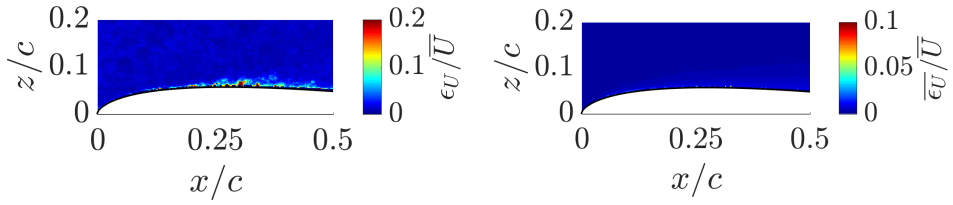


Abbildung A.4: PIV Unsicherheit für 2D2C Messung mit zwei sCMOS Kameras in turbulenter Anströmung bei $\alpha = 8°$ und $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$.

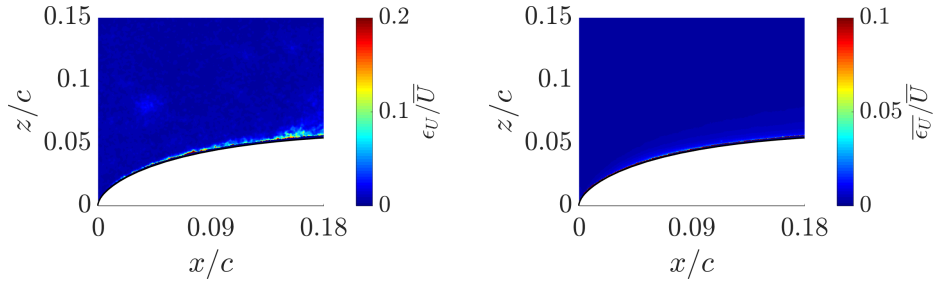


Abbildung A.5: PIV Unsicherheit für 2D2C Messung mit einer sCMOS Kamera in turbulenter Anströmung bei $\alpha = 8°$ und $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$.

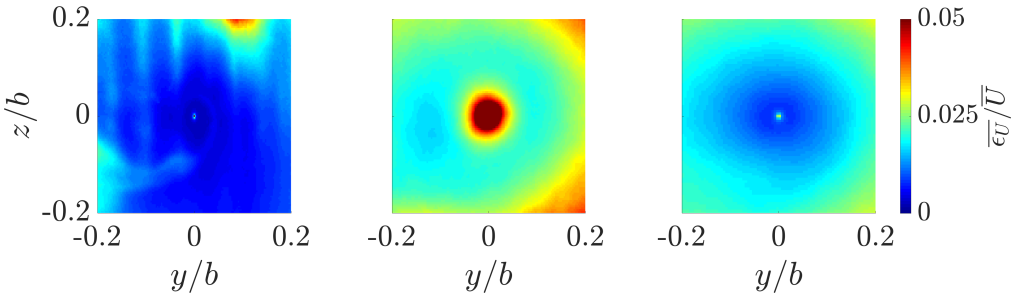


Abbildung A.6: Unsicherheit der gemittelten Stereo-PIV Messungen in ungestörter (links) Anströmung und für $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ (mittig) bei $\alpha = 8°$. Auf der rechten Seite wurden vor der Berechnung der Unsicherheit die einzelnen Vektorfelder auf den Wirbelmittelpunkt zentriert.

Druckmessung

Der zufällige Fehler einer Druckmessung liegt nach Angaben des Herstellers bei ±1,5 Pa. Im Staupunkt eines Profils entspricht der Druck $\Delta p = p - p_\infty$ einer inkompressiblen Strömung dem dynamischen Druck der Anströmung:

$$p_{\mathrm{dyn}} = \frac{1}{2}\rho u^2 = \frac{1}{2\rho}\left(\frac{\mu Re}{c}\right)^2 . \tag{A.1}$$

Für eine Reynolds-Zahl von $Re = 60\,000$ kann dieser über Gleichung (A.1) berechnet werden. Mit Normalbedingungen für die Dichte ρ und die Viskosität μ wird der dynamische Druck zu $p_{\mathrm{dyn}} = 10{,}74\,\mathrm{Pa}$ abgeschätzt. Auf Basis der Herstellerangaben liegt die relative Messunsicherheit einer Einzelmessung demnach bei $\epsilon = 14\,\%$.

