

Technische Universität München
TUM School of Engineering and Design

Beeinflussung des Nachlaufwirbelsystems einer Transportflugzeugkonfiguration mittels oszillierender Hinterkantenklappen

Johannes Martin Ruhland

Vollständiger Abdruck der von der TUM School of Engineering and Design der Technischen Universität München zur Erlangung eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Fernað Daoud

Prüfer*innen der Dissertation:

1. apl. Prof. Dr.-Ing. Christian W. M. Breitsamter
2. Prof. Dr.-Ing. Eike Stumpf
3. Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner

Die Dissertation wurde am 16.03.2023 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die TUM School of Engineering and Design am 07.07.2023 angenommen.

©2023 Johannes M. Ruhland

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der Vervielfältigung und Verbreitung in besonderen Verfahren wie fotomechanischer Nachdruck, Fotokopie, Mikrokopie, elektronische Datenaufzeichnung einschließlich Speicherung und Übertragung auf weitere Datenträger sowie Übersetzung in andere Sprachen, behält sich der Autor vor.

Typesetting: LATEX

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München im Zeitraum zwischen den Jahren 2018 und 2023. Die Veröffentlichung dieser Arbeit nehme ich zum Anlass, um mich bei denen zu bedanken, die mich während meiner Promotion unterstützt haben. Mein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Christian Breitsamter, für die Möglichkeit zur Ausführung dieser Arbeit und deren hervorragende Betreuung. Meinen Kollegen, welche mich während meiner Arbeit unterstützt haben, möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen. Besonders die angenehme, freundschaftliche und konstruktive Arbeitsatmosphäre am Lehrstuhl habe ich sehr geschätzt. Ohne die Hilfe des Werkstattteams wären die umfangreichen experimentellen Untersuchungen in den Windkanälen nicht ohne weiteres möglich gewesen. Auch bei meinen Freunden und meiner Familie möchte ich mich für die tatkräftige Unterstützung bedanken. Herzlich bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern Friederike und Johann und bei meiner Ehefrau Isabella für die Geduld und unschätzbare Unterstützung.

Augsburg, 10. Oktober 2023

Johannes Martin Ruhland

Abstract

In this thesis, the influence of oscillating trailing edge flaps on the wake vortex system of a transport aircraft is investigated both experimentally and numerically. The aim is to excite cooperative instabilities in the far-field of the wake vortex system by the oscillating trailing edge flaps, which leads to an accelerated decay or weakening of the wake vortex. This is intended to reduce the risk of structural damage or reduction of the control potential of an aircraft entering the wake vortex. As a result, separation distances between aircraft can be reduced at high frequency airports.

A comparison with respect to aerodynamic forces, flow topologies and flow quantities between configurations with and without actuated trailing edge flaps is presented. The experimental investigations are based on a wind tunnel model of a transport aircraft configuration designed as a half model. The velocity fields in the near-field and extended near-field are measured using stereo particle image velocimetry and hot-wire anemometry. The velocity fields can be determined up to six spans downstream. Numerical approaches are used to identify the further downstream development of the wake vortex system. Complementary to the experimental investigations, (unsteady) Reynolds-averaged Navier-Stokes approaches are used to determine aerodynamic forces and the immediate near-field of the respective configuration. The further downstream development flow is calculated by means of large eddy simulations. A comparison and a validation of the experimental and numerical approaches to each other, is carried out on the basis of the consideration of the half-model configuration. With regard to the formation of cooperative instabilities in the far-field of the wake vortices, a full model is used for the analysis.

Flap oscillation imposes significant dynamics on the wake vortex system already in the near-field depending on the frequency and amplitude of flap actuation. The combination of flap actuation and roll-up process of the discrete individual vortices strongly boosts the dynamics of the wake vortex system in the extended near-field. Experimental and numerical results show good agreement (velocity fields, vortex positions). For the wake vortex system of the unactuated configuration, a long-wavelength instability is formed. However, the flap oscillation with a frequency corresponding to the wavelength of the long-wave instability of the unactuated configuration fails to achieve a temporally earlier formation of the long-wave instability. The wake vortex system of the actuated configuration is dominated by mid-wave instabilities corresponding to the higher-harmonic frequencies of the originally imposed frequency. Nevertheless, positive effects can be obtained by flap oscillation on an aircraft entering the wake vortex. With respect to the circulation ratio and the, on an entering aircraft, induced rolling moment, the following conclusions can be drawn based on the far-field simulations. Due to the faster decay of the circulation ratio over the downstream position due to flap actuation, the separation distance of two following configurations can be shortened by about 26 spans. The induced rolling moment on an Embraer (EMB-110 P2/41) flying into the wake vortex can be reduced up to 32.5% by oscillating flaps.

Zusammenfassung

In vorliegender Arbeit wird der Einfluss von oszillierenden Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs sowohl experimentell als auch numerisch untersucht. Ziel ist es im Fernfeld des Nachlaufwirbelsystems durch die oszillierenden Hinterkantenklappen kooperative Instabilitäten anzufachen, welche zu einem beschleunigten Zerfall oder einer Abschwächung der Wirbelschlepe führen. So soll die Gefahr eines strukturellen Schadens bzw. einer Reduktion des Steuerpotentials für ein in die Wirbelschlepe einfliegendes Flugzeug gemindert werden. Dadurch können an hochfrequentierten Flughäfen die Staffelungsabstände zwischen Flugzeugen reduziert werden.

Ein Vergleich mit Hinblick auf aerodynamische Kräfte, Strömungstopologien und Strömungsgrößen zwischen Konfigurationen mit und ohne aktuierter Hinterkantenklappen wird vorgestellt. Basis der experimentellen Untersuchungen bildet ein Windkanalmodell einer Transportflugzeugkonfiguration ausgeführt als Halbmodell. Die Geschwindigkeitsfelder im Nahfeld und erweiterten Nahfeld werden mit Hilfe von „Stereo-Particle Image Velocimetry“ und Hitzdrahtanemometrie vermessen. Bis zu sechs Spannweiten stromab können die Geschwindigkeitsfelder ermittelt werden. Um den weiteren Stromabverlauf der Wirbelschleppen bestimmen zu können, werden numerische Ansätze herangezogen. Komplementär zu den experimentellen Untersuchungen werden mit Hilfe von (instationären) Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Ansätzen aerodynamische Kräfte und das unmittelbare Nahfeld der jeweiligen Konfiguration bestimmt. Der weitere Stromabverlauf wird mit Hilfe von Grobstruktursimulationen berechnet. Ein Abgleich und eine Validierung der experimentellen und numerischen Ansätze untereinander, erfolgt auf Basis der Betrachtung der Halbmodellkonfiguration. Mit Hinblick auf die Ausbildung von kooperativen Instabilitäten im Fernfeld der Wirbelschleppen wird ein Vollmodell zur Analyse herangezogen.

Durch die Klappenoszillation wird dem Nachlaufwirbelsystem bereits im Nahfeld in Abhängigkeit der Frequenz und Amplitude der Klappenaktuierung eine signifikante Dynamik aufgeprägt. Durch die Kombination aus Klappenaktuierung und Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel wird die Dynamik des Nachlaufwirbelsystems im erweiterten Nahfeld stark angefacht. Experimentelle und numerische Ergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung auf (Geschwindigkeitsfelder, Wirbelposition). Für das Nachlaufwirbelsystem der unaktuerten Konfiguration bildet sich eine langwellige Instabilität aus. Durch die Klappenoszillation mit einer Frequenz, welche der Wellenlänge der langwelligen Instabilität der unaktuerten Konfiguration entspricht, kann allerdings keine zeitlich frühere Anfachtung der langwelligen Instabilität erreicht werden. Das Nachlaufwirbelsystem der aktuerten Konfiguration wird von mittelwelligen Instabilitäten dominiert, welche den höherharmonischen Frequenzen der ursprünglich eingebrachten Frequenz entsprechen. Trotzdem können positive Effekte durch die Klappenoszillation auf ein in die Wirbelschlepe einfliegendes Flugzeug erzielt werden. Mit Hinblick auf das Zirkulationsverhältnis und das, auf ein einfliegendes Flugzeug, induzierte Rollmoment können auf Basis der Fernfeldsimulationen folgende Schlussfolgerungen gezogen werden. Aufgrund des schnelleren Abfalls des Zirkulationsverhältnisses über der Stromabposition durch die Klappenaktuierung kann der Staffelungsabstand zweier aufeinander folgender Konfigurationen um ca. 26 Spannweiten verkürzt werden. Das induzierte Rollmoment auf eine, in die Wirbelschlepe, einfliegende Embraer (EMB-110 P2/41) kann durch die aktive Maßnahme des vorausfliegenden Flugzeugs bis zu 32.5% reduziert werden.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xv
Bezeichnungen und Abkürzungen	xvii
1 Einführung	1
1.1 Motivation und Problemstellung	1
1.2 Stand der Forschung	3
1.3 Beitrag dieser Arbeit	5
2 Grundlagen	7
2.1 Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs	7
2.2 Größen zur Charakterisierung eines Nachlaufwirbelsystems	11
2.3 Kooperative Instabilitäten	13
3 Windkanalmodell	17
3.1 Ausgangskonfiguration LR-270	17
3.2 Auslegungsaspekte	17
3.3 Konstruktion und Fertigung	23
4 Experimentelle Untersuchungen	27
4.1 Versuchsanlagen	27
4.1.1 Windkanal A	27
4.1.2 Windkanal C	28
4.2 Messtechnik	29
4.2.1 Kraftmessungen und Strömungsvisualisierung	29
4.2.2 Stereo Particle Image Velocimetry	31
4.2.3 Hitzdrahtmesstechnik	34
5 Numerische Simulation	39
5.1 Navier-Stokes Gleichungen	39
5.2 Reynolds-gemittelte Navier-Stokes Gleichungen	40
5.2.1 Turbulenzmodellierung	40
5.2.2 Strömungslöser und Diskretisierung	41
5.2.3 Netzgenerierung und Randbedingungen	42
5.2.4 Modellierung der Klappenoszillation	45
5.3 Grobstrukturmodellierung	47
5.3.1 Turbulenzmodellierung	48
5.3.2 Strömungslöser und Diskretisierung	49
5.3.3 Netzgenerierung und Randbedingungen	49

5.3.4	Instationäre Einströmgrößen	50
6	Ergebnisse Nahfeld und Erweitertes Nahfeld	53
6.1	Aerodynamische Kräfte und Strömungsvisualisierung	53
6.2	Strömungsfeldanalyse	57
6.2.1	Nahfeld	57
6.2.2	Erweitertes Nahfeld	68
7	Ergebnisse Fernfeld	87
7.1	Strömungsfeldanalyse	88
7.2	Dimensionslose Zirkulation	98
7.3	Induziertes Rollmoment	99
8	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Literatur	105
A	Technischer Anhang	111
A.1	Profile	111
A.2	Hochauftriebssystem LR-270	112
A.3	2D Randbedingungen und Rechengitter	113
A.4	LES Initialisierung mittels verschiedener Ansätze	114
B	Liste der Veröffentlichungen	115
B.1	Begutachtete Veröffentlichungen	115
B.2	Konferenzbeiträge	115
C	Liste der betreuten studentischen Arbeiten	117
C.1	Bachelorarbeiten	117
C.2	Semesterarbeiten	117
C.3	Masterarbeiten	117

Abbildungsverzeichnis

2.1	Druckbeiwert in drei Querschnitten (links: $0.5 c_{\text{lokal}}$, mitte: $0.8 c_{\text{lokal}}$, rechts: $x/b = 0.01$) entlang der x-Achse (Stromabrichtung) mit den Geschwindigkeitsvektoren abgeleitet aus den Geschwindigkeiten in vertikaler und lateraler Richtung	7
2.2	Entdimensionierte axiale Wirbelstärke ξ_x (oben), dimensionslose Zirkulationsverteilung $\Gamma(y)/\Gamma_0$ (unten) bei einer Stromabposition von $x/b = 0.01$ und zeitliche Änderung der Zirkulationsverteilung durch oszillierende Hinterkantenklappen (Detail)	8
2.3	Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel einer Hochauftriebskonfiguration zu einem Wirbelpaar	9
2.4	Aufgerollter Wirbel dargestellt durch einen Konturplot der entdimensionierten axialen Geschwindigkeit (u^*) mit Geschwindigkeitsvektoren gebildet aus der lateralen (v^*) und vertikalen (w^*) Geschwindigkeit (oben) und Verlauf der entdimensionierten Geschwindigkeit w^* in Abhängigkeit von y/s (unten) . . .	10
2.5	Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems einer Transportflugzeugkonfiguration und verwendete Mess- und Simulationsverfahren	10
2.6	Topologie der Crow Instabilität [14]	14
2.7	Topologie der Widnall Instabilität [14]	15
3.1	Projektkonfiguration LR-270 (hier mit Winglets)	18
3.2	Hochauftriebsgeometrie abgeleitet aus LR-270 Profilierung	19
3.3	Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$, $\eta_{DN,S,HK} = [15, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ (links) und entdimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 11^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	20
3.4	Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 18]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ (links) und entdimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	21
3.5	Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$ (links) und entdimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	21
3.6	Gemittelter Auftriebsbeiwert C_a über der reduzierten Frequenz k_c	22
3.7	Windkanalmodell ohne integrierte Hochauftriebshilfen	23
3.8	Windkanalmodell mit Hochauftriebshilfen in Vorder-, Drauf-, Rück-, Seiten-, Unter- und Detailansicht	24
4.1	Windkanal A des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik [2]	28
4.2	Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik [3]	29

4.3	Unterflurwaage im Windkanal A	29
4.4	Windkanalmodell montiert in Windkanal A	30
4.5	Stereo Particle Image Velocimetry System	32
4.6	Klappenstellungen bei den acht gemessenen Phasen	33
4.7	Sondenhalter mit montierter Hitzdrahtsonde	34
4.8	Windkanalmodell montiert in Windkanal C	36
4.9	Prinzipiskizze des Messaufbaus in Windkanal C	37
4.10	Räumliche Auflösung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen am Beispiel einer Messebene bei $x/b = 0.5$	38
5.1	Blockstrukturiert vernetzte Windkanalgeometrie	42
5.2	y^+ Kontur auf der Unter- und Oberseite der Geometrieoberfläche bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$	43
5.3	Randbedingungen für die U/RANS Simulationen der Hochauftriebskonfigurationen	44
5.4	Gegensinnig oszillierende Hinterkantenklappen MF und OF während einer Periode	44
5.5	Einlassrandbedingungen bei $x/b = 0.064$ für LES, gewonnen aus RANS Rechnung einer unaktuierten Konfiguration ($\eta_{IF,MF,OF}(t) = \eta_0 = 25^\circ$, $C_L = 1.4$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $k = 0$)	45
5.6	Rechengebiet Abmessungen für Fernfeldberechnungen der Zonen A, B, C, wobei Zone A mit steigender Stromabposition absinkt	50
6.1	C_p -Verteilung der Hochauftriebskonfiguration gewonnen aus RANS-Rechnungen im Querschnitt mit $\eta_{HK}(t) = 25^\circ$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$ (links) bei $y/s = -0.66$ und instrumentierte Trip Dots auf dem Windkanalmodell entlang der Flügervorderkante (rechts)	54
6.2	A) Auftriebspolaren der Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = \eta_{HK,0} = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ mit den Ausführungen: Ohne Trip Dots, Trip Dots $150 \mu m$, aktuierte Konfiguration ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$) und RANS Simulation. B) Reynoldszahlabhängigkeit des Auftriebsbeiwerts (Referenzkonfiguration mit Trip Dots): $Re = [0.5 \cdot 10^6, 0.6 \cdot 10^6, 0.8 \cdot 10^6]$	54
6.3	Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.29$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A1 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B1 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C1 (RANS Simulation)	55
6.4	Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A2 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B2 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C2 (RANS Simulation)	56
6.5	Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.54$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A3 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B3 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C3 (RANS Simulation)	56
6.6	Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.64$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A4 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B4 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C4 (RANS Simulation)	57
6.7	Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Nahfeld	58

6.8	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration abgebildet mit Hilfe der Gesamtwirbelstärke $\bar{\xi}$ bei $x/b = [0.064, 0.11, 0.20, 0.29]$ PIV (links) RANS (rechts) und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	58
6.9	Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.064$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	59
6.10	Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.11$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	60
6.11	Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.20$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	61
6.12	Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.29$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	61
6.13	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Geschwindigkeit u^* und Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = [0.064]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	64
6.14	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = [0.064]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	65
6.15	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Geschwindigkeit u^* und Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = [0.29]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	66
6.16	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = [0.29]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	67
6.17	Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration abgebildet mit Hilfe der entdimensionierten gemittelten axialen Geschwindigkeit \bar{u}^* mit zugehörigen Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = 0.064$ gewonnen mittels PIV (oben,) RANS (mitte) und HWA (unten) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	68

6.18	Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Erweitertes Nahfeld	69
6.19	Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 3$ aus HWA (links) und LES (rechts) der Referenzkonfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	71
6.20	Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 6$ aus HWA (links) und LES (rechts) der Referenzkonfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	72
6.21	Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 3$ aus HWA (links) und LES (rechts) der aktuierten Konfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	74
6.22	Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 6$ aus HWA (links) und LES (rechts) der aktuierten Konfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	75
6.23	Entdimensionierte spektrale Leistungsdichte $S_{u'}^N$ in Abhängigkeit der reduzierten Frequenz k für die Punkte $P1$ bis $P6$ der experimentellen Hitzdrahtmessungen bei $x/b = 3$ (oben) und $x/b = 6$ (unten)	77
6.24	Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 3$ der aktuierten Konfiguration (HWA) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	79
6.25	Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 3$ der aktuierten Konfiguration (LES) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	80
6.26	Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 6$ der aktuierten Konfiguration (HWA) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	81
6.27	Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 6$ der aktuierten Konfiguration (LES) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	82
6.28	Entdimensionierte spektrale Leistungsdichte $S_{u'}^N$ über der reduzierten Frequenz k für den Punkt $P5$ der experimentellen Hitzdrahtmessungen bei $x/b = 6$ für die Aktuierungsfrequenzen $k = [0.00, 0.04, 0.08, 0.16]$	83
6.29	Entdimensionierte gemittelte axiale Wirbelstärke ξ_x aus den HWA-Messungen für $\Delta\delta = 0.00^\circ$ (oben), $\Delta\delta = 5^\circ$ (mittig) und $\Delta\delta = 2.5^\circ$ (unten) mit $k = 0.08$ (mittig und unten) bei $x/b = 6$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	84
6.30	Schematische Darstellung des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration (links) und der aktuierten Konfigurationen (rechts) für die Stromabpositionen $x/b = 0.064$, $x/b = 3$ und $x/b = 6$	86
7.1	Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Fernfeld	87

7.2	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 25$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	88
7.3	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 25$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	88
7.4	Vergleich zwischen Referenzkonfiguration (links) und aktuiertes Konfiguration (rechts) mit Hinblick auf die gemittelten Strömungsgrößen \bar{u}^* (Vektoren \bar{v}^* und \bar{w}^*), $\bar{\xi}_x$ und Tu bei $x/b = 14$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	89
7.5	Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 7$ für die Phasen $t/T_p = [0.02, 0.06, 0.09, 0.29, 0.46, 0.53, 0.62, 0.95]$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	90
7.6	Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 14$ für die Phasen $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.250, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	92
7.7	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 21$ und $x/b = 49$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	93
7.8	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 21$ und $x/b = 49$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	93
7.9	Vergleich zwischen Referenzkonfiguration (links) und aktuiertes Konfiguration (rechts) mit Hinblick auf die gemittelten Strömungsgrößen \bar{u}^* (Vektoren \bar{v}^* und \bar{w}^*), $\bar{\xi}_x$ und Tu bei $x/b = 35$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	94
7.10	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 49$ und $x/b = 77$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	95
7.11	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 49$ und $x/b = 77$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	95
7.12	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 77$ und $x/b = 105$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	95
7.13	Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 77$ und $x/b = 105$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	95

7.14 Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 105$ und $x/b = 130$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	97
7.15 Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 105$ und $x/b = 130$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	97
7.16 Gemittelttes dimensionsloses Zirkulationsverhältnis Γ/Γ_0 (Γ^*) über der Stromabposition x/b (x^*) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration und aktuierten ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$) Konfiguration	98
7.17 Induziertes Rollmoment, normiert auf den (betraglich betrachtet) maximalen induzierten Rollmomentenbeiwert für $t/T_p = 0.00$ bei $x/b = 42$ der Referenzkonfiguration (linke Hälfte) und der aktuierten Konfiguration (rechte Hälfte) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	100
7.18 Induziertes gemittelttes maximales Rollmoment bezogen auf das induzierte gemitteltte maximale Rollmoment bei $x/b = 14$ der Referenzkonfiguration $C_{L,f,max} / C_{L,f,max,nonact.,x/b=14}$ und das Verhältnis $1 - (C_{L,f,max,act.} / C_{L,f,max,nonact.})$	100
A.1 Profile A1 - A3 der LR-270 Konfiguration (links) und Auftriebspolaren bei $Re = 0.7 \cdot 10^6$ (A1), $Re = 0.43 \cdot 10^6$ (A2) und $Re = 0.27 \cdot 10^6$ (A3) (rechts)	111
A.2 Hochauftriebssystem LR-270 für verschiedene Klappenstellungen 1 + F ($\eta = [18, 0, 12]$), 2 ($\eta = [18, 1, 20]$), 3+S ($\eta = [27, 3, 26]$), Full ($\eta = [27, 7, 37.5]$) mit Konturplot der Geschwindigkeit u^* , Stromlinien und Druckbeiwertverlauf bei $Re = 21 \cdot 10^6$, $Ma = 0.2$ und $\alpha = 8^\circ$ (Profilierung A3)	112
A.3 Rechendomains, Randbedingungen und Rechengitter für 2D U/RANS Berechnungen	113
A.4 Konturplots der entdimensionierten gemitteltten axialen Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ bei $x/b = 6$ der Referenzkonfiguration A und aktuierten Konfiguration B aus experimentellen Daten (A1 und B1), LES Daten initialisiert mittels experimenteller Daten bei $x/b = 0.5$ [63] (A2 und B2) und LES Daten initialisiert mittels URANS Ergebnissen (A3 und B3) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$	114

Tabellenverzeichnis

1.1	ICAO Staffelungsabstände [44]	2
1.2	RECAT-EU Staffelungsabstände [27]	2
3.1	Maßgebende geometrische Eigenschaften der LR-270 Konfiguration	17
3.2	Maßgebende geometrische Daten des Windkanalmodells.	25
4.1	Windkanal A - Kenngrößen der Messstrecke	27
4.2	Windkanal C - Kenngrößen der Messstrecke	28
4.3	Stereo-PIV Setup	33
4.4	Kalibriermatrix der Hitzdrahtsonde	35
4.5	Räumliche Auflösung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen	37
5.1	Diskretisierungsschemata für U/RANS Berechnungen	42
6.1	Vergleich zwischen HWA und LES hinsichtlich des Abstands ΔD der jeweiligen Wirbelkernpositionen und des Abstands ΔD bezogen auf die Stromabposition x/s bei $x/b = 3$	70
6.2	Vergleich zwischen HWA und LES hinsichtlich des Abstands ΔD der jeweiligen Wirbelkernpositionen und des Abstands ΔD bezogen auf die Stromabposition x/s bei $x/b = 6$	70
6.3	Amplitude A^* der Wirbeloszillation der diskreten Einzelwirbel WTV, OFV, MFV und IFV bei $x/b = [0.064, 0.29, 3, 6]$ der aktuierten Konfiguration aus experi- mentellen (Exp.) und numerischen (Num.) Ergebnissen	78
7.1	EMB-110 P2/41	99

Bezeichnungen und Abkürzungen

Bezeichnung	Bedeutung	Einheit
A	Auftrieb	N
A^*	Amplitude der Wirbeloszillation	-
b	Spannweite	m
b_f	Spannweite einfliegendes Flugzeug	m
b_0	Lateraler Abstand der aufgerollten Nachlaufwirbel	m
C_A, C_a	Auftriebsbeiwert (Flügel, Profil)	-
C_{A0}	Nullauftriebsbeiwert	-
$C_{A\alpha}, C_{a\alpha}$	Auftriebsanstieg (Flügel, Profil)	-
$C_{f,x}$	Reibungsbeiwert	-
C_L	Rollmomentenbeiwert	-
$C_{L,f}$	Rollmomentenbeiwert eines in das Nachlaufwirbelsystem einfliegendes Flugzeug	-
C_W, C_w	Widerstandsbeiwert (Flügel, Profil)	-
c	Profilsehnenlänge	m
d	Normalisierter Abstand der Rechenknoten	-
d_W	Hitzdrahtdurchmesser	μm
e	Wachstumsrate	-
F	Kraft	N
f	Frequenz	Hz
f_M	Abtastfrequenz	Hz
f_N	Nyquistfrequenz	Hz
f_T	Tiefpassfrequenz	Hz
G	Normierte Zirkulation	-
$G(x, x')$	Filterfunktion	-
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
k	Reduzierte Frequenz bezogen auf b	-
k_c	Reduzierte Frequenz bezogen auf c	-
k_{Crow}	Reduzierte Frequenz der Crow Instabilität	-
k_E	bezogene turbulente kinetische Energie	-
l_W	Hitzdrahtlänge	mm
l_μ	Bezugsflügeltiefe	m
l_f	Flügeltiefe einfliegendes Flugzeug	m
Ma	Machzahl	-
m	Azimutale Wellenzahl	$1/m$
N	Anzahl der Messpunkte	-
n	Anzahl	-
p_s	Statischer Druck	Pa
p_t	Totaldruck	Pa

p_∞	Statischer Druck der Anströmung	Pa
q	Dynamischer Druck	Pa
q_∞	Dynamischer Druck der Anströmung	Pa
\mathbf{r}	Geschwindigkeitsvektor des Rechengitters	m/s
R	Gaskonstante der Luft	$\text{m}^2/\text{s}^2\text{K}$
Re	Reynoldszahl	-
S	Flügelfläche	m^2
$S_{u'}^N$	Bezogene spektrale Leistungsdichte	-
T	Temperatur	K
Tu	Turbulenzgrad	-
Tu_x, Tu_y, Tu_z	Turbulenzintensität (axial, lateral, vertikal)	-
t	Zeit	s
t/c	Dickenverhältnis	-
t/T_p	Dimensionslose Zeit	-
t_M	Messdauer pro Punkt	s
U_∞	Anströmgeschwindigkeit	m/s
U_f	Anströmgeschwindigkeit einfliegendes Flugzeug	m/s
U_{ref}	Referenzgeschwindigkeit	m/s
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten (axial, lateral, vertikal)	m/s
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit	m/s
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Mittlere Geschwindigkeitskomponenten (axial, lateral, vertikal)	m/s
u', v', w'	Fluktuierende Geschwindigkeitskomponenten (axial, lateral, vertikal)	m/s
$\overline{u'_i u'_j}$	Reynoldsspannungen	m^2/s^2
V_F	Fluggeschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m^3
W	Widerstand	N
x, y, z	Kartesische Koordinaten	m
x^*, y^*, z^*	Dimensionslose Koordinaten	-
y	Wandabstand zur ersten Zelle	m
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	-
α	Anstellwinkel, Diffusionsparameter	$^\circ, -$
α_{20}	Temperaturkoeffizient	1/K
Γ	Zirkulation	m^2/s
Γ_0	Wurzelzirkulation	m^2/s
γ	Trajektorienwinkel, Diffusionskoeffizient	$^\circ, -$
Δt	Zeitschrittgröße	s
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Messpunktabstand	m
δ_{ij}	Kronecker-Symbol	-
ϵ	Verwindung	$^\circ$
η	Hochauftriebsklappenausschlag	$^\circ$
Θ	Winkel zwischen PIV Kameras, Öffnungswinkel Hitzdrahtsonde	$^\circ$
Λ	Streckung	-
Λ_f	Streckung einfliegendes Flugzeug	-
λ	Zuspitzung, Wellenlänge	-, m

μ	Dynamische Viskosität	$Pa \cdot s$
ν	Kinematische Viskosität, V-Stellung	$m^2/s, \circ$
ρ_∞	Umgebungsichte	kg/m^3
τ_w	Wandschubspannung	Pa
$\hat{\Phi}$	Gefilterte Strömungsgröße	-
$\Phi, \bar{\Phi}, \Phi'$	Strömungsgröße aus gemittelten und fluktuierenden Anteilen	-
ϕ	Pfeilungswinkel, Umlaufwinkel Hitzdrahtsonde	\circ
ξ	Dimensionslose Wirbelstärke	-
ξ_x	Axiale dimensionslose Wirbelstärke	-
ω	Wirbelstärke	$1/s$

Abkürzung Bedeutung

ADHF	Advanced Dropped Hinge Flaps
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CTA	Constant Temperature Anemometry
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DN	Droop Nose
HK	Hinterkantenklappe
HWA	Hot-Wire Anemometry
IF	Inboard Flap
LES	Large Eddy Simulation
LVV	Low Vorticity Vortex
MF	Midboard Flap
MTOW	Maximum Take Off Weight
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
OF	Outboard Flap
PIC	Pilot In Command
PIV	Particle Image Velocimetry
PTU	Power Transmitting Unit
QDV	Quickly Decaying Vortex
RK	Referenzkonfiguration
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule
S	Spoiler
TCAS	Traffic Alert and Collision Avoidance Systems
TUM	Technische Universität München
UDF	User Defined Function
U/RANS	Unsteady/Reynolds Averaged Navier-Stokes

Kapitel 1

Einführung

1.1 Motivation und Problemstellung

Am 7. Januar 2017 geriet eine Challenger 604 (CL-600-2B16) in das Nachlaufwirbelsystem („Wirbelschlepe“) eines entgegenkommenden A380 über der Arabischen See. „Nach Angaben des PIC [Pilot In Command, JR] hatte der laut TCAS [Traffic Alert and Collision Avoidance Systems, JR] 1000 ft höher, in entgegengesetzter Richtung fliegende A380 leicht links versetzt das Luftfahrzeug passiert. Kurze Zeit später sei das Flugzeug von der Wirbelschlepe des A380 getroffen worden. Das Flugzeug habe kurz geschüttelt, sei dann stark nach links gerollt und der Autopilot habe sich abgeschaltet. Beide Piloten hätten das Querruder nach rechts betätigt, um die Drehung zu stoppen, das Flugzeug sei jedoch immer weiter nach links gerollt und habe dabei mehrere Umdrehungen absolviert“ (BFU Bulletin Januar 2017, S. 15) [16]. Nach einem Höhenverlust von etwa 9 000 ft hatten die Piloten die Kontrolle über das Flugzeug wiedererlangt und führten eine Ausweichlandung in Muscat (Oman) durch.

Nachlaufwirbelsysteme entstehen durch den für das Fliegen benötigten Auftrieb [72]. Der Druckunterschied zwischen Unter- und Oberseite der Tragfläche des Flugzeugs sorgt an der Flügelspitze für eine Strömung von der Unterseite (Überdruck) auf die Oberseite (Unterdruck) der Tragfläche. Ein starker Wirbel, der sogenannte Rand- bzw. Flügelspitzenwirbel, entsteht. Betrachtet man ein Flugzeug, so ergeben sich auf diese Weise zwei gegensinnig drehende Wirbel. Je nach Flugzeuggröße und Flugzustand können Wirbelspitzen Geschwindigkeiten von bis zu 360 km/h erreicht werden [14]. Das Nachlaufwirbelsystem eines Flugzeugs kann auch noch nach mehreren hundert Spannweiten stromab detektiert werden, bevor sich dieses durch atmosphärische Effekte und/oder Instabilitätsmechanismen auflöst. Bei Start und Landung eines Flugzeugs werden Hochauftriebshilfen an den Vorderkanten und Hinterkanten der Tragflächen ausgefahren, welche wiederum diskrete Wirbel in das Nachlaufwirbelsystem einbringen und dieses somit an Komplexität gewinnt. Vor allem an den Randbereichen der Hinterkantenklappen werden starke Wirbel dem Nachlaufwirbelsystem aufgeprägt. Ein in das Nachlaufwirbelsystem einfliegendes Flugzeug ist je nach dessen Position einem Aufwindfeld, Abwindfeld oder einem induzierten Rollmoment ausgesetzt. Speziell für kleinere Flugzeuge, welche in das Nachlaufwirbelsystem eines größeren Flugzeugs einfliegen, kann dies, wie in oben aufgezeigtem Beispiel, gravierende Konsequenzen haben. Entscheidend für die Wirbelstärke des aufgerollten Wirbelpaares ist der erzeugte Auftrieb durch die Flugzeugkonfiguration. Der Auftrieb wiederum ist proportional zur Masse des Flugzeugs. Daher richten sich die Sicherheitsabstände bzw. Staffelungsabstände zweier aufeinanderfolgender Flugzeuge nach deren maximalen Abfluggewicht. Auf Basis dieses Sachverhaltes wurden in den siebziger Jahren durch die internationale Zivilluftfahrtbehörde ICAO (International Civil Aviation Organization) Wirbelschleppen kategorien eingeführt [31, 32, 44]. Es wurden drei Kategorien festgelegt: Light (< 7000 kg), Medium (7000-136000 kg) und Heavy (136000-560000 kg). Ergänzend wurde für die Flugzeugmuster A380-800 und Antonov 225 eine vierte Kategorie, die Kategorie Super (> 560000 kg), zu den Wirbelschleppen kategorien

Tabelle 1.1: ICAO Staffelungsabstände [44]

Führend / Folgend	Super	Heavy	Medium	Light
Super	3 NM	6 NM	7 NM	8 NM
Heavy	3 NM	4 NM	5 NM	6 NM
Medium	3 NM	3 NM	3 NM	5 NM
Light	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM

Tabelle 1.2: RECAT-EU Staffelungsabstände [27]

Führend / Folgend	Super	Upper Heavy	Lower Heavy	Upper Medium	Lower Medium	Light
Super	3 NM	4 NM	5 NM	5 NM	6 NM	8 NM
Upper Heavy	3 NM	3 NM	4 NM	4 NM	5 NM	7 NM
Lower Heavy	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	4 NM	6 NM
Upper Medium	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	5 NM
Lower Medium	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	4 NM
Light	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM	3 NM

hinzugefügt [51]. Je nach Kombination von vorausfliegendem und nachfolgendem Flugzeug muss zwischen den Flugzeugen ein Abstand von 3 bis 8 nautischen Meilen (NM) eingehalten werden, siehe Tabelle 1.1.

Eine Rekategorisierung der „veralteten“ ICAO Staffelungsabstände schlug 2018 die Europäische Union (EU) innerhalb des Vorhabens „RECAT-EU“ vor. Anstelle der vier Kategorien „Light“, „Medium“, „Heavy“ und „Super“ sollen sechs Kategorien eingeführt werden. Die Kategorien „Heavy“ und „Medium“ werden in die Kategorien „Upper Heavy“ und „Lower Heavy“ bzw. „Upper Medium“ und „Lower Medium“ unterteilt. Tabelle 1.2 zeigt die Einteilung der Staffelungsabstände nach den Vorgaben der EU. Umgesetzt wird die Rekategorisierung bisher an den Flughäfen Paris-Charles-des-Gaulles, London-Heathrow und Leipzig/Halle.

Trotz der Rekategorisierung der Flugzeugklassen und somit der teilweisen Verkürzung der Staffelungsabstände ist die Kapazität der Start- und Landebahnen an Flughäfen weiterhin stark eingeschränkt und das obwohl die „Corona-Maßnahmen“ den Passagierluftverkehr europaweit in den Jahren 2020 und 2021 im Vergleich zum Jahr 2019 um 73.8 % bzw. 63.7% einstürzen ließen [76]. Seit Januar 2022 findet eine Erholung im Passagierluftverkehr statt. Trotz der Erholung um 332.6% ist der Passagierluftverkehr noch nicht auf Vorkrisenniveau angestiegen (Stand: Januar bis Juni 2022 [77]). Optimistische Prognosen gehen davon aus, dass sich die Flugbewegungen bis Mitte 2023 auf dem Niveau von 2019 befinden, wohingegen pessimistische Prognosen eine vollständige Erholung erst im Jahr 2027 vermuten [26]. Das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) prognostiziert ein jährliches Wachstum des Luftverkehrs um 2.8% bis 3.5% bis ins Jahr 2040 [35], sodass das Verkehrsaufkommen im Jahr 2040 zwischen 8.1 bis 9.4 Milliarden Passagieren pro Jahr betragen würde (Jahr 2018: 4.4 Milliarden Passagiere). Airbus und Boeing beziffern die Wachstumsrate pro Jahr auf 1.5% bis 2.3% bzw. 2.7% bis 5% [4, 10] bis 2040. Die Notwendigkeit Staffelungsabstände vor allem an hochfrequentierten Flughäfen zu verkürzen ist weiterhin gegeben und von großer Bedeutung.

1.2 Stand der Forschung

Die in Tabelle 1.2 aufgeführte Einteilung der Staffelungsabstände erfüllt im Allgemeinen die Sicherheitsstandards. Allerdings verhindert diese immer noch eine dynamische Anpassung an das tatsächlich vorherrschende Gefährdungspotenzial [58, 59]. Ziel der Forschung ist es die Staffelungsabstände weiterhin zu verkürzen, ohne die Sicherheitsstandards zu verletzen. Im Wesentlichen gibt es drei verschiedene Herangehensweisen, um die Staffelungsabstände der jeweiligen Situation anzupassen [14].

1. Detektion: Erkennung der Wirbelschlepe mittels bordgestützter und/oder bodengestützter Messsysteme
2. Prognose: Vorhersage der Wirbelschleppenentwicklung durch die konkrete Analyse der vorherrschenden Situation (Flugzeugtyp, atmosphärische Bedingungen und Luftraumbegebenheiten)
3. Abminderung: Reduktion des auf das nachfliegende Flugzeug wirkenden Rollmoments durch konfigurative Maßnahmen (passive und/oder aktive Maßnahmen)

Die folgende Übersicht beschränkt sich auf das Themengebiet der Abminderung, da vorliegende Arbeit diese Herangehensweise verfolgt. Zwei unterschiedliche Ansätze können zur Abminderung des Gefährdungspotentials verfolgt werden. Zum einen kann die räumliche Wirbelstärkeverteilung im Nachlaufwirbelsystem beeinflusst werden, um das auf das nachfliegende Flugzeug induzierte Rollmoment zu verringern (LVV: „Low Vorticity Vortex“) und zum anderen können inhärente Instabilitätsmechanismen des Nachlaufwirbelsystems angefacht werden, um einen beschleunigten Zerfall des Systems auszulösen (QDV: „Quickly Decaying Vortex“). Beides kann durch passive und/oder aktive Maßnahmen erzielt werden. Unter passiven Maßnahmen versteht man das Verändern oder Ergänzen von Konfigurationselementen (Flügelrippen, Klappenrandelemente, Spoilerelemente, etc.) an der Tragfläche. Es werden einige Arbeiten vorgestellt, welche den Einfluss passiver Maßnahmen auf das Nachlaufwirbelsystem von Flugzeugkonfigurationen diskutieren.

Coustols et al. [21] untersuchen den Einfluss von Modifikationen an der äußeren Kante der außen liegenden Hinterkantenklappe (Entstehung des dominierenden Wirbels) auf die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems der DLR F11-Konfiguration. Es wird gezeigt, dass mit diesen Maßnahmen die maximale Querströmungsgeschwindigkeit zwar im Nahfeld um bis zu 38% reduziert werden kann, jedoch im erweiterten Nahfeld und Fernfeld keine signifikanten Abminderungen beobachtet werden können. Breitsamter [11, 12] stellt den Einfluss von stationär ausgeschlagenen Delta-Spoilern und Außenspoilern auf das erweiterte Nahfeld eines Transportflugzeugs vor. Durch das gezielte Einbringen von Turbulenz im Bereich des Schwerpunkts der freien Zirkulation wird für beide Anwendungen eine Aufweitung des inneren Kerns um ca. 50% bzw. 90% erreicht. Des Weiteren kann das induzierte Rollmoment auf ein in die Wirbelschlepe einfliegendes Flugzeug um bis zu 33% reduziert werden. Zudem greift Breitsamter und Bellastrada die Methode auf (siehe auch Schell et al. [71], Holbrook et al. [40], Corsiglia et al. [18] und Voss et al. [83]), die Zirkulationsverteilung durch differentielle Klappenstellungen zu ändern, um das Nachlaufwirbelsystem zu beeinflussen [8, 9, 14]. Vor allem kann durch die Verschiebung der Last in Richtung Flügelwurzel (größerer Klappenausschlag der innen liegenden Hinterkantenklappe) die Intensität des Hauptwirbels verringert werden. Das induzierte Rollmoment auf ein einfliegendes Flugzeug kann um bis zu 48% reduziert werden. Eine passive Maßnahme, welche nicht am Flugzeug, sondern am Boden verbaut wird, untersucht Holzäpfel et al. [41] experimentell und Stephan et al. [79] numerisch. In diesem Zuge seien auch die darauf aufbauenden Arbeiten von Misaka [54],

Stephan [80] und Zholtovski [87] erwähnt. Mittels Grobstruktursimulationen wird eine Landung eines Transportflugzeugs und somit auch dessen Nachlaufwirbelsystem simuliert. Um nun einen beschleunigten Zerfall des Wirbelpaares zu erreichen, werden vor der Landebahn eine Reihe von senkrecht aufgestellten Platten installiert, welche die Wirbelschlepe beeinflussen soll. Es wird eine Reduktion der Zirkulation um 25% und somit ein beschleunigter Zerfall der Wirbelschleppen erreicht. Auch die experimentellen Untersuchungen zeigen eine Verkürzung der Lebensdauer der Wirbelschlepe um bis zu ein Drittel.

Die vorliegende Arbeit untersucht den Einfluss oszillierender Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs. Dieser Mechanismus soll eine aktive Abminderung des induzierten Rollmoments auf ein einfliegendes Flugzeug bewirken. Bereits durchgeführte Untersuchungen hinsichtlich aktiver Abminderung werden im Folgenden vorgestellt. Matalanis und Eaton [52] stellen eine Studie vor, welche die Auswirkungen dynamisch oszillierender Gurney-Klappen auf das Nachlaufwirbelsystem untersucht. Das mit einem NACA-0012 Profil ausgestattete Halbmodell weist eine Streckung von 4.1 auf. Insgesamt 26 aktiverbare Gurney-Klappen sind an der Hinterkante des Modells verbaut. Die Experimente werden unter einem Anstellwinkel von $\alpha = 8.9^\circ$ und einer Reynoldszahl von ca. $Re = 0.35 \cdot 10^6$ durchgeführt. Mittels Particle Image Velocimetry-Messungen und Messungen mit Hilfe einer 5-Loch-Sonde werden stromab die instationären Geschwindigkeitsfelder vermessen. Die experimentellen Daten dienen als Randbedingungen für eine Wirbelfilament-Berechnung für die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems im Fernfeld. Die Ergebnisse zeigen, dass Störungen verwendet werden können, um eine Vielzahl von Wirbelinstabilitäten anzufachen. Auch Greenblatt [38] stellt eine Studie vor, wobei ebenfalls in die Hinterkantenklappen integrierte Gurney-Klappen dynamisch aktiviert werden. In der Studie werden phasengemittelte Particle Image Velocimetry-Messungen des Wirbelsystems stromab vorgestellt. Dies soll die Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation periodisch stören, um Nachlaufinstabilitäten anzuregen und damit einen beschleunigten Zerfall anzufachen. Der Tragflügel des Modells weist eine Hochauftriebskonfiguration mit Vorflügel und Hinterkantenklappe auf. Der Vorflügel wurde im Zuge der Versuche auf 26.5° und die Hinterkantenklappe auf 32° ausgefahren. Allerdings ist es mit dem Aufbau aus technischen Gründen nicht möglich eine geeignete Frequenz zur Anfachung langwelliger Instabilitäten zu wählen. So werden Frequenzen gewählt, welche kurzweilige Instabilitäten anregen sollen. Es wird festgestellt, dass eine periodische Aktuierung der Gurney-Klappen mit den untersuchten Frequenzen keinen wesentlichen Einfluss auf die Wirbellage hat. Shmilovich und Yaldin [73] untersuchten mittels CFD-Simulationen den Einfluss von Ausblasen an der Flügelspitze auf die Ausbildung des Flügelspitzenwirbels. Hierbei wurden kleine Düsen in die Flügelspitze eingebaut. Es konnte eine Abschwächung und ein früherer Zerfall des Randwirbels durch die Maßnahme beobachtet werden. Breitsamter und Allen [15] beeinflussen das Nachlaufwirbelsystem mittels an dem Winglet angebrachter aktuierbarer Klappen. Vermessen wird das Nahfeld und erweiterte Nahfeld mittels Hitzdrahtanemometrie. Das Transportflugzeugmodell DLR F7-1 ist als Halbmodell ausgeführt und entspricht einer detaillierten Ausführung eines Transportflugzeugs im getrimmten Landeanflug. Der Anstellwinkel beträgt $\alpha = 6,5^\circ$ und die Reynoldszahl $Re = 0.5 \cdot 10^6$. Basierend auf den zeitabhängigen Geschwindigkeitskomponenten wird das Strömungsfeld hinsichtlich der Wirbelstärke, Turbulenzintensitäten und spektralen Leistungsdichten analysiert. Sieben Hauptwirbelstrukturen rollen sich auf und verschmelzen zu einem Hauptwirbel im erweiterten Nahfeld. Durch den Einsatz von oszillierenden Winglet-Klappen werden die Geschwindigkeitsschwankungen im Kernbereich des Wirbels maßgeblich beeinflusst. Für die am weitesten stromabwärts gelegene Ebene lassen sich deutliche schmalbandige Konzentrationen turbulenter kinetischer Energie feststellen, die das Vorhandensein der durch die Winglet-Klappen erzeugten Störungen dokumentieren und zu einer Verstärkung der inhärenten Fernfeld-Instabilitäten führen kann. Die Frequenzen, bei denen diese schmalban-

digen Energiekonzentrationen auftreten, sind zum einen von der Aktuierungsfrequenz der Winglet-Klappen abhängig, zum anderen gibt es auch unabhängige Energiekonzentrationen innerhalb der Frequenzbänder, die mit den Winglet-Klappen zusammenhängen. Crouch [24] beschäftigt sich mit der Frage, inwiefern eine periodische Oszillation der Kontrollflächen das Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs beeinflussen kann. Hierzu werden sowohl numerische Simulationen als auch Versuche im Wasserkanal gezeigt. Betrachtet wird ein Wirbelsystem bestehend aus den Flügelspitzenwirbeln und den weiter innenliegenden Wirbeln der Kontrollflächen. Der oszillierende Auftriebsanteil entspricht ca. 6% des Gesamtauftriebs. Durch die Oszillation der Kontrollflächen ergibt sich eine dynamische Auftriebsverteilung an der Tragfläche. Auf diese Art und Weise wird dem Nachlaufwirbelsystem eine laterale Oszillation aufgeprägt. Es kann eine mehr als zweimal so starke Wachstumsrate der Instabilitäten im Vergleich zur unaktuerten Konfiguration beobachtet werden. Die experimentellen Untersuchungen im Wasserkanal weisen eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen auf. Eine deutlich frühere Formation von Wirbelringen kann durch die Oszillation der Kontrollflächen erreicht werden. Dadurch wird ein beschleunigter Zerfall des Nachlaufwirbelsystems forciert.