Die Unsicherheit von Messgrößen aus gemittelten Datensätzen ist abhängig von der Anzahl an Messpunkten N:

$$\overline{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\sqrt{N}}. \tag{A.2}$$

Ab einer Anzahl von $N \geq 196$ statistisch unabhängiger Messpunkte und unter der Annahme gleichbleibender Druckzustände ($\sigma_{\mathrm{p}} \approx 0$) sinkt der zufällige Fehler unter einen Prozentpunkt. Für die Messungen in turbulenter Anströmung ($\sigma_{\mathrm{p}} >> 0$) ist die Annahme gleichbleibender Zustände nicht haltbar. Um die Drücke dennoch mit einer hohen Genauigkeit zu bestimmen, wurden über eine Zeit von 180 s bei $f_{\mathrm{s}} = 360\,\mathrm{Hz}$ eine Anzahl von 64800 Samples aufgezeichnet.

Durch die Integration der gemessenen c_{p}-Verläufe auf dem Profil kann für kleine Winkel in guter Näherung ein Auftriebsbeiwert berechnet werden. Der eben beschriebene Fehler bei der Messung des mittleren Drucks kann hierbei vernachlässigt werden. Eine zusätzliche Fehlerquelle ist die begrenzte räumliche Auflösung der Druckmessungen. Auf Grund der hohen Gradienten $\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$ im Bereich der Vorderkante wird die so z.B. die Saugspitze nicht optimal aufgelöst. In Abbildung A.7 sind die auf diese Weise vernachlässigten Anteile des Flächenintegrals:

Tabelle A.4: Auflistung der mit XFOIL abgeschätzten Fehler bei der Berechnung des Auftriebs aus dem Druckverlauf. Berechnet wurde der relative Fehler aufgrund der eingeschränkten räumlichen Auflösung $\epsilon_{c_n,\mathrm{res}}$ sowie das Verhältnis zwischen dem Normalkraftsbeiwert und dem Auftriebsbeiwert.

α	$\epsilon_{c_n,\mathrm{res}}$	c_n/c_a
4°	0,029	1
8°	0,025	0,995
10°	0,025	0,992
11°	0,026	0,991

$$c_n = \frac{1}{c}\int_0^c c_p\,dx$$

für die Saugseite als schraffierte Flächen hervorgehoben. Gleiches gilt für die Unterseite. Eine weitere Unsicherheit resultiert aus den fehlenden Druckdaten auf dem hinteren Viertel des Profils. Der Bauraum für die Verlegung von Druckleitungen war bei einer maximalen Profildicke von 17 mm vor allem nahe der Hinterkante begrenzt, s. Abbildung 3.12. Um den Fehler der beschränkten Auflösung nahe der Hinterkante zu minimieren, wurde im Zuge der Auswertung ein zusätzlicher Datenpunkt bei $p(x=c) = p_\infty$ hinzugefügt. Für Fälle mit abgelöster Strömung an der Hinterkante wurde für Ober- und Unterseite jeweils ein Datenpunkt mit $p(x=c) = p(x_{\max})$ eingefügt, wobei $x_{\max}$ die Position der letzten Druckbohrung vor der Hinterkante bezeichnet. Um diese Fehler zu quantifizieren, wurde eine Abschätzung mit XFOIL durchgeführt. Hierzu wurden zunächst Druckverläufe für die Winkel $4°, 8°, 10°$ und $11°$ ermittelt. Im nächsten Schritt wurden die Werte an den Stellen der Druckbohrungen extrahiert, sodass zwei Datensätze mit unterschiedlicher räumlicher Auflösung vorlagen: der originale XFOIL Datensatz und der hieraus extrahierte Satz mit geringerer räumlicher Auflösung. Auf Basis des letzteren wurde der Normalkraftbeiwert bei reduzierter räumlicher Auflösung $c_{n,\mathrm{res}}$ bestimmt. Die relative Unsicherheit:

$$\epsilon_{c_n,\mathrm{res}} = 1 - \frac{c_{n,\mathrm{res}}}{c_n}$$

ist in Tabelle A.4 angegeben. Die Berechneten Fehler betragen für Anstellwinkel zwischen 4° und 11° zwischen 2,5 und 2,9 Prozent.

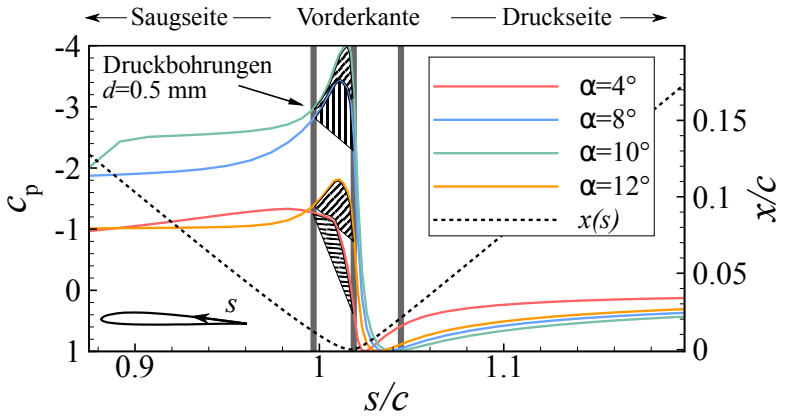


Abbildung A.7: Darstellung der räumlichen Auflösung der Druckbohrungen um die Profilvorderkante.

Eine weitere Fehlerquelle tritt aufgrund der unbekannten Widerstandskraft auf. Bei Kenntnis der senkrecht auf dem Profil stehenden Normalkraft F_{N} sowie der zugehörigen Widerstandskraft in Richtung der Profilsehne $F_{\mathrm{W,f}}$, kann die Auftriebskraft über

$$F_{\mathrm{A}} = F_{\mathrm{N}} \cos(\alpha) - F_{\mathrm{W,f}} \sin(\alpha) \tag{A.3}$$

berechnet werden. Da die Kraft $F_{\mathrm{W,f}}$ nicht gemessen wurde, wird in der vorliegenden Arbeit statt dem Auftriebsbeiwert c_{a} der Normalkraftsbeiwert c_{n} betrachtet. Wie in Abbildung 5.19 am Beispiel einer XFOIL Simulation gezeigt ist, stimmen diese für das Profil SD7003 in guter Näherung überein. Der relative Fehler $c_{\mathrm{n}}/c_{\mathrm{a}}$ ist in Tabelle A.4 für die Anstellwinkel 4°, 8°, 10° und 11° angegeben.

Effektiver Anstellwinkel

Der geometrische Anstellwinkel wurde in der vorliegenden Arbeit mit einer Genauigkeit von $\epsilon_{\alpha,\mathrm{g}} = 0{,}1°$ mittels einer digitalen Wasserwaage bestimmt. Zwei weitere Fehlerquellen sollen im Folgenden diskutiert werden. Diese folgen zum einen aus einer Änderung der Stromlinienkrümmung ($\Delta\alpha_{\mathrm{sk}}$) aufgrund der Kanalwände und zum anderen aus einer schrägen Anströmung auf das Modell ($\Delta\alpha_{\mathrm{s}}$), s. Abschnitt 3.3.2. Sind beide Fehler bekannt, kann der Anstellwinkel

korrigiert werden:

$$\alpha_{\mathrm{korr}} = \alpha_{\mathrm{g}} + \Delta\alpha_{\mathrm{sk}} + \Delta\alpha_{\mathrm{s}}. \tag{A.4}$$