1.3 Beitrag dieser Arbeit

Wie in Kapitel 1.2 dargestellt, konnte bereits in zahlreichen Studien erfolgreich gezeigt werden, dass mit einer Anfachung von inhärenten Instabilitäten durch aktive Maßnahmen ein schnellerer Wirbelzerfall angeregt werden kann. Bis auf die Untersuchungen von Crouch [24] benötigen alle Modelle zusätzliche Anbauten (Winglet-Klappen, Gurney-Klappen), welche sich wiederum auf das Gewicht der Gesamtkonfiguration auswirken. Die Mehrzahl an Beiträgen (Allen [15] ausgenommen) arbeiten mit generischen Modellen, welche den Aufrollvorgang der diskreten Wirbel im (erweiterten) Nahfeld einer realen Transportflugzeugkonfiguration nur bedingt widerspiegeln. In dieser Arbeit wird das Nachlaufwirbelsystem einer Transportflugzeughochauftriebskonfiguration (realistische Streckung, Pfeilung, Verwindung, V-Stellung und Profilierung) mit Hilfe dynamisch aktuierter Hinterkantenklappen so beeinflusst, dass ein beschleunigter Zerfall des Wirbelsystems erreicht werden soll. Ziel ist es mit den aktuierten Hinterkantenklappen die langwellige Crow-Instabilität (siehe Kapitel 2.3) anzufachen, damit der Wirbelschleppenzzerfall bereits weiter stromauf bzw. zeitlich früher einsetzt. Durch die gegensinnige Oszillation der Hinterkantenklappen wird der globale Auftriebsbeiwert konstant gehalten, jedoch ändert sich die Zirkulationsverteilung bzw. Auftriebsverteilung auf der Tragfläche je nach Klappenstellung in lateraler Richtung (siehe Abbildung 2.2). Somit ändert sich die Position des Schwerpunkts der freien Zirkulation (laterale Lage des aufgerollten Wirbels) je nach Klappenstellung und ist daher zeitabhängig. Das Wirbelpaar soll auf diese Art und Weise mit einer bestimmten Frequenz, welche der Wellenlänge der langwelligen Crow-Instabilität entspricht, in Schwingung versetzt werden (siehe auch [24]). Im Vergleich zu einer Hochauftriebskonfiguration ohne aktuierter Hinterkantenklappen soll damit der Zerfall des Wirbelsystems beschleunigt werden. Die Frequenz der Klappenaktuierung entspricht der Frequenz bzw. Wellenlänge der theoretisch berechneten Crow-Instabilität. Die Vermessung der instationären Geschwindigkeitsfelder des Nahfelds und erweiterten Nahfelds des Nachlaufwirbelsystems werden mit Hilfe von Particle Image Velocimetry und Hitzdrahtanemometrie durchgeführt. Neben zeitlich gemittelten Geschwindigkeits- und Wirbelstärkefeldern werden auch Verteilungen der Turbulenzanteile, wie Turbulenzintensitäten und Spektralverteilungen zur Charakterisierung des Nachlaufwirbelsystems herangezogen und analysiert. Des Weiteren werden zeitaufgelöste Strömungsfelder betrachtet. Komplementär zu den experimentellen Untersuchungen werden numerische Simulationen durchgeführt. Zur Berechnung der aerodynamischen Kräfte und zur Berechnung

des Nahfelds der Nachlaufwirbelsysteme kommen (instationäre) Reynolds-gemittelte Navier-Stokes („Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes“ - U/RANS) Ansätze zum Einsatz. Für das erweiterte Nahfeld und das Fernfeld werden Grobstruktursimulationen („Large Eddy Simulation“ - LES) eingesetzt, welche sowohl mittels experimenteller Daten (siehe [63]) als auch U/RANS Ergebnissen initialisiert werden. Die Initialisierung erfolgt mit Hilfe zeitaufgelöster Randbedingungen. Zusammengefasst sollen folgende Aspekte den bisherigen Stand der Technik erweitern:

- Sowohl experimentelle als auch numerische Simulation des Nachlaufwirbelsystems einer realitätsnahen Hochauftriebskonfiguration mit oszillierenden Hinterkantenklappen
- Zeitlich und räumlich aufgelöste Grobstruktursimulationen des Nachlaufwirbelsystems einer realitätsnahen Hochauftriebskonfiguration mit und ohne oszillierende Hinterkantenklappen
- Zeitaufgelöste Randbedingungen für Grobstruktursimulationen
- Zeitaufgelöste Betrachtung des erweiterten Nahfelds des Nachlaufwirbelsystems der Hochauftriebskonfiguration mit aktuierten Hinterkantenklappen mittels Hitzdrahtanemometrie

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen vorgestellt, welche zum Verständnis vorliegender Arbeit dienen sollen. Des Weiteren behandelt das Kapitel dominierende instationäre Phänomene, welche zum einen für die Ausbildung des Nachlaufwirbelsystems im Nahfeld wie auch für dessen weitere Entwicklung im Fernfeld von Relevanz sind.

2.1 Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs

Erzeugt eine umströmte Tragfläche Auftrieb, so geht dies mit der Bildung von Wirbelsystemen einher [75]. Bei Tragflächen von Transportflugzeugen bildet sich an den jeweiligen Seitenkanten der Tragflächen ein Randwirbel aus. Ein Wirbel entsteht durch die Strömung der Luft von der Unterseite der Tragfläche (Überdruck) auf die Oberseite (Unterdruck). Abbildung 2.1 zeigt die Entstehung des Randwirbels an der Flügelspitze eines Flugzeugs. Abgebildet ist der Druckbeiwert in drei Querschnitten (links: $0.5 c_{lokal}$, mitte: $0.8 c_{lokal}$, rechts: $x/b = 0.01$) entlang der x-Achse (Stromabrichtung) mit den Geschwindigkeitsvektoren abgeleitet aus den Geschwindigkeiten in vertikaler und lateraler Richtung. Die Umströmung der Flügelspitze von der Unterseite auf die Oberseite der Tragfläche ist bei $0.5 c_{lokal}$ gut zu erkennen. Im weiteren Stromabverlauf rollt sich der Randwirbel mit der von der Flügelhinterkante ausgehenden Scherschicht zu einem Nachlaufwirbelsystem auf. Der Zirkulationsanteil des Randwirbels in Bezug auf die gesamte Zirkulation beträgt ca. 7% [39].

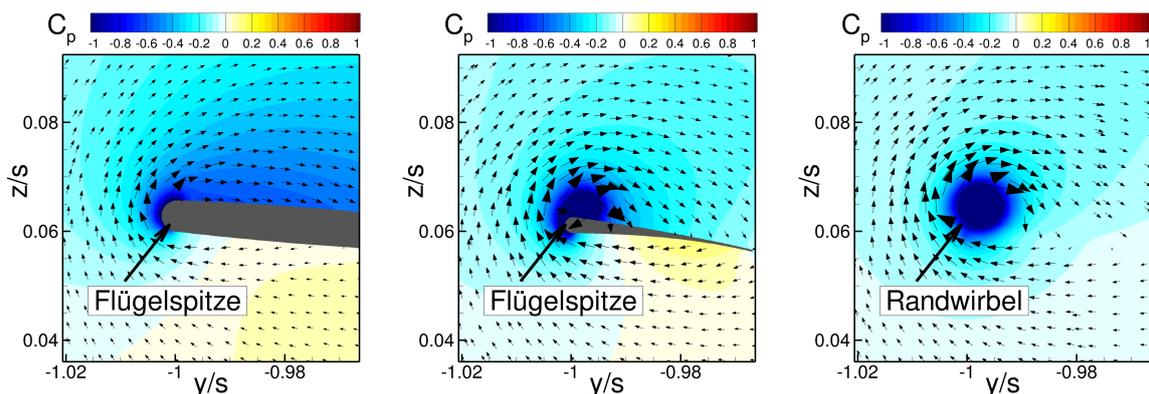


Abbildung 2.1: Druckbeiwert in drei Querschnitten (links: $0.5 c_{lokal}$, mitte: $0.8 c_{lokal}$, rechts: $x/b = 0.01$) entlang der x-Achse (Stromabrichtung) mit den Geschwindigkeitsvektoren abgeleitet aus den Geschwindigkeiten in vertikaler und lateraler Richtung

Bei einer Landekonfiguration (ausgefahrene Landeklappen) formen sich zusätzlich an den freien Seitenkanten der Hochauftriebssysteme wiederum diskrete Wirbel. Abbildung 2.2 zeigt beispielsweise das Nachlaufwirbelsystem einer Hochauftriebskonfiguration bei einer Stromabposition von $x/b = 0.01$ anhand der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x (rechts

oben) und der dimensionslosen Zirkulationsverteilung $\Gamma(y)/\Gamma_0$ (rechts unten). Wie man später sehen wird (siehe Gleichung 2.13), ist die laterale Lage des aufgerollten Wirbels (Schwerpunkt der freien Zirkulation) abhängig von der spannweiten Zirkulationsverteilung der Tragfläche. Durch die Oszillation der beiden äußeren Hinterkantenklappen (siehe Abbildung 2.2 links) verschieben sich je nach Klappenstellung Teile der Zirkulation in Richtung Flügelwurzel oder Flügelspitze. Auf diese Art und Weise soll der Schwerpunkt der freien Zirkulation bzw. der aufgerollte Wirbel in Schwingung versetzt werden.

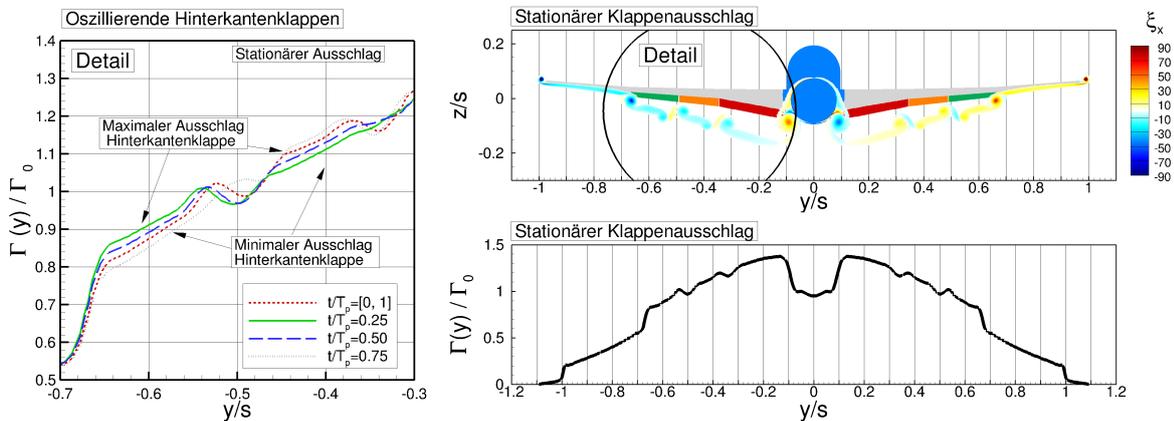


Abbildung 2.2: Entdimensionierte axiale Wirbelstärke ξ_x (oben), dimensionslose Zirkulationsverteilung $\Gamma(y)/\Gamma_0$ (unten) bei einer Stromabposition von $x/b = 0.01$ und zeitliche Änderung der Zirkulationsverteilung durch oszillierende Hinterkantenklappen (Detail)

Die diskreten Wirbel sind über eine Scherschicht miteinander verbunden und rollen sich im weiteren Stromab-Verlauf zu einem Wirbel pro Flügel auf (siehe Abbildung 2.3). Ein Wirbel ist mathematisch nicht präzise formulierbar. Daher sind im Laufe der Zeit verschiedene und unterschiedlich komplexe Modelle (Potentialwirbel, Rankine-Wirbel, Lamb-Oseen-Wirbel, Burger-Wirbel, Batchelor-Wirbel und empirische Ansätze) entstanden, welche zur Beschreibung der Strömungsfelder von Einzelwirbeln herangezogen werden. Eine gute Übersicht bieten hierfür [14] oder auch [70]. Definiert werden kann ein Wirbel als die Rotation von Fluidteilchen um eine gemeinsame Rotationsachse [50], wobei der Betrag der Umfangsgeschwindigkeit ($V_\theta = \sqrt{v^2 + w^2}$) vom Wirbelzentrum bis zum viskosen Kernradius zunimmt und darüber hinaus wieder abnimmt (siehe Abbildung 2.4). Der größte Anteil der Wirbelstärke ist im Bereich $r \leq r_c$ zu finden. Im Wirbelkern herrscht ein Unterdruck, wodurch auch die Temperatur in Richtung zu diesem abfällt.

Die Entwicklung des Nachlaufwirbelsystems eines Transportflugzeugs kann in vier Stufen eingeteilt werden:

- Nahfeld ($x/b \leq 0.2$)
- Erweitertes Nahfeld ($0.2 < x/b \leq 10$)
- Fernfeld ($10 < x/b \leq 100$)
- Zerfall ($x/b > 100$)

Die Entstehung und Ausbildung der Wirbel findet im Nahfeld statt, welches sich über eine Distanz von einer Bezugsflügeltiefe oder auch bis zum Rumpfe erstreckt. Der Aufrollvorgang und das Verschmelzen der Wirbel zu jeweils einem Wirbel pro Tragfläche findet im erweiterten Nahfeld statt. Nach dem Aufrollvorgang bleibt das Wirbelpaar über viele Spannweiten stromab bestehen. Es bilden sich im Fernfeld Instabilitäten aus, welche letztendlich

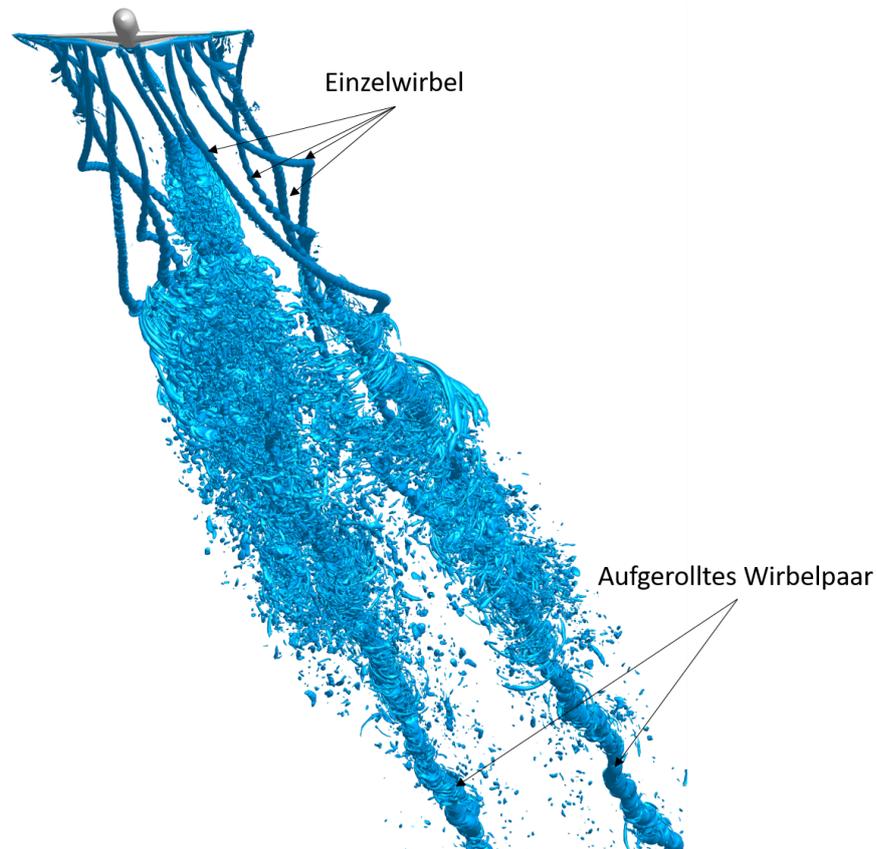


Abbildung 2.3: Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel einer Hochauftriebskonfiguration zu einem Wirbelpaar

zum Zerfall des Nachlaufwirbelsystems nach mehreren hundert Spannweiten stromab führen. Abbildung 2.5 zeigt die Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems einer Transportflugzeugkonfiguration schematisch. Ebenfalls skizziert sind die verschiedenen Ansätze, welche zur Vermessung bzw. Simulation des Nachlaufwirbelsystems zum Einsatz kommen. Der Link „Kooperative Instabilitäten“ [34] zeigt das Nachlaufwirbelsystem einer B747 im Reiseflug. Ein Zusammenspiel aus kurz-, mittel- und langwelligen Instabilitäten ist im Fernfeld zu erkennen.

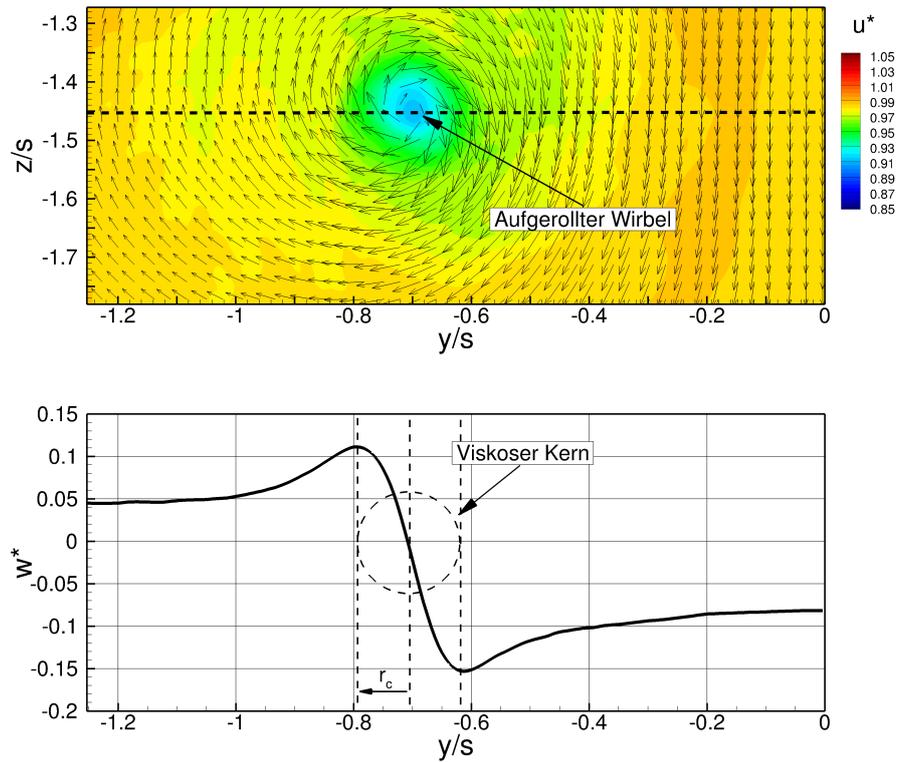


Abbildung 2.4: Aufgerollter Wirbel dargestellt durch einen Konturplot der entdimensionierten axialen Geschwindigkeit (u^*) mit Geschwindigkeitsvektoren gebildet aus der lateralen (v^*) und vertikalen (w^*) Geschwindigkeit (oben) und Verlauf der entdimensionierten Geschwindigkeit w^* in Abhängigkeit von y/s (unten)

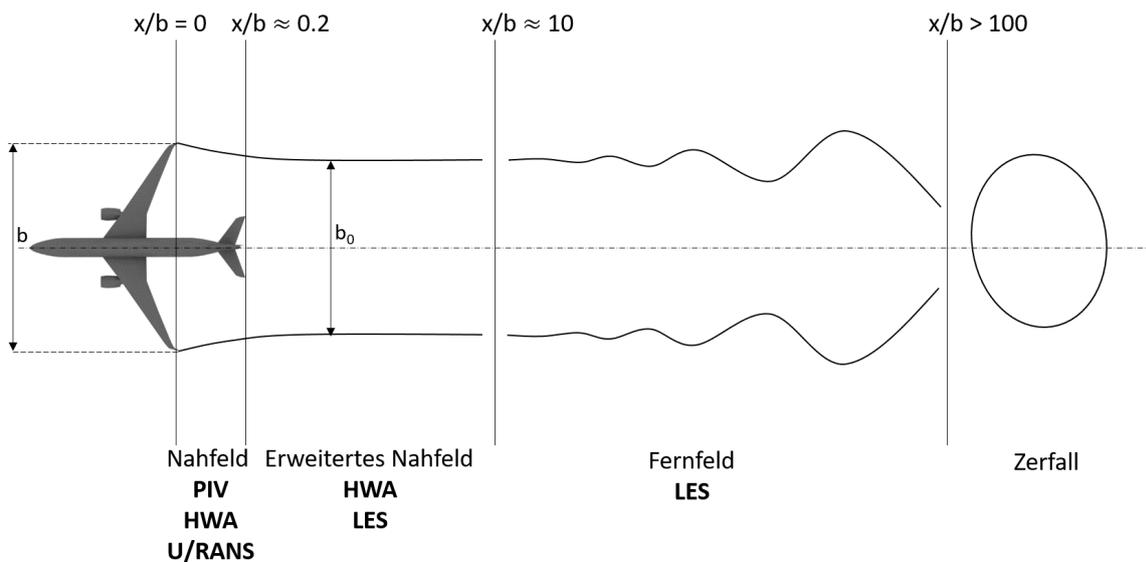


Abbildung 2.5: Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems einer Transportflugzeugkonfiguration und verwendete Mess- und Simulationsverfahren

2.2 Größen zur Charakterisierung eines Nachlaufwirbelsystems

Um Nachlaufwirbelsysteme miteinander vergleichen und analysieren zu können, werden verschiedene Größen zur Charakterisierung des Nachlaufwirbelsystems herangezogen. Es wird von einem dreidimensionalen, inkompressiblen, im Mittel stationären Strömungsfeld ausgegangen. Die auf das Fluid wirkende Gewichtskräfte werden vernachlässigt.

Geschwindigkeitsfeld

Die orts- und zeitabhängigen Geschwindigkeitskomponenten eines Nachlaufwirbelsystems $u(x, y, z, t)$ (Axialgeschwindigkeit), $v(x, y, z, t)$ (Lateralgeschwindigkeit) und $w(x, y, z, t)$ (Vertikalgeschwindigkeit) erhält man über den Mittelwert (\bar{u} , \bar{v} , \bar{w}) summiert mit dem zeitlich veränderlichen Schwankungswert (u' , v' , w'):

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (2.1)$$

$$v(x, y, z, t) = \bar{v}(x, y, z) + v'(x, y, z, t) \quad (2.2)$$

$$w(x, y, z, t) = \bar{w}(x, y, z) + w'(x, y, z, t) \quad (2.3)$$

Die Berechnung des Mittelwerts und des Schwankungswerts wird anhand der Axialgeschwindigkeitskomponente $u(x, y, z, t)$ gezeigt:

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u(x, y, z, t) dt \quad (2.4)$$

$$u'(x, y, z, t) = u(x, y, z, t) - \bar{u}(x, y, z) \quad (2.5)$$

Spektrale Leistungsdichte

Um Instabilitätsmechanismen zu identifizieren, wird die bezogene spektrale Leistungsdichte $S_{u'}^N$ herangezogen, welche die frequenzspezifische Verteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen $u'(x, y, z, t)$ abbildet [14, 43].

$$S_{u'}^N = S_{u'} \left(\frac{1}{\bar{u}^2} \right) \left(\frac{f_M}{2n_b} \right) \quad (2.6)$$

Auftrieb, Zirkulation und Wirbelstärke

Der Auftrieb einer Flugzeugkonfiguration im stationären Flugzustand kann mit Hilfe von Gleichung 2.7 berechnet werden:

$$A = C_A \frac{\rho_\infty}{2} U_\infty^2 S \quad (2.7)$$

C_A entspricht dem Auftriebsbeiwert der Konfiguration, ρ_∞ der Luftdichte, S der Referenzflügelfläche und U_∞ der Anströmgeschwindigkeit, welche sich aus der Fluggeschwindigkeit V_F und dem Trajektorienwinkel γ berechnen lässt:

$$U_\infty = V_F \cos(\gamma) \quad (2.8)$$

Bei den hier vorliegenden experimentellen Untersuchungen wird der Auftrieb mit Hilfe der gemessenen Kraftkomponenten berechnet (siehe Kapitel 4.2.1). Bei den numerischen Simulationen wird der Auftrieb mittels der Druckverteilung und den Wandschubspannungen auf der Tragfläche ermittelt. Einen Zusammenhang zwischen Auftrieb und Zirkulation ergibt sich durch den *Satz von Kutta-Joukowski* [72], wobei sich der Auftrieb aus dem integrierten Produkt von Dichte, Anströmgeschwindigkeit und Zirkulation ergibt.

$$dA = \rho_\infty U_\infty \Gamma(y) dy \quad (2.9)$$

Die Zirkulation Γ wird mit Hilfe des Flächenintegrals über die Wirbelstärke ω berechnet:

$$\Gamma = \int \int_S \omega \cdot dS \quad (2.10)$$

Die Wirbelstärke ω ist als Drehungsvektor einer Strömung definiert:

$$\omega = \nabla \times \mathbf{u} \quad (2.11)$$

Die einzelnen Komponenten der Wirbelstärke ergeben sich zu:

$$\omega_x = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad \omega_y = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad \omega_z = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.12)$$

Die Schwerpunktlage (y_s, z_s) des axialen Wirbelstärkefeldes (Schwerpunktlage der freien Zirkulation) ergibt sich zu [14]:

$$y_s = \frac{\int \int_S y \omega_x dS}{\Gamma} \quad (2.13)$$

$$z_s = \frac{\int \int_S z \omega_x dS}{\Gamma} \quad (2.14)$$

Induziertes Rollmoment

Das induzierte Rollmoment, welches auf ein in die Wirbelschlepe einfliegendes Flugzeug (Indizierung mit f) wirkt, dient zur Abschätzung des Gefährdungspotenzials für das einfliegende Flugzeug. Das induzierte Rollmoment auf das einfliegende Flugzeug wird mit Hilfe der Vertikalgeschwindigkeitskomponente $w(y, t)$ des vorausfliegenden Flugzeugs, welche Einfluss auf den effektiven Anstellwinkel $\alpha_f(y)$ der einfliegenden Konfiguration hat, berechnet. Der Rollmomentenbeiwert ergibt sich zu [14]:

$$C_{L,f} = \frac{C_{A\alpha,f} \Lambda_f}{U_f b_f^3} \int_{-b_f/2}^{b_f/2} w(y, t) l_f(y) y dy \quad (2.15)$$

Dimensionslose Kenngrößen

Um unterschiedliche Konfigurationsvarianten untereinander vergleichen zu können, werden die Kenngrößen mit geeigneten Referenzwerten normiert. Die Koordinaten werden mittels der Spannweite b bzw. der Halbspannweite s entdimensionalisiert:

$$x^* = \frac{x}{b}, \quad y^* = \frac{y}{s}, \quad z^* = \frac{z}{s} \quad (2.16)$$

Die Geschwindigkeitskomponenten u , v , w werden mit Hilfe der Anströmgeschwindigkeit U_∞ normiert:

$$u^* = \frac{u}{U_\infty}, \quad v^* = \frac{v}{U_\infty}, \quad w^* = \frac{w}{U_\infty} \quad (2.17)$$

Wohingegen die axiale Wirbelstärke ω_x auf den Quotienten aus der Halbspannweite s und der Anströmgeschwindigkeit U_∞ bezogen wird:

$$\xi_x = \frac{\omega_x s}{U_\infty} \quad (2.18)$$

Der Quotient aus der Zirkulation Γ und der Wurzelzirkulation Γ_0 wird als dimensionslose Zirkulation G bezeichnet:

$$G = \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \quad (2.19)$$

Die Turbulenzintensitäten werden aus den lokal fluktuierenden Geschwindigkeitskomponenten u' , v' und w' und der Anströmgeschwindigkeit U_∞ gewonnen:

$$Tu_x = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}, \quad Tu_y = \frac{\sqrt{v'^2}}{U_\infty}, \quad Tu_z = \frac{\sqrt{w'^2}}{U_\infty}, \quad Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(Tu_x^2 + Tu_y^2 + Tu_z^2)}}{U_\infty} \quad (2.20)$$

Außerdem kann die bezogene turbulente kinetische Energie k_E aus den fluktuierenden Geschwindigkeitskomponenten errechnet werden:

$$k_E = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.21)$$

Die reduzierte Frequenz k ergibt sich aus der Frequenz f , der Anströmgeschwindigkeit U_∞ und der Spannweite b :

$$k = \frac{f \cdot b/2}{U_\infty} \quad (2.22)$$

2.3 Kooperative Instabilitäten

Die gegenseitige Wechselwirkung zwischen den diskreten Einzelwirbeln im Nahfeld und erweiterten Nahfeld während des Aufrollvorgangs aber auch die gegenseitige Beeinflussung des aufgerollten Wirbelpaares untereinander führt zur Ausbildung kooperativer Instabilitäten. Es kann ein System von Stabilitätsgleichungen angegeben werden, wenn der Abstand zwischen den Wirbeln groß im Vergleich zum Kerndurchmesser ist. Für ein gegensinnig drehendes Wirbelpaar konnte Crow [25] Gleichungen für das lineare System herleiten. Crouch [23], [22] und Fabre et al. [29], [30] haben Gleichungen für Mehrwirbelsysteme entwickelt. Eine gute Zusammenfassung sowohl mit Hinblick auf lang-, mittel- und kurzwellige Instabilitäten als auch auf Phänomene des Wirbelverschmelzens bieten Leweke et al. [48]. Feys et al. [33] und Roy et al. [60] zeigen, dass ein Vernachlässigen der axialen Geschwindigkeitskomponente im Nahfeld einer Flugzeugkonfiguration starke Auswirkungen auf die Ausbildung von Instabilitäten hat. In vorliegender Arbeit wird die axiale Geschwindigkeitskomponente in jedem Stadium des Nachlaufwirbelsystems berücksichtigt. Eingeteilt werden die Instabilitäten mit Hilfe deren Wellenlängen [14]:

- Langwellige Instabilitäten (Crow Instabilität): $\lambda/b_0 > 2\pi$
- Mittelwellige Instabilitäten (Crouch Instabilität): $2\pi > \lambda/b_0 > \pi/2$
- Kurzwellige Instabilitäten (Widnall Instabilität): $\pi/2 > \lambda/b_0 > \pi/4$

Anfangsstörung

Zur Ausbildung einer kooperativen Instabilität wird eine Anfangsstörung in Form einer sinus- bzw. cosinusförmigen Auslenkung vorausgesetzt. Erreicht wird dies durch die Überlagerung zweier Kelvin-Wellen A und B , welche sowohl die selbe Wellenzahl ($k_A - k_B = 0$) aufweisen als auch stationär ($\omega_A - \omega_B = 0$), gegenläufig ($m_A = -m_B$) und helixförmig ($|m_A| = |m_B| = 1$) sind [28].

Crow Instabilität

Die Crow Instabilität, benannt nach S. C. Crow, kann sich zwischen zwei gegensinnig drehenden Wirbeln (beispielsweise aufgerolltes Wirbelpaar einer Transportflugzeugkonfiguration, siehe Abbildung 2.5) bei einem Wirbelabstand von b_0 mit einer Wellenlänge $\lambda_{Crow}/b_0 \approx 9 \pm 1$ [14] bilden. Die sinusförmige langwellige Instabilität formiert sich aufgrund einer Kombination aus Anfangsstörung, der Eigeninduktion des jeweiligen Wirbels und der gegenseitigen Induktion des Wirbelpaares [25]. Für zwei gegensinnig drehende Wirbel mit gleichem Betrag der Zirkulation ergibt sich eine theoretische Auslenkung der Schwingungsebenen um $\pm 45^\circ$ im Vergleich zur Horizontalen (siehe Abbildung 2.6). Die Amplitude der sinusförmigen Schwingung wächst mit der Zeit bzw. der Lauflänge exponentiell an [14]. Kommt es zum Kontakt der Wirbel, wird Wirbelstärke entgegengesetzten Vorzeichens ausgetauscht und es bilden sich Wirbelringe. Diese Wirbelringe zerfallen innerhalb kurzer Zeit in kleinere Strukturen und dissipieren anschließend.

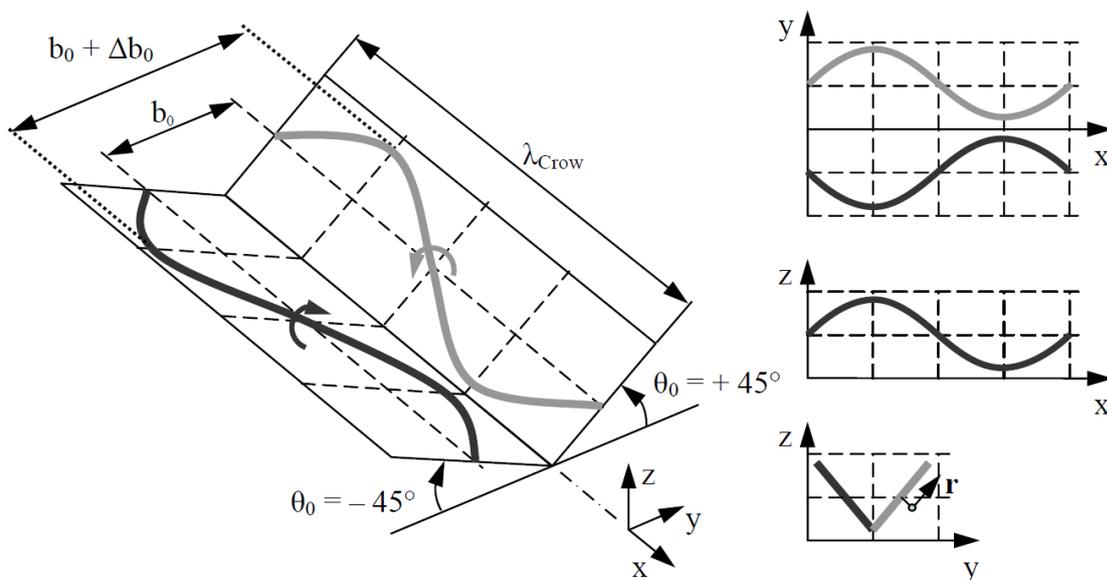


Abbildung 2.6: Topologie der Crow Instabilität [14]

Crouch Instabilität

Betrachtet man ein Mehrwirbelsystem, wie es im Nahfeld und erweiterten Nahfeld einer Transportflugzeugkonfiguration im Landeanflug zu detektieren ist, kann man sich ausbildende Instabilitäten zwischen den diskreten Einzelwirbel erkennen. J. D. Crouch [23] untersucht ein Vierwirbelsystem bestehend aus zwei Hauptwirbeln und zwei Nebenwirbeln (auf einer horizontalen Achse liegend) mittels Stabilitätsanalyse. Er unterscheidet zwischen gleich drehender und gegensinnig drehender Haupt- bzw. Nebenwirbel. Es ergeben sich symmetrische Instabilitäten, welche mit der Wellenlänge der Crow Instabilität verknüpft sind. Darüber hinaus werden antimetrische und symmetrische Instabilitäten geringerer Wellenlängen beobachtet. Für gleichsinnig drehende Haupt- und Nebenwirbel ergibt sich für die symmetrischen Formen ein Wellenlängenbereich von $\lambda_{Crouch}/b_0 = 1.5-4.0$ und für antimetrische Formen ein Wellenlängenbereich von $\lambda_{Crouch}/b_0 = 1.5-6.0$ [14]. Ein gleichsinnig drehendes Wirbelpaar ergibt sich beispielsweise aus Flügelspitzenwirbel und dem Wirbel, welcher sich aufgrund des Ausschlags der äußeren Hinterkantenklappe ergibt.

Widnall Instabilität

Auch kurzwellige Instabilitäten (auch Widnall Instabilität genannt [84, 85]) können im Nachlaufwirbelsystem von Transportflugzeugen detektiert werden. Meist treten kurzwellige Instabilitäten während des Verschmelzungsprozesses zweier Wirbel auf und weisen eine Wellenlänge in der Größenordnung des Wirbelkerndurchmessers auf. Sie können ebenfalls in Kombination mit Instabilitäten größerer Wellenlänge vorliegen. Die kurzwellige Widnall Instabilität bildet sich, wie auch die Crow Instabilität, um $\pm 45^\circ$ geneigte Ebenen aus. Für die x-y-Ebene ist ein phasengleiches Verhalten der Wirbelröhren zu erkennen, wohingegen für die x-z-Ebene eine Phasenverschiebung um 180° zu erkennen ist (siehe Abbildung 2.7).

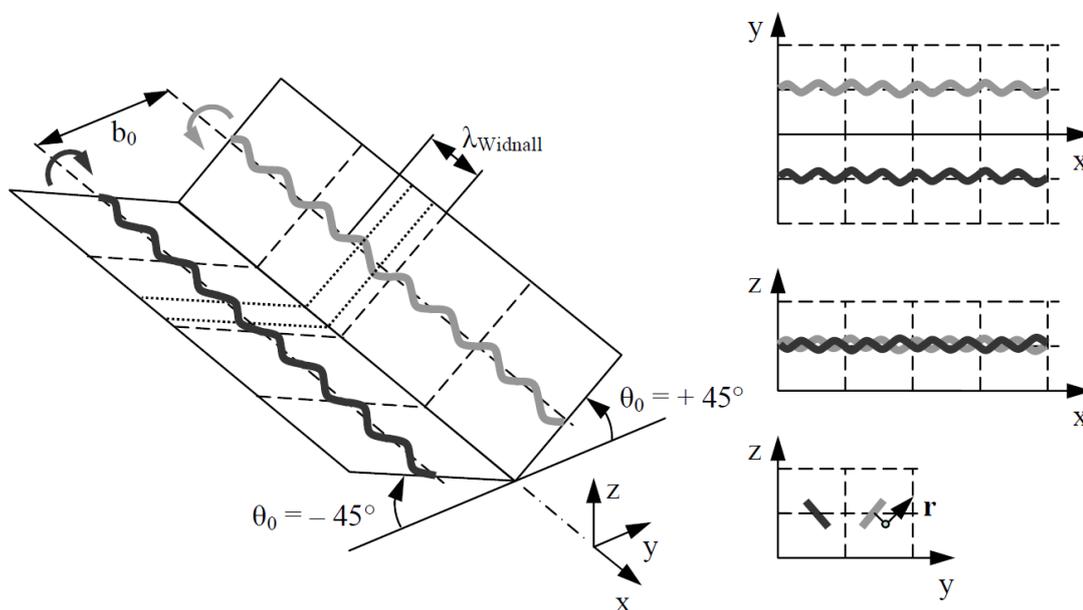


Abbildung 2.7: Topologie der Widnall Instabilität [14]

Kapitel 3

Windkanalmodell

Das folgende Kapitel stellt das konstruierte, ausgelegte und gefertigte Windkanalmodell vor, welches zur Untersuchung des Effekts von oszillierenden Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem diene.

3.1 Ausgangskonfiguration LR-270

Die Flügelgeometrie des Windkanalmodells beruht auf der LR-270 Konfiguration, welches innerhalb des LuFo V3 Projekts BIMOD durch das Institut für Luft- und Raumfahrtssysteme (RWTH Aachen) mit Hilfe der Software MICADO [57] erstellt wurde (siehe Abbildung 3.1). Die LR-270 Konfiguration ist ein Langstreckenflugzeug mit einem maximalen Startgewicht (MTOW) von 270 Tonnen. Aus der Spannweite $b = 61m$ und der Flügelfläche $S = 436.24m^2$ ergibt sich eine Streckung von $\Lambda = 8.53$. Die Zuspitzung der Konfiguration beträgt $\lambda = 0.12$. Die Tragfläche kann in die vier Segmente S1 bis S4 eingeteilt werden. Über die geometrische Beschaffenheit der einzelnen Abschnitte informiert Tabelle 3.1. Für jedes Segment sind die Pfeilungen der $\frac{1}{4}$ -Linie ϕ_{25} , Vorder- und Hinterkante $\phi_{VK, HK}$ sowie die V-Stellung ν , Verwindung ϵ , das Dickenverhältnis t/c , die lokale Profilierung (siehe Anhang A.1) und die Profiltiefe c angegeben.

3.2 Auslegungsaspekte

Das LuFo V3-Projekt BIMOD (Beeinflussung von Maximalauftrieb und Wirbelschleppeninstabilitäten durch dynamische Klappenbewegung), das vom Institut für Luft- und Raumfahrtsys-

Tabelle 3.1: Maßgebende geometrische Eigenschaften der LR-270 Konfiguration

Parameter	Segmente							
	S1		S2		S3		S4	
y [m]	2.89	10.5	10.5	20.28	20.28	29.5	29.5	30.5
ϕ_{25} [°]	0	30.08	30.08	31.92	31.92	32.23	32.23	34.25
ϕ_{VK} [°]	0	37.3	37.3	35	35	35	35	37
ϕ_{HK} [°]	0	1.82	1.82	21.37	21.37	22.83	22.83	24.81
ν [°]	0	9.41	9.41	8.33	8.33	10.95	10.95	8
ϵ [°]	0.5	-1.5	-1.5	-3	-3	-4	-4	-4.7
t/c [%]	13.2	11	11	9.4	9.4	9.4	9.4	9.5
c [m]	13.47	7.911	7.911	4.889	4.889	2.314	2.314	2.022
-	A1	A2	A2	A3	A3	A3	A3	A3

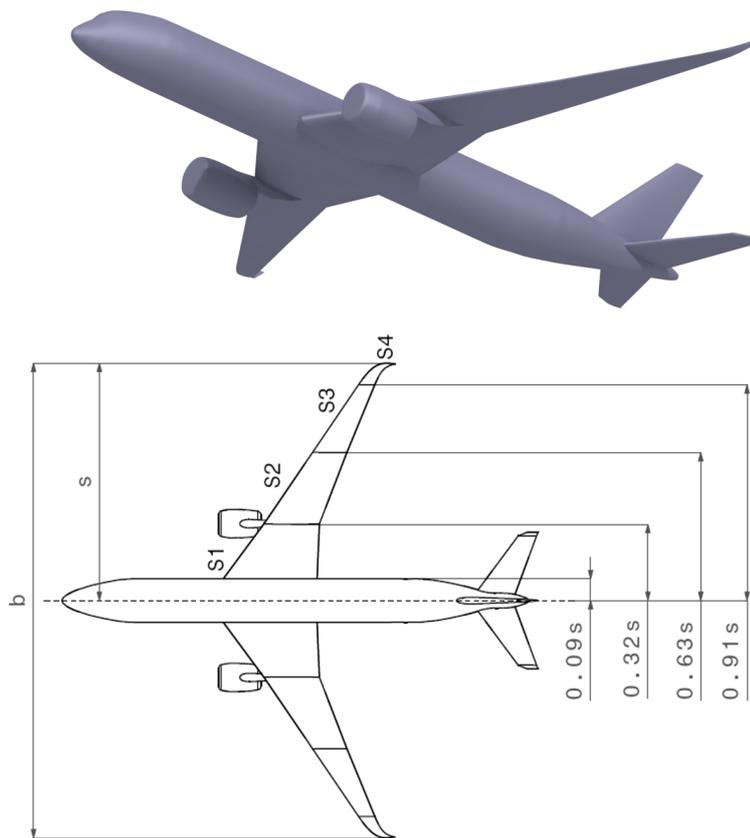


Abbildung 3.1: Projektconfiguration LR-270 (hier mit Winglets)

teme (RWTH Aachen), dem Institut für Strukturmechanik (RWTH Aachen) und dem Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungsmechanik (TU München) bearbeitet wurde, verfolgte einen neuartigen Ansatz, der moderne Systemkomponenten kombiniert, um mit einem Wirkmechanismus zwei unterschiedliche Effekte zu erzielen. Zum einen wird eine Erhöhung des maximalen Auftriebs angestrebt, zum anderen ist der beschleunigte Zerfall der Wirbelschleppen mittels invers oszillierender Hinterkantenklappen zu forcieren, um Staffelungsabstände an Flughäfen zu verkürzen. Obwohl in dieser Arbeit vor allem der Einfluss dynamischer Klappen auf das Nachlaufwirbelsystem im Vordergrund steht, mussten bei der Auslegung des Windkanalmodells auch Aspekte hinsichtlich des dynamischen Hochauftriebs berücksichtigt werden. Folgende Randbedingungen und Auslegungsaspekte wurden innerhalb des Projekts für die Windkanalmodellkonfiguration festgehalten:

- Möglichst realitätsnahes Windkanalmodell
- Einfache und schnelle Fertigung
- Sehr gute Oberflächenbeschaffenheit (poliert) der Tragfläche (keine Bohrungen, Kanten etc.)
- „Advanced Dropped Hinge Flaps“ (ADHF) als Hinterkantenklappensystem
- Integration der Vorderkantenklappe in Tragfläche (Droop Nose Ausschlag fixiert)
- Integration der Spoiler in Tragfläche (Spoiler Ausschlag fixiert)

- Teilung der äußeren Hinterkantenklappe in zwei Segmente (aktuierbare Klappen)
- Entkopplung des Rumpfes von der Tragfläche
- Stufenlose Adaption der Ausschlagwinkel der Hinterkantenklappen
- Option auf Untersuchungen hinsichtlich des dynamischen Hochauftriebs

Neben den Nachlaufuntersuchungen soll das Modell für mögliche zukünftige Projekte ebenfalls für Untersuchungen hinsichtlich des dynamischen Hochauftriebs durch oszillierende Hinterkantenklappen geeignet sein. Zu Beginn des Projekts BIMOD bestand keine verfügbare optimierte Hochauftriebskonfiguration mit einem ADHF Konzept. Daher musste eine Referenzhochauftriebsgeometrie definiert werden, auf Basis derer optimierte Hochauftriebssysteme für die LR-270 Konfiguration entwickelt werden konnten. Es wurden folgende geometrische Parameter für die Referenzhochauftriebsgeometrie auf Basis von [56, 81], numerischen Simulationen und Absprachen innerhalb des Projekts festgelegt (siehe Abbildung 3.2):

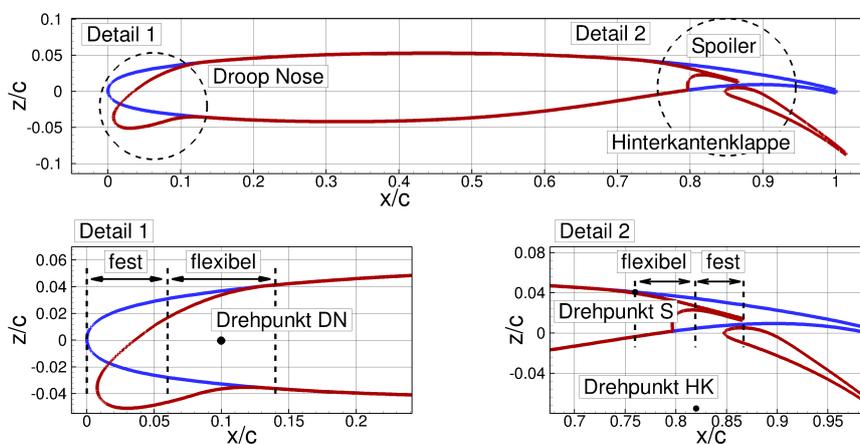


Abbildung 3.2: Hochauftriebsgeometrie abgeleitet aus LR-270 Profilierung

- Droop Nose ($c_{Droop\ Nose} = 0.14\ c_{lokal}$): Aufteilung in Festkörper und flexiblen Bereich (Drehachse: $x/c = 0.1$ und $z/c = 0$)
- Spoiler ($c_{spoiler} = 0.12\ c_{lokal}$): Aufteilung in Festkörper und flexiblen Bereich (Drehachse: $x/c = 0.76$ und $z/c = 0.04$)
- Hinterkantenklappe ($c_{HK} = 0.19\ c_{lokal}$): Festkörper (Drehachse: $x/c = 0.815$ und $z/c = -0.035$)

Das Design der Droop Nose orientiert sich an der Kontur der Tragflügelvorderkante. Im Bereich von $x/c = 0$ bis $x/c = 0.06$ ist die Droop Nose als starrer Körper anzusehen. Von $x/c = 0.06$ bis $x/c = 0.14$ ist die Geometrie flexibel gestaltet. An dieser Stelle sei auf Literatur verwiesen, die sich explizit mit der Auslegung von Droop Nose Devices beschäftigt [1, 17, 46]. Die Länge des Spoilers beträgt $0.12\ c_{lokal}$. Der Drehpunkt des Spoilers ist definiert als der Schnittpunkt zwischen der Oberseite des Profils mit der Senkrechten zur Profilhöhe bei $x/c = 0.76$. Der Spoiler ist wiederum unterteilt in einen flexiblen und einen starren Anteil. Die Sehnenlänge der Hinterkantenklappe beträgt $0.19\ c_{lokal}$. Zur Vereinfachung werden die geometrischen Daten der Nase des Hauptprofils für die Vorderkante der Klappenhinterkante verwendet. Der Drehpunkt der Klappe ist bei $x/c = 0.815$ und $z/c = -0.075$ zu finden. Auf Basis der hier gezeigten Hochauftriebskonfiguration wurde innerhalb und während des

Projekts BIMOD die Hochauftriebskonfiguration optimiert und für die LR-270 Konfiguration angepasst (siehe Anhang A.2). Auf Basis der Geometrie in Abbildung 3.2 wurden numerische Untersuchungen hinsichtlich den Klappenstellungen der jeweiligen Hochauftriebshilfen durchgeführt. Folgende Konvention für die Bezeichnung der verschiedenen Hochauftriebskonfigurationen wird eingeführt:

Beispiel: Für eine Konfiguration mit einem Ausschlagwinkel der Droop Nose um 25° , des Spoilers um 6.8° und der Hinterkantenklappe um 25° ergibt sich die Konvention $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$.