Der Effekt der veränderten Stromlinienkrümmung auf eine zweidimensionale Strömung kann durch die Gleichungen (A.5) und (A.6) ermittelt werden (Barlow et al., 1999). Hierbei bezeichnen $c_{\mathrm{a,u}}$ und $c_{\mathrm{m,u}}$ den unkorrigierten Auftriebs- und Momentenbeiwert. Die Höhe der Messstrecke des AWM ist mit $h_{\mathrm{Kanal}} = 1{,}85\,\mathrm{m}$ sehr groß verglichen mit der Profiltiefe von $c = 0{,}2\,\mathrm{m}$. In der Folge nimmt γ einen sehr kleinen Wert an. Für die in Tabelle A.4 untersuchten Anstellwinkel liegt der Fehler im Bereich $\Delta\alpha_{\mathrm{sk}} = 0{,}01° \ldots 0{,}022°$ und ist damit deutlich kleiner als die Unsicherheit bei der Messung des geometrischen Anstellwinkels. Eine ähnliche Abschätzung kann für die Blockadewirkungen von Modell und Nachlauf gemacht werden, die daher ebenfalls vernachlässigt werden.

$$\Delta\alpha_{\mathrm{sk}} = \frac{\gamma \cdot 57{,}3}{2\pi}\left(c_{\mathrm{a,u}} + 4c_{\mathrm{m,u}}\right) \tag{A.5}$$

$$\gamma = \frac{\pi^2}{48}\left(\frac{c}{h_{\mathrm{Kanal}}}\right)^2 \tag{A.6}$$

In Abschnitt 3.3.2 wurde der Einfluss einer schrägen Anströmung diskutiert und erläutert, dass $\Delta\alpha_{\mathrm{s}}$ in der vorliegenden Arbeit durch PIV Messungen bestimmt wurde. Im Folgenden wird auf die Unsicherheit bei der Bestimmung des Winkels eingegangen. Diese ist abhängig von der Genauigkeit, mit der die Kamera ausgerichtet ist sowie von der Unsicherheit der PIV Messungen. Die Ausrichtung der Kamera ist von Bedeutung, da der durch PIV bestimmte Winkel zunächst relativ zum kameraeigenen Koordinatensystem vorliegt. Erst durch eine Kalibrierung der Kamera kann dieses in ein Koordinatensystem relativ zur Messstrecke überführt werden. Hierfür wurde die Kamera vor der Aufnahme an einem Lot ausgerichtet. Die absolute Unsicherheit hierbei beträgt etwa $\epsilon_{\alpha,\mathrm{Lot}} = 0{,}15°$. Die Messunsicherheit aus der Bestimmung der Vektorfelder kann für ein mittleres Feld über die Standardabweichung abgeschätzt werden. Diese beträgt über das gesamte Sichtfeld gemittelt in turbulenter Anströmung $\epsilon_{\alpha,\mathrm{PIV}} = 5{,}8°/\sqrt{86\,000} = 0{,}02°$. Für ungestörte Anströmungen ist die Unsicherheit nochmals geringer und demnach für alle Fälle vernachläs-

Tabelle A.5: Durch PIV korrigierte Anstellwinkel für die an den Windkanalmodellen vorgenommenen PIV Messungen.