Als Anströmbedingungen für die Auslegung des Windkanalmodells werden eine Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und eine Machzahl von $Ma = 0.07$ festgelegt (Begrenzung durch Windkanal C siehe Kapitel 4.1.2). Die Turbulenzparameter werden analog zu den Turbulenzrandbedingungen in Kapitel 4.1.1 definiert. Für die Berechnung des Strömungsfeldes wird ein U/RANS Ansatz gewählt (siehe Kapitel 5.2). Die Abmessungen des Rechengitters, die gewählten Randbedingungen und die Rechengitterparameter sind in Anhang A.3 zu finden. Im Folgenden werden kurz die Wirkmechanismen der Hochauftriebshilfen, der hier vorgestellten Konfigurationen, auf den Auftriebsbeiwert diskutiert.

Der maximale Anstellwinkel und damit der Maximalauftrieb kann mit Hilfe eines Vorderkantenklappensystems gesteigert werden. Abbildung 3.3 zeigt die Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$, $\eta_{DN,S,HK} = [15, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ (links). Außerdem sind die entdimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* und Stromlinien für die Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 11^\circ$ gezeigt (rechts). Es ist zu erkennen, dass der Ausschlag der Droop Nose die Gefahr einer Ablösung bei hohen Anstellwinkeln des Hochauftriebssystems deutlich reduziert.

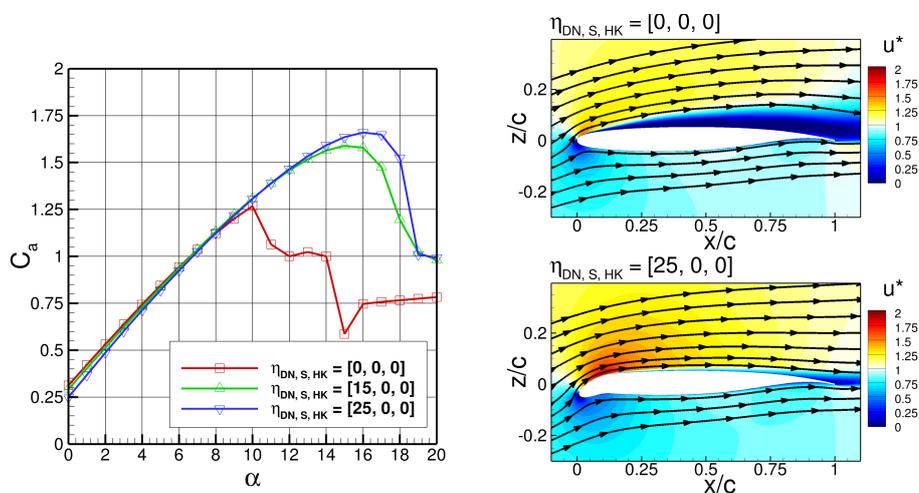


Abbildung 3.3: Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$, $\eta_{DN,S,HK} = [15, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ (links) und entdimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [0, 0, 0]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 0]$ bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 11^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Mit steigendem Ausschlagwinkel der Hinterkantenklappe (ohne Spoiler Ausschlag) wird die Auftriebspolare nach links verschoben, jedoch der maximale Anstellwinkel verringert. Bei zu hohem Ausschlag der Hinterkantenklappe löst die Strömung an dieser ab, was zu einem Einbruch des Auftriebsbeiwerts der gesamten Konfiguration führt. Abbildung 3.4 zeigt die Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 18]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ (links) und das Strömungsfeld mit Stromlinien der Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts). Zusätzlich ist im Detail die Strömung im Bereich der Hinterkantenklappe

zu erkennen.

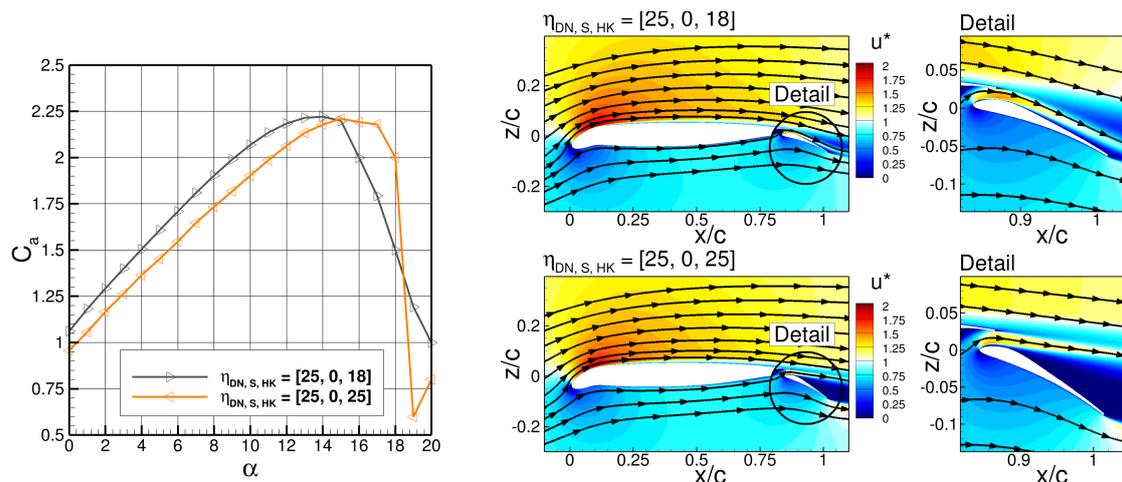


Abbildung 3.4: Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 18]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ (links) und enddimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Um einer Ablösung auf der Hinterkantenklappe entgegen wirken zu können, wird der Spoiler mitausgeschlagen. Für den Ausschlagwinkel des Spoilers muss ein Kompromiss gefunden werden. Ein zu geringer Ausschlag bewirkt nicht den gewünschten Effekt und ein zu hoher Ausschlagwinkel lässt den Spalt zwischen Hinterkantenklappe und Spoiler zu klein werden, was zwar zu einer anliegenden Strömung auf der Hinterkantenklappe führt, jedoch die maximale Geschwindigkeit im Spalt abnimmt und somit Potential hinsichtlich des Auftriebsbeitrags der Gesamtkonfiguration verloren geht. Abbildung 3.5 zeigt die Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$ (links) und das Strömungsfeld mit Stromlinien der Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts). In der Detailansicht der Konfiguration $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$ ist zu erkennen, dass der Spoilerausschlag eine anliegende Strömung auf der Klappe bewirkt.

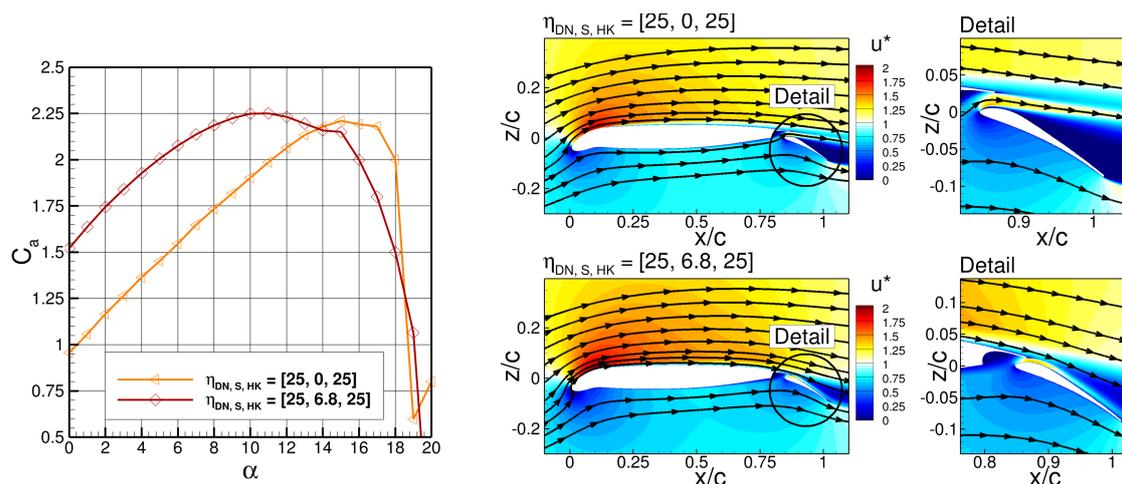


Abbildung 3.5: Auftriebspolaren der Konfigurationen $\eta_{DN,S,HK} = [25, 0, 25]$ und $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$ (links) und enddimensionierte gemittelte Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien für die Konfigurationen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ (rechts) und einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Somit ergibt sich eine Referenzhochauftriebskonfiguration mit den Ausschlagwinkeln von $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 25]$. Die Ausschlagwinkel der Droop Nose und des Spoilers werden

an dieser Stelle fixiert. Wie anfangs erwähnt sollte die Option bestehen, Untersuchungen hinsichtlich der Erhöhung des Hochauftriebs durch dynamische Hinterkantenklappen durchführen zu können. Für eine Konfiguration mit $\eta_{DN,S,HK} = [25, 6.8, 29]$ und $\alpha = 8^\circ$ können großflächige Ablösungen an der Hinterkantenklappe und auch am Spoiler detektiert werden. Ziel ist es, durch eine Klappenoszillation mit einer Amplitude von $\Delta\delta = 2.5^\circ$ um den Drehpunkt, während der gesamten Periodendauer eine anliegende Strömung auf der Hinterkantenklappe zu generieren und somit den Hochauftrieb der gesamten Konfiguration zu erhöhen. Nicht jede Aktuierungsfrequenz k_c (hier: $k_c = \frac{\pi \cdot f \cdot c}{U_\infty}$) führt zum gewünschten Erfolg. Zu geringe und zu hohe Frequenzen bewirken keine anliegende Strömung an der Hinterkantenklappe. Abbildung 3.6 zeigt den gemittelten Auftriebsbeiwert der Gesamtkonfiguration in Abhängigkeit der Aktuierungsfrequenz k_c . Detailliertere Ausführungen können an dieser Stelle [61] entnommen werden.

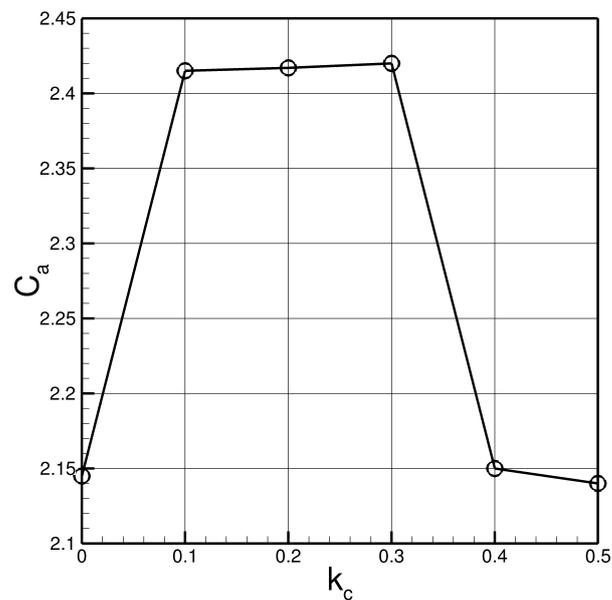


Abbildung 3.6: Gemittelter Auftriebsbeiwert C_a über der reduzierten Frequenz k_c

3.3 Konstruktion und Fertigung

Das Ziel der Nachlaufuntersuchungen war es den Einfluss von oszillierenden Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem zu analysieren. Um realistische Zirkulationsverteilungen an der Tragfläche zu erhalten, ist die Implementierung einer möglichst realitätsnahen Tragflächengeometrie erforderlich. Vernachlässigt werden die Triebwerke und das Höhen- und Seitenleitwerk. Auch die Rumpfgeometrie wird in ihrer Länge deutlich verkürzt. Außerdem wird anstelle eines Winglets ein Außenflügelsegment mit Randbogen als Tragflächenabschluss gewählt. Skaliert ist das Modell mit einem Maßstab von $1/27.73$. So ergibt sich eine Modellspannweite von $b_{Modell} = 2.2 \text{ m}$. Das Windkanalmodell wird als Halbmodell ausgeführt. Abbildung 3.7 zeigt die modifizierte und skalierte LR-270 Konfiguration ohne Hochauftriebshilfen.

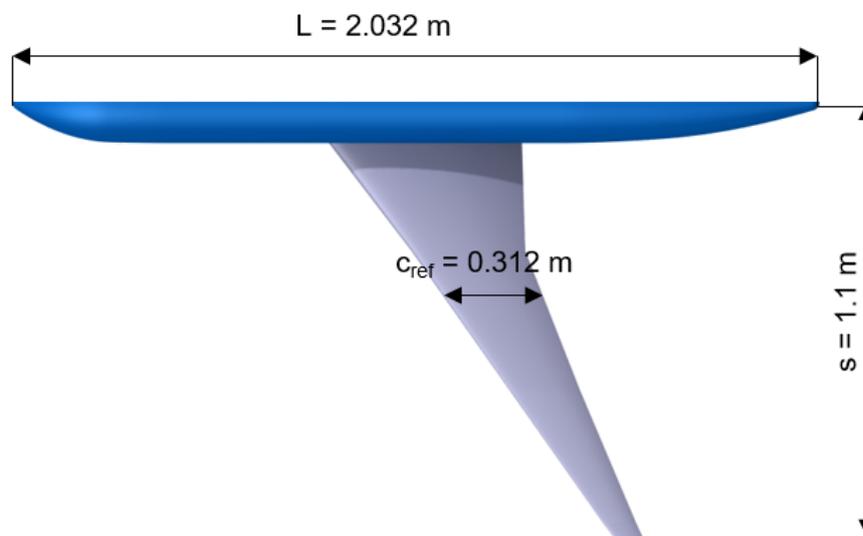


Abbildung 3.7: Windkanalmodell ohne integrierte Hochauftriebshilfen

Eine in den Rumpf integrierte Peniche sorgt für den nötigen Abstand zwischen Modell und Windkanalboden um den Einfluss der Windkanalgrenzschicht zu minimieren. Nicht nur aufgrund des fertigungstechnischen Aufwands, sondern auch um eine möglichst einfache aber dennoch realitätsnahe Hochauftriebskonfiguration zu erhalten, sind folgende Hochauftriebshilfen verbaut:

- „Droop Nose“ entlang der gesamten Vorderkante
- Drei Hinterkantenklappen ausgeführt als ADHF

Verbaut ist das Hinterkantenklappensystem in den Segmenten S1 und S2 (Siehe Kapitel 3.1). Über das Segment S1 erstreckt sich die innere Hinterkantenklappe (IF) und innerhalb des Segments S2 sind zwei Hinterkantenklappen, die mittlere Hinterkantenklappe (MF) und die äußere Hinterkantenklappe (OF), verbaut. Abbildung 3.8 zeigt das auskonstruierte Windkanalmodell. In Tabelle 3.2 sind die maßgeblichen geometrischen Beziehungen dargestellt.

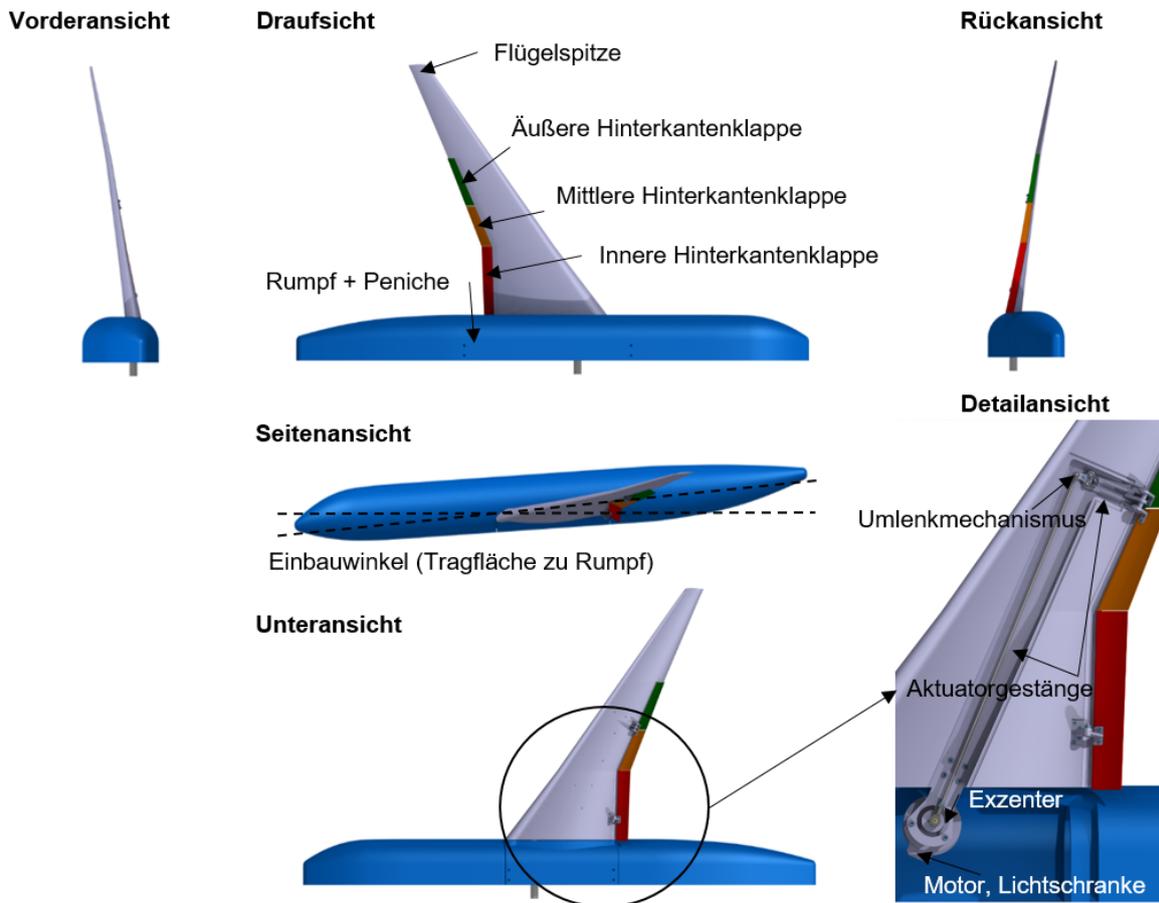


Abbildung 3.8: Windkanalmodell mit Hochauftriebshilfen in Vorder-, Drauf-, Rück-, Seiten-, Unter- und Detailansicht

Die Ausschlagwinkel der Droop Nose und des Spoilers sind auf $\eta_{DN} = 25^\circ$ und $\eta_S = 6.8^\circ$ fixiert und nicht einstellbar. Die IF kann auf $\eta_{IF} = 25^\circ$ und $\eta_{IF} = 30^\circ$ ausgeschlagen werden und ist nicht aktuiert. Die MF und die OF können in einem Winkelbereich zwischen $\eta_{MF,OF} = 20^\circ - 40^\circ$ stufenlos fixiert oder auch gegensinnig mit einer Amplitude von bis zu $\Delta\delta = 5^\circ$ und einer Frequenz bis zu $f = 10 \text{ Hz}$ aktuiert werden. Die Frequenz der Klappenaktuierung wird über die Drehzahl des Motors eingestellt. Die Amplitude der Klappenaktuierung kann mittels verschiedener Exzenter verändert werden. Werden die MF und OF gegensinnig aktuiert, so wird der globale Auftriebsbeiwert konstant gehalten. Die Aktuierung der Klappen erfolgt über ein Aktuatorgestänge. Angetrieben wird das Aktuatorgestänge mittels eines EC90 flat Motors der Firma Maxon Motors. Der Motor ist mit einem Hall Sensor und einem Encoder, welcher bis zu 16384 Impulse pro Motorumdrehung ausgibt, ausgestattet. Somit ist auch eine ausreichend genaue Positionssteuerung der Hinterkantenklappen gewährleistet. Verbaut ist der Motor im Rumpf der Konfiguration. Zusätzlich ist am Motor eine Lichtschranke angebracht, welche das Triggersignal für die phasengemittelten PIV-Messungen und Hitzdrahtmessungen liefert. Dadurch ist ein exakter Zusammenhang zwischen Klappenstellung und gemessenem Geschwindigkeitsfeld gegeben. Um Verwirbelungen durch Bohrungen oder Schraubenverbindungen auf der Oberseite der Tragfläche zu vermeiden, sind alle benötigten Verschraubungen auf der Unterseite der Geometrie zu finden. Mit Ausnahme des Außenflügelsegments S4 ist die Tragfläche aus einem Stück gefertigt. Das Segment S4 ist austauschbar und kann durch verschiedene Flügelspitzen ersetzt werden. Die Tragfläche (Flügelwurzelpprofil) ist mit einem Einbauwinkel von 4° mit dem verkürzten Rumpf kombiniert.

Tabelle 3.2: Maßgebende geometrische Daten des Windkanalmodells.

Maßstab		1 : 27.73	
Tragfläche			
Halbspannweite	$s = b/2$		1.1 m
Referenzfläche	S_{ref}		0.233 m ²
Streckung	Λ		8.53
Zuspitzung	λ		0.12
Bezugsflügelteufe	c_{ref}		0.312 m
Hochauftriebssysteme			
Ausschlagwinkel Droop Nose	DNA		25°
Ausschlagwinkel Spoiler	SA		6.8°
Innerer HK-Ausschlag	IFA	20° - 30° (stationär)	
Mittlerer HK-Ausschlag	MFA	20° - 40° (aktuierbar)	
Äußerer HK-Ausschlag	OFA	20° - 40° (aktuierbar)	
Rumpf			
Länge	L		2.032 m
Maximaler Durchmesser	D		0.220 m
Peniche Höhe	H		0.075 m

Die Rumpfgeometrie konnte mittels numerischer Simulation so ausgelegt werden, dass über einen weiten Anstellwinkelbereich keine Ablösungen an der Rumpfgeometrie entstehen und somit das Nachlaufwirbelsystem beeinflussen. Die Tragfläche und die Hinterkantenklappen bestehen aus dem Material Alu 5083 und der vierteilige Rumpf aus dem Kunststoff M980. Untersuchungen hinsichtlich der Festigkeit und Eigenmoden der Baugruppen wurden mithilfe der Software ANSYS STRUCTURAL ANALYSIS und CATIA V5 durchgeführt.

Kapitel 4

Experimentelle Untersuchungen

Zum einen stellt folgendes Kapitel die Versuchsanlagen vor und zum anderen werden die verschiedenen Messverfahren, welche innerhalb dieser Arbeit zur Anwendung kamen, eingeführt. Im Windkanal A des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München konnten mit Hilfe einer Sechskomponenten-Unterflurwaage aerodynamische Kräfte und Momente erfasst werden. Außerdem wurde die wandnahe Strömung verschiedener Hochauftriebskonfigurationen mittels Wollfäden visualisiert. Gemittelte aber auch zeitaufgelöste Geschwindigkeitsfelder der Nachlaufwirbelsysteme konnten mit Hilfe von „particle image velocimetry“ (PIV) und Hitzdrahtanemometrie (HWA) (Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik) gemessen werden.

4.1 Versuchsanlagen

4.1.1 Windkanal A

Der Windkanal A des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München ist ein Windkanal nach Göttinger Bauart (siehe Abbildung 4.1). Dieser kann sowohl mit offener als auch mit geschlossener Messstrecke (Höhe x Breite x Länge: 1,8 x 2,4 x 4,8 m³) betrieben werden. Alle Versuche im Windkanal A in dieser Arbeit wurden mit offener Messstrecke durchgeführt. Eine Gebläseleistung von 420 kW gepaart mit einer Düsenkontraktion von 7 : 1 führt zu einer maximalen Anströmgeschwindigkeit von 75 m/s bei geschlossener und 65 m/s bei offener Messstrecke. Die maximale Anströmgeschwindigkeit der hier gezeigten Versuche beträgt 40 m/s. Wichtige Kenngrößen der Messstrecke sind in Tabelle 4.1 gelistet. Im Windkanal A wurden sowohl Kraftmessungen und Strömungsvisualisierungen mittels Wollfäden als auch PIV-Messungen im Nahfeld durchgeführt.

Tabelle 4.1: Windkanal A - Kenngrößen der Messstrecke

Turbulenzgrad	$Tu_x = Tu_y = Tu_z < 0.4\%$
Abweichung der Strahlrichtung	$\Delta\alpha = \Delta\beta < 0.2^\circ$
Abweichung des statischen Drucks	$\Delta p/q_{ref} \leq 0.4\%$
Zeitliche Geschwindigkeitsabweichung $x = 1.5 \text{ m}, r \leq 0.8 \text{ m}$	$U_{ref} \leq 20 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.12 \text{ m/s}$ $U_{ref} > 20 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.0067 \text{ m/s}$
Räumliche Geschwindigkeitsabweichung $x = 1.5 \text{ m}, r \leq 0.8 \text{ m}$	$U_{ref} \leq 20 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.12 \text{ m/s}$ $U_{ref} > 20 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.0067 \text{ m/s}$

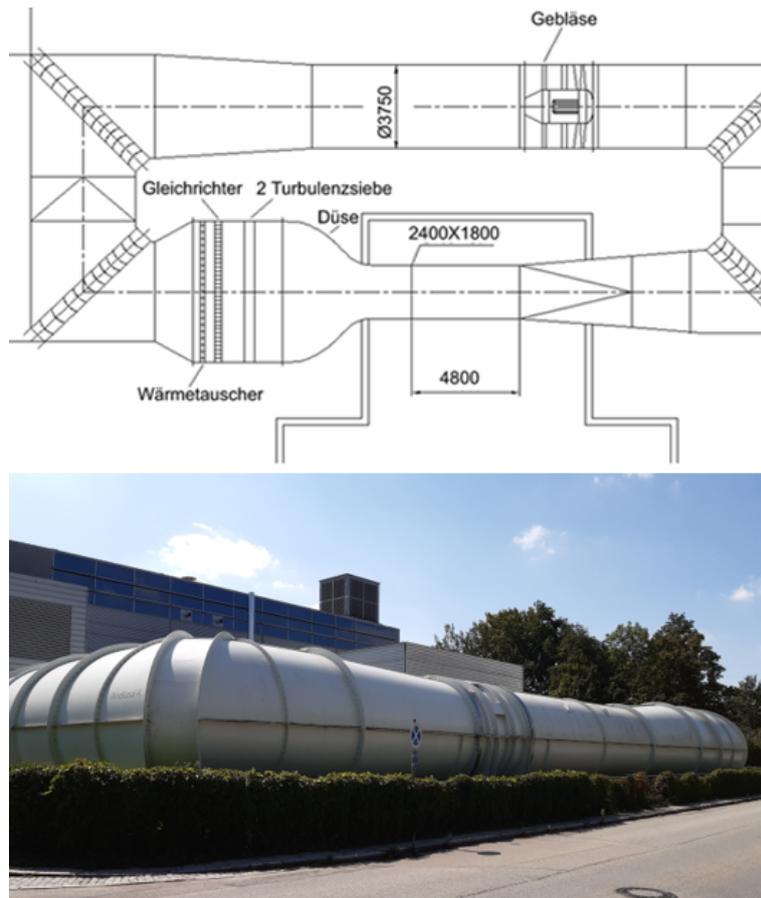


Abbildung 4.1: Windkanal A des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik [2]

4.1.2 Windkanal C

Auch der Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München (siehe Abbildung 4.2) ist ein Windkanal nach Göttinger Bauart jedoch mit geschlossener Messstrecke (Höhe x Breite x Länge: 1,8 x 2,7 x 21 m³). Es wird eine Maximalgeschwindigkeit von 30 m/s mittels einer Gebläseleistung von 210 kW und einer Düsenkontraktion von 2.11 : 1 erreicht. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden alle mit einer Anströmgeschwindigkeit von 25 m/s durchgeführt. Wichtige Kenngrößen der Messstrecke sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. In Windkanal C wurden HWA-Messungen im Nahfeld und erweiterten Nahfeld durchgeführt. Aufgrund der Länge der Messstrecke im Windkanal C konnten die Nachlaufwirbelsysteme der verschiedenen Konfigurationen bis zu sechs Spannweiten stromab vermessen werden.

Tabelle 4.2: Windkanal C - Kenngrößen der Messstrecke

Turbulenzgrad	$Tu_x = Tu_y = Tu_z < 0.5\%$
Abweichung der Strahlrichtung	$\Delta\alpha = \Delta\beta < 0.5^\circ$
Abweichung des statischen Drucks	$\Delta p/q_{ref} \leq 0.5\%$
Zeitliche Geschwindigkeitsabweichung	$U_{ref} \leq 10 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.15 \text{ m/s}$ $U_{ref} > 10 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.01 \text{ m/s}$
Räumliche Geschwindigkeitsabweichung	$U_{ref} \leq 10 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.15 \text{ m/s}$ $U_{ref} > 10 \text{ m/s} : \Delta U_{ref} \leq 0.01 \text{ m/s}$

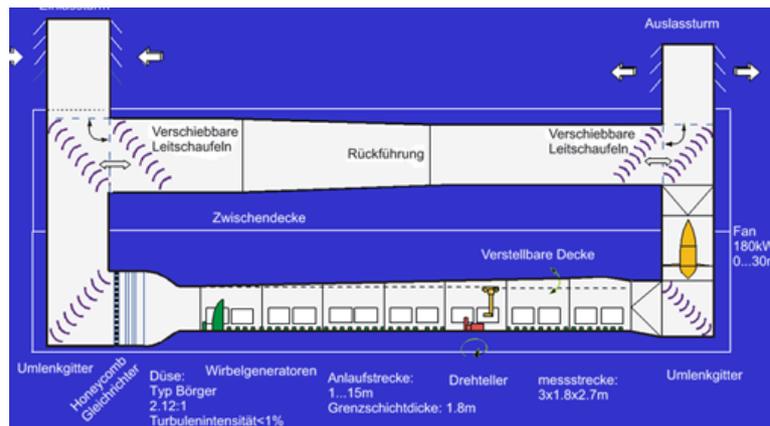


Abbildung 4.2: Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik [3]

4.2 Messtechnik

4.2.1 Kraftmessungen und Strömungsvisualisierung

Kraftmessungen

Gemessen wurden die aerodynamischen Kräfte und Momente im Windkanal A mittels einer elektromechanischen Sechskomponenten-Unterflurwaage, welche sich unter dem Boden der Messstrecke des Windkanals befindet (siehe Abbildung 4.3).

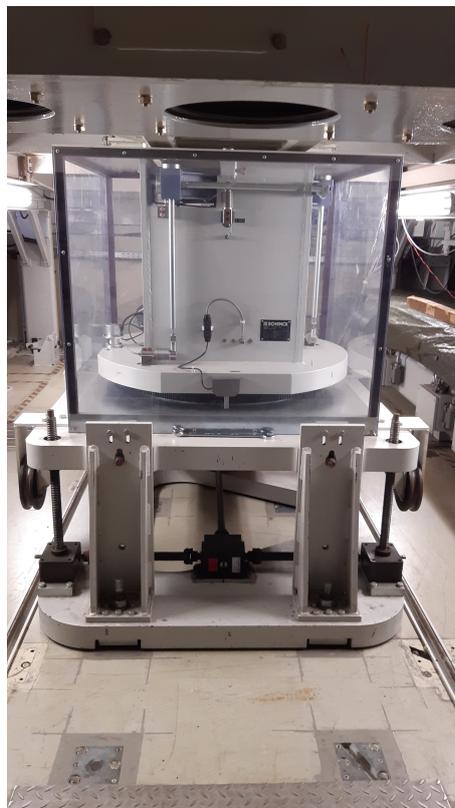


Abbildung 4.3: Unterflurwaage im Windkanal A

In Längsrichtung (Strömungsrichtung) können Kräfte bis zu $\pm 1500 \text{ N}$ gemessen werden.

Normal- und Seitenkräfte dürfen bis zu $\pm 3000 \text{ N}$ betragen. Die maximal messbaren Momente ergeben sich zu $\pm 700 \text{ Nm}$, $\pm 500 \text{ Nm}$ und $\pm 700 \text{ Nm}$ für das Rollmoment, Nickmoment und Giermoment. Abbildung 4.4 zeigt das Windkanalhalbmodell (siehe Kapitel 3), montiert im Windkanal A mit den zugehörigen aerodynamischen und waagenfesten Koordinatensystemen.

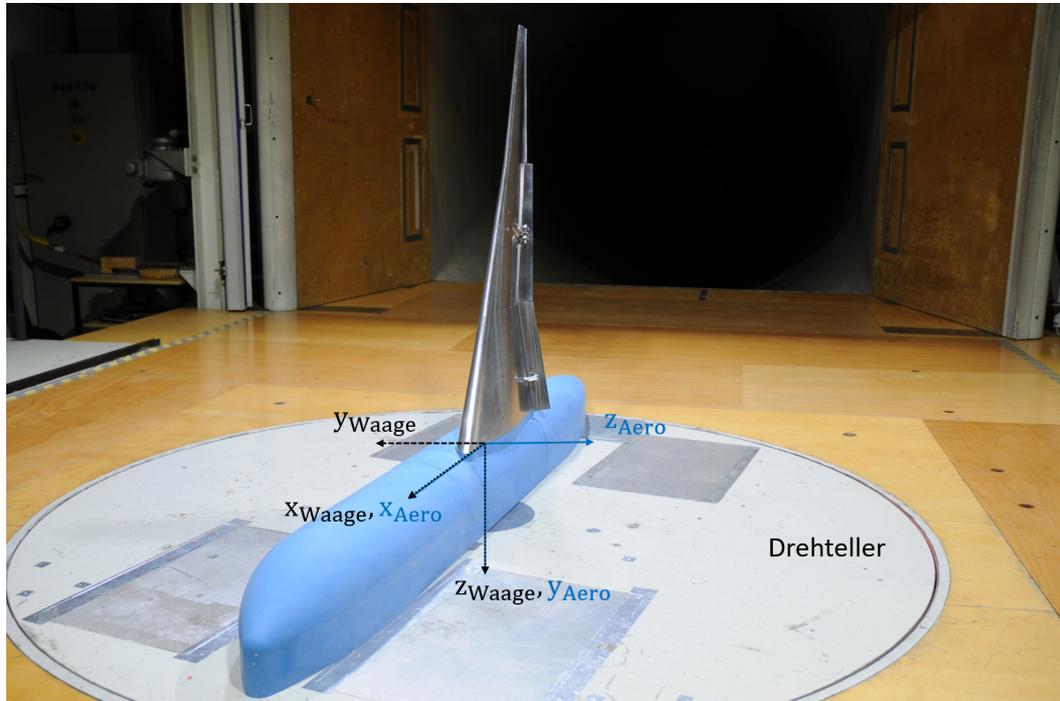


Abbildung 4.4: Windkanalmodell montiert in Windkanal A

Um den Anstellwinkel der Konfiguration zu ändern, ist die Waage mit einem Drehteller (Genauigkeit: $\pm 0.05^\circ$) kombiniert. Da die Waage körperfeste Kräfte (F_x , F_y und F_z) und Momente (M_x , M_y und M_z) misst, müssen für den Auftrieb A , Widerstand W und das Nickmoment M die gemessenen Kräfte und Momente transformiert werden:

$$\begin{bmatrix} A \\ W \\ M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ M_z \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Daraus werden die zugehörigen Beiwerte

$$C_A = \frac{A}{q_{ref} S}, \quad C_W = \frac{W}{q_{ref} S}, \quad C_M = \frac{M}{q_{ref} S l_\mu} \quad (4.2)$$

ermittelt. Der Rumpf mit integrierter Peniche ist von der Tragfläche entkoppelt und ist mit dem Drehteller verschraubt. Zwischen Tragfläche und Rumpf ist ein Spalt von 2 mm eingestellt. Auf diese Art und Weise werden ausschließlich die aerodynamischen Kräfte und Momente der Tragfläche gemessen. Im montierten Zustand wird die Waage genullt (Tarierung), um keine Gewichtskräfte der Tragfläche später in der Auswertung berücksichtigen zu müssen. Für jede untersuchte Konfiguration wurden die Kräfte und Momente einer Nullpolare (ohne Anströmung) im Anstellwinkelbereich von $\alpha = -8^\circ$ bis $+25^\circ$ mit $\Delta\alpha = 1^\circ$ gemessen, welche bei der Auswertung von den Kräften und Momenten der Messpolaren subtrahiert werden. Bei einer Abtastrate der Waage von $f_M = 200 \text{ Hz}$ und einer Messzeit von $t = 20 \text{ s}$ ergeben

sich 4000 Messwerte, aus welchen durch Mittelung die aerodynamischen Kräfte und Momente gewonnen werden. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurden für jede Konfiguration zwei Polaren gemessen, welche zusätzlich an verschiedenen Tagen durchgeführt wurden. Auch der Einfluss der Reynoldszahl auf die aerodynamischen Kräfte und Momente wurde untersucht, indem man die Anströmgeschwindigkeit für ausgewählte Konfigurationen variierte. Um die Messgenauigkeit der Waage in dimensionslosen Beiwerten beurteilen zu können, wurden für eine Hochauftriebskonfiguration vier Polaren-Messungen durchgeführt und die Standardabweichung der Ergebnisse berechnet. Eine Messgenauigkeit von 0.023% konnte für den Beiwert C_A für Anstellwinkel ohne großflächige Ablösungen erzielt werden.

Strömungsvisualisierung

Um körpernahe Strömungen an der Tragfläche einschätzen zu können, werden diese mit Hilfe von Wollfäden visualisiert. Es wurden alle Bereiche der Tragfläche mit ca. 2 cm langen Wollfäden beklebt, da die globale Strömungstopologie von Interesse ist. Zudem wurden auch auf den Hinterkantenklappen Wollfäden angebracht. Zwischen den jeweiligen Wollfadensegmenten muss ein ausreichend großer Abstand gewährleistet sein, damit sich diese untereinander nicht beeinflussen. Die Fäden zeigen die Strömungsrichtung am jeweiligen lokalen Ort an und können als Anhaltspunkt für Ablösungen auf der Tragfläche herangezogen werden. Fäden, welche sich in Strömungsrichtung ausrichten und nahezu in Ruhe bleiben, weisen auf eine lokal anliegende Strömung hin. Hingegen „zappelnde“ und nicht in Strömungsrichtung ausgerichtete Fäden lassen auf eine lokal abgelöste Strömung schließen.

4.2.2 Stereo Particle Image Velocimetry

Die Stereo Particle Image Velocimetry (Stereo PIV-System: siehe Abbildung 4.5) ist ein berührungsloses optisches Messverfahren und dient zur Erfassung der Geschwindigkeitsfelder im Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems des Windkanalmodells (Kapitel 3).

In die Strömung eingebrachte Partikel (Durchmesser ca. $1 \mu m$) werden von einem zu einer Ebene aufgeweiteten Laserstrahl (Nd:Yag Laser mit einer maximalen Energie von 325 mJ und einer Wellenlänge von 532 nm) pulsierend beleuchtet, wobei zwei auf die Messebene fokussierte Kameras (sCMOS Kameras mit einer Auflösung von 2560 x 2160 Pixel) pro Laserpuls und Kamera ein Bild erstellen. Der Winkel zwischen den Kameras beträgt $\Theta \approx 60^\circ$. Einstellungen des PIV-Systems sind in Tabelle 4.3 aufgeführt. Basierend auf den relativen Bewegungen der Partikel werden mittels mathematischer und statistischer Methoden [55] die drei Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Bei Messungen mit unaktuierten Klappen wurden 400 Einzelbildpaare pro Messbereich aufgenommen, wobei die Abtastrate des Lasers $f_{meas} = 15 \text{ Hz}$ betrug. Im Auswerteprozess wurden diese Einzelbilder wiederum gemittelt. Bei phasengemittelten Messungen mit aktuierten Klappen musste die Abtastrate des Lasers f_{meas} an die Aktuierungsfrequenz der Klappen $f_{akt.}$ angepasst werden. Die Aktuierungsfrequenz der Klappen (z.B. $f_{akt.} = 1.8 \text{ Hz}$) ist um ca. eine Größenordnung kleiner im Vergleich zur maximalen Abtastrate des Lasers. Problematisch ist, dass mit abnehmender Abtastrate des Lasers ($f_{meas} = 1.8 \text{ Hz}$) die maximal mögliche Energie des Lasers abnimmt und somit das Streulicht der Partikel in ihrer Intensität zu gering ausfällt. Somit wurde ein Frequenzbereich der Abtastrate des Lasers von $f_{meas} = 14 \text{ Hz}$ bis $f_{meas} = 15 \text{ Hz}$ festgelegt. Auf diese Weise stellte das PIV System automatisiert für die Abtastrate des Lasers ein Vielfaches der Aktuierungsfrequenz der Klappen (z.B. $f_{akt.} = 1.8 \text{ Hz} \implies f_{meas.} = 14.4 \text{ Hz}$) ein, wobei die Kameras nicht bei jedem Laser-Schuss jeweils ein Bildpaar erstellten sondern lediglich mit einer Abtastrate, welche der Aktuierungsfrequenz der Klappen entsprach. Die Periode der

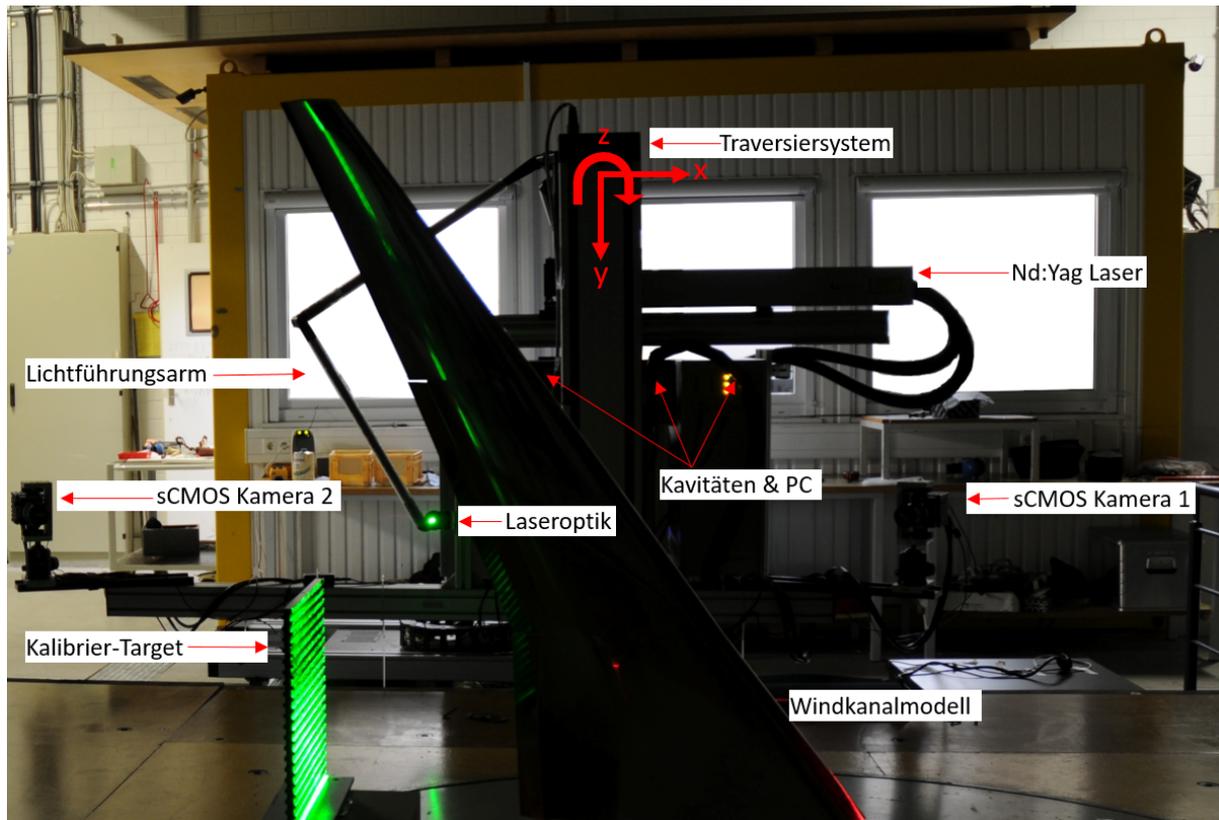


Abbildung 4.5: Stereo Particle Image Velocimetry System

Klappenoszillation wurde in acht Phasen aufgeteilt. Pro Phase und Bildausschnitt werden 200 Einzelbildpaare aufgenommen, welche gemittelt werden. Das Triggersignal (Lichtschanke am Motor des Windkanalmodells) wird von einer im PIV-System verbauten PTU Einheit (Power Transmitting Unit) empfangen. Die Einstellung des Phasenversatzes erfolgt mittels der Software LaVision DaVis8. Abbildung 4.6 zeigt die verschiedenen Klappenstellungen für die getriggerten Phasen. Die Aufnahme der hier gezeigten Bilder erfolgte mittels der Kameras des PIV-Systems während einer Klappenoszillation mit einer Frequenz von $f = 1.8 \text{ Hz}$ und einer Amplitude von $\Delta\delta = 5^\circ$ (siehe auch Abbildung 5.4). Die Messgenauigkeit der PIV-Messungen konnte mit Hilfe eines Korrelationsverfahrens [86] bestimmt werden und beträgt mit Hinblick auf die drei Strömungskomponenten für Messungen ohne aktuierte Hinterkantenklappen $\pm 0.025 U_\infty$. Für phasengemittelte Messungen (aktuierte Hinterkantenklappen) beläuft sich die Messgenauigkeit auf etwa $\pm 0.038 U_\infty$.