Modell	PIV Setup	Anströmung	α_{korr} (±0,25°)
Profil	2× sCMOS	$Tu = 0{,}50\,\%$	4°, 8°
Profil	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}1\,\text{m}$	4°, 8°
Profil	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}2\,\text{m}$	3,7°, 7,7°
Profil	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}4\,\text{m}$	3,8°, 7,8°
Profil	1× sCMOS	$L_{11} = 0{,}1\,\text{m}$	4°, 8°, 10,9°, 16°
Profil	1× sCMOS	$L_{11} = 0{,}2\,\text{m}$	4°, 8°, 11°, 16°
Flügel	2× sCMOS	$Tu = 0{,}50\,\%$	3,9°, 7,9°
Flügel	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}1\,\text{m}$	2,4°, 6,4°
Flügel	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}2\,\text{m}$	3,4°, 7,4°
Flügel	2× sCMOS	$L_{11} = 0{,}4\,\text{m}$	3,7°, 7,7°

Tabelle A.6: Durch PIV korrigierte Anstellwinkel für die am Profil (2D) vorgenommenen Druckmessungen.

Abbildung	Anströmung	α_{korr} (±0,25°)
5.3	$Tu = 0{,}50\,\%$	3,57°, 7,57°, 9,57°, 10,57°, 11,57°
5.17, 5.18	$L_{11} = 0{,}4\,\text{m}$	3,78°, 7,78°,10,78°,12,78°,15,78°,17,78°
5.18	$L_{11} = 0{,}2\,\text{m}$	7,73°, 10,73°, 15,73°

sigbar.

Der Fehler aufgrund einer Schräganströmung besteht somit aus einem systematischen Anteil $\Delta\alpha_{\text{s}}$ und einem zufälligen Anteil $\epsilon_{\alpha,\text{s}}$. Ersterer kann mit PIV bestimmt und korrigiert werden. Der zufällige Fehler resultiert hauptsächlich aus einer Unsicherheit bei der Ausrichtung der Kameras an einem Lot, sodass $\epsilon_{\alpha,\text{s}} = \epsilon_{\alpha,\text{Lot}} = 0{,}15°$. Die kumulierte Unsicherheit bei der Bestimmung des effektiven Anstellwinkels beträgt somit:

$$\epsilon_{\alpha,\text{ges}} = \epsilon_{\alpha,\text{g}} + \epsilon_{\alpha,\text{Lot}} = 0{,}25°. \tag{A.7}$$

Die effektiven Anstellwinkel der PIV- und Druckmessungen sind in den Tabellen A.5 und A.6 angeben.

Tabelle A.7: Unsicherheit der Kraft- und Momentenmessung für eine Einzelmessung in ungestörter Anströmung.

α	$\lvert F_\mathrm{N}\rvert$ in N	$\epsilon_{\mathrm{F_N}}$ in %	$\lvert M_\mathrm{y}\rvert$ in Nmm	$\epsilon_{\mathrm{M_y}}$ in %
0°	0,09	3,66	0,21	7,57
4°	0,30	1,03	1,43	1,09
8°	0,47	0,68	0,62	2,51
10°	0,56	0,56	0,34	4,64
12°	0,64	0,49	0,13	12,37
14°	0,64	0,49	13,37	0,12

Kraft- und Momentenmessung

Der absolute Fehler der ATI Nano17 Kraft- und Momentenwaage beträgt 1 % bezogen auf den maximalen Wert des Messbereichs. Für die Messung des Auftriebs ist weniger der absolute Messwert als vielmehr die Differenz zwischen den Zuständen mit und ohne Anströmung (→ Auftrieb) von Interesse. Daher wurde vor jeder Messung eine separate Aufnahme bei ausgeschaltetem Kanal durchgeführt. Die Unsicherheit der Differenz beider Messungen entspricht dann der Auflösung des Messgeräts von 1/320 N bzw. 1/64 Nmm.