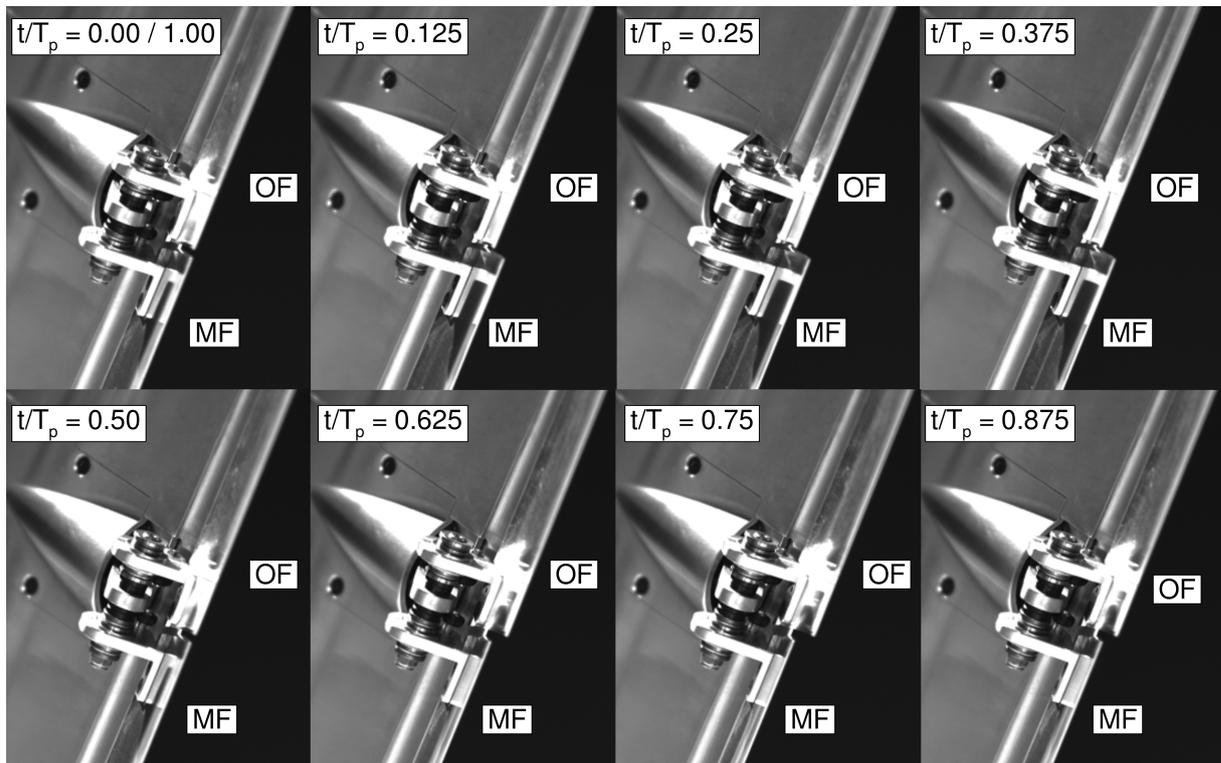


Abbildung 4.6: Klappenstellungen bei den acht gemessenen Phasen

Tabelle 4.3: Stereo-PIV Setup

Winkel zwischen den Kameras	$\Theta \approx 60^\circ$
Bildpaare pro Messung	400 (ohne Klappenaktuierung) 200 (mit Klappenaktuierung)
Finale Bildausschnittgröße	$d_y \times d_z \approx 0.45 \times 0.210 \text{ m}^2$
Anzahl der Vektoren pro Ausschnitt	≈ 4500
Räumliche Auflösung	$\Delta d = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Entdimensionierte räumliche Auflösung	$\Delta d/s = 1.36 \cdot 10^{-3}$
Software	LaVision DaVis 8
Korrelationsalgorithmus	Stereo Kreuzkorrelation
Überlappung	0%

4.2.3 Hitzdrahtmesstechnik

Ein im Durchmesser $5 \mu\text{m}$ großer mit Gold beschichteter Wolframdraht, gespannt zwischen zwei Haltestifte, wird über ein Anemometer (A.A-LAB AN-1003) beheizt und auf konstanter Temperatur gehalten (CTA-Constant Temperature Anemometry). Durch ein vorbeiströmendes Fluid wird der Draht gekühlt. Die abgegebene Wärmemenge steht mit der zugeführten elektrischen Heizleistung pro Zeiteinheit im Gleichgewicht. Steigt die abgegebene Wärmemenge, muss die zugeführte elektrische Leistung erhöht werden, um den Hitzdraht auf konstanter Temperatur zu halten. Aufgrund dieser Tatsache kann ein Zusammenhang zwischen zugeführter elektrischer Leistung und der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids hergeleitet werden. An dieser Stelle sei auf folgende Arbeiten hingewiesen, welche bereits eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Grundlagen der Hitzdrahtmesstechnik aufzeigen [5, 14]. Vorteile der Hitzdrahtmesstechnik sind die sowohl räumlich als auch zeitlich hohe Auflösung des gemessenen Strömungsfeldes. Nachteilig ist der hohe Zeitaufwand der Messungen und die Anfälligkeit hinsichtlich mechanischer Zerstörung des Hitzdrahtes. Die Hitzdrahtmessungen fanden im Windkanal C statt.

Hitzdrahtsonde, Kalibrierung und Auswertung

Abbildung 4.7 zeigt eine Tripelfühler-Hitzdrahtsonde, montiert an einem eigens für die hier durchgeführten Versuche konstruierten Hitzdrahtsondenhalter. Mit Hilfe des stufenlos einstellbaren Sondenhalters kann die Hitzdrahtsonde exakt in Anströmrichtung des Windkanals ausgerichtet werden.



Abbildung 4.7: Sondenhalter mit montierter Hitzdrahtsonde

Als Grundlage der eigenentwickelten Sonden diente eine Dreidrahtsonde vom TYP DISA 55P91. Die Drähte weisen eine Länge von $l_w = 1.25 \text{ mm}$, einen Durchmesser von $d_w = 5 \mu\text{m}$ und einen Temperaturkoeffizienten von $\alpha_{20} = 0,0036 \text{ 1/K}$ auf. Die Länge des gesamten Sondenkörpers inklusive Haltespannen beträgt 65 mm und dessen Durchmesser 8 mm [14]. Auf Basis dieser Abmessungen kann der Einfluss des Sondenkörpers auf das Nachlaufwirbelsystem als gering angenommen werden. Kalibriert wurden die Sonden mit Hilfe des lehrstuhleigenen Kalibrierstands. Der „StreamLine Pro Automatic Calibrator“ wird mit 8 bar Druckluft beaufschlagt. Mit Hilfe verschiedener Düsenausführungen können Geschwindigkeiten von 0.02 m/s bis zu 300 m/s eingestellt werden. Die Hitzdrahtsonde, aufgesteckt auf den Sondenhalter, wird entgegen der Strömungsrichtung über der Düse des „StreamLine Pro Automatic Calibrator“ eingespannt. Über ein Traversiersystem kann der Öffnungswinkel θ und der Umlaufwinkel ϕ der Sonde verstellt werden. Aus der Drahtanordnung der drei Drähte ergibt sich ein maximaler Öffnungswinkel von $\theta = 35^\circ$. Der Umlaufwinkel ϕ läuft von $0 - 360^\circ$. Die Kalibrierung erfolgt automatisiert. Tabelle 4.4 zeigt die Anströmgeschwindigkeiten und -winkel für die Kalibrierung der Hitzdrahtsonde.

Pro Kalibrierpunkt werden im Zeitraum von 1 s mit einer Abtastrate von 3000 Hz über das

Tabelle 4.4: Kalibriermatrix der Hitzdrahtsonde

Geschwindigkeit	0 m/s, 1 m/s, 2 m/s bis 40 m/s in $\Delta U = 2 \text{ m/s}$
Öffnungswinkel θ	-35° bis 35° in $\Delta\theta = 5^\circ$
Umlaufwinkel ϕ	0° bis 360° in $\Delta\phi = 10^\circ$

Anemometer (A.A-LAB AN-1003) und den A/D-converter (DT9836, 16bit) die Spannungssignale aufgezeichnet. Zusätzlich zu den Spannungssignalen der Hitzdrahtsonde wird ein Spannungssignal eines PT100 Thermofühlers mitaufgenommen, aus welchem die Umgebungstemperatur während der Kalibrierung berechnet wird. Diese dient zur Temperaturkorrektur der Anemometerspannungen. Mit Hilfe numerischer Methoden wird aus den Kalibrierpunkten eine erweiterte Kalibriertabelle erstellt (siehe [5, 14]). Die Kalibriertabelle wird zur Auswertung der Hitzdrahtmessungen im Windkanal C benötigt. Mit Hilfe einer statistischen Fehlerberechnung ergibt sich eine Genauigkeit von ca. 1% für gemittelte Größen, ca. 2.5% für Turbulenzintensitäten und ca. 4% für spektrale Leistungsdichten.

Messaufbau

Abbildung 4.8 zeigt das Windkanalmodell (siehe Kapitel 3) eingebaut in Windkanal C.



Abbildung 4.8: Windkanalmodell montiert in Windkanal C

Mit einer Halbspannweite von $s = 1.1 \text{ m}$ bzw. einer Spannweite von $b = 2.2 \text{ m}$ und einer, für den vorliegenden Messaufbau nutzbaren Messstrecke (13.2 m), ergibt sich die maximal möglich zu messende entdimensionierte Stromabposition zu $x/b = 6$. Im Gegensatz zu Windkanal A ist in Windkanal C keine Kraftmessung mittels Waage möglich. Der Rumpf des Modells ist auf einer Platte aufgelegt und verschraubt, welche wiederum mit der Welle der Drehachse des Modells verbunden ist. Somit ist zwischen dem Boden der Messstrecke und dem Rumpf ein Spalt von etwa 1 cm . Der Flansch, an welchem die Tragfläche montiert ist, stellt das Verbindungsstück zwischen Tragfläche und Winkelgebereinheit dar. Über die Winkelgebereinheit kann mittels Servomotor und Phytronsteuerung der Anstellwinkel des Modells vorgegeben werden. Der Referenzpunkt („Wing Reference Point“) ist die Hinterkante der Flügelspitze bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$. Es werden Ebenen senkrecht zur Anströmrichtung traversiert. Der Anstellwinkel wird bei bereits eingestellter Anströmgeschwindigkeit angefahren, um Ablösetendenzen entgegenzuwirken. Abbildung 4.9 zeigt den allgemeinen Messaufbau der Hitzdrahtmessungen, welcher in Windkanal C zum Einsatz kam.

Der Sondenhalter mit montierter Hitzdrahtsonde ist an dem 3-Achs Traversiersystem entgegen der Strömungsrichtung verschraubt. Die Hitzdrahtsignale werden mit Hilfe des Anemometers A.A.-LAB AN-1003 verarbeitet und die daraus erhaltenen Spannungssignale an den A/D-converter DT9836 16-bit gesendet. Zusätzlich zu den Spannungssignalen der Hitzdrahtsonde werden Spannungssignale der Größen p (Umgebungsdruck), q (Staudruck) und T (Temperatur) aufgenommen. Ein „NI LabVIEW“ Programm zeichnet die Signale auf, visualisiert diese und speichert diese auf der Festplatte des Rechners ab. Ausgewertet werden die Daten wie in [5, 14] bereits beschrieben. Gleichzeitig dient der Rechner sowohl zur Ansteuerung der 3-Achs-Traversiereinheit als auch zur Ansteuerung des Motors, welcher zur

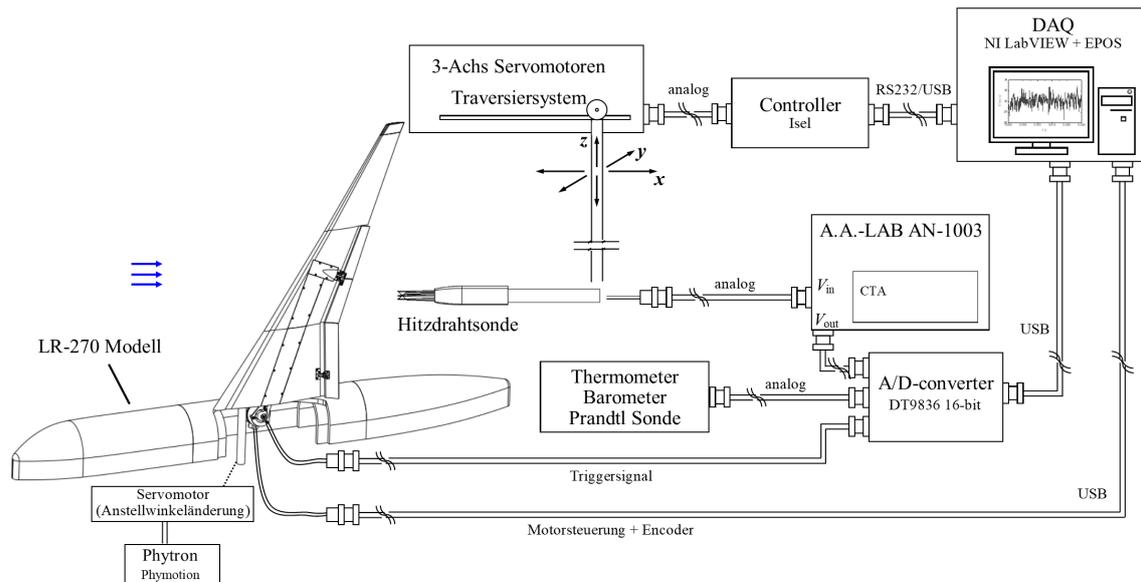


Abbildung 4.9: Prinzipskizze des Messaufbaus in Windkanal C

Tabelle 4.5: Räumliche Auflösung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen

Grob	Mittel	Fein	Sehr Fein
$\Delta y = \Delta z = 100 \text{ mm}$	$\Delta y = \Delta z = 20 \text{ mm}$	$\Delta y = \Delta z = 10 \text{ mm}$	$\Delta y = \Delta z = 5 \text{ mm}$
$\frac{\Delta y}{b} = \frac{\Delta z}{b} = 0.045$	$\frac{\Delta y}{b} = \frac{\Delta z}{b} = 0.009$	$\frac{\Delta y}{b} = \frac{\Delta z}{b} = 0.0045$	$\frac{\Delta y}{b} = \frac{\Delta z}{b} = 0.0027$

Aktuierung der Hinterkantenklappen zum Einsatz kommt. Für Konfigurationen mit aktuier-ten Hinterkantenklappen wird mittels einer am Motor verbauten Lichtschranke ein Triggersignal mitaufgenommen. Mit Hilfe des aufgezeichneten Triggersignals können die gemessenen Daten phasengemittelt ausgewertet werden. Die Abtastrate der in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse beträgt $f_M = 3000 \text{ Hz}$. Somit beträgt die Nyquistfrequenz $f_N = 1500 \text{ Hz}$. Für Messungen ohne Klappenaktuierung wurde als Messdauer je Messpunkt $t_M = 6 \text{ s}$ und mit Klappenaktuierung $t_M = 10 \text{ s}$ gewählt. Bei einer Aktuierungsfrequenz der Klappen von $f_{akt.} = 1.8 \text{ Hz}$ werden mit einer Messdauer von $t_M = 10 \text{ s}$ bis zu 18 Perioden aufgezeichnet. Eine Periode wird wiederum in 50 Phasen aufgeteilt und ausgewertet. Dadurch kann das Strömungsfeld zeitaufgelöst betrachtet werden. Die räumliche Auflösung der Messpunkte ist in Tabelle 4.5 aufgeführt und in Abbildung 4.10 beispielhaft dargestellt. Anfangs werden die Messebenen mittels einer groben Gitterauflösung vermessen, um die dominierenden Strukturen des Nachlaufwirbelsystems zu erkennen. Mit Hilfe eines mittelmashigen Netzes kann das zu vermessende Strömungsfeld stark eingegrenzt werden. Fein werden Scherschichten und Wirbelstrukturen vermessen, wobei Wirbelkerne mit einer sehr feinen Auflösung abgebildet werden. Für Konfigurationen mit aktuiereten Hinterkantenklappen vergrößert sich, aufgrund der sich ausbildenden Wirbeldynamik, der Bereich, welcher fein aufgelöst werden muss, deutlich. Die Vermessung der einzelnen Ebenen erfolgt vollautomatisiert. Je nach Messebene und Auflösung kann sich eine Messdauer von bis zu sechs Stunden ergeben.

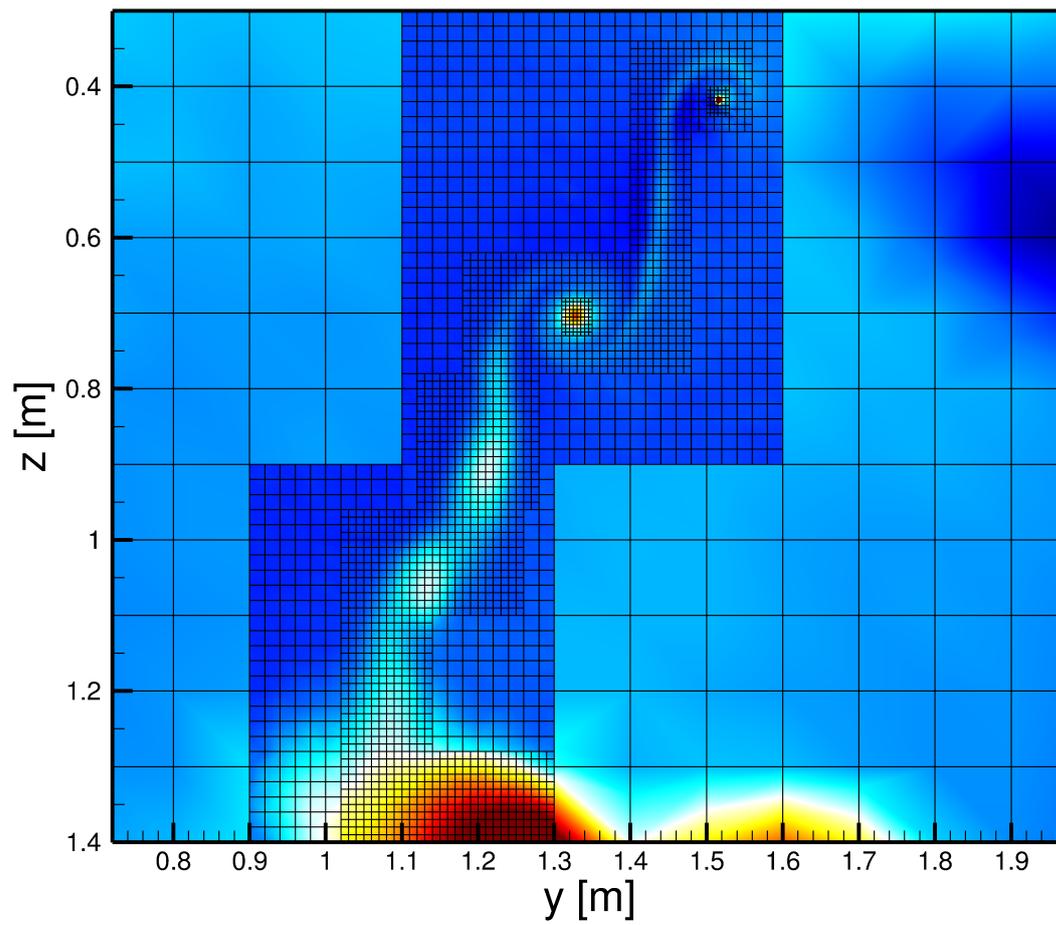


Abbildung 4.10: Räumliche Auflösung der Messpunkte der Hitzdrahtmessungen am Beispiel einer Messebene bei $x/b = 0.5$

Kapitel 5

Numerische Simulation

Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden komplementär numerische Simulationen zur Berechnung des Nachlaufwirbelsystems herangezogen. Außerdem wurde auf Basis numerischer Untersuchungen das Windkanalmodell LR-270 ausgelegt. Im folgenden Kapitel sollen die angewandten numerischen Methoden vorgestellt werden. Basis der verwendeten numerischen Methoden bilden die inkompressiblen Navier-Stokes Gleichungen (Kapitel 5.1). Zur Auslegung des Modells, für die Berechnung von aerodynamischen Kräften und Momenten und für die Modellierung des Nahfelds der Nachlaufwirbelsysteme werden „unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes“-Verfahren (U/RANS-Verfahren) verwendet (Kapitel 5.2). Der weitere Stromabverlauf des Nachlaufwirbelsystems wird mit Hilfe von Grobstrukturmodellen (LES - Large Eddy Simulation) abgebildet (Kapitel 5.3).

5.1 Navier-Stokes Gleichungen

Die Navier-Stokes Gleichungen sind eine Ergänzung der Euler-Gleichungen um Viskosität beschreibende Terme. Sie dienen als mathematisches Modell zur Beschreibung von Strömungen von linear-viskosen newtonischen Fluiden. Die Navier-Stokes Gleichungen (Impulsgleichung, Kontinuitätsgleichung und Energiegleichung) bilden ein System von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Im Gegensatz zu den Euler-Gleichungen können die Navier-Stokes Gleichungen Turbulenz und Grenzschichten abbilden. In vorliegender Arbeit werden alle Strömungen und Strömungsprobleme als inkompressibel ($\rho \equiv const.$) angesehen, da eine maximale Machzahl von $Ma = 0.07$ als Einströmrandbedingung nicht überschritten wird. Die Kontinuitätsgleichung und Impulsgleichung ergeben sich somit wie folgt:

$$\nabla \mathbf{v} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\bar{\tau}) + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (5.2)$$

Wobei der Spannungstensor $\bar{\tau}$ mit Hilfe der Viskosität μ und des Einheitstensors I wie folgt bestimmt wird:

$$\bar{\tau} = \mu[(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \mathbf{v} I] \quad (5.3)$$

Die Energiegleichung wird für die vorliegenden Berechnungen nicht benötigt. Da keine allgemeine analytische Lösung des Problems bekannt ist, muss eine Lösung mittels numerischer Methoden angestrebt werden. Direkte Numerische Simulationen (DNS) kommen für die vorliegenden Problemstellungen aufgrund des weitaus zu hohen Rechenaufwands nicht in Frage.

5.2 Reynolds-gemittelte Navier-Stokes Gleichungen

Die instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (U/RANS) beschreiben den Transport von gemittelten Strömungsgrößen, wobei der gesamte Bereich der Turbulenzskalen modelliert wird. Die Wahl des Turbulenzmodells ist abhängig von den physikalischen Strömungseigenschaften des Fluids, der etablierten Praxis zur Lösung von bestimmten Problemstellungen, dem erforderlichen Genauigkeitsgrad, den verfügbaren Rechenressourcen und der für die Simulation verfügbaren Zeit. Der U/RANS basierte Modellierungsansatz reduziert den erforderlichen Rechenaufwand und die Ressourcen gegenüber direkten numerischen Simulationen aber auch Grobstruktursimulationen erheblich und ist für praktische technische Anwendungen weit verbreitet. Zur Auslegung des Windkanalmodells und zur Berechnung der aerodynamischen Kräfte und Momente an der Tragfläche des Modells kommen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen zum Einsatz. Der Grundgedanke des Ansatzes ist die Aufteilung der Strömungsgrößen in eine gemittelte und eine fluktuierende Komponente. Allgemein ergibt sich somit für eine beliebige Strömungsgröße Φ :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (5.4)$$

Substituiert man Ausdrücke dieser Form für die Strömungsvariablen in die Gleichungen 5.1 und 5.2 ergeben sich die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen in Notations-schreibweise zu (ρg und F nicht berücksichtigt):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u'_i u'_j}) \quad (5.6)$$

Die Gleichungen ähneln der Form der Navier-Stokes-Gleichungen, wobei die Strömungsgrößen nun gemittelte Werte darstellen. Es werden zusätzliche Terme (Reynoldsspannungen: $-\overline{\rho u'_i u'_j}$) aufgeführt, welche die Effekte der Turbulenz repräsentieren. Diese Terme müssen modelliert werden.

5.2.1 Turbulenzmodellierung

Für die vorliegenden Problemstellungen (Windkanalmodellauslegung und numerische Simulation der Hochauftriebskonfigurationen für aerodynamische Kraft- und Momentenberechnungen und Nahfeldberechnungen) wird das Zweigleichungsturbulenzmodell *SST k* – ω angewendet. Basis dieser Modellierung ist die Boussinesq-Approximation, welche die Reynoldsspannungen in Bezug zu den Gradienten der gemittelten Geschwindigkeiten setzt:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right) \quad (5.7)$$

Für diesen Ansatz müssen zwei weitere Transportgleichungen für k (turbulente kinetische Energie) und ω (spezifische Dissipationsrate) gelöst werden, wobei μ_t als Funktion von k

und ω berechnet wird. Der Nachteil dieses Ansatzes ist, dass die turbulente Wirbelviskosität μ_t als isotropes Skalar angenommen wird, was eine Vereinfachung darstellt. Das SST $k - \omega$ Modell wurde von Menter [53] entwickelt. Das Modell nutzt die Vorteile des $k - \omega$ Modells in wandnaher Strömung und die Fähigkeit des $k - \epsilon$ Modells in freien Strömungen gute Lösungen zu produzieren. Das SST $k - \omega$ Modell ist an das $k - \omega$ Modell angelehnt, bietet allerdings folgende Anpassungen:

- Abweichende Modellkonstanten
- Änderung der Definition der turbulenten Wirbelviskosität, um den Transport der turbulenten Schubspannung zu berücksichtigen
- Zusätzlicher Diffusionsterm D_ω in ω Transportgleichung
- Multiplikation von $k - \omega$ und $k - \epsilon$ Modell mit „blending function“ (Aktivierung von $k - \omega$ Modell in Wandnähe und $k - \epsilon$ Modell in freier Strömung)

Die Transportgleichungen für k und ω ergeben sich nach [7] zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}) + \tilde{G}_k - Y_k \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (5.9)$$

\tilde{G}_k steht für die Entstehung turbulenter kinetischer Energie aufgrund gemittelter Geschwindigkeitsgradienten, wobei G_ω für die Erzeugung der spezifischen Dissipationsrate steht. Γ_k and Γ_ω bilden die Diffusivität von k bzw. ω ab. Die Dissipation der Größen k und ω drückt sich in den Termen Y_k bzw. Y_ω aus. Die Modellierung der jeweiligen Terme und die der „blending function“ kann in [53] nachvollzogen werden.

5.2.2 Strömungslöser und Diskretisierung

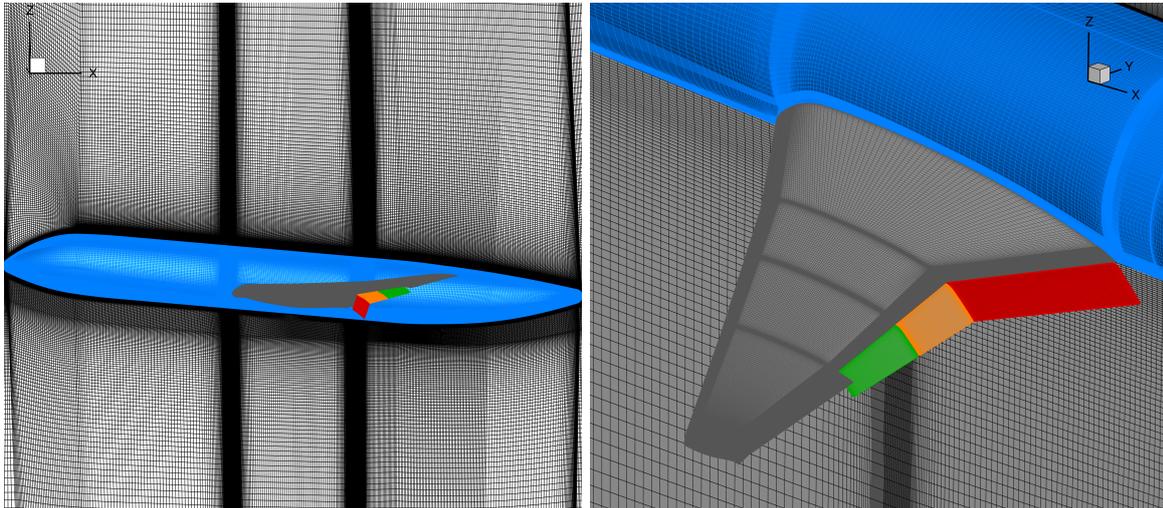
Zur Durchführung der numerischen Simulationen kam die kommerzielle Software ANSYS FLUENT zur Anwendung. Die Software bietet sowohl einen druckbasierten als auch einen dichte-basierten Strömungslöser. Der druckbasierte Ansatz dient in den Untersuchungen als Strömungslöser, da die Strömungen als inkompressibel angenommen werden können. Der druckbasierte Strömungslöser bietet entweder einen entkoppelten oder gekoppelten Lösungsalgorithmus an, wobei der entkoppelte Lösungsalgorithmus die Strömungsgrößen (u , v , w , p , k , ω) nacheinander und entkoppelt berechnet, wohingegen der gekoppelte Lösungsalgorithmus diese gleichzeitig und gekoppelt berechnet. Vorteil des gekoppelten Algorithmus ist eine geringere benötigte Anzahl an Iterationen, um eine geeignete Lösung zu berechnen (Konvergenzkriterium für alle Berechnungen: Residuen $\leq 10^{-6}$). Nachteil ist der für die Berechnung benötigte höhere Arbeitsspeicher (ca. Faktor 2.5) im Vergleich zum entkoppelten Algorithmus. Auf Basis verschiedener Testsimulationen wird in dieser Arbeit der gekoppelte Algorithmus gewählt, da sich neben einer schnelleren Konvergenz (hinsichtlich Anzahl an Recheniterationen) auch ein robusteres Verhalten während der Simulationsdauer zeigt. Sowohl die Diskretisierung der Gradienten, des Drucks, des Impulses, der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen Dissipationsrate als auch die zeitliche Formulierung (U/RANS) wird in Tabelle 5.1 gezeigt.

Tabelle 5.1: Diskretisierungsschemata für U/RANS Berechnungen

Gradienten	Least Squares Cell Based
Druck	Second Order
Impuls	Second Order Upwind
Turbulente kinetische Energie	Second Order Upwind
Spezifische Dissipationsrate	Second Order Upwind
Zeit	Second Order Implicit

5.2.3 Netzgenerierung und Randbedingungen

Das blockstrukturiert vernetzte Rechengitter (ca. 2000 Blöcke) ist mit Hilfe der Software ANSYS ICEMCFD erstellt worden. Durch eine Netzkonvergenzstudie konnten ca. 80 Mio. Volumenzellen (verglichen mit ~ 40 Mio. Zellen und ~ 120 Mio. Zellen) als ausreichend angenommen werden. Vor allem die Grenzschicht zwischen Geometrie und freier Umströmung und das Nachlaufwirbelsystem im unmittelbaren Nahfeld werden somit ausreichend fein diskretisiert. Abbildung 5.1 zeigt das blockstrukturiert vernetzte Rechengitter der Windkanalgeometrie und eine Schnittebene (normal zur y -Achse) bei $y = -0.075$ m.

**Abbildung 5.1:** Blockstrukturiert vernetzte Windkanalgeometrie

Es muss sich an jeder Stelle und für alle Anströmbedingungen der Geometrie ein dimensionsloser Wandabstand von $y^+ \leq 1$ ergeben.

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (5.10)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.11)$$

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0.5 \rho U_{ref}^2 C_{f,x} \quad (5.12)$$

Für eine erste Abschätzung wurde der Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ [72] für eine ebene turbulent umströmte Platte berechnet und mit Hilfe der Gleichungen 5.12, 5.11 und 5.10 der Wandabstand y der ersten Rechengitterschicht bestimmt.

$$C_{f,x} = \frac{0.074}{\sqrt[5]{Re}} \quad (5.13)$$

Der auf diese Weise berechnete Wert von y konnte als Startwert für die ersten Simulationen genutzt werden. Anhand von den Ergebnissen der Simulationen und deren Validierung konnte y angepasst werden, so dass $y^+ \leq 1$ erfüllt wird. Abbildung 5.2 zeigt y^+ Konturplots der Unter- und Oberseite der untersuchten Geometrie bei Anströmbedingungen von $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$. Die Wachstumsrate der Zellen in normaler Richtung zur Geometrie wird mit einem Wert von $e = 1.1$ festgelegt. Auch der Bereich des sich ausbildenden Nachlaufwirbelsystems ist hinreichend genau aufgelöst.

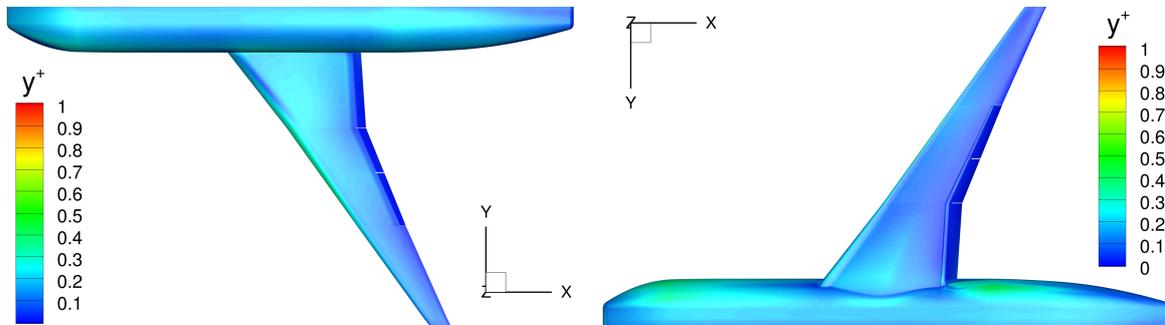


Abbildung 5.2: y^+ Kontur auf der Unter- und Oberseite der Geometrieoberfläche bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$

Die hier verwendeten Abmessungen des Rechengebiets entsprechen den Abmessungen der Messstrecke des Windkanals A (siehe Abbildung 5.3). Zur Berechnung des erweiterten Nahfelds (komplementär zu Hitzdrahtmessungen im Windkanal C) werden die Abmessungen der Rechendomain an die Abmessungen der Windkanal C Messstrecke angepasst. Zur Analyse des Fernfelds wird ein noch größeres Rechengebiet benötigt (siehe Kapitel 5.3.3). Der Boden der Messstrecke (Windkanal A und C) wird reibungsfrei modelliert. Als Einlassbedingung wird eine „Inlet“-Randbedingung mit einer Einströmgeschwindigkeit von 25 m/s implementiert mit Turbulenzintensitäten von $Tu_{x,y,z} = 0.004$ (WK/A) und $Tu_{x,y,z} = 0.005$ (WK/C). Die Dichte des Fluids beträgt $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$ und die dynamische Viskosität wird mit $\mu = 1.7894e^{-5} \text{ kg/ms}$ angesetzt. Als Auslassbedingung dient die Randbedingung „Pressure Outlet“. Auch die Flächen in positiver und negativer z-Richtung und negativer y-Richtung werden als „Pressure Outlet“ Randbedingungen [6] festgelegt (komplementär zu WK/A Experimenten). Bei Simulationen komplementär zu den Hitzdrahtmessungen in WK/C werden stattdessen reibungsfreie Wände als Randbedingungen vorgegeben. Die Geometrie wird als reibungsbehaftete Wand mit dem Material entsprechenden Rauigkeiten modelliert. Es ist zu erwähnen, dass für eine Polarsimulation nicht eine variierende Anströmung den Anstellwinkel generiert, sondern die Drehung der Geometrie um die y-Achse bei konstanter Anströmung in x-Richtung.

Für aktuierte Konfigurationen ergeben sich für die Randbedingungen der aktuierten Hinterkantenklappen Besonderheiten. Wie in Kapitel 5.2.4 beschrieben, werden die Klappen mit Hilfe von Bewegungsgleichungen (UDF - User Defined Function) implementiert. Somit wird eine reibungsbehaftete bewegte Wand modelliert. Außerdem muss für jeden berechneten Zeitschritt das Rechengitter adaptiert werden. Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf der invers oszillierenden Hinterkantenklappen MF und OF während einer Periode.

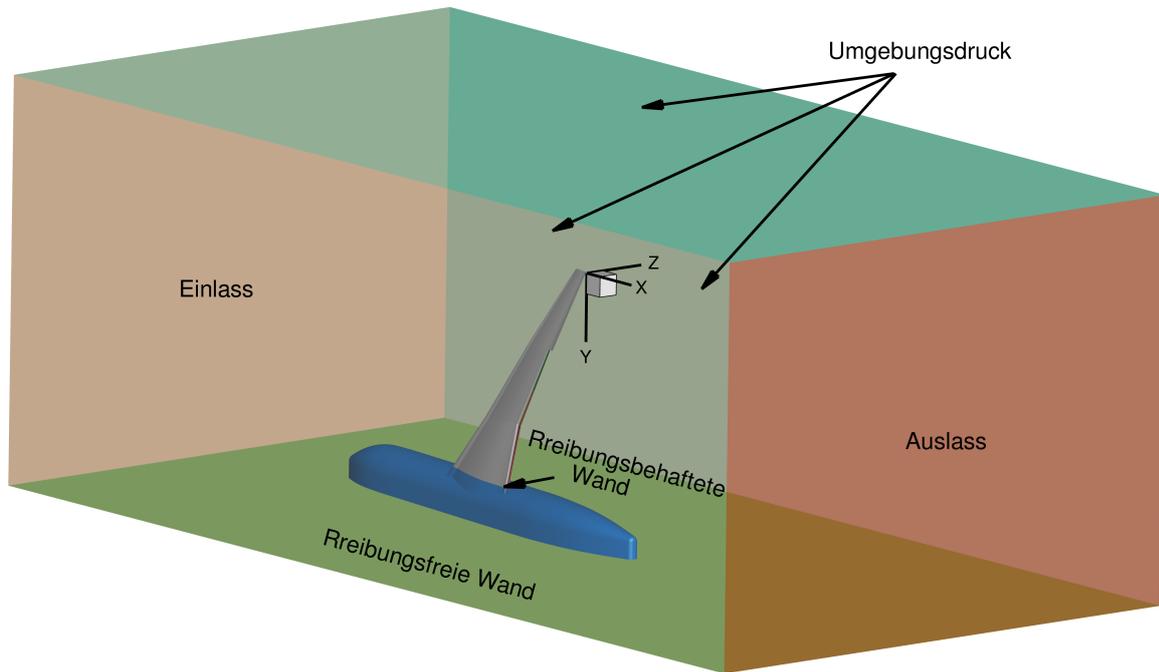


Abbildung 5.3: Randbedingungen für die U/RANS Simulationen der Hochauftriebskonfigurationen

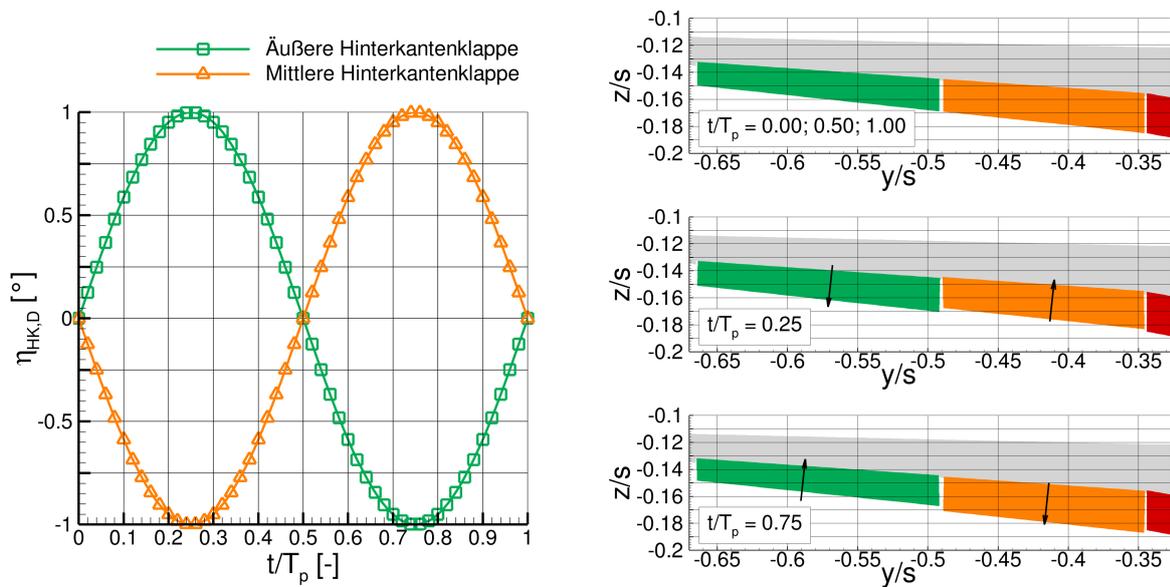


Abbildung 5.4: Gegenseitig oszillierende Hinterkantenklappen MF und OF während einer Periode

Die Aktuierungsamplitude $\Delta\delta$ wird für diesen Fall auf $\Delta\delta = 1^\circ$ festgelegt. Die Bewegungsgleichung der OF unterscheidet sich im Vorzeichen zur Bewegungsgleichung der MF. Die OF fährt in der Zeitspanne zwischen $t/T_p = 0.00$ bis $t/T_p = 0.25$ aus und vergrößert somit ihren Ausschlagwinkel, wohingegen die MF einfährt und den Ausschlagwinkel verkleinert. Ab dem Zeitpunkt $t/T_p = 0.25$ fährt die OF wieder ein und verringert ihren Ausschlagwinkel bis zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.75$ und erreicht bei $t/T_p = 1.00$ wiederum ihre Ausgangslage. Die MF bewegt sich gegenläufig zur OF. Der Zeitschritt für die U/RANS Simulation errechnet sich nach:

$$\Delta t = \frac{1}{f} \cdot \frac{1}{10^N} \quad (5.14)$$

Simulationen mit $N = [1, 2, 3]$ wurden durchgeführt und validiert. Mit einem Wert von $N = 2$ wird die Klappenoszillation und die Strömungsfeldberechnung ausreichend aufgelöst. Dadurch wird eine Periode in 100 Teile unterteilt und die Zeitschrittgröße Δt ergibt sich aus der Aktuierungsfrequenz f . Randbedingungen zur Initialisierung der Grobstruktursimulationen werden bei $x/b = 0.064$ von den U/RANS Rechnungen exportiert. Für Konfigurationen mit Klappenaktuierung werden somit 100 Zeitschritte pro Periode extrahiert und als Einlassrandbedingung für die LES verwendet. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.5 die exportierten Strömungsgrößen einer RANS Simulation bei $x/b = 0.064$ für eine Konfiguration mit $\eta_{IF, MF, OF}(t) = \eta_0 = 25^\circ$, $C_L = 1.4$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $k = 0$.

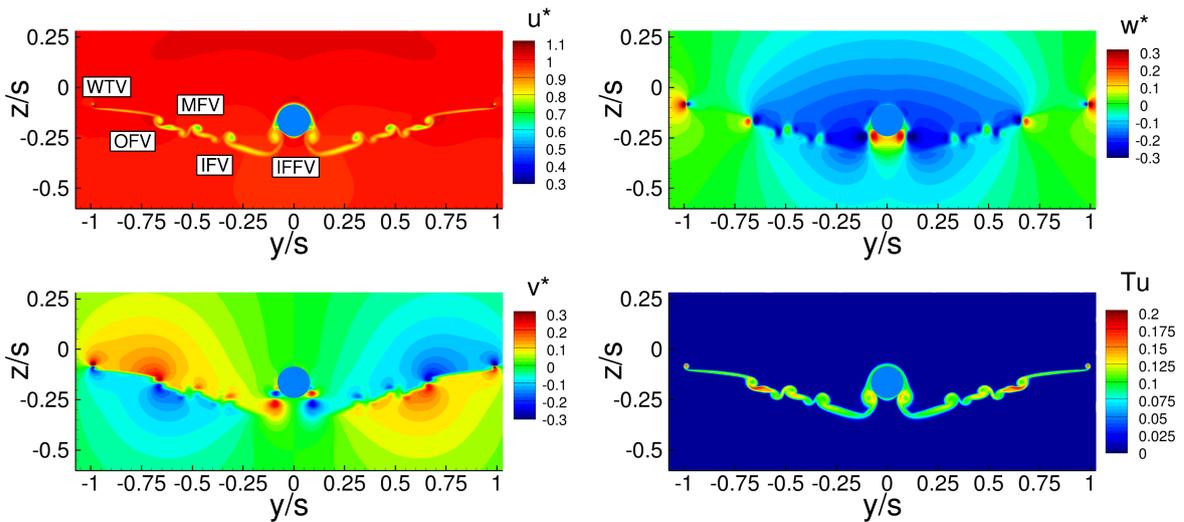


Abbildung 5.5: Einlassrandbedingungen bei $x/b = 0.064$ für LES, gewonnen aus RANS Rechnung einer unaktuerten Konfiguration ($\eta_{IF, MF, OF}(t) = \eta_0 = 25^\circ$, $C_L = 1.4$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $k = 0$)

5.2.4 Modellierung der Klappenoszillation

Für die U/RANS Simulationen mit oszillierenden Hinterkantenklappen musste eine geeignete Methode gefunden werden, um die Bewegung der Klappen in der numerischen Simulation abzubilden. Neben einer geeigneten Bewegungsgleichung musste das Rechenetz für jeden Zeitschritt im Bereich der Hinterkantenklappe/n aktualisiert werden. Die Bewegungsfunktion ergibt sich zu:

$$\eta_{HK,D}(t) = \pm \Delta\delta \cdot \sin\left(\frac{4\pi k \cdot U_\infty}{b} \cdot t\right) \quad (5.15)$$

Wobei $\Delta\delta$ die Amplitude der Klappenoszillation darstellt, k die reduzierte Frequenz, b die Spannweite des Windkanalmodells und U_∞ die Anströmgeschwindigkeit. Wird die Funktion nach der Zeit differenziert, ergibt sich:

$$\eta'_{HK,D}(t) = \pm\Delta\delta \cdot \frac{4\pi k \cdot U_\infty}{b} \cdot \cos\left(\frac{4\pi k \cdot U_\infty}{b} \cdot t\right) \quad (5.16)$$

Gleichung 5.16 bildet somit die Winkelgeschwindigkeit der Klappe zu einem bestimmten Zeitpunkt t ab. Mit Hilfe dieser Gleichung wird die Klappenbewegung bzw. Klappenwinkelgeschwindigkeit modelliert. Für die Anwendung mit gegensinnig oszillierenden Klappen wird ebenfalls Gleichung 5.16 verwendet nur mit jeweils unterschiedlichem Vorzeichen. Es ist zu erwähnen, dass die Funktionen $\eta_{HK,D}(t)$ und $\eta'_{HK,D}(t)$ keine dimensionslosen Ergebnisse generieren, sondern in den Einheiten $^\circ$ bzw. $^\circ/s$ ausgedrückt werden. Ein kurzes Beispiel soll zur Verdeutlichung dienen. Eine Hochauftriebskonfiguration mit einem mittleren Hinterkantenklappenausschlag von $\eta_0 = 25^\circ$ wird mit einer Klappenamplitude von $\Delta\delta = 5^\circ$ aktuiert. Es gilt $\frac{4\pi k \cdot U_{ref}}{b} \equiv 1 \frac{1}{s}$. Ergibt sich ein Ergebnis für $\eta_{HK,D}(t)$ mit einem positiven Vorzeichen, wird der Hinterkantenklappenausschlag erhöht, bei einem Ergebnis mit negativen Vorzeichen verringert. Der zeitabhängige Hinterkantenklappenausschlag ergibt sich aus der Summe:

$$\eta_{HK}(t) = \eta_0 + \eta_{HK,D}(t) \quad (5.17)$$

Die Klappenoszillation erfolgt um einen Drehpunkt bzw. um eine Drehachse (siehe Kapitel 3).

Wie bereits erwähnt, muss für jeden Zeitschritt das Rechengitter angepasst werden. Es werden folgende Bedingungen an das dynamische Rechengitter gestellt:

- Keine Netzdeformation im Bereich der Grenzschichtauflösung
- Einhaltung von definierten Qualitätskriterien des Rechengitters (Determinante > 0.5 , Winkel $> 25^\circ$, Volumen > 0)
- Beschränkung der Rechengitterdeformation auf hinreichend großen aber möglichst kleinen Bereich nahe der Hinterkantenklappe

Um das dynamische Rechengitter zu implementieren bietet die Software ANSYS FLUENT drei verschiedene Methoden:

- „Smoothing“ Methoden
- „Dynamic Layering“ Methoden
- „Local Remeshing“ Methoden

Die „Local Remeshing“ Methoden scheiden aufgrund der blockstrukturierten Vernetzung aus. Außerdem ist darauf zu achten, dass das Rechengitter im Bereich der Grenzschichten möglichst unverändert bleibt. Somit scheiden für diese Arbeit die „Dynamic Layering“ Methoden ebenfalls aus. Die verwendete „Diffusion-Based Smoothing“ Methode [7] wird mit Hilfe folgender Gleichung implementiert:

$$\nabla \cdot (\gamma \nabla r) = 0 \quad (5.18)$$

Wobei der Vektor r die Geschwindigkeit und Richtung der Rechengitterknoten und γ einen Diffusionskoeffizienten abbilden. Mit Hilfe des Diffusionskoeffizienten γ kann das Verhalten der Netzdeformation gesteuert werden:

$$\gamma = \frac{1}{d^\alpha} \quad (5.19)$$

Der Parameter d entspricht dem normalisiertem Abstand der Rechenknoten zur aktuierten Hinterkantenklappe. Mit dem Diffusionsparameter α kann γ und somit der Vorgang der Netzdeformation konditioniert werden. Um die Netzdeformation in Bereiche außerhalb der aufgelösten Grenzschicht zu verlagern, wird der Diffusionsparameter zu $\alpha = 1$ gesetzt. Die Folge ist die nahezu unveränderte räumliche Auflösung der Grenzschicht. Die Berechnung der aktualisierten jeweiligen Rechenknotenpositionen erfolgt nach Gleichung:

$$\mathbf{x}_{neu} = \mathbf{x}_{alt} + \mathbf{r} \Delta t \quad (5.20)$$

5.3 Grobstrukturmodellierung

Im Gegensatz zu den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen werden bei einer Grobstrukturmodellierung (LES - Large Eddy Simulation) weder alle Turbulenzskalen modelliert, noch alle Skalen, wie bei einer Direkten Numerischen Simulation (DNS), aufgelöst. Somit bildet die Grobstrukturmodellierung einen Kompromiss zwischen U/RANS und DNS. Kleinskalige Wirbel bzw. Turbulenzen werden modelliert und Großskalige mittels des Rechengitters aufgelöst. Über 80% der turbulenten kinetischen Energie soll in vorliegender Arbeit mittels des Rechengitters aufgelöst werden. Die verwendeten Gleichungen für die LES können durch die Filterung der zeitabhängigen Navier-Stokes Gleichungen gewonnen werden. Durch den Filterungsprozess werden Skalen, welche kleiner sind als die Filterbreite, herausgefiltert und modelliert. Mit ANSYS FLUENT ergibt sich durch die implizite Finite-Volumen-Diskretisierung eine gefilterte Strömungsgröße zu:

$$\hat{\Phi}(x) = \frac{1}{V} \int_{\nu} \Phi(x') dx', \quad x' \in \nu \quad (5.21)$$

wobei V das Volumen einer Rechenzelle abbildet. Die Filterfunktion entspricht somit:

$$G(x, x') = \begin{cases} \frac{1}{V}, & x' \in \nu \\ 0, & x' \notin \nu \end{cases} \quad (5.22)$$

Die gefilterten Navier-Stokes Gleichungen lauten:

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \hat{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \hat{u}_i \hat{u}_j) = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}) \quad (5.24)$$

Der Spannungstensor σ_{ij} setzt sich aus den Termen

$$\sigma_{ij} \equiv [\mu(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i})] - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial \hat{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (5.25)$$

zusammen und die Feinstruktur-Spannungen sind wie folgt definiert:

$$\tau_{ij} \equiv \rho \overline{u_i u_j} - \rho \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (5.26)$$

Die Feinstruktur-Spannungen sind nicht bekannt und müssen mit Hilfe der Boussinesq-Hypothese 5.7 modelliert werden:

$$\tau_{ij} = -\mu_t (\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i}) + \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} \quad (5.27)$$

Der isotrope Teil der Feinstrukturspannungen τ_{kk} wird nicht modelliert.

5.3.1 Turbulenzmodellierung

Zur Modellierung der kleinskaligen Strukturen kommt das Dynamische Smagorinsky-Modell zum Einsatz [36, 49]. Die Modellkonstante des Smagorinsky-Modells C_S wird dynamisch berechnet. Ein zweiter Filter (Testfilter), welcher dem doppelten der Gitterfilterbreite entspricht, wird verwendet. Der Unterschied zwischen den beiden aufgelösten Strömungsfeldern durch die jeweiligen Filter ist der Beitrag der kleinskaligen Strukturen, deren Größe zwischen dem Gitterfilter und dem Testfilter liegt. Sowohl die Feinstrukturspannungen des Testfilters T_{ij} als auch des Gitterfilters τ_{ij} werden auf die gleiche Weise mit dem Smagorinsky-Modell modelliert. [74]

$$T_{ij} = -2C\widehat{\rho}\widehat{\Delta}^2|\widehat{S}|(\widehat{S}_{ij} - \frac{1}{3}\widehat{S}_{kk}\delta_{ij}) \quad (5.28)$$

$$\tau_{ij} = -2C\bar{\rho}\Delta^2|\widetilde{S}|(\widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\widetilde{S}_{kk}\delta_{ij}) \quad (5.29)$$

Subtrahiert man τ_{ij} von T_{ij} erhält man die Germano-Identität L_{ij} :

$$L_{ij} = T_{ij} - \widehat{\tau_{ij}} = \widehat{\rho\widetilde{u}_i\widetilde{u}_j} - \frac{1}{\widehat{\rho}}(\widehat{\rho\widetilde{u}_i}\widehat{\rho\widetilde{u}_j}) \quad (5.30)$$

Dabei ist L_{ij} aus dem aufgelösten Strömungsfeld berechenbar. Setzt man das Smagorinsky-Modell mit Gitterfilter und Gleichung 5.28 in Gleichung 5.30 ein, lassen sich folgende Ausdrücke ableiten:

$$C = \frac{L_{ij} - L_{kk}\delta_{ij}/3}{M_{ij}M_{ij}} \quad (5.31)$$

$$M_{ij} = -2(\widehat{\Delta}^2\widehat{\rho}|\widehat{S}|(\widehat{S}_{ij} - \Delta^2\bar{\rho}|\widetilde{S}|(\widetilde{S}_{ij}))) \quad (5.32)$$

Eine weiterführende Darstellung der Modellierung kann in [47] nachgeschlagen werden.

5.3.2 Strömungslöser und Diskretisierung

Mit Hilfe der Software ANSYS FLUENT werden die Grobstruktursimulationen durchgeführt. Es wird ein druckbasierter Löser verwendet und das dynamische Smagorinsky-Modell dient als Turbulenzmodell [36, 49, 74]. Die Fluideigenschaften Dichte, Temperatur, Druck und Viskosität werden den U/RANS Daten entnommen. Für die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung wird das *Simple*-Schema verwendet. Die *Least Squares Cell Based*-Methode wird für die Gradienten, die *Second Order*-Methode für den Druck und die *Bounded Central Differencing*-Methode für den Impuls implementiert [7]. Für die instationäre Formulierung wird die implizite Methode *Bounded Second Order* aktiviert [7].

5.3.3 Netzgenerierung und Randbedingungen

Für einen Abgleich mit den experimentellen Hitzdrahtdaten wird ein Rechenraum mit einem Querschnitt (WK/C) von 1.8 m ($\Delta y/s = 1.64$) Höhe und 2.7 m ($\Delta z/s = 2.45$) Breite erstellt. Die Länge des Rechengebiets wird auf sieben Spannweiten begrenzt. Auch hier wird blockstrukturiert mit einer Auflösung von $\Delta \frac{y}{s} = \Delta \frac{z}{s} = 6.36 \cdot 10^{-3}$ und $\Delta \frac{x}{s} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ im Bereich von dominanten Wirbelstrukturen vernetzt. Somit ergibt sich eine Anzahl von ca. 84 Mio. Volumenzellen. Die Seitenflächen des Rechengebiets, welche den Seitenwänden der geschlossenen Messstrecke des Windkanals C entsprechen, werden als reibungsfreie Wände modelliert. Als Auslassbedingung wird auch hier eine „Pressure Outlet“ Randbedingung verwendet. Als Einlassbedingung dienen die bei $x/b = 0.064$ extrahierten Geschwindigkeitsfelder und die Turbulenzparameter turbulente kinetische Energie k und spezifische Dissipationsrate ω der U/RANS Simulationen. Da für die weitere Stromabberechnung (ab $x/b = 7$) des Nachlaufwirbelsystems diese Abmessungen bei weitem nicht ausreichen, wird für die Fernfeldberechnung (Kapitel 7) die Rechenraumgröße angepasst (siehe Abbildung 5.6).

Die Rechendomain mit den Abmessungen $\Delta y/s = 10$, $\Delta z/s = 12$ und $\Delta x/s = 14$ wird in die drei Subzonen A, B und C aufgeteilt. Die räumliche Gitterauflösung der Zone A entspricht der feinen Auflösung wie oben beschrieben $\Delta \frac{y}{s} = \Delta \frac{z}{s} = 6.36 \cdot 10^{-3}$ und $\Delta \frac{x}{s} = 1.4 \cdot 10^{-2}$. Zone A sinkt mit den Wirbelstrukturen mit steigender Stromabposition ab. Die Zone B dient als Übergangszone zur grob vernetzten Zone C. Zone C wiederum dient als Pufferzone zwischen den Randbedingungen und der Zone B. Es werden periodische Randbedingungen für die jeweils zusammengehörigen Seitenflächen definiert. Als Auslassbedingung wird auch hier eine „Pressure Outlet“ Randbedingung gesetzt. Als Einlassbedingung dienen zwischen $x/b = 0.064$ und $x/b = 7.064$ die U/RANS Geschwindigkeitsfelder und Turbulenzgrößen. Für den weiteren Stromabverlauf werden instationäre Einstromgrößen vorgegeben (siehe Kapitel 5.3.4).

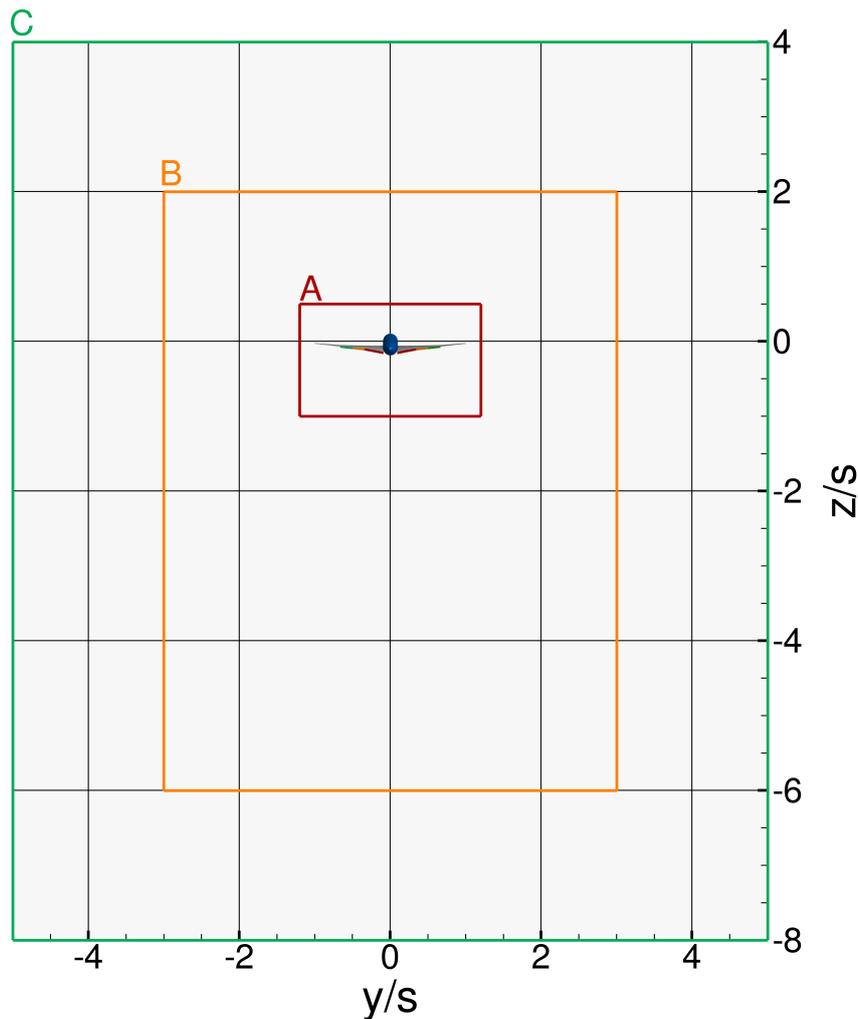


Abbildung 5.6: Rechengebiet Abmessungen für Fernfeldberechnungen der Zonen A, B, C, wobei Zone A mit steigender Stromabposition absinkt

5.3.4 Instationäre Einströmgrößen

Möchte man das Nachlaufwirbelsystem bis zu 133 Spannweiten stromab ohne eine Stückelung des Rechengebiets sowohl zeitlich als auch räumlich auflösen und berechnen, wäre ein Rechengitter mit ca. 2.4 Mrd. Volumenzellen und eine Rechenzeit von ca. 23 Mio. CPUh (24000 Rechenkerne) pro Konfiguration nötig, was nicht praktikabel ist. Aufgrund der starken Wirbeldynamik, eingebracht durch die oszillierenden Klappen, ist es nicht ohne weiteres möglich, bestehende Ansätze ([37], [82] und [78]) zur Simulation von Nachlaufwirbelsystemen heranzuziehen. Für diese Ansätze wird axiale Periodizität angenommen. Die Fernfeldberechnung erfolgt somit als zeitliche 3D-Berechnung. Initialisiert wird die Rechendomäne in axialer Richtung mit 2D Ergebnissen, welche aus den Simulationen des Aufrollvorgangs gewonnen werden konnten. Das Absinken der Wirbelschleppes innerhalb der Rechendomänenlänge wird somit vernachlässigt und die Wirbelröhren weisen keine axiale Geschwindigkeit auf. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es jedoch eine zeitliche und räumliche Auflösung der Wirbelschleppen zu gewährleisten. Aus diesem Grund wird die Berechnung des Nachlaufwirbelsystems in Etappen durchgeführt. Es werden pro Rechnung 7 Spannweiten stromab berechnet. Es ist jedoch zu betonen, dass die neuen Initialisierungswerte nicht direkt am Auslass des Rechengebiets gewonnen werden, sondern 0.25 Spannweiten davor. So wird in

gewisser Weise die Wirkung stromauf im Unterschall in Teilen berücksichtigt. Ein Beispiel: Das Nachlaufwirbelsystem wird von $x/b = 0.064$ bis 7.064 berechnet. Neue Einlassbedingungen werden bei $x/b = 6.814$ extrahiert und zur Berechnung der Wirbelschleppe zwischen $x/b = 6.814$ und $x/b = 13.814$ verwendet, wobei wiederum neue Einlassbedingungen bei $x/b = 13.604$ extrahiert werden. Die Rechengebiete überlappen sich also um 0.25 Spannweiten. Bestimmt wurde diese Überlappung mit Hilfe von Testsimulationen mit verschiedenen Überlappungen $x/b = [4, 2, 1, 0.5, 0.25, 0]$. Auf Basis der Ergebnisse der Testsimulationen wurde eine Überlappung der Rechengebiete auf 0.25 Spannweiten festgelegt. Somit sind 20 Rechnungen pro Konfiguration erforderlich, um das Nachlaufwirbelsystem bis zu 133 Spannweiten stromab zu berechnen. Der Bereich zwischen $x/b = 0.064$ bis $x/b = 7.064$ stellt eine Besonderheit dar, da dieser Abschnitt mit U/RANS Daten oder experimentellen Daten [63] am Einströmrand initialisiert wird. Weiter stromab werden die Einströmrandbedingungen aus den Grobstruktursimulationen extrahiert. Sowohl für Konfigurationen mit Klappenaktuierung als auch ohne Klappenaktuierung werden pro Zeitschritt die Geschwindigkeitsfelder an den jeweiligen Stromabpositionen extrahiert und abgespeichert. Um die Courant-Friedrichs-Lewy Bedingung [19] von $CFL < 1$ ($Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$) zu gewährleisten, wird die Größe des Zeitschritts auf $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ festgelegt. Die „Samplefrequenz“ der neu generierten Einlassbedingungen beträgt somit 2000 Hz. Es wird ab $x/b = 6.814$ auf eine synthetische Turbulenzgenerierung an der Einströmrandbedingung verzichtet, da zeitaufgelöste Einströmrandbedingungen verwendet werden können.

Kapitel 6

Ergebnisse Nahfeld und Erweitertes Nahfeld

Kapitel 6 konzentriert sich auf die Ergebnisse, welche aus den Untersuchungen des Nahfelds und erweiterten Nahfelds der **Referenzkonfiguration** ($\eta_{IF, MF, OF}(t) = 25^\circ$, $C_A = 1.4$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $k = 0$) und **aktuierten Konfiguration** ($\eta_{MF, OF}(t) = 25^\circ \pm 5^\circ$, $C_A = 1.4$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $k = 0.08$) erhalten wurden. Es konnten zu diesem Themenbereich die Beiträge [62–64] veröffentlicht werden. In Kapitel 6.1 werden Auftriebspolaren verschiedener Konfigurationen dargestellt und diskutiert. Zusätzlich werden wandnahe Strömungen qualitativ bewertet. Kapitel 6.2 zeigt jeweils eine Strömungsfeldanalyse für das Nahfeld (Kapitel 6.2.1) und das erweiterte Nahfeld (Kapitel 6.2.2) des Nachlaufwirbelsystems. Sowohl experimentelle als auch numerische Ergebnisse werden vorgestellt und diskutiert.

6.1 Aerodynamische Kräfte und Strömungsvisualisierung

Um den Einfluss aktuiertes Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem zu analysieren, müssen dafür geeignete Konfigurationen definiert werden. Neben einer Konfiguration ohne aktuierte Hinterkantenklappen wird eine Konfiguration mit aktuierten Hinterkantenklappen festgelegt, wobei beide Konfigurationen im zeitlichen Mittel den gleichen Auftriebsbeiwert erreichen sollen. Der Auftriebsbeiwert der aktuierten Konfiguration wird über die gegensinnig oszillierenden Hinterkantenklappen global konstant gehalten. Auf experimenteller Seite werden die aerodynamische Kräfte mit Hilfe der Unterflurwaage im Windkanal A gemessen. Mit Hilfe der Druckverteilung und der Wandschubspannungen an der Tragfläche können die aerodynamischen Kräfte bei den numerischen Simulationen bestimmt werden. Ausgelegt wurde das Windkanalmodell in Kapitel 3 für die Anströmbedingungen $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ bei einem stationären Hinterkantenklappenausschlag von $\eta_{IF, MF, OF}(t) = 25^\circ$ (Referenzkonfiguration). Um eine Übertragbarkeit der Ergebnisse sowohl auf eine skalierte Hochauftriebskonfiguration als auch auf die durchgeführten numerischen Simulationen zu gewährleisten, muss eine turbulente Grenzschicht an der Tragfläche vorliegen. Laminare Ablösungen sind zu vermeiden. Erreicht wird dies mit Hilfe von Turbulatoren bzw. Trip Dots. Die Lage und die nötige Höhe der Trip Dots wurde mit Hilfe von [13, 42] bestimmt. Betrachtet man beispielsweise die Druckverteilung bei einem Querschnitt ($y/s = -0.66$) der Hochauftriebskonfiguration, so ergeben sich durch den Ausschlag der Droop Nose zwei Saugspitzen im Bereich der Flügelvorderkante. Zwischen beiden Saugspitzen werden Trip Dots mit einer Höhe von $150 \mu m$ entlang der gesamten Flügelhalbspannweite platziert (siehe Abbildung 6.1). Abbildung 6.2 (links) zeigt die Auftriebspolaren der Referenzkonfiguration, welche ohne Trip Dots und mit Trip Dots ($150 \mu m$) an der Vorderkante der Tragfläche ausgeführt ist. Des Weiteren ist die Auftriebspolare der Referenzkonfiguration mit Trip Dots und einer Konfiguration mit Klappenaktuierung der OF und MF mit $k = 0.08$ und $\Delta\delta = 5^\circ$ zu erkennen.

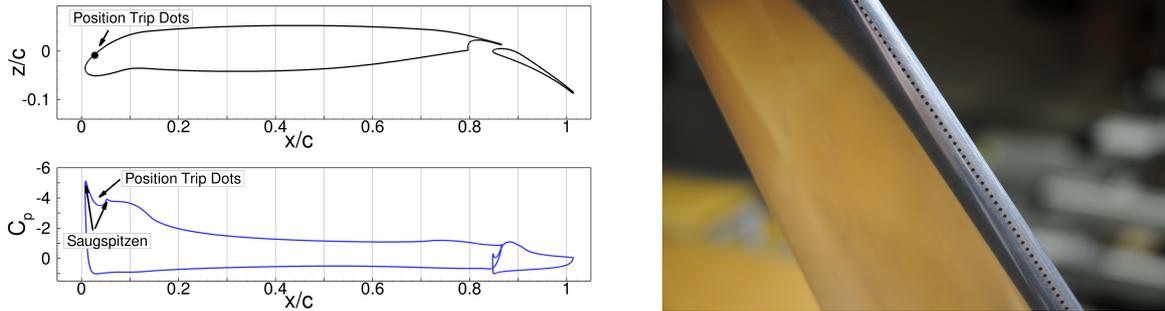


Abbildung 6.1: C_p -Verteilung der Hochauftriebskonfiguration gewonnen aus RANS-Rechnungen im Querschnitt mit $\eta_{HK}(t) = 25^\circ$, $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$ (links) bei $y/s = -0.66$ und instrumentierte Trip Dots auf dem Windkanalmodell entlang der Flügelvorderkante (rechts)

Zusätzlich ist die Auftriebspolare der Referenzkonfiguration abgebildet, welche aus den numerischen Simulationen (RANS) gewonnen wurde. Für die Ausführung ohne Trip Dots ist ein Einbruch des Auftriebs im Anstellwinkelbereich zwischen $\alpha = 13^\circ$ bis $\alpha = 16^\circ$ zu erkennen. Sowohl die Konfiguration ausgeführt mit Trip Dots als auch die numerischen Ergebnisse zeigen keinen plötzlichen Einbruch des Auftriebsbeiwerts im Anstellwinkelbereich zwischen $\alpha = 13^\circ$ bis $\alpha = 16^\circ$. Ein Vergleich der Strömungstopologien der verschiedenen Ausführungen wird für die Auftriebsbeiwerte $C_A = [1.29, 1.4, 1.54, 1.64]$ gezeigt.

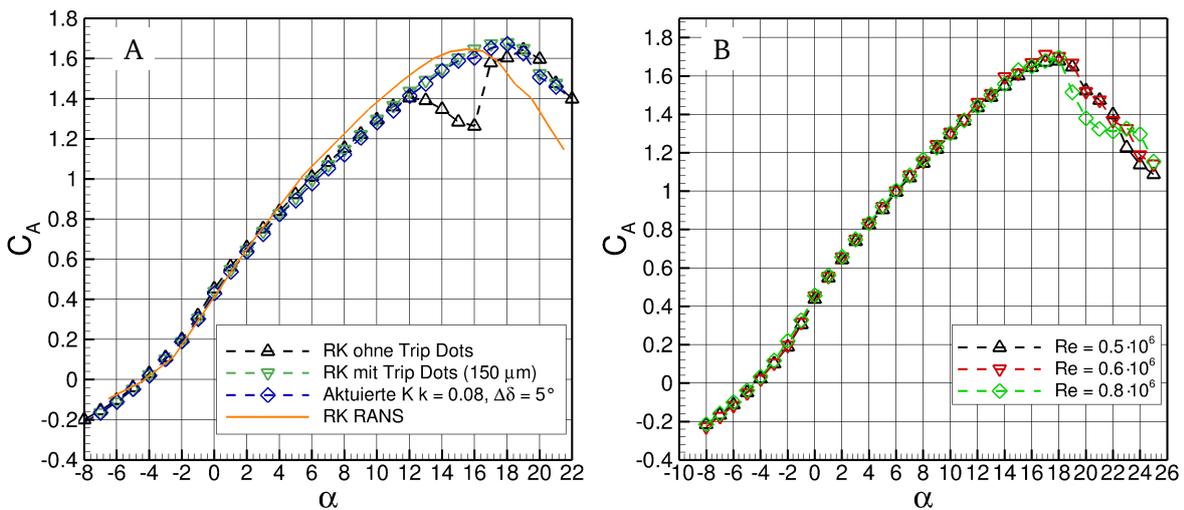


Abbildung 6.2: A) Auftriebspolaren der Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = \eta_{HK,0} = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ mit den Ausführungen: Ohne Trip Dots, Trip Dots $150 \mu m$, aktuierte Konfiguration ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$) und RANS Simulation. B) Reynoldszahlabhängigkeit des Auftriebsbeiwerts (Referenzkonfiguration mit Trip Dots): $Re = [0.5 \cdot 10^6, 0.6 \cdot 10^6, 0.8 \cdot 10^6]$

Die Strömungstopologien auf der Oberseite der Tragfläche können qualitativ für verschiedene Auftriebsbeiwerte bzw. Anstellwinkel analysiert werden. Abbildung 6.3 zeigt zum einen die wandnahe Strömung visualisiert mittels Wollfäden für die Referenzkonfiguration ohne Trip Dots (A1) bzw. mit angebrachten Trip Dots (B1). Zum anderen ist die wandnahe Strömung visualisiert mittels des Reibungsbeiwerts $C_{f,x}$ und Stromlinien (C1) der numerischen Simulation (RANS) bei einem Auftriebsbeiwert von $C_A = 1.29$. „Negative“ Reibungsbeiwerte deuten auf eine wandnahe Strömung entgegen der Hauptströmungsrichtung hin und werden ausgeblendet. Sowohl die Wollfäden als auch der Reibungsbeiwert in Kombination mit den Stromlinien lassen keine größeren Bereiche abgelöster Strömung erkennen. Bei einem

Auftriebsbeiwert von $C_A = 1.4$ entsteht für die Konfiguration ohne Trip Dots eine laminare Ablösung auf der Oberseite der Tragfläche (siehe Abbildung 6.4 A2). Betroffen ist das gesamte Außenflügelsegment und Bereiche am Hauptflügel in Höhe der OF. Die Konfiguration mit Trip Dots B2 und das numerische Ergebnis C2 weisen wiederum keine größeren Ablösebereiche auf. Es ist eine kleinere Ablöseblase zwischen Tragfläche und Rumpffsegment zu vermuten. Hinweise darauf bieten zum einen ein „zappelnder“ Faden und zum anderen negative Reibungsbeiwerte bzw. das Stromlinienbild. Abbildung 6.5 A3 zeigt einen erweiterten Bereich der laminaren Ablösung der Konfiguration ohne Trip Dots bei einem Auftriebsbeiwert von $C_A = 1.54$. Der Bereich der Ablösung hat sich in Richtung Rumpf vergrößert. Auch im Bereich der beiden äußeren Hinterkantenklappen treten Ablösungen auf. Für die Konfiguration mit Trip Dots (B3) und die numerische Simulation (C3) sind wiederum keine größeren Ablösegebiete ersichtlich. Die Ablösezone zwischen Tragfläche und Rumpf hat sich vergrößert. An der Hinterkante des Außenflügelsegments beginnt die Strömung abzulösen. Gekennzeichnet ist dies durch „zappelnde“ Fäden und sich im Vorzeichen wechselnde Reibungsbeiwerte. Die Ablösetopologie für die Konfiguration ohne Trip Dots bei $C_A = 1.64$ (siehe Abbildung 6.6 A4) unterscheidet sich global betrachtet kaum von der Ablösetopologie bei $C_A = 1.54$ (A3). Für die Konfiguration mit Trip Dots (B4) ist am Außenflügelsegment eine großflächige Ablösung zu erkennen. Komplementär dazu zeigt auch das numerische Ergebnis eine Ablösung im äußeren Bereich der Tragfläche (C4). Die Ablöseblase zwischen Tragfläche und Rumpf hat sich wiederum für beide Fälle (B4 und C4) vergrößert.

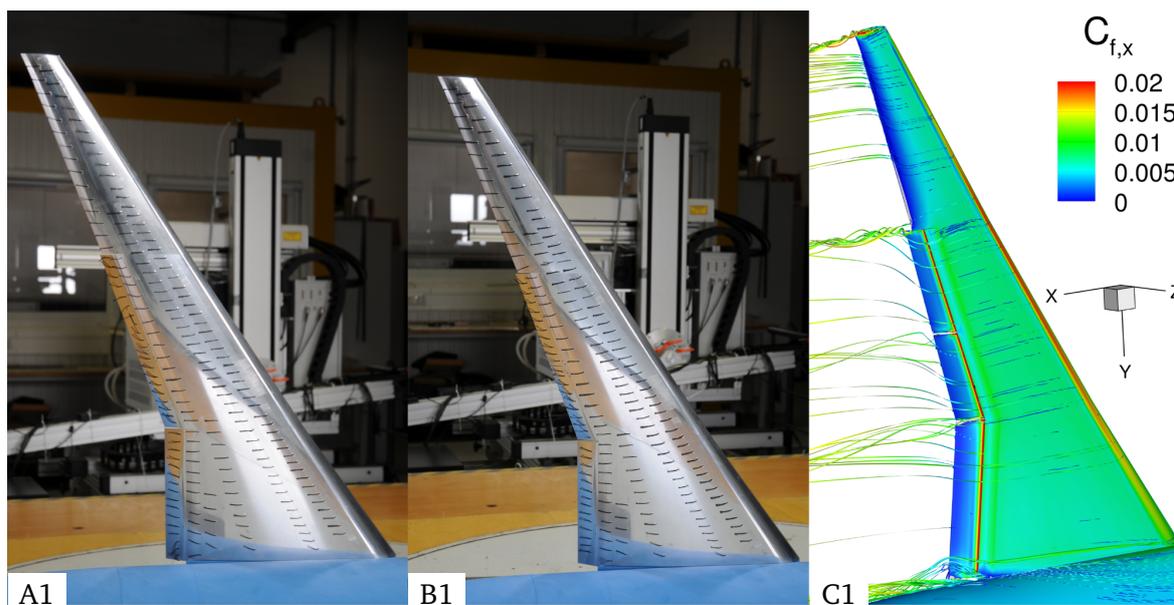


Abbildung 6.3: Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.29$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A1 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B1 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C1 (RANS Simulation)

Auf Basis der gezeigten Strömungsszenarien ist es notwendig, die Hochauftriebskonfigurationen mit Trip Dots an der Vorderkante des Flügels zu versehen. Als Referenzkonfiguration wird im folgenden die Referenzkonfiguration mit angebrachten Trip Dots bei einem Hinterkantenklappenausschlag von $\eta_{IF,ME,OF}(t) = 25^\circ$, einer Reynoldszahl von $0.5 \cdot 10^6$, einer Machzahl von $Ma = 0.07$ und einem Auftriebsbeiwert von $C_A = 1.4$ bezeichnet. Neben der Referenzkonfiguration wird auch eine aktuierte Konfiguration definiert. Reynoldszahl, Machzahl und gemittelter Auftriebsbeiwert entsprechen den Werten der Referenzkonfiguration. Die reduzierte Frequenz k , die mit der Wellenlänge λ_{Crow} der Crow-Instabilität einhergeht, beträgt nach [14] $k_{Crow} \approx 0.08 \pm 0.01$ für $\lambda_{Crow} \approx (9 \pm 1) b_0$ mit $b_0 \approx 0.7 - 0.8$. In der vorliegenden

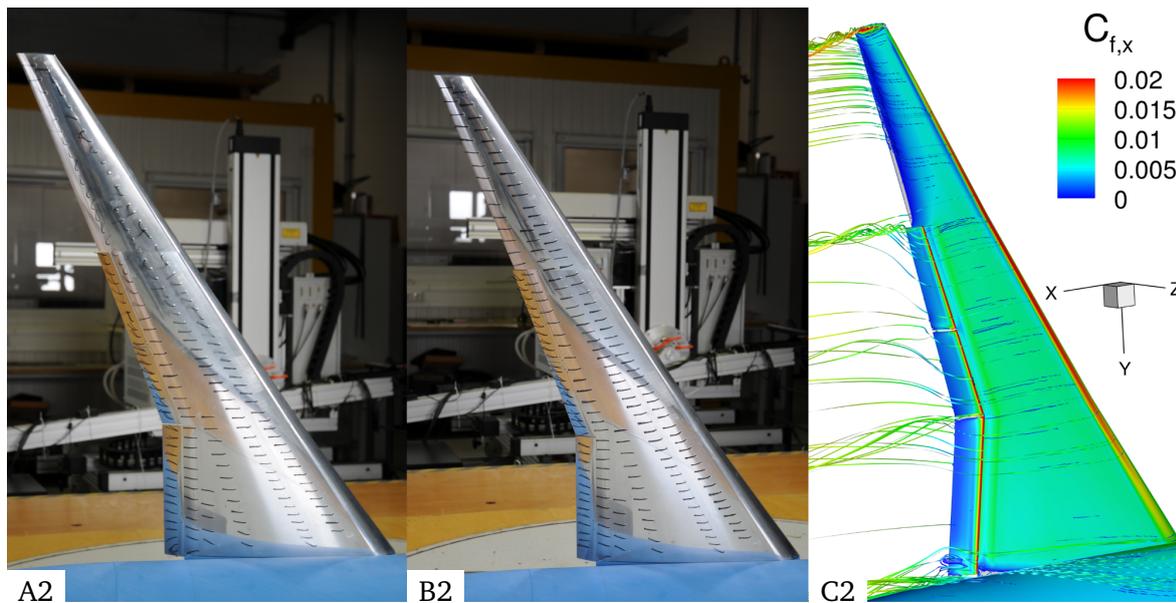


Abbildung 6.4: Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.4$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A2 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B2 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C2 (RANS Simulation)

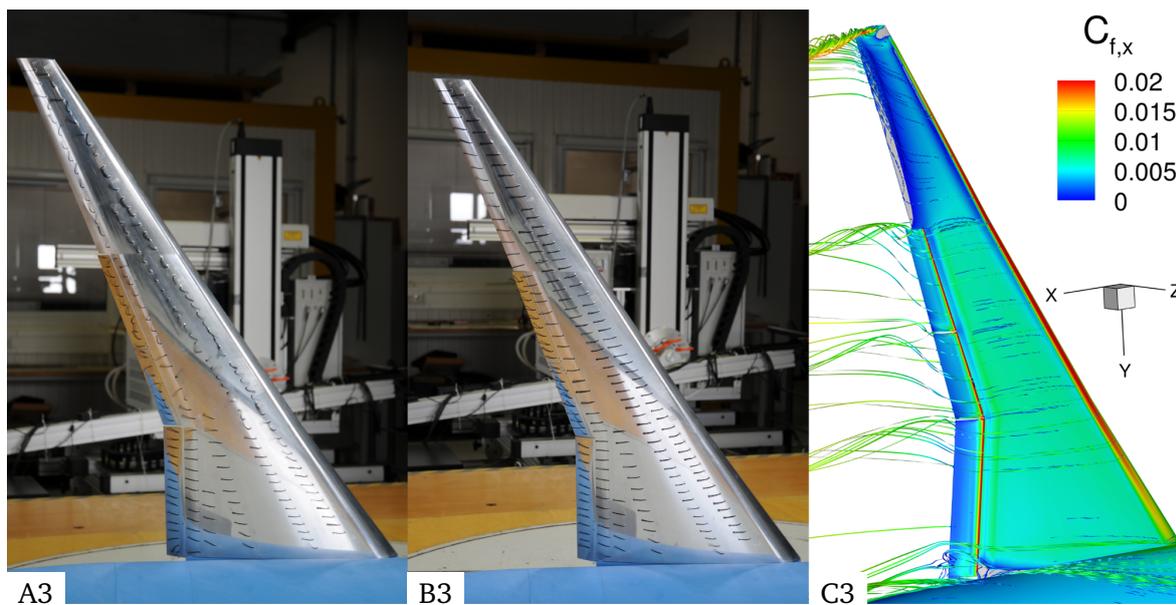


Abbildung 6.5: Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.54$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A3 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B3 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C3 (RANS Simulation)

Arbeit wird die reduzierte Frequenz auf $k_{act.} = 0.08$ ($f_{act.} = 1.818 \text{ Hz}$) gesetzt. Dies entspricht einer Frequenz von $f_{act.,fullscale} = 0.184 \text{ Hz}$ für ein Flugzeug in Originalgröße wie den Airbus A350 bzw. der LR-270 Konfiguration. Die Amplitude der Klappenaktuierung wird auf $\Delta\delta = 5^\circ$ festgelegt. Je höher die Amplitude gewählt wird, desto größer ist die Verschiebung der Zirkulationsanteile in lateraler Richtung (siehe Abbildung 2.2).

Abbildung 6.2 B zeigt die Auftriebspolaren der Referenzkonfiguration bei unterschiedlichen Anströmbedingungen bzw. unterschiedlichen Reynoldszahlen. Es ist festzuhalten, dass die Abhängigkeit des Auftriebsbeiwerts in Bezug auf die hier mögliche Variation der Reynoldszahl im Anstellwinkelbereich von $\alpha = -8^\circ$ bis $\alpha = 18^\circ$ zu vernachlässigen ist.

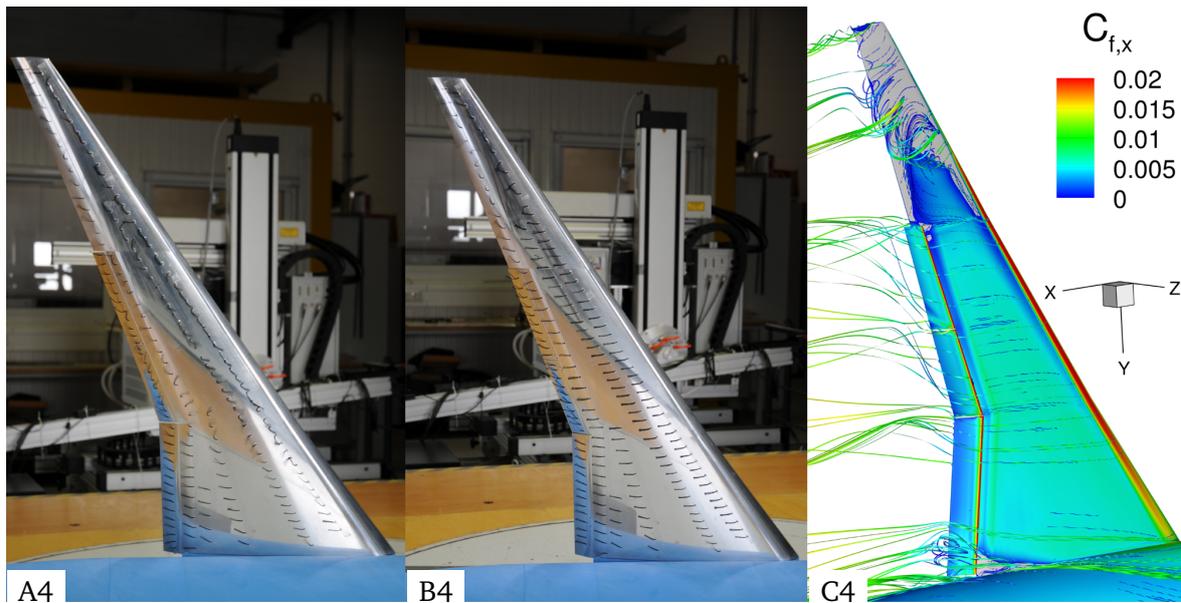


Abbildung 6.6: Referenzkonfiguration ($\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) bei $Re = 0.5 \cdot 10^6$, $Ma = 0.07$ und $C_A = 1.64$ zur Visualisierung wandnaher Strömungen mittels Wollfäden für A4 (ohne Trip Dots an Flügelvorderkante), B4 (Trip Dots an Flügelvorderkante) und mittels Reibungsbeiwert $C_{f,x}$ und Stromlinien für C4 (RANS Simulation)

6.2 Strömungsfeldanalyse

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Strömungsfeldanalyse des Nachlaufwirbelsystems der in Kapitel 6.1 definierten Hochauftriebskonfigurationen. In Kapitel 6.2.1 wird das jeweilige Nahfeld der ausgewählten Konfigurationen mittels experimentellen (PIV, HWA) und numerischen (U/RANS) Daten analysiert und diskutiert. Für das erweiterte Nahfeld (Kapitel 6.2.2) werden die Ergebnisse aus den Hitzdrahtmessungen und Grobstruktursimulationen vorgestellt. Die Grobstruktursimulationen werden mit Hilfe der U/RANS Daten initialisiert. Als veröffentlichte Beiträge sind für diesen Themenbereich [62] und [64] zu nennen. Des Weiteren sind mit experimentellen Daten initialisierte Grobstruktursimulationen in [63] veröffentlicht und diskutiert.

6.2.1 Nahfeld

Zunächst wird das Nahfeld der Referenzkonfiguration und anschließend der aktuierten Konfiguration betrachtet. Abbildung 6.7 zeigt das Nachlaufwirbelsystem einer Transportflugzeugkonfiguration eingeteilt in das Nahfeld, erweiterte Nahfeld, Mitten- Fernfeld und den Bereich des Zerfalls der Wirbelschlepe. Für jeden Bereich sind die Methoden aufgeführt, welche in den jeweiligen Entwicklungsstadien zum Einsatz kommen. Das Nahfeld wird mit Hilfe von PIV-, HWA- und U/RANS-Verfahren untersucht. Im Nahfeld der Referenzkonfiguration werden zeitlich gemittelte Strömungsgrößen betrachtet und diskutiert. Bei der aktuierten Konfiguration werden die Strömungsgrößen für die verschiedenen Phasen dargestellt. Streng genommen sind die Strömungsgrößen aus den phasengemittelten Messungen (PIV) ebenfalls gemittelte Größen. Allerdings bilden diese im Prinzip das Strömungsfeld bei einer bestimmten Phasenlage der Hinterkantenklappen ab und sind somit vergleichbar mit den aus den U/RANS extrahierten phasenabhängigen Daten.

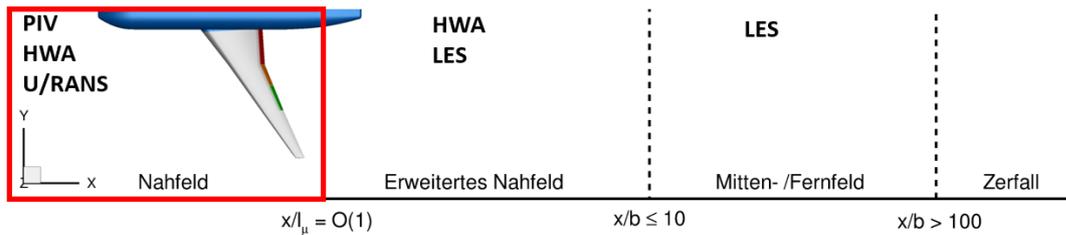


Abbildung 6.7: Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Nahfeld

Referenzkonfiguration

Abbildung 6.8 gibt einen Überblick über die an der umströmten Referenzkonfiguration entstehenden Wirbelstrukturen. Die PIV Messungen (links) und die numerischen Ergebnisse (rechts) werden in einer isometrischen Ansicht einander gegenübergestellt.