Die resultierenden Unsicherheiten sind am Beispiel einer Messreihe in Tabelle A.7 angegeben. Während die Fehler der Kraftmessung für Winkel ab 4° bei $\epsilon_{\mathrm{F_N}} \leq 1\,\%$ liegen, sind die Fehler der gemessenen Momente deutlich größer. Zudem wurde bei der Auslegung des Modells nicht beachtet, dass das Eigengewicht des Flügels zu Momentenbelastungen führt. Diese sind durch die Kalibrierung nicht mehr komplett abgedeckt, sodass ein unbekannter systematischer Fehler hinzukommt. Die tatsächliche Unsicherheit der Momentenmessung liegt somit noch etwas höher als angegeben. Aus diesem Grund werden die gemessenen Momente in der vorliegenden Arbeit ausschließlich qualitativ analysiert.

Die zufälligen Fehler aus Tabelle A.7 gelten für Einzelmessungen. Um den Messfehler der gemittelten Kräfte zu minimieren, wurden für jede Messung $3 \cdot 10^5$ Messwerte aufgezeichnet. In Abbildung A.8 werden jeweils drei unabhängige Kraftmessungen miteinander verglichen. In ungestörter Anströmung (oben) zeigen die Ergebnisse eine sehr gute Übereinstimmung. Dies gilt sowohl für den Auftriebs- als auch für den Widerstandsbeiwert. Bei hoher Turbulenz (unten) ist trotz der langen Messzeit und der hohen Anzahl an Messpunkten

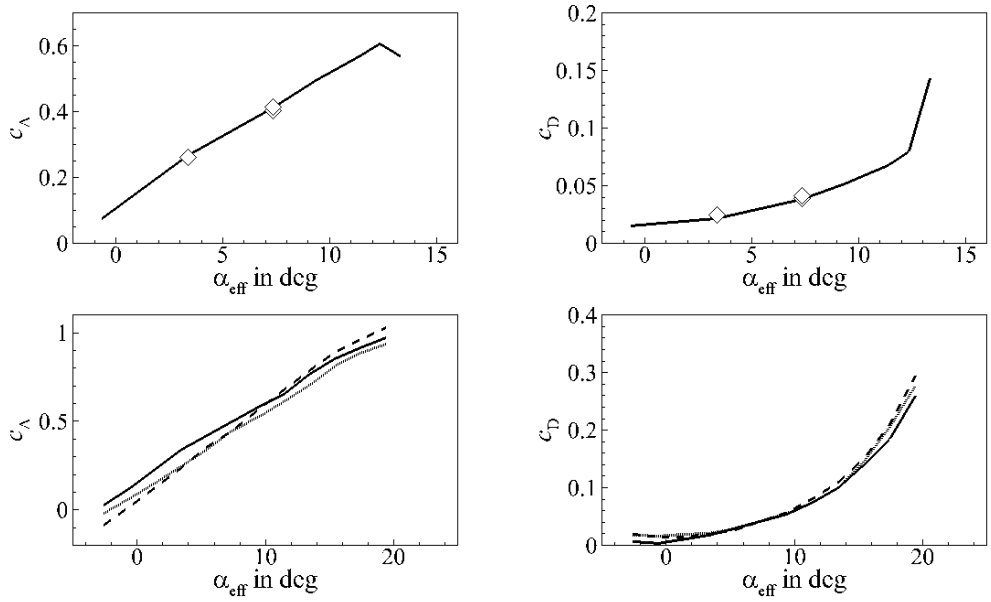


Abbildung A.8: Reproduzierbarkeit der Kraftmessungen in ungestörter Anströmung (oben) und bei $L_{11} = 0{,}2\,\mathrm{m}$ (unten).

eine Standardabweichung von durchschnittlich 0,04 für den Auftriebsbeiwert vorhanden. Die Widerstandskraft zeigt hingegen auch hier eine gute Übereinstimmung mit leichten Abweichungen für kleine und große Anstellwinkel. Für qualitative Aussagen bezüglich des Einflusses der integralen Strukturlänge, wie sie in Kapitel 6 gemacht werden, ist die Messgenauigkeit jedoch ausreichend.