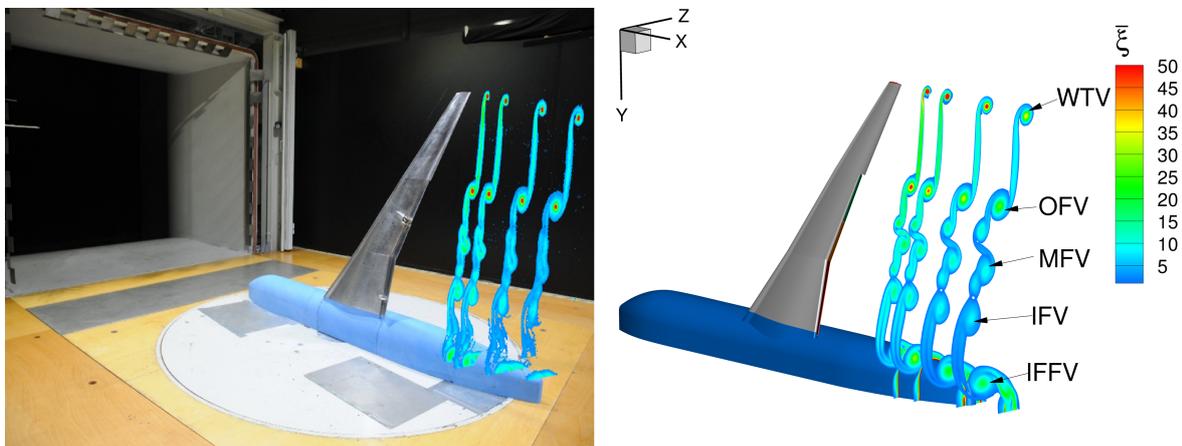


Abbildung 6.8: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration abgebildet mit Hilfe der Gesamtwirbelstärke $\bar{\xi}$ bei $x/b = [0.064, 0.11, 0.20, 0.29]$ PIV (links) RANS (rechts) und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Gezeigt ist die gemittelte Gesamtwirbelstärke $\bar{\xi}$ für die vier Ebenen $x/b = [0.064, 0.11, 0.20, 0.29]$, wobei Werte von $\bar{\xi} < 1$ ausgeblendet sind. Es ergeben sich von der Flügelspitze bis hin zum Rumpf folgende Wirbelstrukturen: Der „wing tip vortex“ (WTV) entsteht durch die Umströmung der Flügelspitze von der Unterseite zur Oberseite der Tragfläche. Zwischen äußerer Hinterkantenklappe und Außenflügelsegment bildet sich der „outboard flap vortex“ (OFV) aus. Zwischen äußerer und mittlerer Hinterkantenklappe bzw. zwischen mittlerer und innerer Hinterkantenklappe ergeben sich die Wirbelstrukturen „midboard flap vortex“ (MFV) bzw. „inboard flap vortex“ (IFV). Aus der Interaktion zwischen innerer Hinterkantenklappe und Rumpf entwickelt sich der „inboard flap fuselage vortex“ (IFFV). Für eine detailliertere Betrachtung der Ebenen werden die entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeit \bar{u}^* und die entdimensionierte gemittelte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ herangezogen. Zusätzlich zu der axialen Geschwindigkeit sind Richtung und Betrag der Geschwindigkeitsvektoren dargestellt, welche sich aus \bar{v}^* und \bar{w}^* ergeben.

Die beiden dominanten Wirbelstrukturen hinsichtlich ihrer axialen Wirbelstärke sind der WTV und der OFV. Der MFV und IFV setzen sich aus den Wirbelstrukturen zusammen, welche an den jeweiligen Klappenrändern entstehen. Die Wirbelstärke der eben genannten Wirbelstrukturen ist im Vergleich zu der Wirbelstärke des WTV oder des OFV deutlich geringer. Der

IFFV Wirbel dreht entgegen dem Uhrzeigersinn. Die Wirbel sind über eine Scherschicht miteinander verbunden. Vergleicht man die Geschwindigkeitsfelder der PIV Messungen mit den RANS Ergebnissen bei $x/b = 0.064$ (siehe Abbildung 6.9) kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Sowohl die Positionen der Wirbelstrukturen als auch die Kerndurchmesser stimmen gut überein. Wegen Spiegelungen und Reflexionen am Windkanalmodell und Windkanalboden konnte der Abschnitt zwischen $y/s = 0$ bis $y/s = -0.07$ mittels PIV nicht genau genug vermessen werden. Aufgrund von Aktuierungshebeln, welche in der numerischen Simulation nicht modelliert werden, kommt es geringfügig zu Abweichungen der Wirbelstruktur des MFV und IFV. Auch die Struktur der Scherschicht zwischen IFV und IFFV im Bereich zwischen $y/s = -0.14$ und $y/s = -0.18$ weist Unterschiede zwischen Experiment und Numerik auf. Eine deutlich ausgeprägtere Scherschicht im genannten Bereich ist bei den PIV Ergebnissen zu erkennen. Im Bereich der Wirbelzentren können die maximalen axialen Geschwindigkeitsdefizite detektiert werden. Im Vergleich zur freien Anströmung können beispielsweise Defizite bis zu 31% ($\bar{u}^* = 0.69$) bei den experimentellen Messdaten und bis zu 27% ($\bar{u}^* = 0.73$) bei den numerisch erhobenen Daten im Bereich des Wirbelzentrums des OFV festgestellt werden.

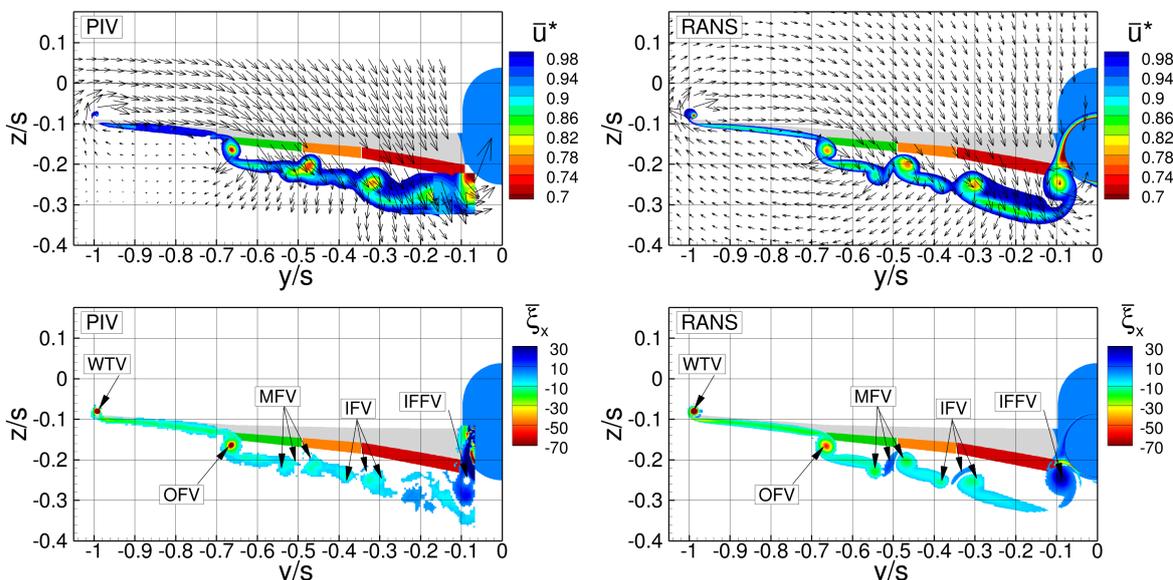


Abbildung 6.9: Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke ξ_x (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.064$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Betrachtet werden die Ebenen $x/b = [0.11, 0.20, 0.29]$ (vgl. Abbildung 6.10, 6.11, 6.12), bei welchen die maximalen Geschwindigkeitsdefizite des Strömungsfeldes im Wirbelkern des OFV $\bar{u}^* = [0.74, 0.77, 0.81]$ (PIV) und $\bar{u}^* = [0.8, 0.85, 0.86]$ (RANS) mit steigender Stromabposition abnehmen. Aufgrund der Interaktion mit dem Rumpf nimmt das Geschwindigkeitsdefizit für den IFFV von $x/b = 0.064$ (RANS: $\bar{u}^* = 0.8$) über $x/b = 0.11$ (RANS: $\bar{u}^* = 0.78$) bis $x/b = 0.20$ (RANS: $\bar{u}^* = 0.75$) zu. Eine Abnahme des Defizits kann ab $x/b = 0.29$ (RANS: $\bar{u}^* = 0.79$) festgestellt werden. Werden die Wirbelstrukturen des MFV, IFV und WTV betrachtet, nehmen auch hier die Geschwindigkeitsdefizite mit steigender Stromabposition ab. Die diskreten Einzelwirbel werden sich im weiteren Stromabverlauf zu einem Wirbel aufrollen. Der WTV rollt sich entlang der Scherschicht Richtung Rumpf um den Schwerpunkt der freien Zirkulation auf (RANS: $y_s \approx 0.74$). Deutlich zu sehen ist dies bei einem Vergleich zwischen den Ebenen $x/b = 0.064$ und $x/b = 0.29$ sowohl für Experiment als auch für Numerik. Angesichts hoher lokaler Auftriebsbeiwerte und somit auch hoher Abwindgeschwindigkeiten

im Bereich der Hinterkantenklappen schwimmen die Wirbel OFV, MFV und IFV stark in negativer z -Richtung ab. Hinsichtlich der entgegengesetzten Rotationsrichtung des IFFV sinkt dieser weniger schnell ab. Die Diskrepanzen zwischen experimentellen Daten und numerischen Daten, mit Hinblick auf die Lage und Wirbelstärke der Wirbelstrukturen, nehmen mit der Stromabposition zu. Hier wird festgestellt, dass der U/RANS Ansatz nicht ausreicht, um das erweiterte Nahfeld und Fernfeld adäquat zu berechnen.

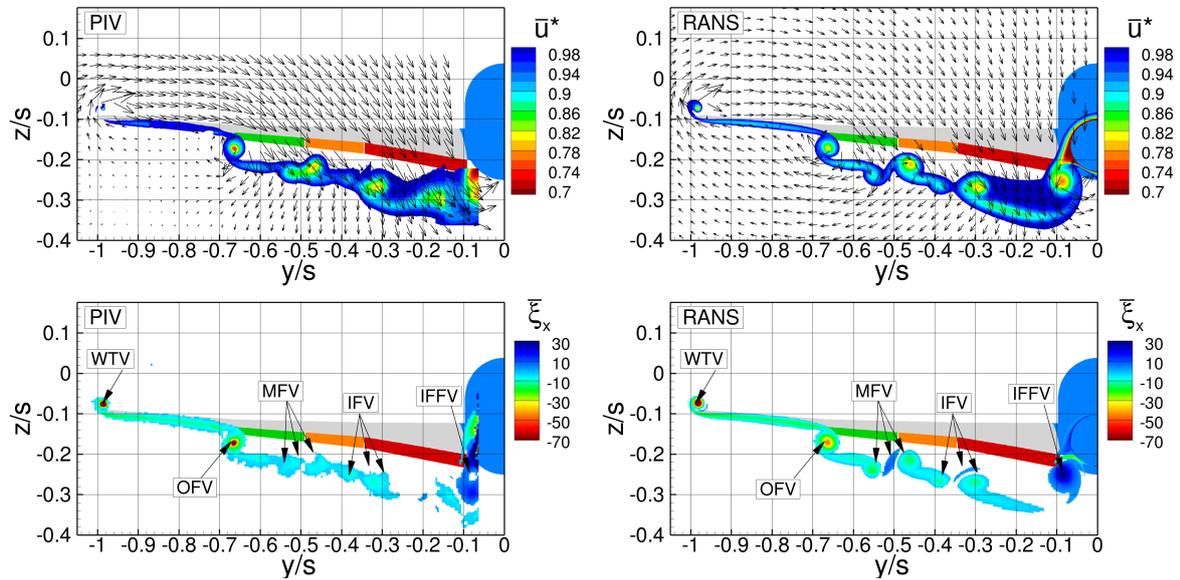


Abbildung 6.10: Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.11$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

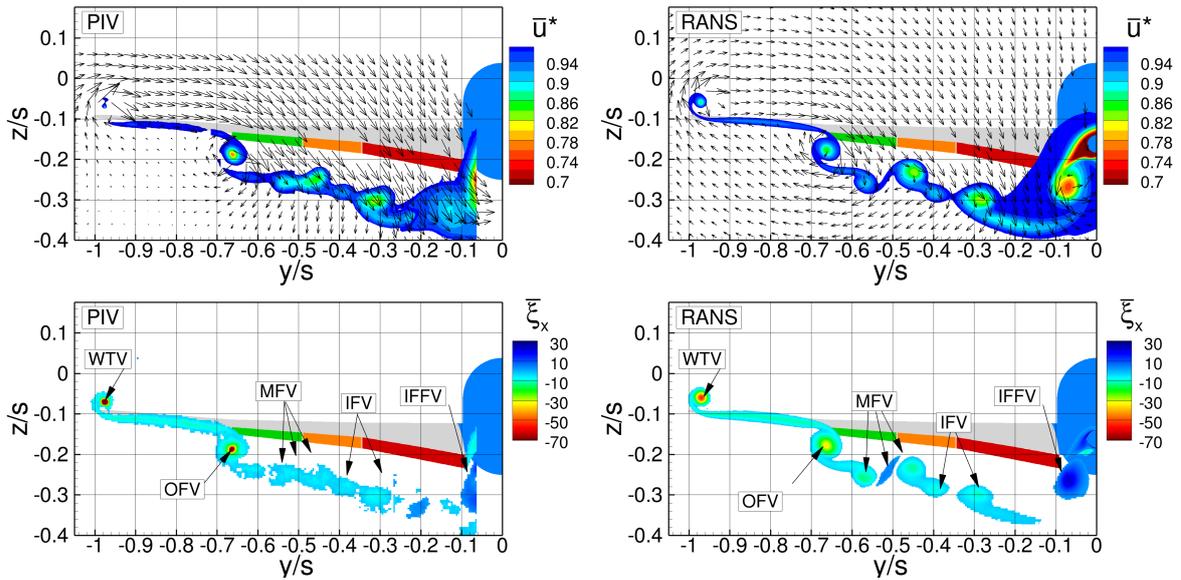


Abbildung 6.11: Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.20$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

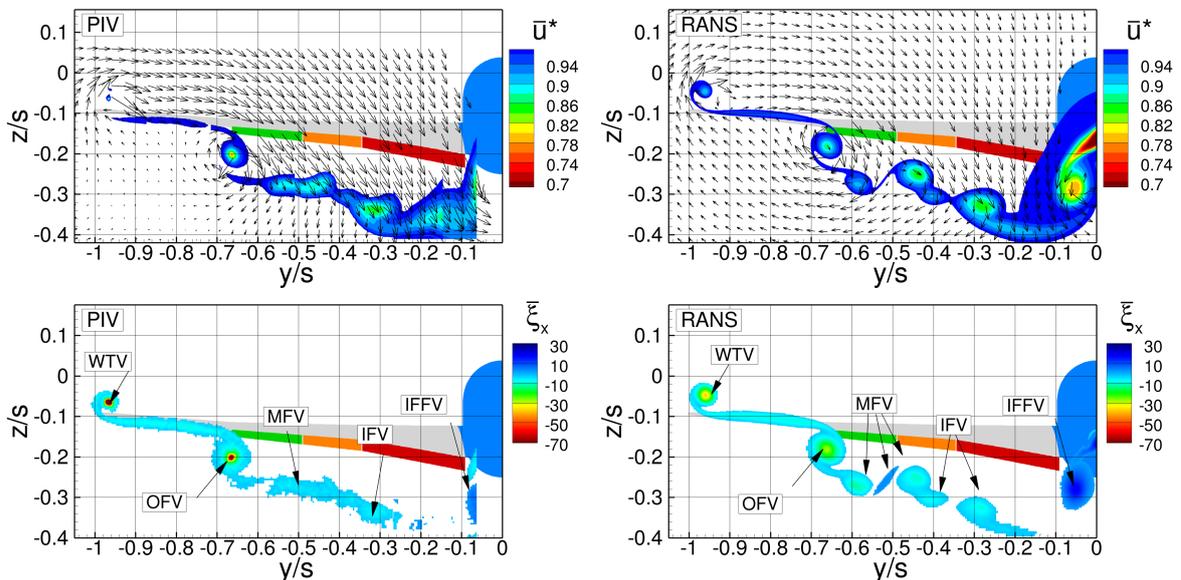


Abbildung 6.12: Entdimensionierte gemittelte axiale Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^* mit Geschwindigkeitsvektoren berechnet aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben) und entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (unten) für PIV Messungen (links) und RANS Ergebnisse (rechts) bei $x/b = 0.29$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Aktuierte Konfiguration ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$)

Wie bereits in Kapitel 4.2.2 beschrieben, wird eine Periode der Klappenoszillation in acht Phasen unterteilt. Für jede dieser Phasen konnten Geschwindigkeitsfeldmessungen mittels PIV durchgeführt werden. Aufgrund des hohen Zeitaufwands für diese Messungen wurden die Ebenen bei $x/b = 0.064$ und $x/b = 0.29$ ausgewählt und vermessen. Komplementär wurden U/RANS Simulationen durchgeführt. Die Implementierung der Klappenoszillation und die Anwendung der dynamischen Netzdeformation ist in Kapitel 5.2.4 dokumentiert. Im Folgenden werden wiederum die experimentellen Ergebnisse den numerischen Ergebnissen gegenübergestellt. Gezeigt werden sowohl die axiale entdimensionierte Geschwindigkeit u^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus v^* und w^* als auch die entdimensionierte axiale Wirbelstärke ξ_x . Die globale Struktur des Nachlaufwirbelsystems mit den diskreten Einzelwirbeln (WTV, OFV, MFV, IFV und IFFV) unterscheidet sich nicht von der oben beschriebenen Referenzkonfiguration. Abbildung 6.13 zeigt die axiale Geschwindigkeitskomponente u^* mit den Vektoren aus v^* und w^* für die acht Phasen (von oben nach unten: $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$) bei $x/b = 0.064$. Links dargestellt sind die experimentellen und rechts die numerischen Ergebnisse. Unter folgendem Link „Animation $x/b = 0.064$ “ [65] ist eine zeitaufgelöste Animation zu finden. Der WTV ist durch die Klappenoszillation der OF und MF in seiner Lage bei $x/b = 0.064$ unbeeinflusst. Auch der Betrag und die Richtung der Geschwindigkeitskomponenten bleiben nahezu unbeeinflusst. Neben dem WTV erfährt auch der IFFV weitgehend keine Beeinflussung durch die Klappenoszillation. Im Gegensatz zum WTV und IFFV zeigen die Wirbelstrukturen OFV, MFV und IFV eine starke Dynamik. Der OFV oszilliert auf einer ellipsenförmigen Bahn im Bereich zwischen $y/s = [-0.6, -0.7]$ und $z/s = [-0.1, -0.2]$. Mit ausfahrender OF nimmt die Wirbelstärke des OFV zu, wohingegen mit einfahrender OF die Wirbelstärke abnimmt (siehe Abbildung 6.14). Ein komplexeres Verhalten zeigt sich um den MFV. Mit Ausnahme der Zeitpunkte $t/T_p = [0.00, 0.50]$ ergibt sich bei $y/s \approx -0.5$ und $z/s \approx -0.2$ zwischen den beiden Klappen OF und MF eine geometrische „Unstetigkeit“ über der Zeit (Selbstverständlich muss der Phasenversatz mit steigender Stromabposition berücksichtigt werden). Mit ausfahrender OF und einfahrender MF erhöht sich die Wirbelstärke des gegen den Uhrzeigersinn drehenden Wirbels, welcher an der inneren Kante der OF entsteht, und es verringert sich die Wirbelstärke des Wirbels, welcher an der äußeren Kante der MF entsteht (siehe Abbildung 6.14). Ein entgegengesetztes Verhalten ergibt sich bei einfahrender OF und ausfahrender MF. Auch der IFV setzt sich aus den Wirbeln zusammen, von denen einer an der inneren Kante der MF und der andere an der äußeren Kante der IF entsteht. Aufgrund der stationär ausgeschlagenen IF ändert sich die Wirbelstärke und die Position des Wirbelanteils, welcher durch die IF generiert wird, kaum. Eine Dynamik in den IFV bringt der Wirbelanteil, welcher an der inneren Kante der MF generiert wird. Mit einfahrender MF bettet sich dieser Wirbelanteil auf den durch die IF generierten Wirbel. Wohingegen sich bei ausfahrender MF der Wirbelanteil der MF links neben dem Wirbelanteil der IF platziert. Werden Experiment und Numerik verglichen, erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsfelder. Auch das oben beschriebene Verhalten der dynamischen Wirbelstrukturen ist für beide Ansätze gegeben.

Bei $x/b = 0.29$ sind die Geschwindigkeitsfelder und die axiale Wirbelstärke für die acht Phasen (von oben nach unten: $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$) in Abbildung 6.15 bzw. Abbildung 6.16 dargestellt. Im Gegensatz zu $x/b = 0.064$ ist nun ein Einfluss der Klappenoszillation auf die Position des WTV vorhanden. Sowohl bei den experimentellen als auch numerischen Daten ist eine Oszillation (mit geringer Amplitude) des WTVs entlang bzw. entgegen der Scherschicht festzustellen. Der IFFV hingegen bleibt weitgehend unbeeinflusst. Die Amplitude A_{OFV}^* ($A_{OFV}^* = \sqrt{(\Delta \frac{y}{s})^2 + (\Delta \frac{z}{s})^2}$) der Oszillation des OFV ist im Vergleich zu $x/b = 0.064$ von $A_{OFV}^* \approx 0.011$ auf $A_{OFV}^* \approx 0.018$ bei $x/b = 0.29$ gestiegen.

Auch hier nimmt die Wirbelstärke des OFV mit ausfahrender OF zu und mit einfahrender OF ab. Das zeitliche Verhalten der Struktur um den MFV bestätigt die Beobachtungen bei $x/b = 0.064$. Bei ausfahrender OF und einfahrender MF verschiebt sich ein großer Zirkulationsanteil des MFV in Richtung OFV, wohingegen bei einfahrender OF und ausfahrender MF der MFV in Richtung IFV tendiert. Der IFV wiederum zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei $x/b = 0.064$.

Auch bei $x/b = 0.29$ ist noch eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik zu erkennen. Allerdings lässt sich eine höhere Diskrepanz zwischen den Positionen der diskreten Einzelwirbel feststellen. Auch das Niveau der axialen Wirbelstärke ist bei den numerischen Ergebnissen deutlich geringer als bei den experimentellen Daten. Vor allem erkennt man dies an den Wirbelstärkespitzen des WTV und OFV. Daher werden für die Initialisierung der LES die Geschwindigkeitsfelder und Turbulenzintensitäten bei $x/b = 0.064$ herangezogen um den weiteren Stromabverlauf zu berechnen. Auch für die Position $x/b = 0.29$ ist unter folgendem Link „Animation $x/b = 0.29$ “ [66] eine zeitaufgelöste Animation zu finden.

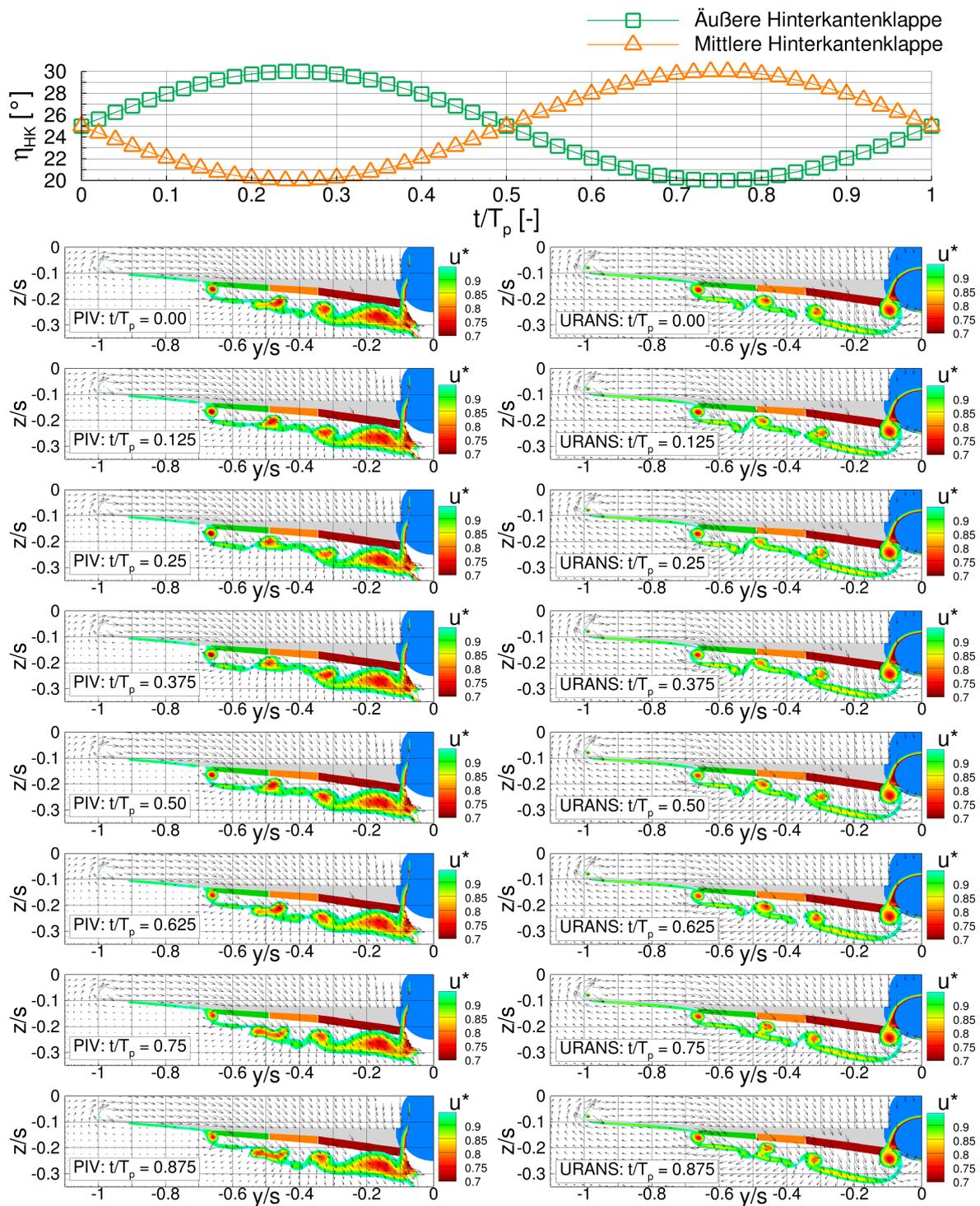


Abbildung 6.13: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Geschwindigkeit u^* und Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = [0.064]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

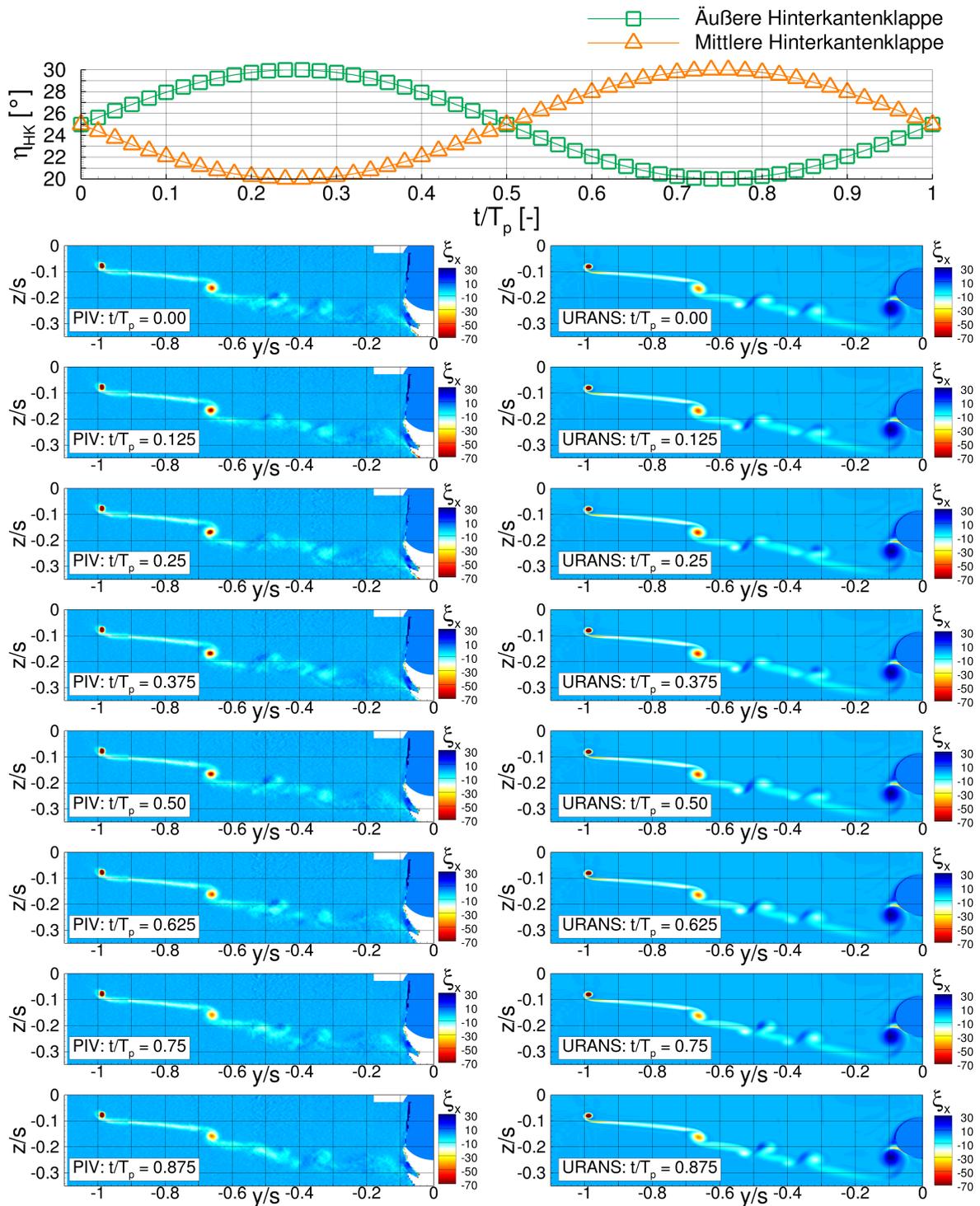


Abbildung 6.14: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Wirbelstärke ζ_x bei $x/b = [0.064]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

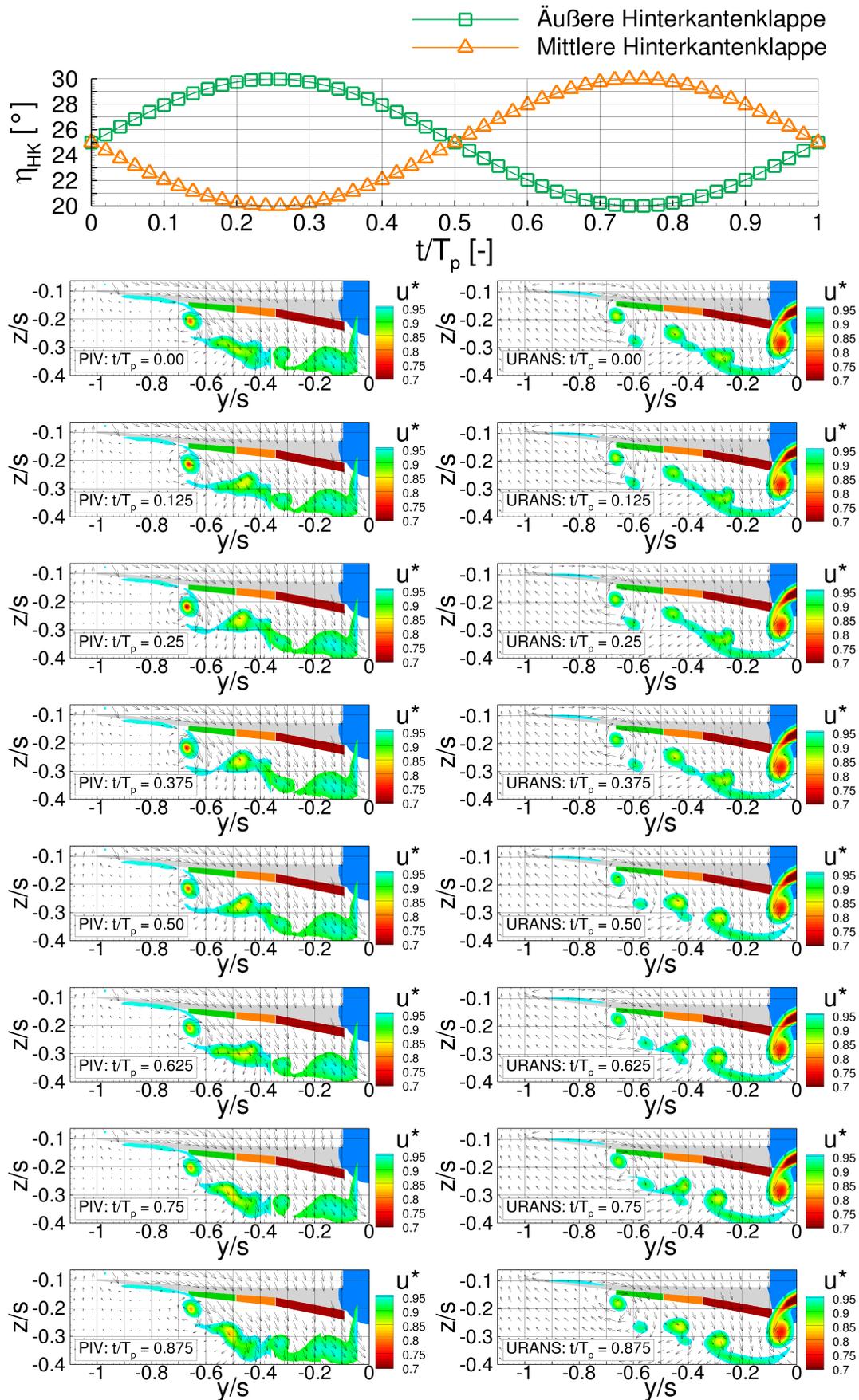


Abbildung 6.15: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Geschwindigkeit u^* und Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = [0.29]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

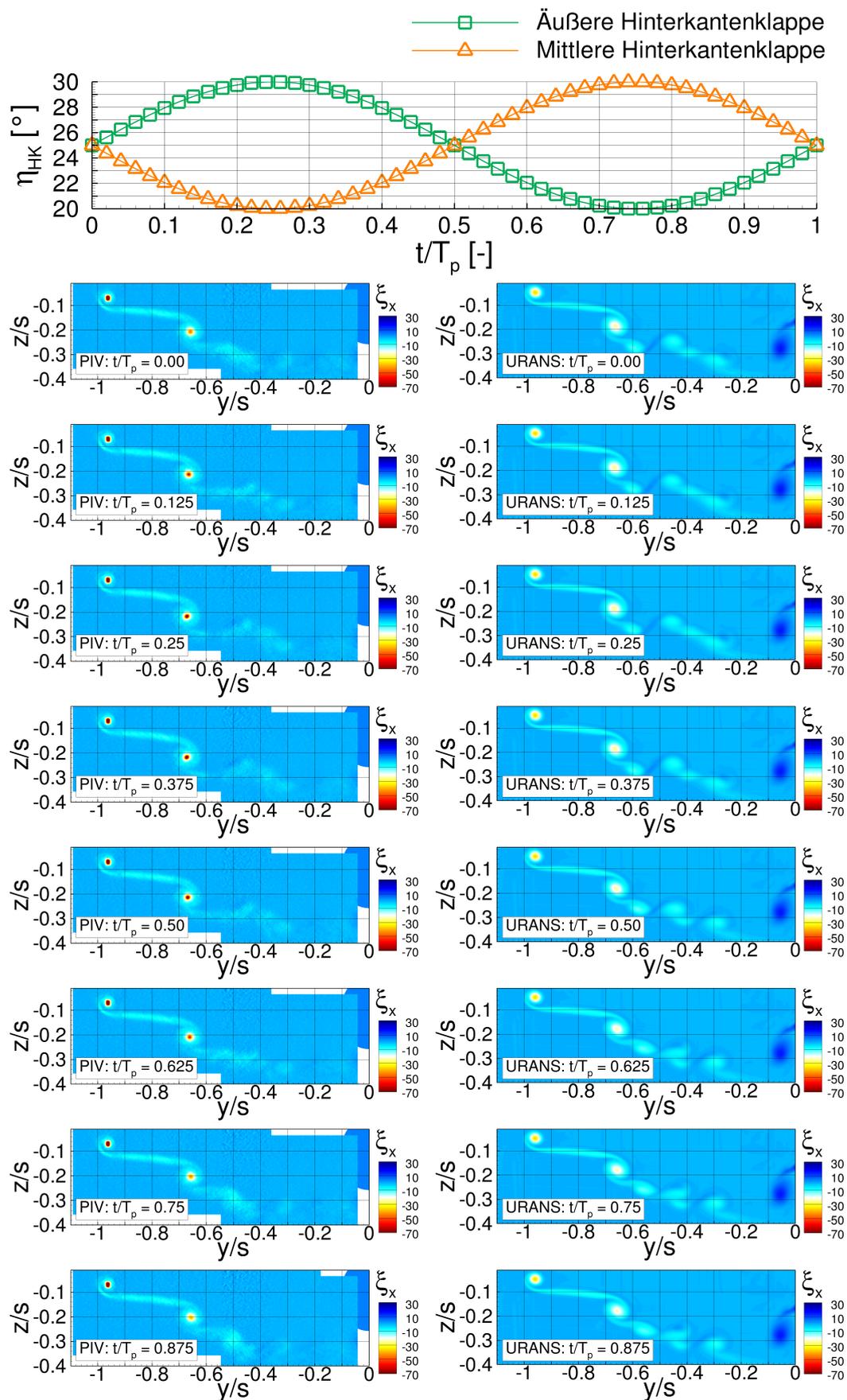


Abbildung 6.16: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe der axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = [0.29]$ PIV (links) URANS (rechts) mit $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ von oben nach unten bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

6.2.2 Erweitertes Nahfeld

Im erweiterten Nahfeld werden sowohl für die Referenzkonfiguration als auch für die aktuierte Konfiguration zeitlich gemittelte Strömungsgrößen analysiert. Zusätzlich werden zeitaufgelöste klappenschwingungsbezogene Sequenzen für die aktuierte Konfiguration gezeigt. Um das Nachlaufwirbelsystem bis zu sechs Spannweiten stromab vermessen zu können, mussten die weiteren Nachlaufuntersuchungen im Windkanal C durchgeführt werden (siehe Kapitel 4.1.2). Da der Windkanal C mit einer geschlossenen Messstrecke und der Windkanal A mit einer offenen Messstrecke betrieben wurde, musste ein Abgleich der Geschwindigkeitsfelder bei $x/b = 0.064$ durchgeführt werden. Auch das Messverfahren im Windkanal C (HWA) unterscheidet sich vom Messverfahren im Windkanal A (PIV). Abbildung 6.17 zeigt die Geschwindigkeitsfelder, welche sich aus den entdimensionierten gemittelten Geschwindigkeiten \bar{u}^* , \bar{v}^* , \bar{w}^* ergeben, der drei verschiedenen Ansätze PIV, RANS und HWA. Gezeigt ist das Strömungsfeld bei $x/b = 0.064$ der Referenzkonfiguration. Hier ist zu erkennen, dass die Wirbelstrukturen und deren Position bei allen drei Ansätzen sehr gut übereinstimmen. Somit kann der Einfluss der geschlossenen Messstrecke mit Hinblick auf die Tragflächenumströmung als gering angenommen werden.

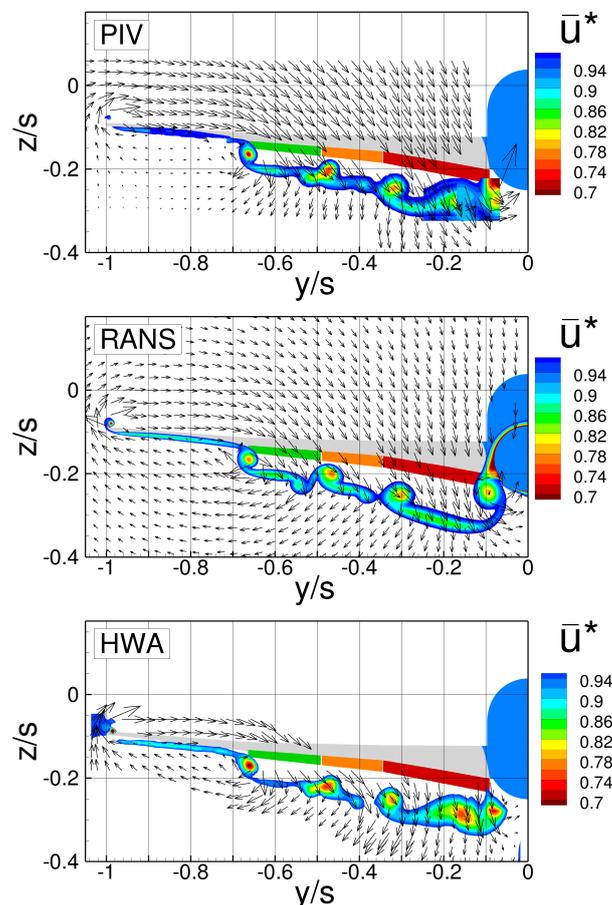


Abbildung 6.17: Nahfeld des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration abgebildet mit Hilfe der entdimensionierten gemittelten axialen Geschwindigkeit \bar{u}^* mit zugehörigen Geschwindigkeitsvektoren bei $x/b = 0.064$ gewonnen mittels PIV (oben,) RANS (mitte) und HWA (unten) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Ein weiterer Unterschied zwischen Windkanal A und Windkanal C sind die Turbulenzparameter der freien Anströmung, welche für den Windkanal A $Tu_x \approx Tu_y \approx Tu_z < 0.004$ und Windkanal C $Tu_x \approx Tu_y \approx Tu_z < 0.005$ betragen. Daher mussten bei der Initialisierung der

LES die Turbulenzparameter an die des Windkanals C angepasst werden. Es sei bereits hier erwähnt, dass für die Berechnung des Fernfelds (siehe Kapitel 7) die Turbulenzparameter, welche den Windkanal A Turbulenzparametern entsprechen, verwendet wurden. Ziel war es, möglichst niedrige Turbulenzgrade an den Einlässen zu generieren. Für den weiteren Stromabverlauf wird anstelle des U/RANS Ansatzes der LES Ansatz verwendet. Betrachtet werden im Folgenden die gemittelten Geschwindigkeitsfelder, Wirbelstärkefelder und Turbulenzintensitäten der Referenzkonfiguration und der aktuierten Konfiguration bei $x/b = 3$ und $x/b = 6$. Bei $x/b = 6$ werden mit Hilfe experimenteller Daten Spektralanalysen durchgeführt. Zusätzlich werden zeitabhängige Wirbelstärkefelder für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 3$ und $x/b = 6$ gezeigt. Abschließend werden die Parameter k und $\Delta\delta$ variiert und die Ergebnisse dargestellt. Das Erweiterte Nahfeld wird mit Hilfe von HWA- und LES-Verfahren untersucht (siehe Abbildung 6.18).

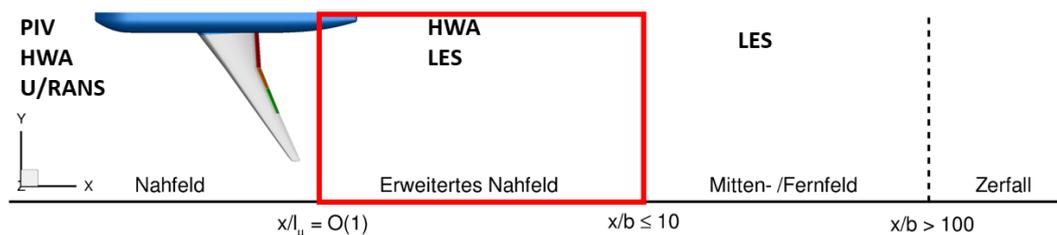


Abbildung 6.18: Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Erweitertes Nahfeld

Referenzkonfiguration

Abbildung 6.19 zeigt Konturplots der entdimensionierten gemittelten axialen Geschwindigkeit \bar{u}^* mit zugehörigen Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* , der entdimensionierten gemittelten axialen Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ und der Turbulenzintensität Tu bei $x/b = 3$. Links dargestellt sind die experimentellen Daten aus den Hitzdrahtmessungen und rechts die Ergebnisse der Grobstruktursimulation. Für beide Methoden, HWA und LES, ist der Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel deutlich zu erkennen. Der WTV bewegt sich auf einer Bahn im Uhrzeigersinn um den Schwerpunkt der freien Zirkulation (LES: $y_s \approx 0.74$), welcher räumlich betrachtet nahe dem OFV gelegen ist. Auch der OFV umkreist den Schwerpunkt der freien Zirkulation, wie auch die Wirbel MFV und IFV. Der IFFV hingegen (bei den LES Daten ersichtlich) behält in Spannweitenrichtung nahezu seine Position bei und schwimmt in negativer z-Richtung ab. Aufgrund der Begrenzung der Windkanal-Traverse in lateraler Richtung, konnte der IFFV hier nicht ausreichend aufgelöst werden. Die wirbelverbindende Scherschicht hat einen großen Teil ihrer Zirkulation an die diskreten Einzelwirbel abgegeben. Vergleicht man HWA und LES Ergebnisse, ist eine gute Übereinstimmung hinsichtlich Position, Wirbelstärke und Geschwindigkeitsfelder zu erkennen. Folgende Diskrepanzen sind dennoch zwischen HWA und LES hinsichtlich der Position der jeweiligen zusammengehörigen Wirbelkerne festzuhalten. Betrachtet wird der Abstand der Wirbelzentren ΔD , welcher sich aus $\Delta \frac{y}{s} = (\frac{y}{s})_{HWA} - (\frac{y}{s})_{LES}$ und $\Delta \frac{z}{s} = (\frac{z}{s})_{HWA} - (\frac{z}{s})_{LES}$ zu $\Delta D = \sqrt{(\Delta \frac{y}{s})^2 + (\Delta \frac{z}{s})^2}$ ergibt. Tabelle 6.1 zeigt die Diskrepanz der Wirbelkernpositionen der dominierenden Wirbel WTV und OFV zwischen HWA und LES in Form von ΔD und ΔD normiert auf die Stromabposition x/b bzw. x/s .