A.3. Weitere Abbildungen

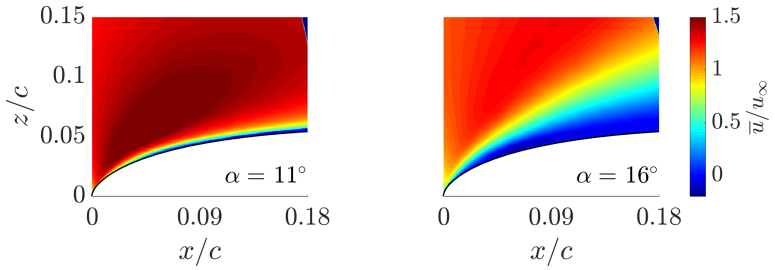


Abbildung A.9: Gemittelte Strömungsfelder nahe der Vorderkante.

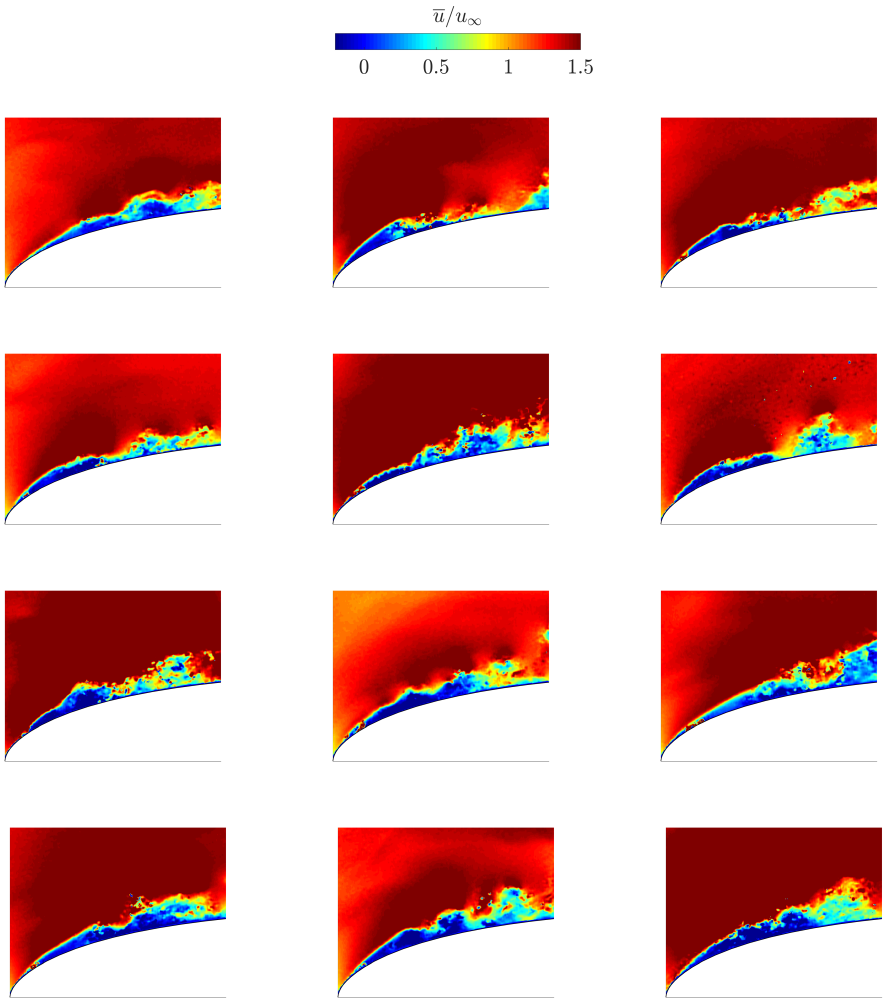


Abbildung A.10: Instantane PIV Snapshots unter turbulenten Anströmungsbedingungen mit $2 \cdot 10^{-4} < A/c^2 < 6 \cdot 10^{-4}$ bei $L_{11} = 0{,}1\,\mathrm{m}$ und $\alpha = 8°$.