Bei $x/b = 3$ hat das Defizit der axialen Geschwindigkeit im Vergleich zum Nahfeld stark abgenommen. Folgende Werte ergeben sich für die axiale Geschwindigkeit der diskreten Einzelwirbel: WTV (HWA: $\bar{u}^* = 0.9$, LES: $\bar{u}^* = 0.95$), OFV (HWA: $\bar{u}^* = 0.86$, LES: $\bar{u}^* = 0.94$), MFV/IFV (HWA: $\bar{u}^* = 0.96$, LES: $\bar{u}^* = 0.97$) und IFFV (HWA: $\bar{u}^* < 0.85$, LES: $\bar{u}^* = 0.82$). Es ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeitsdefizite für die LES geringer ausfallen als für

Tabelle 6.1: Vergleich zwischen HWA und LES hinsichtlich des Abstands ΔD der jeweiligen Wirbelkernpositionen und des Abstands ΔD bezogen auf die Stromabposition x/s bei $x/b = 3$

	ΔD	$\frac{\Delta D}{x/s}$
WTV	0.02	0.003
OFV	0.026	0.004

Tabelle 6.2: Vergleich zwischen HWA und LES hinsichtlich des Abstands ΔD der jeweiligen Wirbelkernpositionen und des Abstands ΔD bezogen auf die Stromabposition x/s bei $x/b = 6$

	ΔD	$\frac{\Delta D}{x/s}$
WTV	0.01	0.0009
OFV	0.12	0.01

die HWA Ergebnisse. Auch der Betrag der maximalen axialen Wirbelstärke der Wirbel WTV und OFV der Grobstruktursimulation fällt im Vergleich zum Experiment geringer aus: WTV (HWA: $\bar{\xi}_x = -26$, LES: $\bar{\xi}_x = -23$) und OFV (HWA: $\bar{\xi}_x = -24$, LES: $\bar{\xi}_x = -20$). Eine Ausnahme bildet die MFV/IFV Struktur (HWA: $\bar{\xi}_x = -2$, LES: $\bar{\xi}_x = -5$). Ein Vergleich der Turbulenzintensitäten der diskreten Einzelwirbel zwischen HWA und LES zeigt, dass für die Wirbel WTV und OFV höhere Turbulenzintensitäten in den Wirbelkernen bei den HWA Messungen detektiert werden. Die Turbulenzintensitäten der MFV/IFV Struktur hingegen weist für die Grobstruktursimulation geringfügig höhere Werte auf.

Der Aufrollvorgang des Wirbelsystems setzt sich auch bei $x/b = 6$ fort. Die experimentellen Daten lassen keine Analyse des gesamten Aufrollvorgangs zu, da die nutzbare Messstrecke des Windkanals in vorliegendem Fall auf sechs Spannweiten stromab begrenzt ist. Die diskreten Einzelwirbel WTV, OFV, IFV und MFV bewegen sich weiterhin auf den Schwerpunkt der freien Zirkulation umkreisenden Bahnen. Tabelle 6.2 zeigt die Diskrepanz mit Hinblick auf die Wirbelkernposition zwischen HWA und LES.

Insgesamt betrachtet, kann eine gute Übereinstimmung der Positionen der Einzelwirbel erkannt werden. Die Geschwindigkeitsdefizite in den Wirbelkernen haben bei $x/b = 6$ sowohl für HWA als auch für LES weiter abgenommen (siehe Abbildung 6.20). Die Wirbel OFV, WTV, MFV und IFV weisen ein Defizit zwischen 1 – 6% auf. Das Geschwindigkeitsdefizit des IFFV für die Grobstruktursimulation ergibt sich hier zu ca. 14%. Die axialen Wirbelstärken in den jeweiligen Wirbelkernen ergeben sich zu: WTV (HWA: $\bar{\xi}_x = -15$, LES: $\bar{\xi}_x = -13$) und OFV (HWA: $\bar{\xi}_x = -20$, LES: $\bar{\xi}_x = -12$). Die MFV/IFV Struktur weist eine im Betrag maximale Wirbelstärke von $\bar{\xi}_x = -1$ (HWA) bzw. $\bar{\xi}_x = -3$ (LES) auf. Die axiale Wirbelstärke im Kernbereich des IFFV beträgt für die Grobstruktursimulation $\bar{\xi}_x = 10$. Eine höhere Turbulenzintensität weist der OFV bei der Grobstruktursimulation ($Tu = 0.16$) im Vergleich zu den HWA ($Tu = 0.13$) Messungen auf. Außerdem ist der Wirbelkernradius des OFV bei der Grobstruktursimulation sichtlich größer als für die HWA Messungen. Dieser Sachverhalt könnte auch die deutlich niedrigere gemittelte axiale Wirbelstärke des OFV (LES) im Vergleich zum OFV (HWA) erklären. In [63] wird gezeigt, dass das Setup der Grobstruktursimulation sehr gute Übereinstimmung der experimentellen und numerischen Daten liefert (Initialisierung der Grobstruktursimulationen mit experimentellen Daten - siehe Anhang A.4). Folgende Aspekte können daher zu den Abweichungen zwischen den HWA Ergebnissen und den mit U/RANS Daten initialisierten LES führen:

- Keine Modellierung der Windkanalgrenzschicht
- Vereinfachungen an der Windkanalgeometrie (Hebel, Spalt zwischen Flügel und Rumpf)
- Isotrope Turbulenzmodellierung ($Tu_x = Tu_y = Tu_z$)

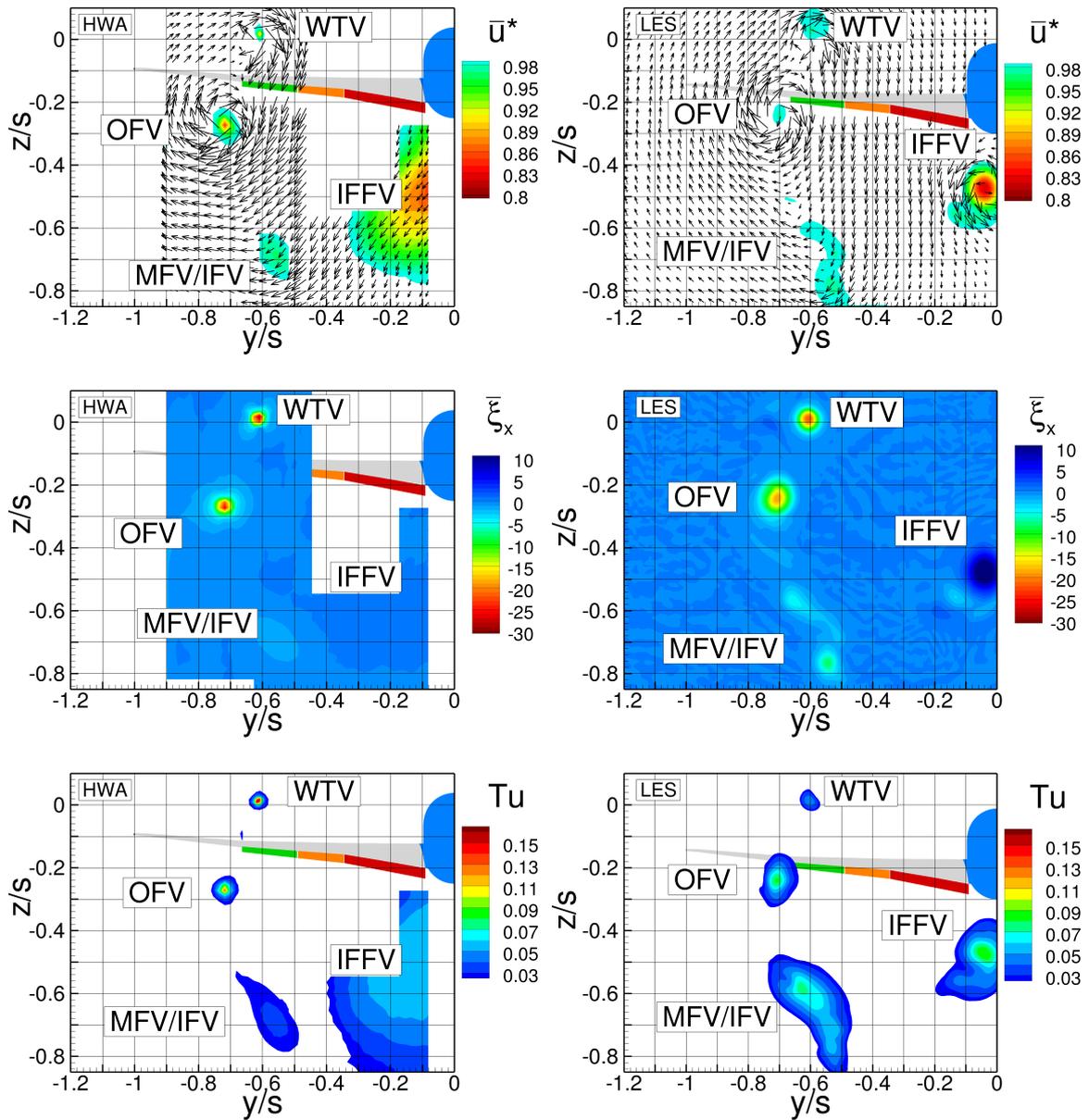


Abbildung 6.19: Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \vec{v}^* und \vec{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 3$ aus HWA (links) und LES (rechts) der Referenzkonfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

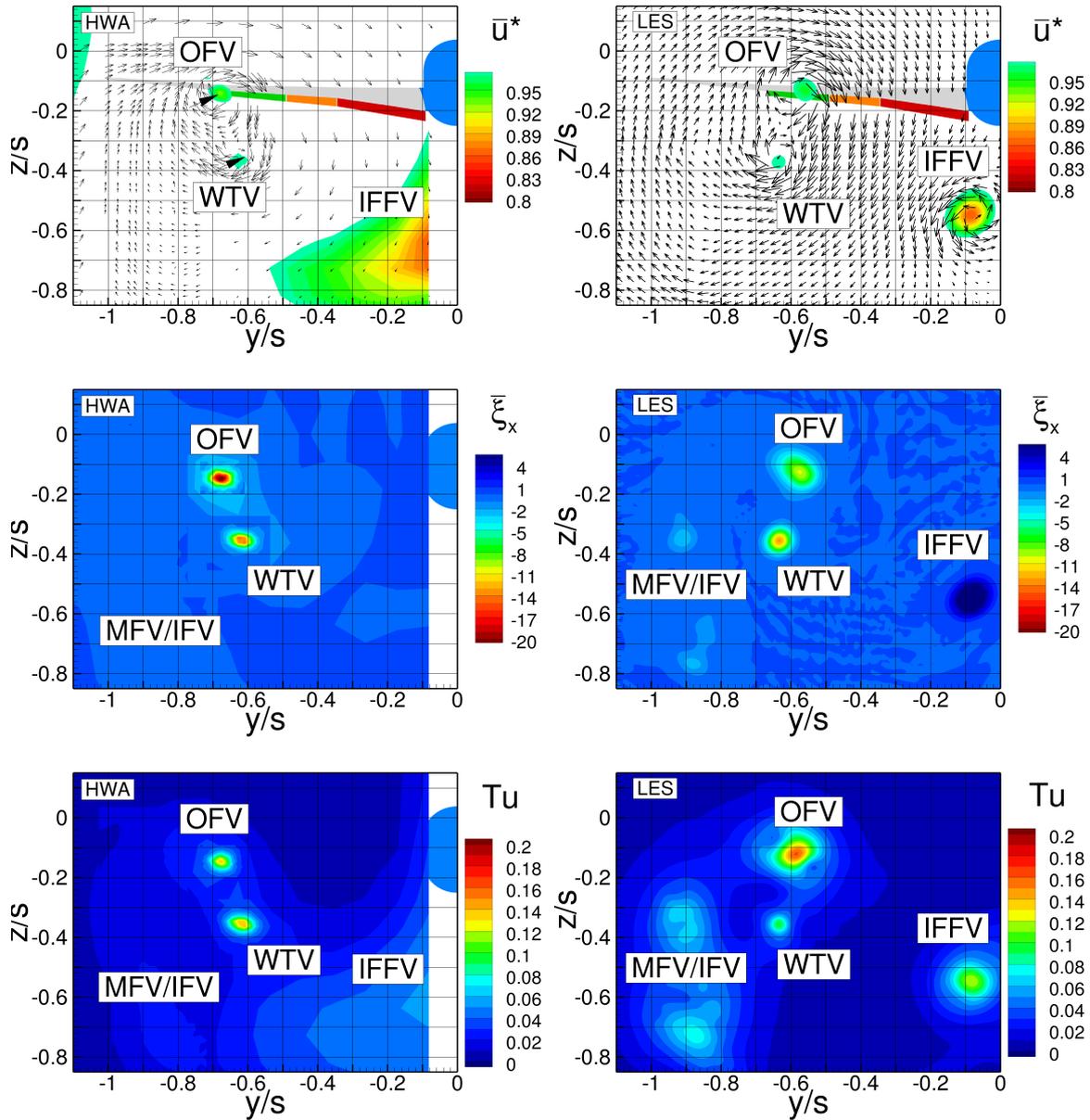


Abbildung 6.20: Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\zeta}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 6$ aus HWA (links) und LES (rechts) der Referenzkonfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Aktuierte Konfiguration ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$)

Neben dem Nachlaufwirbelsystem der Konfiguration mit stationär ausgeschlagenen Hinterkantenklappen wird auch das Nachlaufwirbelsystem der Konfiguration mit aktuierten Hinterkantenklappen untersucht. Wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben, muss für eine zeitaufgelöste Auswertung der Messungen ein Triggersignal mitaufgenommen werden, um die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten der zugehörigen Klappenposition zuordnen zu können. Für die numerische Simulation werden instationäre Randbedingungen am Einlass des Rechengebiets vorgegeben. Zuerst werden auch hier die gemittelten Strömungsgrößen \bar{u}^* mit \bar{v}^* , \bar{w}^* und $\bar{\xi}_x$ und die Turbulenzintensität Tu betrachtet. Es sind im Vergleich zu dem Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration deutliche Unterschiede zu erkennen. Bei $x/b = 3$ sind die Wirbelstrukturen WTV, OFV und MFV/IFV stark „verschmiert“. Gut zu erkennen ist dies anhand der axialen Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$. Die Lage und die Form des IFFV unterscheidet sich zwischen den beiden Konfigurationen kaum. Die maximalen Geschwindigkeitsdefizite fallen im Vergleich zur unaktuierten Konfiguration für die Strukturen WTV, OFV und MFV/IFV, zeitlich gemittelt betrachtet, geringer aus. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren ist eine „Verbreiterung“ der Wirbelstrukturen WTV, OFV und MFV/IFV zu erkennen. Anstatt kreisförmiger Wirbelstrukturen ergeben sich hier, zeitlich gemittelt betrachtet, ellipsenförmige Strukturen. Der Bereich von erhöhten Turbulenzintensitäten ist deutlich vergrößert im Vergleich zum unaktuierten Fall. Das gemittelte Strömungsfeld weist darauf hin, dass die diskreten Einzelwirbel jeweils zwischen zwei Positionen hin und her wandern. Diese Vermutung wird später bei einer zeitaufgelösten Betrachtung des Strömungsfeldes bestätigt. Vergleicht man HWA Messungen mit den Ergebnissen aus den Grobstruktursimulationen ist auch hier eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse (Wirbelposition, Geschwindigkeitsfeld) zu erkennen. Auffällig ist die hohe Turbulenzintensität des OFV ($Tu = 0.17$) für die Grobstruktursimulation im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen. Wie oben bereits erwähnt, wird eine Oszillation des OFV zwischen zwei Positionen angenommen. Betrachtet man die Ergebnisse bei $x/b = 6$, erkennt man auch hier deutliche Unterschiede zur Referenzkonfiguration. Die „verschmierten“ Bereiche haben sich im Vergleich zu $x/b = 3$ vergrößert. Die Defizite hinsichtlich der axialen Geschwindigkeit in den Wirbelkernen sind hier kaum noch zu erkennen (Ausnahme: IFFV). Durch die zeitliche Mittelung und die starke Dynamik der Wirbel fallen diese gering aus. Bei einer zeitaufgelösten Betrachtung ergeben sich Defizite in den Wirbelkernen wie auch für die Referenzkonfiguration. Die maximale gemittelte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ der Wirbel bei $x/b = 6$ für die aktuierte Konfiguration ist im Vergleich zu den Wirbelstärkespitzen der Referenzkonfiguration deutlich reduziert. Auch dies ist der zeitlichen Mittelung geschuldet. Die Turbulenzintensitäten der Grobstruktursimulationen sind im Vergleich zu den Hitzdrahtergebnissen vor allem im Bereich des OFV erhöht.

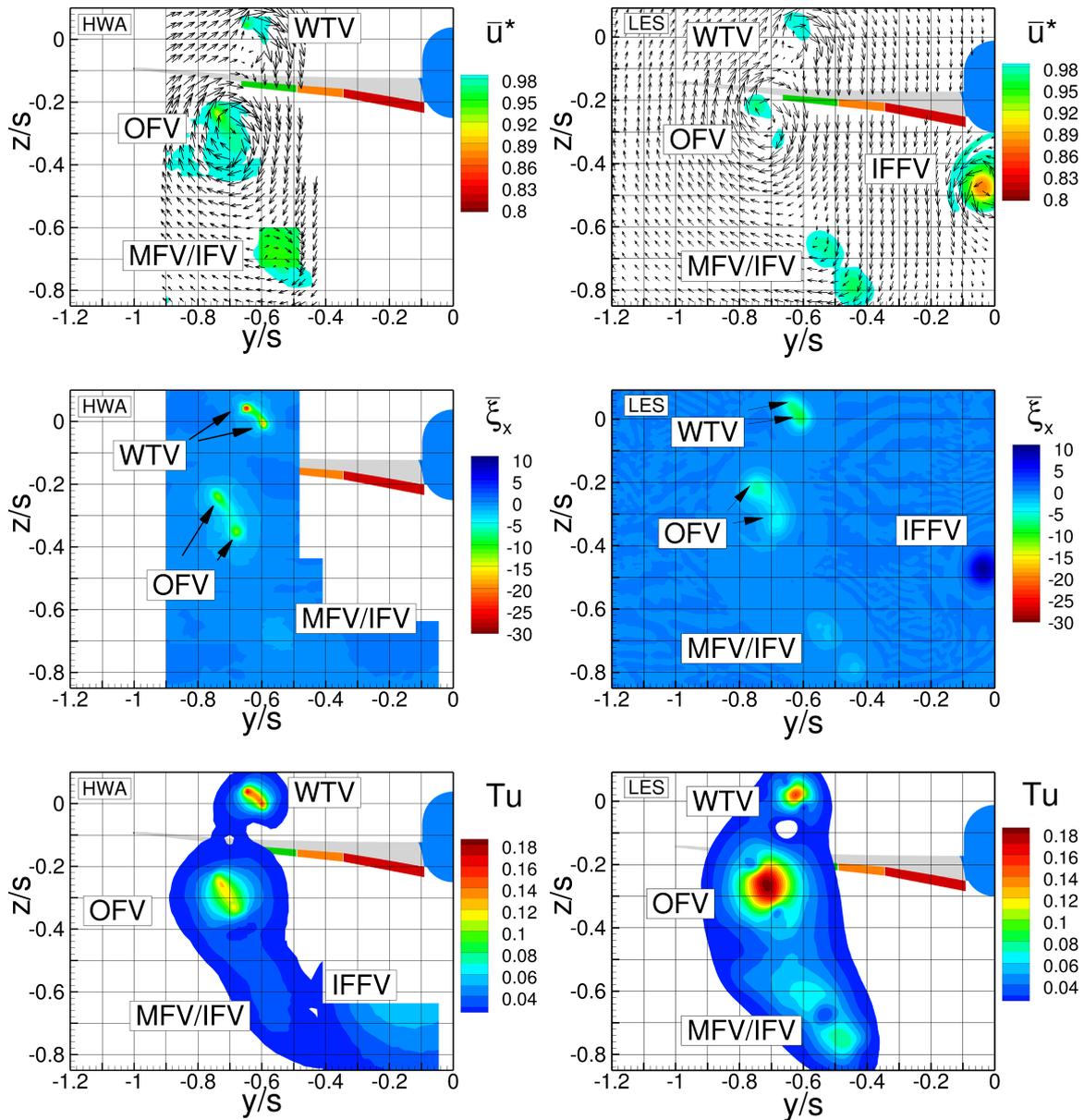


Abbildung 6.21: Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\zeta}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 3$ aus HWA (links) und LES (rechts) der aktuierten Konfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

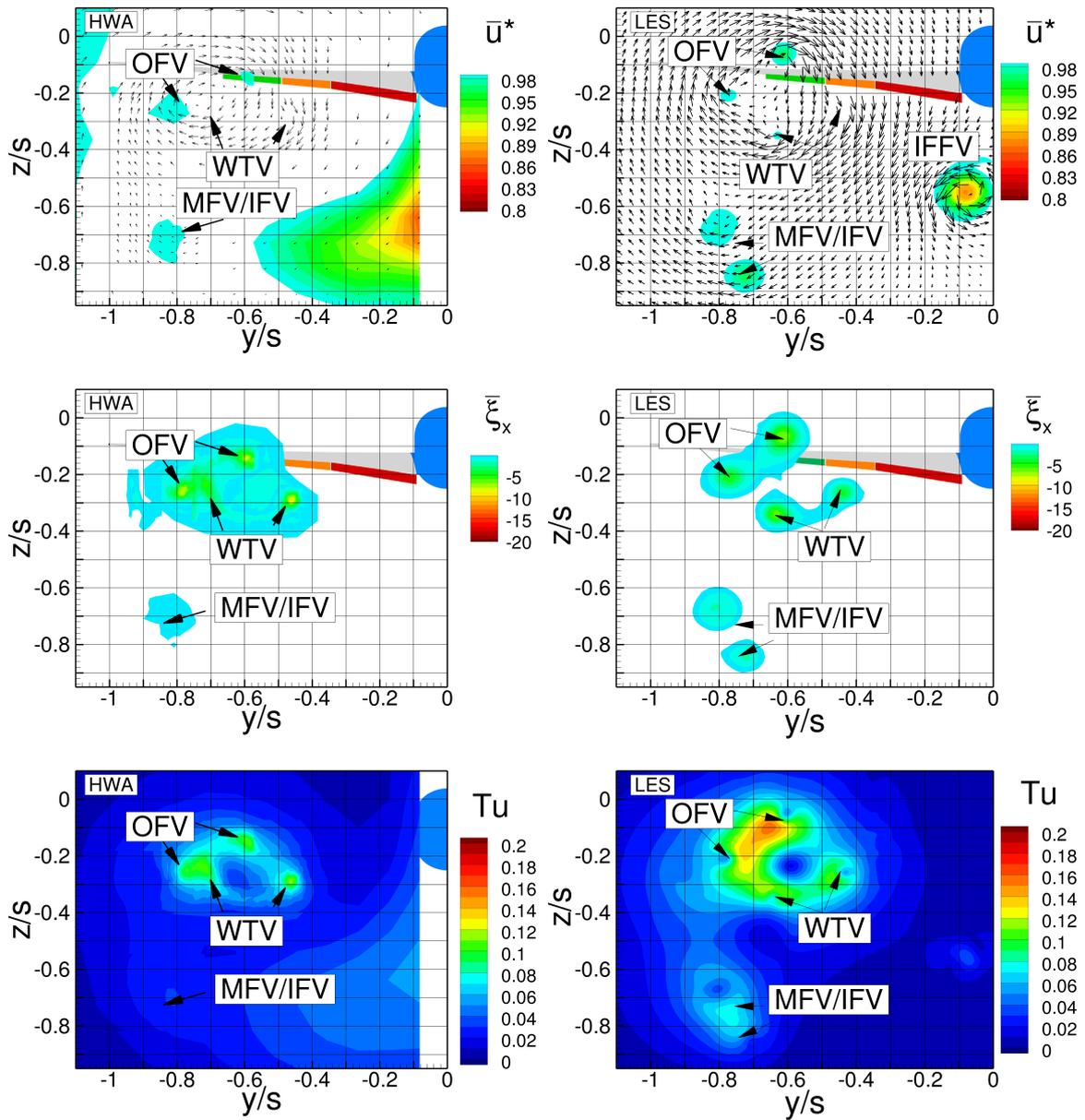


Abbildung 6.22: Gemittelte entdimensionierte Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \vec{v}^* und \vec{w}^* (oben), gemittelte entdimensionierte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ (mitte) und Turbulenzintensität Tu (unten) bei $x/b = 6$ aus HWA (links) und LES (rechts) der aktuierten Konfiguration und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Bevor eine zeitaufgelöste Betrachtung der Strömungsfelder vorgestellt wird, sollen für ausgewählte Messpunkte der experimentellen Daten Spektralanalysen durchgeführt werden. Abbildung 6.23 zeigt zum einen Konturplots der axialen gemittelten Geschwindigkeit für die Referenzkonfiguration (links) und die aktuierte Konfiguration (rechts) ($k = 0.08$ und $\Delta\delta = 5^\circ$) bei $x/b = 3$ (oben) und $x/b = 6$ (unten) und zum anderen die entdimensionierte spektrale Leistungsdichte S_u^N in Abhängigkeit der reduzierten Frequenz k für die Messpunkte P1 bis P6. Alle ausgewählten Punkte sind nahe des Wirbelkerns der jeweiligen dominierenden Wirbel lokalisiert. Für alle Punkte, sowohl bei $x/b = 3$ als auch $x/b = 6$, sind deutliche Überhöhungen bei $k = 0.08$ für die aktuierte Konfiguration zu erkennen. Solche signifikanten Leistungsspitzen sind bei der Referenzkonfiguration nicht zu erkennen. Durch die Aktuierung der Hinterkantenklappen kann einem großen Teil des Strömungsfeldes eine signifikante und dominierende Frequenz aufgeprägt werden. Von besonderem Interesse sind die Punkte P2 und P5, welche jeweils nahe dem OFV und somit nahe dem Schwerpunkt der freien Zirkulation lokalisiert sind. Neben dem stark dominierenden Wert in der spektralen Leistungsdichte bei $k = 0.08$ fallen ebenfalls Überhöhungen bei höher harmonischen Frequenzen ins Gewicht. Vergleicht man die spektrale Leistungsdichte der Punkte P2 und P5 der aktuierten Konfiguration, so nimmt die Dominanz der Überhöhung bei $x/b = 0.08$ mit steigender Stromabposition ab und höher harmonische Anteile gewinnen an Bedeutung. Diese Erkenntnis wird bei der Betrachtung des Fernfelds in Kapitel 7 noch von großer Bedeutung sein.

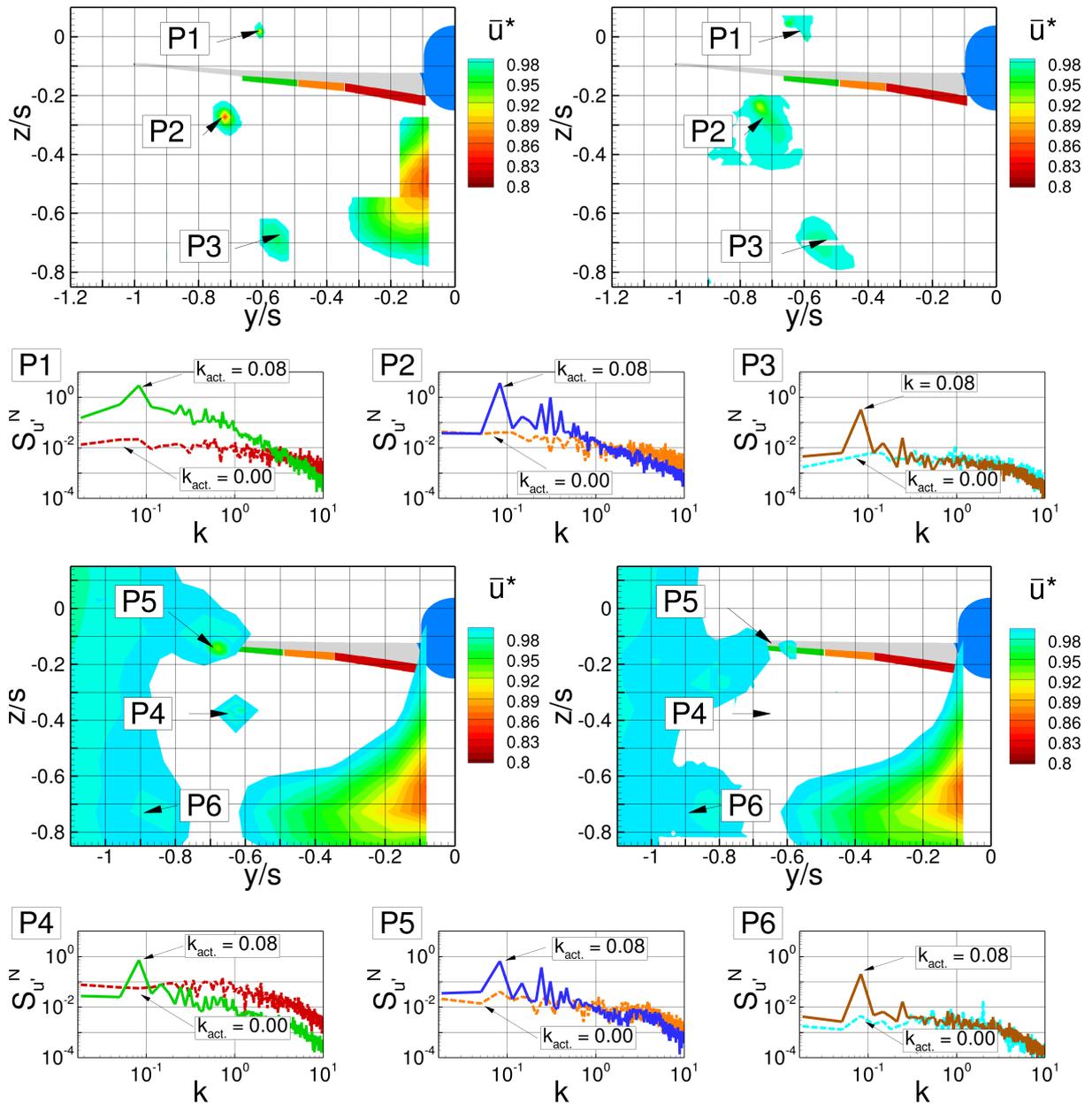


Abbildung 6.23: Entdimensionierte spektrale Leistungsdichte $S_{u'}^N$ in Abhängigkeit der reduzierten Frequenz k für die Punkte $P1$ bis $P6$ der experimentellen Hitzdrahtmessungen bei $x/b = 3$ (oben) und $x/b = 6$ (unten)

Eine zeitaufgelöste Betrachtung der Strömungsfelder beschreibt im Folgenden die Dynamik der diskreten Einzelwirbel bei den Stromabpositionen $x/b = 3$ (Abbildung 6.24 und Abbildung 6.25) und $x/b = 6$ (Abbildung 6.26 und Abbildung 6.25). Unter folgenden Links „Animation $x/b = 3$ “ [67] und „Animation $x/b = 6$ “ [68] sind zeitaufgelöste Animationen der jeweiligen Ebenen zu finden. Betrachtet werden sowohl numerische Ergebnisse aus den Grobstruktursimulationen als auch experimentelle Daten aus den Hitzdrahtmessungen. Die entdimensionierte axiale Wirbelstärke wird zu verschiedenen „Zeitpunkten“ bzw. Klappenstellungen analysiert. Hinsichtlich der Wirbeldynamik unterscheiden sich LES und HWA-Ergebnisse kaum. Daher wird im Folgenden zuerst die Dynamik der diskreten Einzelwirbel beschrieben, welche sowohl für die LES als auch HWA-Ergebnisse gültig sind. Anschließend wird auf Unterschiede der beiden Ansätze eingegangen. Als Ausgangspunkt dient das Wirbelstärkefeld zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.20$ bei $x/b = 3$. Der OFV und der MFV sind zu einem Wirbel verschmolzen. Die Wirbel WTV und IFV (auch IFFV für LES) sind eindeutig identifizierbar. Bei $t/T_p = 0.40$ teilt sich die Wirbelstruktur OFV/MFV zu den Einzelwirbeln MFV und OFV. Die Wirbelstrukturen des WTV und IFV (auch IFFV für LES) verharren nahezu an den gleichen Positionen wie zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.20$. Der MFV wandert in Richtung IFV, wobei sich dieser dem MFV annähert ($t/T_p = 0.44$). Auch der OFV und WTV leiten eine signifikante Bewegung ein. Der OFV bewegt sich in Richtung positiver z-Achse und negativer y-Achse, wohingegen der WTV in Richtung negativer z-Achse und positiver y-Achse tendiert. Bei $t/T_p = 0.50$ verschmelzen die Wirbel MFV und IFV zu einem Wirbel (MFV/IFV). Die Entkopplung der Wirbelstrukturen MFV und IFV findet zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.94$ statt. Ab diesem Zeitpunkt bewegt sich der MFV in Richtung OFV und befindet sich zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.00$ kurz vor dem Verschmelzen mit dem OFV. Die Wirbel OFV, WTV und IFV nehmen bis zum Zeitpunkt $t/T_p = 0.20$ wieder ihre ursprüngliche Position ein. Der IFFV bleibt weitestgehend unbeeinflusst von der starken Dynamik des Geschwindigkeitsfeldes (siehe LES). Das eben beschriebene Verhalten ist auch bei $x/b = 6$ gültig. Aufgrund des Phasenversatzes verschiebt sich das Verschmelzen und Entkoppeln der Wirbel zu anderen „Zeitpunkten“. Außerdem hat sich die Amplitude der Wirbeloszillation des WTV, OFV, MFV und des IFV deutlich vergrößert und der Aufrollvorgang ist bereits weiter vorangeschritten. Tabelle 6.3 zeigt die jeweiligen Amplituden A^* der diskreten Einzelwirbel für $x/b = [0.064, 0.29, 3, 6]$ der numerischen und experimentellen Daten.

Tabelle 6.3: Amplitude A^* der Wirbeloszillation der diskreten Einzelwirbel WTV, OFV, MFV und IFV bei $x/b = [0.064, 0.29, 3, 6]$ der aktuierten Konfiguration aus experimentellen (Exp.) und numerischen (Num.) Ergebnissen

x/b	A^*							
	WTV		OFV		MFV		IFV	
	Exp.	Num.	Exp.	Num.	Exp.	Num.	Exp.	Num.
0.064	0.0005	0.0004	0.011	0.011	0.02	0.021	0.004	0.003
0.29	0.003	0.002	0.018	0.019	0.043	0.045	0.026	0.036
3	0.079	0.069	0.134	0.146	0.343	0.339	0.157	0.152
6	0.31	0.232	0.238	0.23	0.436	0.468	0.251	0.23

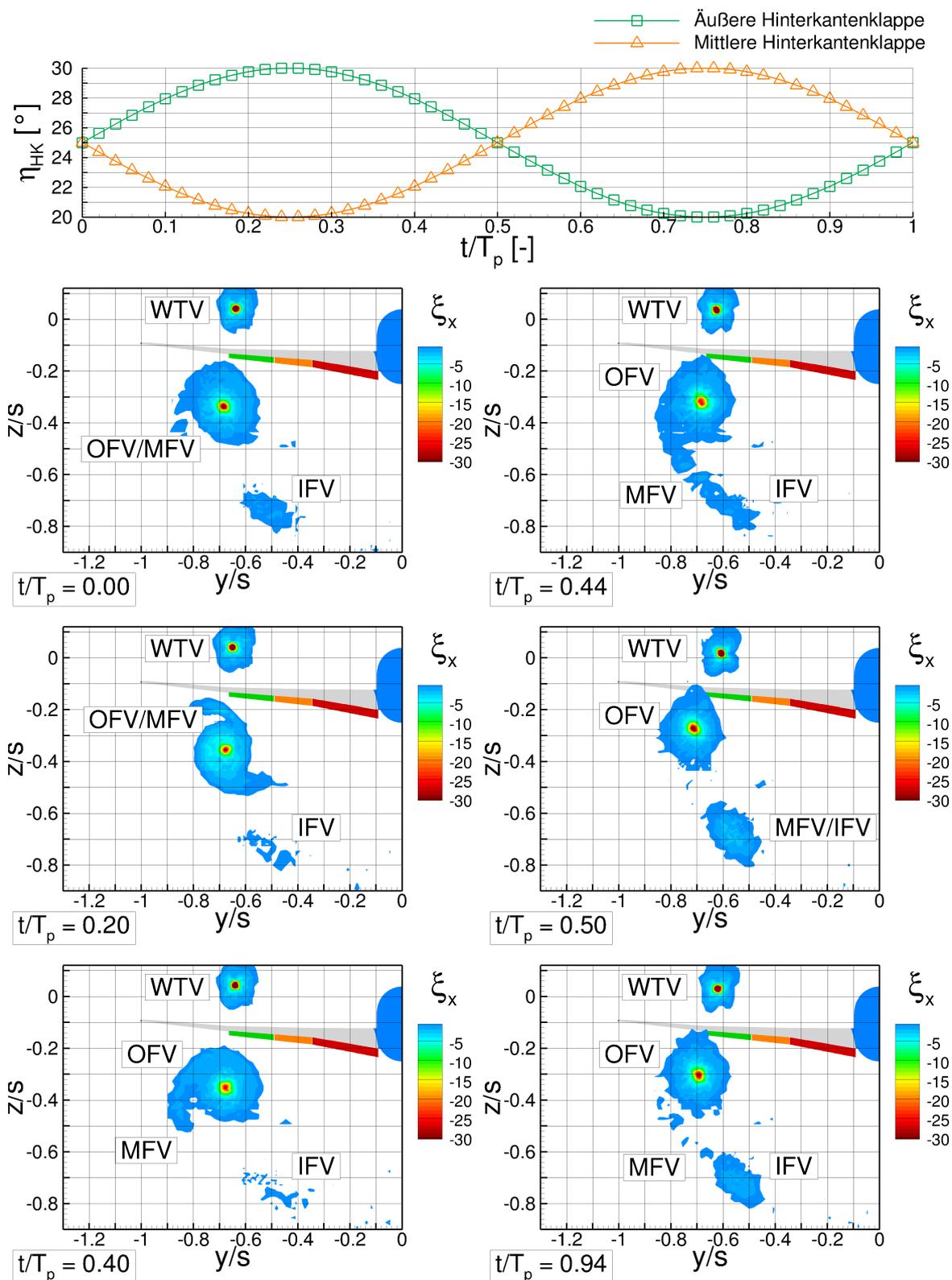


Abbildung 6.24: Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 3$ der aktuierten Konfiguration (HWA) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

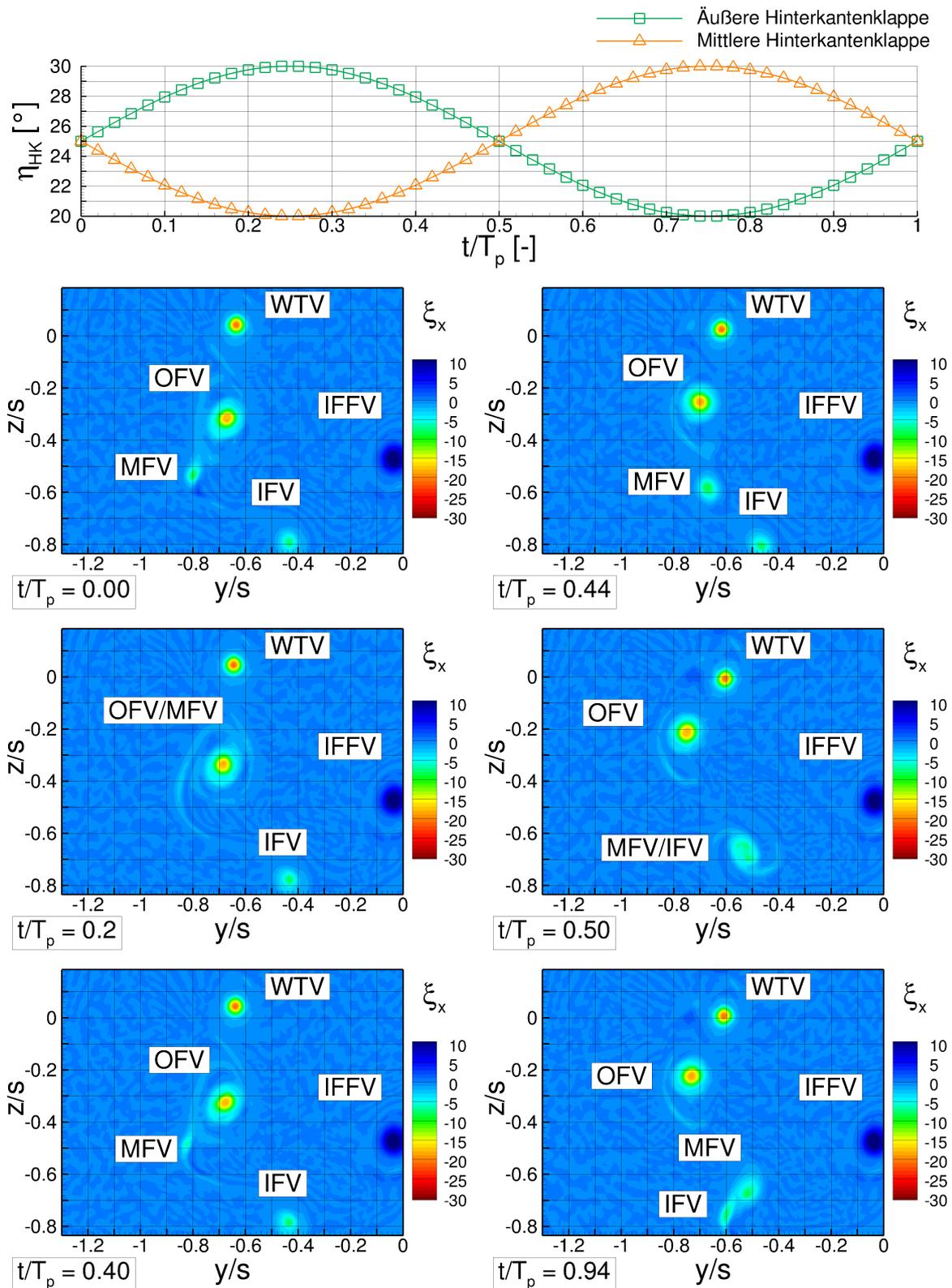


Abbildung 6.25: Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 3$ der aktuierten Konfiguration (LES) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

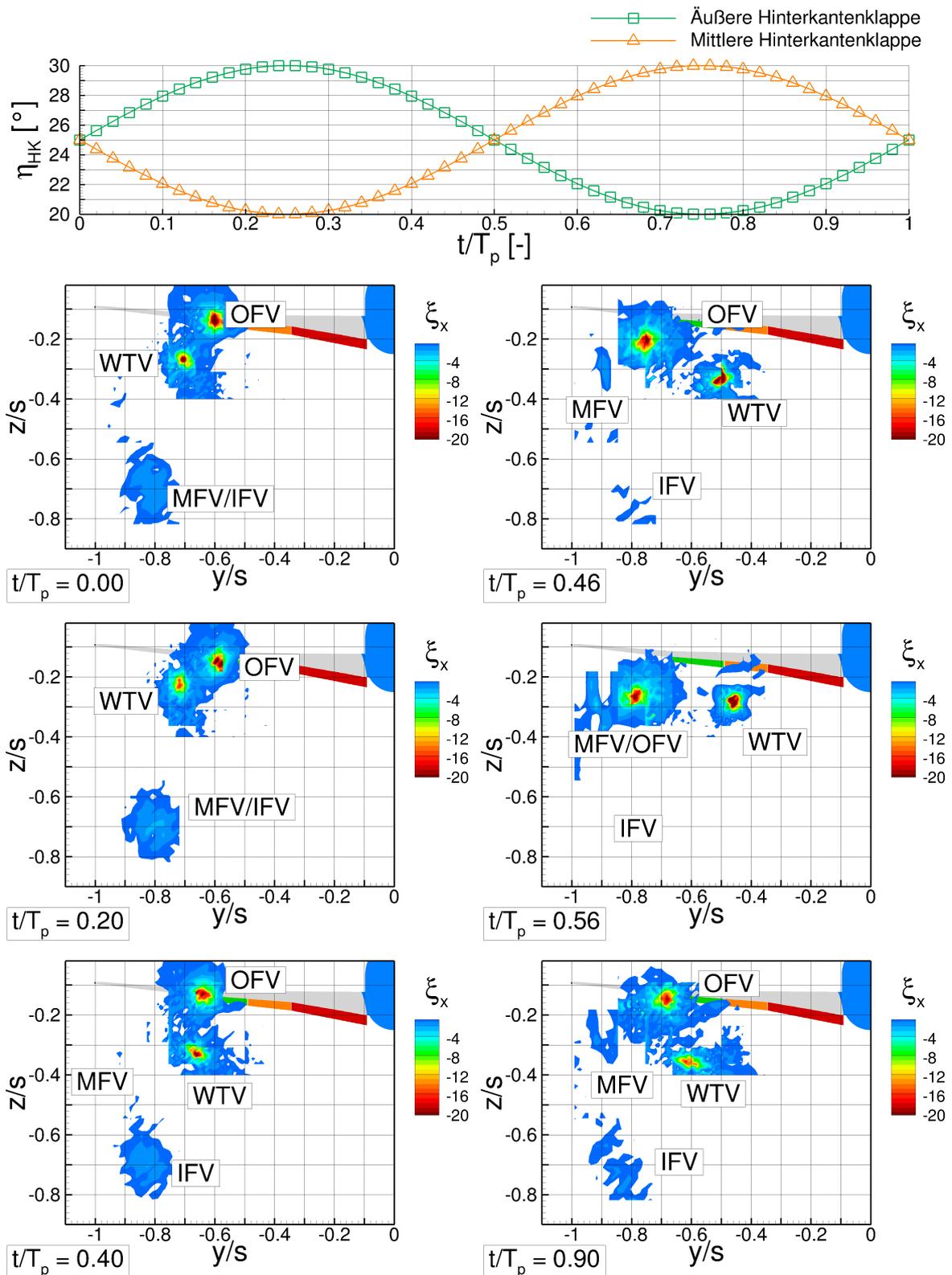


Abbildung 6.26: Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 6$ der aktuierten Konfiguration (HWA) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

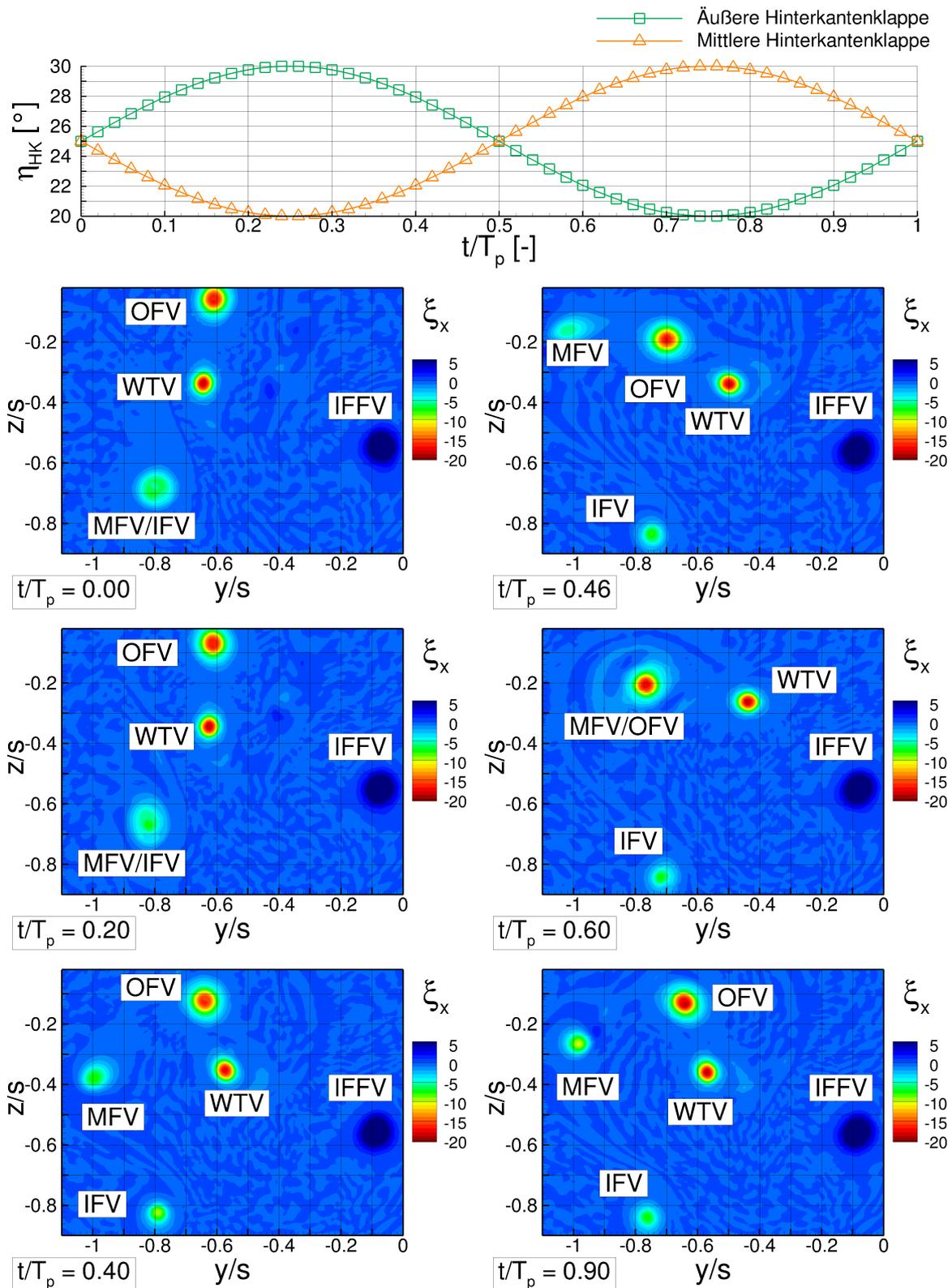


Abbildung 6.27: Klappenschwingsbezogene Sequenz der entdimensionierten axialen Wirbelstärke ξ_x bei $x/b = 6$ der aktuierten Konfiguration (LES) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Variation der Aktuierungsfrequenz $k_{akt.}$ und Aktuierungsamplitude $\Delta\delta$

Auf Basis der aktuierten Konfiguration mit $k_{akt.} = 0.08$ und $\Delta\delta = 5^\circ$ sollen nun die Parameter $k_{akt.}$ und $\Delta\delta$ variiert werden. Hierfür werden Ergebnisse aus den HWA-Messungen herangezogen. Abbildung 6.28 zeigt die entdimensionierten spektralen Leistungsdichten in Abhängigkeit der reduzierten Frequenz k für die Aktuierungsfrequenzen $k_{akt.} = [0.00, 0.04, 0.08, 0.16]$ für den Messpunkt P5 (siehe Abbildung 6.23) bei einer Aktuierungsamplitude von $\Delta\delta = 5^\circ$. Hier ist gut zu erkennen, dass die jeweils durch die Klappenaktuierung in die Strömung eingebrachte Frequenz dominiert. Auch höher harmonische Anteile der jeweils eingebrachten Aktuierungsfrequenzen sind mit deutlichen Überhöhungen zu erkennen. Bemerkenswert ist auch eine, hinsichtlich der Amplitude, kleinere Überhöhung bei $k = 0.083$ für die Referenzkonfiguration ($k_{akt.} = 0.00$), was auf die Frequenz bzw. Wellenlänge der sich ausbildenden Crow-Instabilität hinweist.

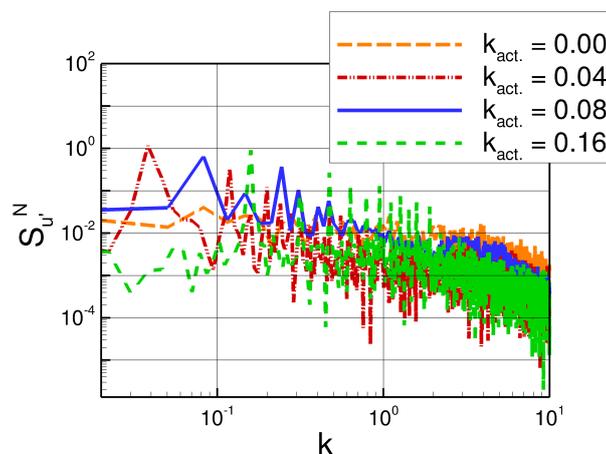


Abbildung 6.28: Entdimensionierte spektrale Leistungsdichte $S_{u'}^N$ über der reduzierten Frequenz k für den Punkt P5 der experimentellen Hitzdrahtmessungen bei $x/b = 6$ für die Aktuierungsfrequenzen $k = [0.00, 0.04, 0.08, 0.16]$

Nun wird der Parameter $\Delta\delta$ von $\Delta\delta = 5^\circ$ auf $\Delta\delta = 2.5^\circ$ reduziert und die reduzierte Frequenz k bei $k = 0.08$ festgehalten. Alle anderen Konfigurationseinstellungen werden beibehalten. Abbildung 6.29 zeigt Konturplots der gemittelten entdimensionierten axialen Wirbelstärkeverteilung für die Referenzkonfiguration (oben) im Vergleich zu den aktuierten Konfigurationen ($k = 0.08$) $\Delta\delta = 5^\circ$ (mitte) und $\Delta\delta = 2.5^\circ$ (unten) bei $x/b = 6$. Auch bei reduzierter Klappenaktuierungsamplitude bleibt das beobachtete Phänomen (wie für $\Delta\delta = 5^\circ$) der starken Dynamik zwischen MFV, IFV und OFV bestehen. Mit abnehmender Klappenaktuierungsamplitude $\Delta\delta$ nehmen auch die lateralen Amplituden A^* der diskreten Einzelwirbel ab. Es ist zu beachten, dass es keinen linearen Zusammenhang zwischen der Klappenaktuierungsamplitude $\Delta\delta$ und der lateralen Amplitude A^* der einzelnen Wirbel gibt. Wird die Klappenaktuierungsamplitude um 50% reduziert so ergibt sich für den WTV eine um 28% , für den OFV eine um 22% , für den MFV eine um 6% und für den IFV eine um 7% reduzierte Amplitude A^* der Wirbeloszillation.

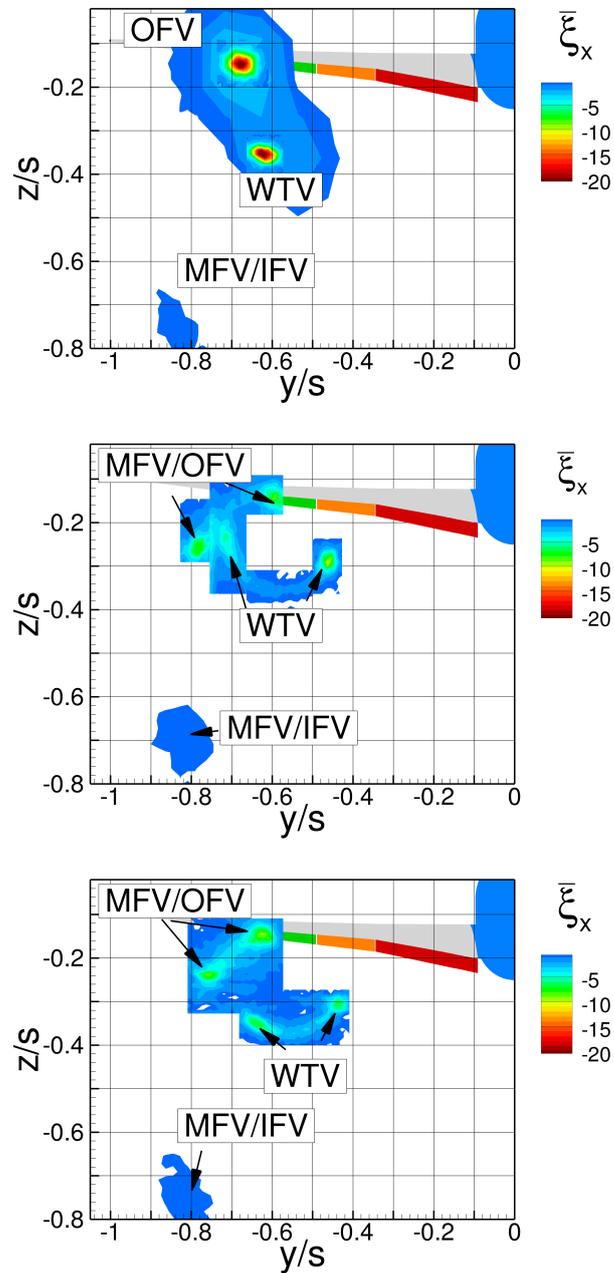


Abbildung 6.29: Entdimensionierte gemittelte axiale Wirbelstärke ξ_x aus den HWA-Messungen für $\Delta\delta = 0.00^\circ$ (oben), $\Delta\delta = 5^\circ$ (mittig) und $\Delta\delta = 2.5^\circ$ (unten) mit $k = 0.08$ (mittig und unten) bei $x/b = 6$ und bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Analyse und Synthese

Es kann festgehalten werden, dass durch die Aktuierung der Hinterkantenklappen das Nachlaufwirbelsystem der generischen Transportflugzeugkonfiguration stark beeinflusst werden kann. Für die Referenzkonfiguration ergibt sich ein Nachlaufwirbelsystem, welches durchaus mit den Untersuchungen von [14] und [5] vergleichbar ist. Der Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel (hier: WTV, OFV, MFV, IFV) erfolgt um den Punkt der freien Zirkulation, welcher sich mit Hilfe der Wirbelstärkeverteilung und Gleichung 2.13 berechnen lässt. Abbildung 6.30 (links) zeigt schematisch den Aufrollvorgang der Einzelwirbel für die Stromabpositionen $x/b = 0.064$, $x/b = 3$ und $x/b = 6$. Die Drehrichtung und die Bewegungsrichtung der Wirbel ist über dementsprechend gekennzeichnete Pfeile dargestellt. Demgegenüber steht der Stromabverlauf der Nachlaufwirbelsysteme der aktuierten Konfigurationen (siehe Abbildung 6.30 rechts). Es kann sowohl mittels experimentellen als auch numerischen Ansätzen gezeigt werden, dass im Bereich zwischen $x/b = 0.064$ bis $x/b = 6$ ein Großteil des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration von der eingebrachten Aktuierungsfrequenz stark beeinflusst wird. Dominierende spektrale Leistungsspitzen stimmen mit der jeweils durch die Hinterkantenklappen eingebrachte Aktuierungsfrequenz überein. Auch höher harmonische Anteile der Aktuierungsfrequenz sind erkennbar. Die Amplitude der Klappenaktuierung wirkt sich auf die Amplitude der Wirbeloszillation aus. Je größer die Klappenamplitude, desto größer auch die Amplitude der jeweiligen Wirbeloszillation. Die Amplitude der Wirbeloszillation steigt mit zunehmender Stromabposition an ($x/b = 0.064$ bis $x/b = 6$). Im Gegensatz zur nahezu konstanten lateralen Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation für die Referenzkonfiguration ist die laterale Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation für die aktuierten Konfigurationen dynamisch. Je nach Klappenstellung verschiebt sich die laterale Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation in Richtung Flügelspitze (mittlere Hinterkantenklappe eingefahren und äußere Hinterkantenklappe ausgefahren $t/T_p = 0.25$) oder in Richtung Flügelwurzel (mittlere Hinterkantenklappe ausgefahren und äußere Hinterkantenklappe eingefahren $t/T_p = 0.75$). Für eine Klappenamplitude von $\delta\Delta = 5^\circ$ ergibt sich eine Oszillation der lateralen Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation zwischen $\frac{y_s}{s} \approx [0.725; 0.735]$. Somit soll dem aufgerollten Wirbel eine Oszillation aufgeprägt werden. Die Frequenz dieser Oszillation soll der durch die Hinterkantenklappen eingebrachten Frequenz entsprechen. Wird die Amplitude der Klappenaktuierung verkleinert/vergrößert, reduziert/erhöht sich der Bereich (Amplitude) der Oszillation der lateralen Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation. Um noch größere Verschiebungen der lateralen Lage des Schwerpunkts der freien Zirkulation realisieren zu können, könnten die mittlere und äußere Hinterkantenklappe als eine Klappe angenommen werden und die innere Hinterkantenklappe ebenfalls aktuiert werden. Hier ist jedoch zu beachten, dass unterschiedlich große Amplituden der Hinterkantenklappen gewählt werden müssten, da der globale Auftriebsbeiwert konstant gehalten werden muss. So ergibt sich für die innere Hinterkantenklappe eine geringere Klappenaktuierungsamplitude, als für die beiden äußeren Hinterkantenklappen.

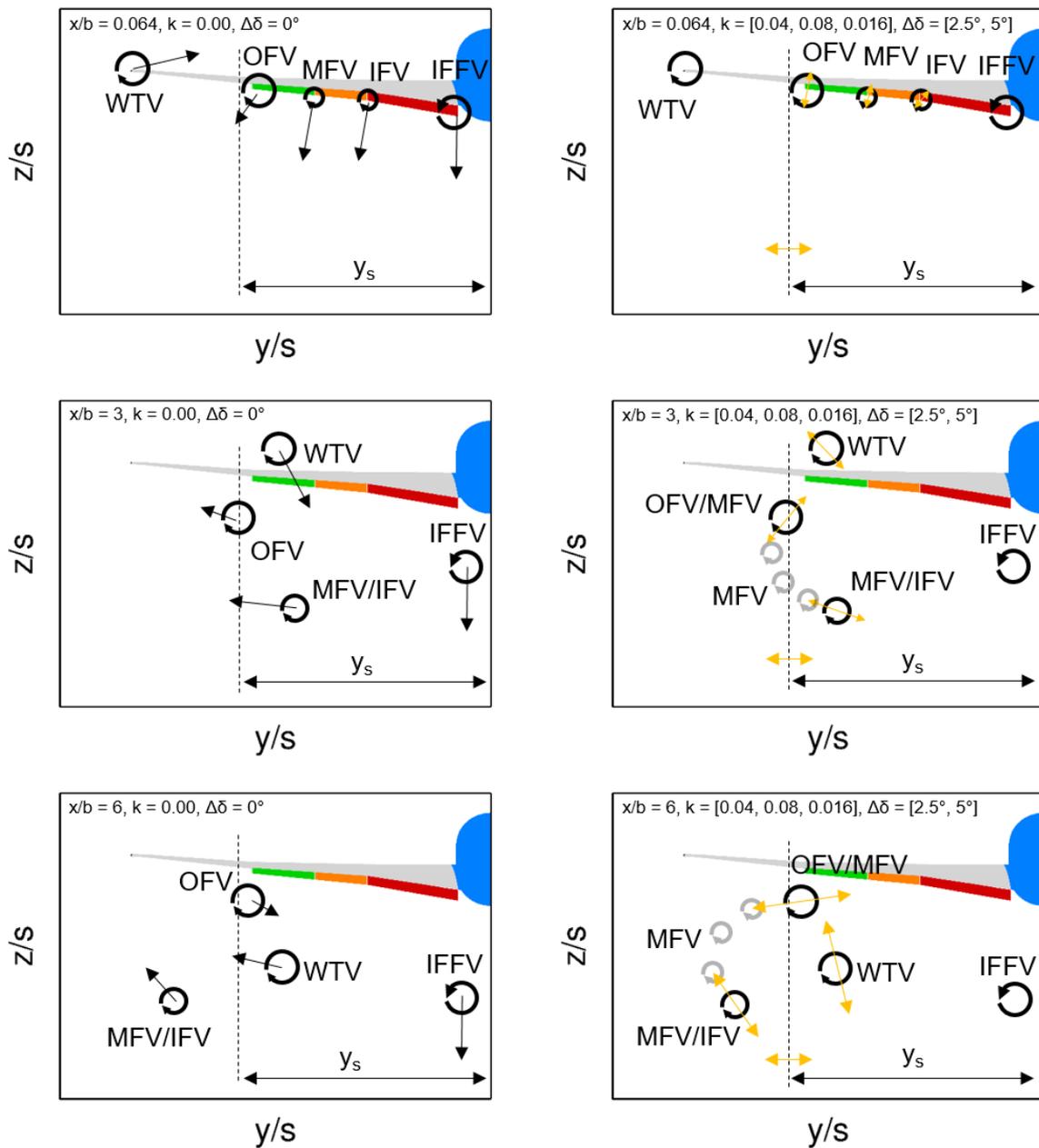


Abbildung 6.30: Schematische Darstellung des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration (links) und der aktuierten Konfigurationen (rechts) für die Stromabpositionen $x/b = 0.064$, $x/b = 3$ und $x/b = 6$

Kapitel 7

Ergebnisse Fernfeld

Bis zu sechs Spannweiten stromab konnte das Nachlaufwirbelsystem experimentell mittels Hitzdrahtmesstechnik vermessen werden. Für den weiteren Stromabverlauf kommen im folgenden Kapitel Grobstruktursimulationen zum Einsatz, welche in Kapitel 6 und [63] im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 6$ mittels experimenteller Daten validiert werden konnten. Betrachtet wird nun ein Vollmodell (siehe Abbildung 7.1).

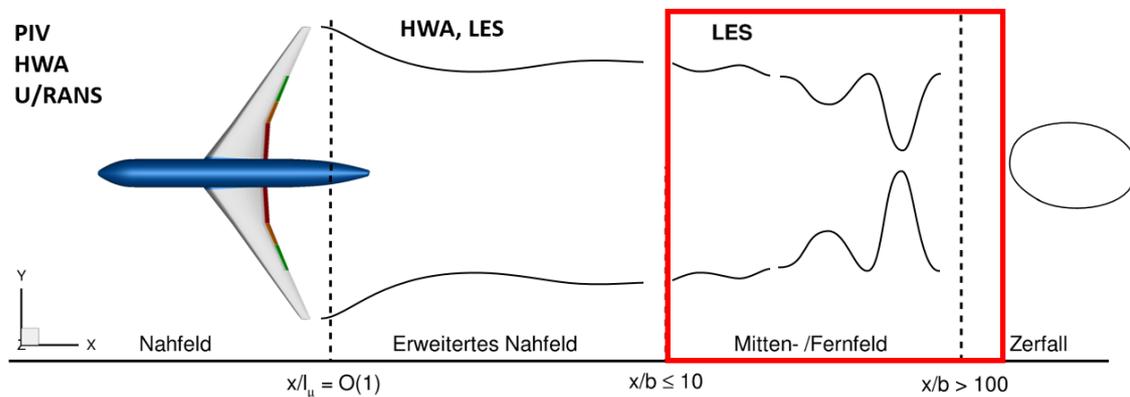


Abbildung 7.1: Entwicklungsstufen des Nachlaufwirbelsystems mit zugehörigen experimentellen und numerischen Simulationsansätzen - Fernfeld

Nach dem Entfernen der Peniche am Modell wird dieses an der x - z -Ebene gespiegelt und somit zu einem Vollmodell erweitert. Betrachtet werden auch hier die Referenzkonfiguration und die aktuierte Konfiguration (siehe auch Ruhland [69]). Das Nachlaufwirbelsystem des Vollmodells wird analog zum Halbmodell mittels U/RANS ($x/b = 0$ bis $x/b = 0.064$) und LES (ab $x/b = 0.064$) berechnet. Als Turbulenzrandbedingungen dienen für beide Fälle die Werte der Turbulenzintensitäten des Windkanals A. Die Nachlaufwirbelsysteme der beiden Konfigurationen werden mit Hinblick auf die hier aufgezählten Aspekte untersucht:

- Charakterisierung des Nachlaufwirbelsystems mittels zeitlich aufgelöster und gemittelter Geschwindigkeitsfelder (u^* und \bar{u}^*), zeitlich aufgelöster und gemittelter axialen Wirbelstärke (ξ_x und $\bar{\xi}_x$), der Turbulenzintensität Tu und dem λ_2 -Kriterium [45] (Kapitel 7.1)
- Zirkulationsverhältnis $\Gamma^* = \frac{\Gamma}{\Gamma_0}$ in Abhängigkeit der Stromabposition x/b (Kapitel 7.2)
- Maximales induziertes Rollmoment $C_{L,f,max}$ auf ein in die Wirbelschleppe einfliegender Flugzeug (Kapitel 7.3)

7.1 Strömungsfeldanalyse

Abbildung 7.2 bzw. Abbildung 7.3 zeigen das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration bzw. der aktuierten Konfiguration, dargestellt durch das λ_2 -Kriterium (-500), im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 25$ für die Phase $t/T_p = 0.00$. Für die Referenzkonfiguration entspricht die Phase $t/T_p = 0.00$ auch dem ersten statistisch auskonvergierten Zeitschritt der Grobstruktursimulation.

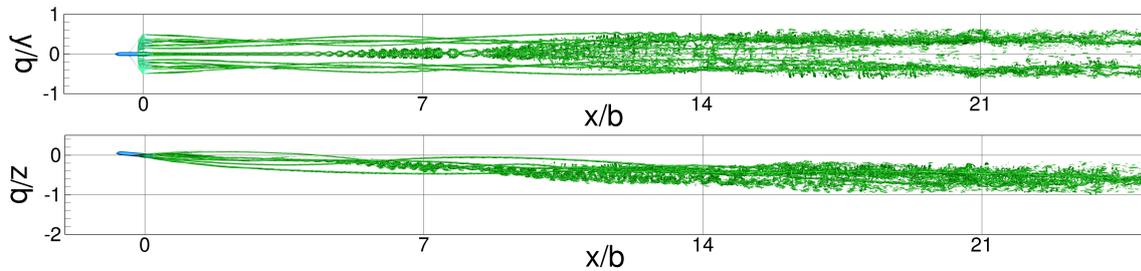


Abbildung 7.2: Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 25$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

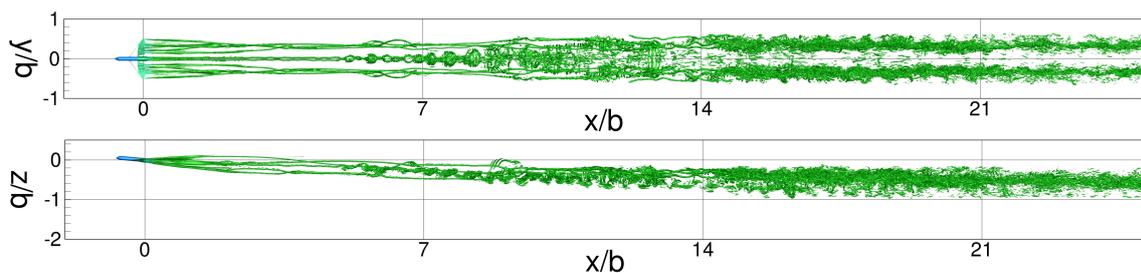


Abbildung 7.3: Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 0$ und $x/b = 25$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Dargestellt sind die Draufsichten (x-y-Ebene) und die Seitenansichten (x-z-Ebene) der Wirbelschleppen. In gezeigtem Bereich rollen sich die diskreten Einzelwirbel zu jeweils einem Wirbel pro Flügel auf, wodurch ein Wirbelpaar pro Konfiguration entsteht. Ein aufgerolltes Wirbelpaar kann für die Referenzkonfiguration bei $x/b \approx 19$ und für die aktuierte Konfiguration bereits bei $x/b \approx 16$ beobachtet werden. Beide Wirbelsysteme der Konfigurationen schwimmen in etwa mit der gleichen Abwindgeschwindigkeit in negativer z-Richtung ab. Werden die gemittelten bzw. die zeitaufgelösten Strömungsfelder der Ebenen $x/b = 3$ und $x/b = 6$ betrachtet, unterscheiden sich diese nicht wesentlich von den Ergebnissen der Simulationen, welche durch die Halbmodell-Analyse in Kapitel 6.2.2 erhalten wurden. Einen markanten Unterschied zwischen dem Nachlaufwirbelsystem des Halbmodells und des Vollmodells erkennt man jedoch an der Interaktion der IFFVs untereinander. Es bildet sich für beide Konfigurationen ab $x/b \approx 4$ (Referenzkonfiguration) bzw. $x/b \approx 5$ (aktuierte Konfiguration) eine Instabilität aus. Die Wellenlänge der Instabilität in Bezug auf den lateralen Abstand der IFFVs ergibt sich für die Referenzkonfiguration zu $\lambda_{IFFV}/b_{0,IFFV} \approx 5.76$ und für die aktuierte Konfiguration zu $\lambda_{IFFV}/b_{0,IFFV} \approx 6.75$. Bei $x/b \approx 8$ bilden sich für beide Konfigurationen Wirbelringe, welche bei $x/b \approx 16$ nahezu dissipiert sind. Von besonderem Interesse ist der Bereich zwischen $x/b = 7$ und $x/b = 21$, innerhalb welchem der Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel vollendet wird. Abbildung 7.4 zeigt die entdimensionierte

gemittelte axiale Geschwindigkeit \bar{u}^* mit den Geschwindigkeitsvektoren aus \bar{v}^* und \bar{w}^* , die entdimensionierte gemittelte axiale Wirbelstärke $\bar{\xi}_x$ und die Turbulenzintensität Tu für die Referenzkonfiguration (links) und die aktuierte Konfiguration (rechts) bei $x/b = 14$.

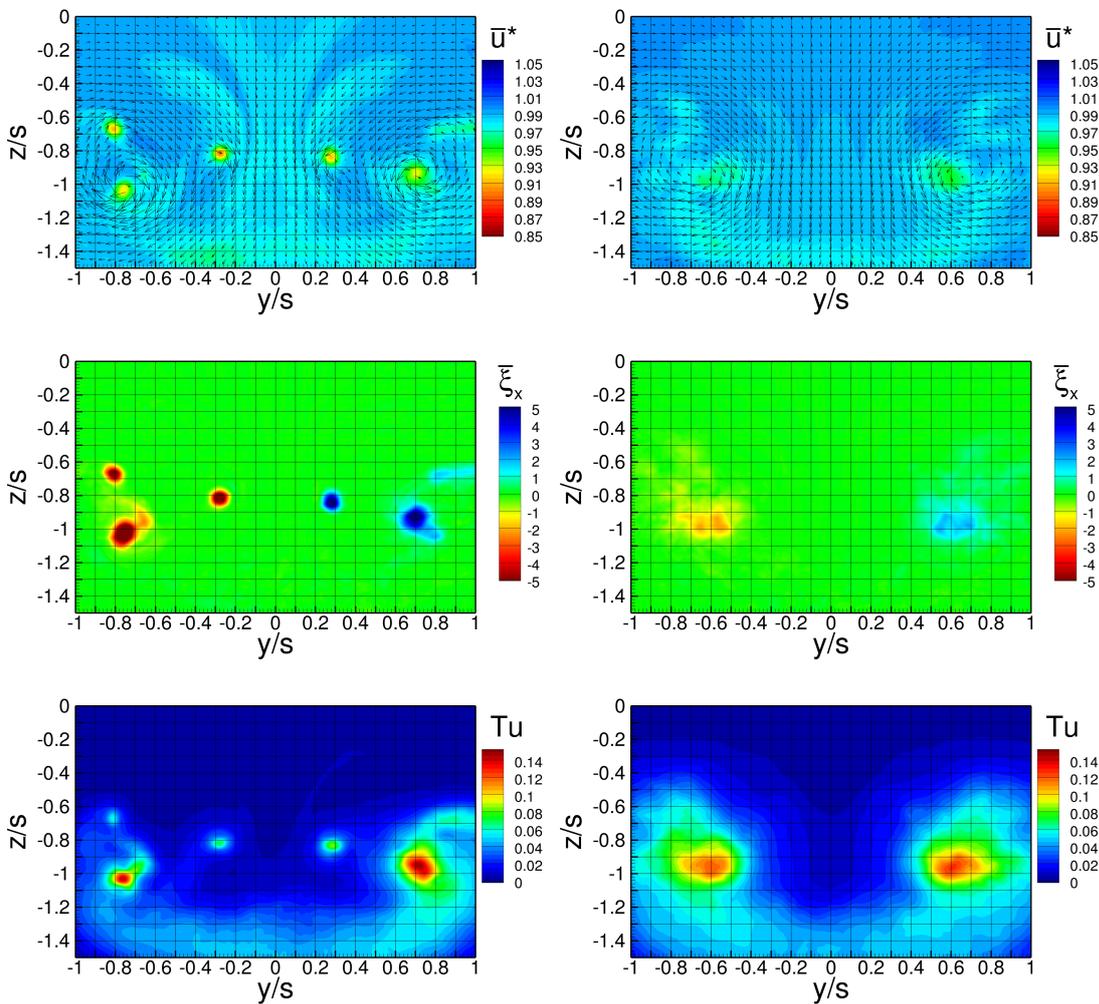


Abbildung 7.4: Vergleich zwischen Referenzkonfiguration (links) und aktuierter Konfiguration (rechts) mit Hinblick auf die gemittelten Strömungsgrößen \bar{u}^* (Vektoren \bar{v}^* und \bar{w}^*), $\bar{\xi}_x$ und Tu bei $x/b = 14$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Mit Hilfe der Strömungsgrößen ist zu erkennen, dass der Aufrollvorgang für die Referenzkonfiguration bei $x/b = 14$ noch nicht abgeschlossen ist. Es ergibt sich ein mit dem WTV nahezu verschmolzener OFV. Die Wirbel IFV und MFV verschmelzen bei $x/b \approx 19$ mit dem OFV/WTV zu einem Wirbel, dem Hauptwirbel. Der gemittelte laterale Abstand des aufgerollten Wirbelpaares bezogen auf die Spannweite beträgt $\frac{b_0}{b} \approx 0.74$. Für die aktuierte Konfiguration erweist sich der Aufrollvorgang der Wirbel als wesentlich komplexer. Wie in Kapitel 6.2.2 besprochen, kommt es zu einem Verschmelzen und Entkoppeln des MFV mit dem OFV bzw. dem IFV im Bereich zwischen $x/b = 3$ und $x/b = 6$. Obwohl das gemittelte Strömungsfeld bei $x/b = 14$ auf ein bereits aufgerolltes Wirbelpaar hinweist, kann dies bei einer zeitaufgelösten Betrachtung nicht bestätigt werden. Im Folgenden werden ausgewählte Phasen der Wirbelstärkeverteilung bei $x/b = 7$ und $x/b = 14$ der aktuierten Konfiguration betrachtet, um den Aufrollvorgang zu analysieren. Abbildung 7.5 zeigt die Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 7$ für die Phasen $t/T_p = [0.02, 0.06, 0.09, 0.29, 0.46, 0.53, 0.62, 0.95]$.

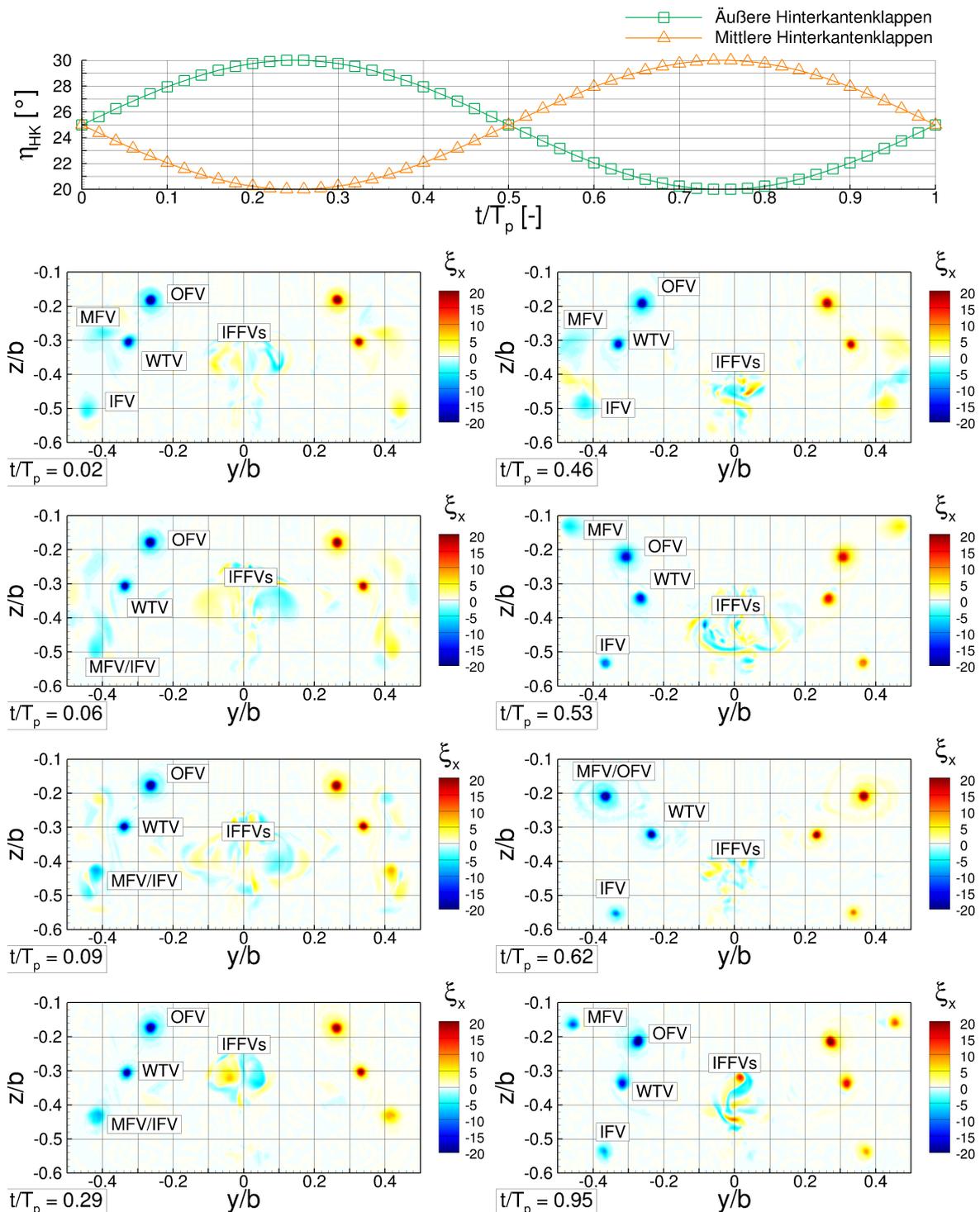


Abbildung 7.5: Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 7$ für die Phasen $t/T_p = [0.02, 0.06, 0.09, 0.29, 0.46, 0.53, 0.62, 0.95]$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Bei $x/b = 7$ ist das Verschmelzen und Entkoppeln der Einzelwirbel, wie in Kapitel 6.2.2 für $x/b = 6$ bereits beschrieben, noch eindeutig zu identifizieren. Der MFV entkoppelt sich von dem IFV und wandert Richtung OFV, um mit diesem zu verschmelzen. Dadurch wird auch die Position des WTV stark verändert. Der MFV entkoppelt sich wiederum vom OFV und bewegt sich in Richtung des ihm sich nähernden IFV und verschmilzt mit diesem. Die eben beschriebene Interaktion der Wirbel findet mit einer Frequenz von $k = 0.08$ statt, was der Aktuierungsfrequenz der Hinterkantenklappen entspricht. Die starke Dynamik und Interaktion der IFFVs ist in vorliegender Zeitreihe ebenfalls gut zu erkennen. Die Zeitreihe bei $x/b = 7$ wird an dieser Stelle gezeigt, da sich mit weiterem Stromabverlauf die Interaktion der Einzelwirbel deutlich verändert. Es ist bei $t/T_p = 0.02$ und $t/T_p = 0.06$ bereits zu erkennen, dass sich der MFV und WTV mit weiterer Stromabentwicklung mehr und mehr durch den Aufrollvorgang beeinflussen und somit die aufgeprägte Dynamik zwischen MFV, IFV und OFV unterbinden. Bei $x/b = 14$ kann die charakteristische Interaktion zwischen MFV, IFV und OFV, wie für $x/b = 7$, nicht mehr beobachtet werden. Durch den weit vorangeschrittenen Aufrollvorgang hat sich die Interaktion der Einzelwirbel deutlich verändert. Abbildung 7.6 zeigt die Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktuierte Konfiguration bei $x/b = 14$ für die Phasen $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.25, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$. Während einer Periodendauer T_p verschmelzen und entkoppeln sich die Einzelwirbel untereinander mehrmals. Die Sequenz in Abbildung 7.6 gibt einen Eindruck, mit welcher Dynamik die Wirbel interagieren. Für die Phase $t/T_p = 0.00$ sind die Wirbel IFV, WTV und OFV/MFV eindeutig zu erkennen. Zwischen $t/T_p = 0.00$ und $t/T_p = 0.125$ wandern der WTV und OFV/MFV aufeinander zu und verschmelzen zu der Wirbelstruktur OFV/MFV/WTV, welche sich bei $t/T_p = 0.25$ wieder entkoppelt hat. Das Wirbelverschmelzen zwischen OFV/MFV und WTV findet zwischen den Phasen $t/T_p = 0.25$ und $t/T_p = 0.5$ mehrmals statt. Für $t/T_p = 0.625$ ist ein aufgerolltes Wirbelpaar, bestehend aus den jeweiligen Wirbeln OFV, MFV, WTV und IFV, zu erkennen. Zwischen $t/T_p = 0.625$ und $t/T_p = 0.875$ bleibt das aufgerollte Wirbelpaar bestehen. Bei $t/T_p = 0.875$ hat sich der IFV entkoppelt und bei $t/T_p = 0.00$ können die drei Einzelwirbel IFV, WTV und OFV/MFV wiederum identifiziert werden. Ab $x/b = 16$ ist für jede Phase ein aufgerolltes Wirbelpaar zu erkennen. Der gemittelte laterale Abstand des Wirbelpaares bezogen auf die Spannweite ergibt sich für die aktuierte Konfiguration zu $\frac{b_0}{b} \approx 0.73$.

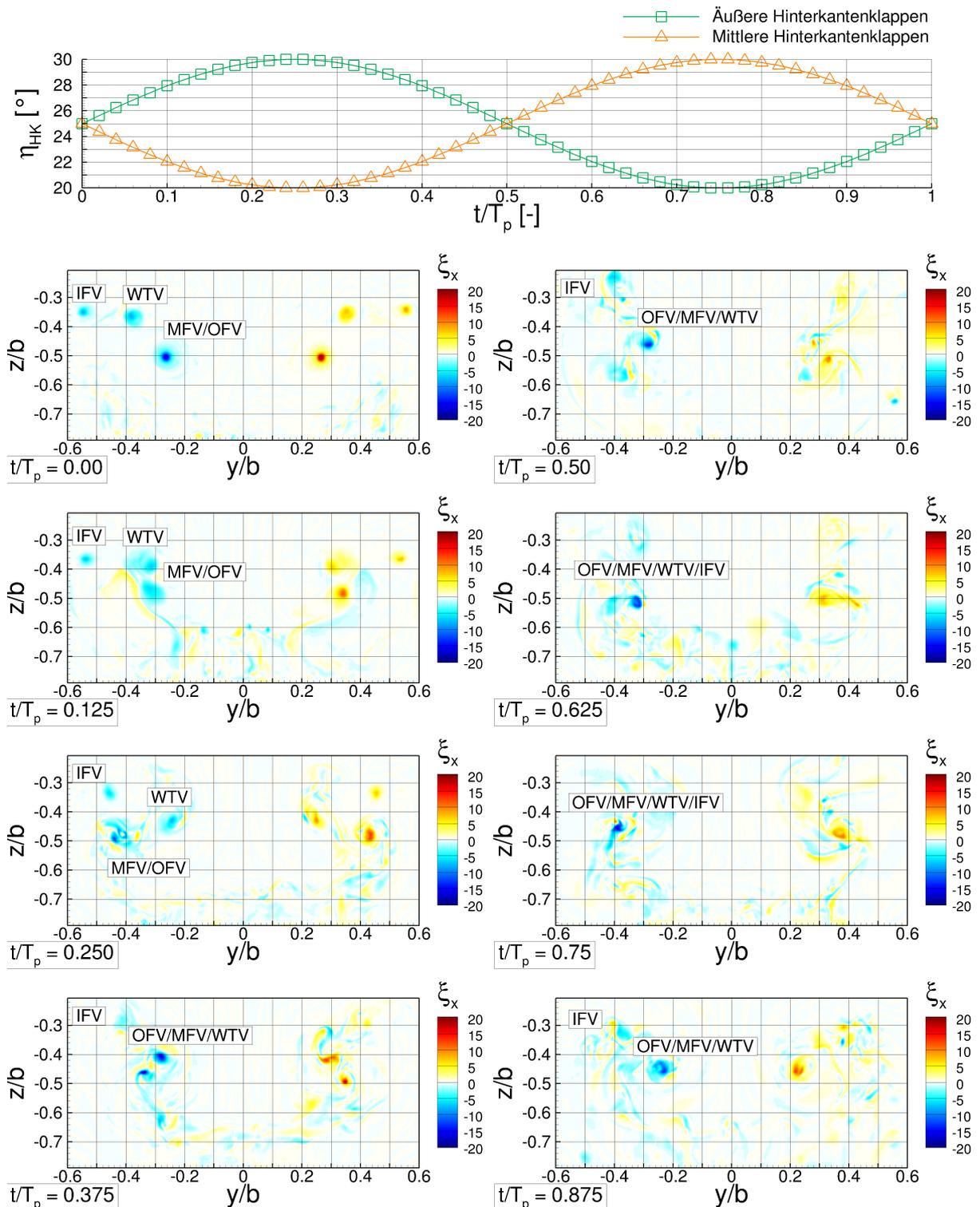


Abbildung 7.6: Wirbelstärkeverteilung mittels Konturplots für die aktivierte Konfiguration bei $x/b = 14$ für die Phasen $t/T_p = [0.00, 0.125, 0.250, 0.375, 0.50, 0.625, 0.75, 0.875]$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Abbildung 7.7 bzw. Abbildung 7.8 zeigen das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration bzw. der aktuierten Konfiguration abgebildet mit Hilfe des λ_2 -Kriterium (-500) im Bereich zwischen $x/b = 21$ und $x/b = 49$ bei $t/T_p = 0.00$.

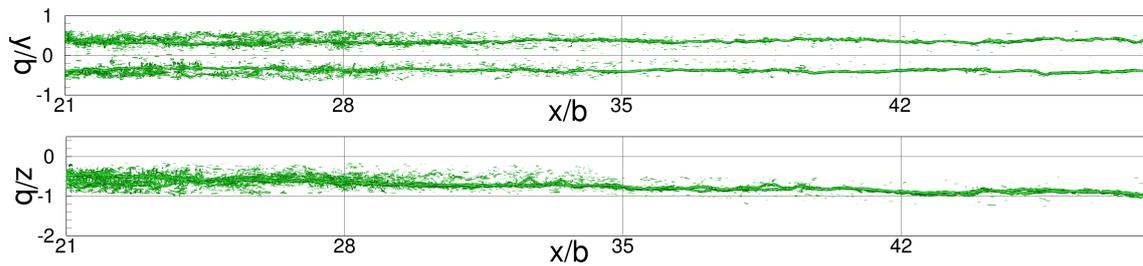


Abbildung 7.7: Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 21$ und $x/b = 49$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

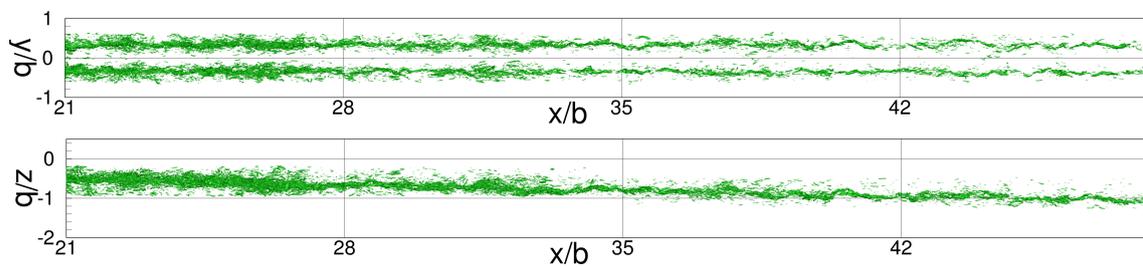


Abbildung 7.8: Draufsicht (x-y-Ebene) und Seitenansicht (x-z-Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 21$ und $x/b = 49$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Für beide Wirbelsysteme liegt jeweils ein aufgerolltes Wirbelpaar vor. Es ist zu erkennen, dass das aufgerollte Wirbelpaar der aktuierten Konfiguration bereits kleinskaligere Wirbelstrukturen im Vergleich zu Referenzkonfiguration aufweist. Dies deutet auf eine beschleunigte Dissipation des Wirbelpaares der aktuierten Konfiguration hin (siehe auch [20] und Kapitel 7.2). Das Wirbelpaar der Referenzkonfiguration scheint bereits ab ca. $x/b = 35$ durch die gegenseitige Induktion der Wirbelröhren eine langwellige Instabilität auszubilden. Für die aktuierte Konfiguration ist dies allerdings nicht zu beobachten. Einen deutlichen Unterschied zwischen Referenzkonfiguration und aktuierten Konfiguration mit Hinblick auf das Geschwindigkeitsfeld, die Wirbelstärkeverteilung und die Turbulenzintensität liefert Abbildung 7.9.

Das Wirbelpaar der Referenzkonfiguration weist höhere Wirbelstärkespitzen in den Wirbelzentren auf als das Wirbelpaar der aktuierten Konfiguration. Auch der Betrag der Geschwindigkeitsvektoren der Referenzkonfiguration nahe der Wirbelzentren ist größer als der Betrag der Geschwindigkeitsvektoren der aktuierten Konfiguration. Die Turbulenzintensität nimmt Werte von bis zu 10% für die Referenzkonfiguration und 6% für die aktuierte Konfiguration an. Aufgrund dieser Tatsachen wird davon ausgegangen, dass die gegenseitige Induktion des Wirbelpaares der aktuierten Konfiguration geringer ausfällt als bei der Referenzkonfiguration.

Wie angenommen bildet sich für die Referenzkonfiguration im weiteren Stromabverlauf eine langwellige Instabilität mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 6b$ aus. Zu erkennen ist die sich sinusförmig dreidimensional ausbildende Instabilität in Abbildung 7.10 und auch in Abbildung 7.12. In [14] wird die Beziehung $\frac{\lambda}{b_0} \approx 9 \pm 1$ für das Verhältnis zwischen der Wellenlänge λ der langwelligen Crow-Instabilität und dem Abstand des aufgerollten Wirbelpaares b_0 ange-

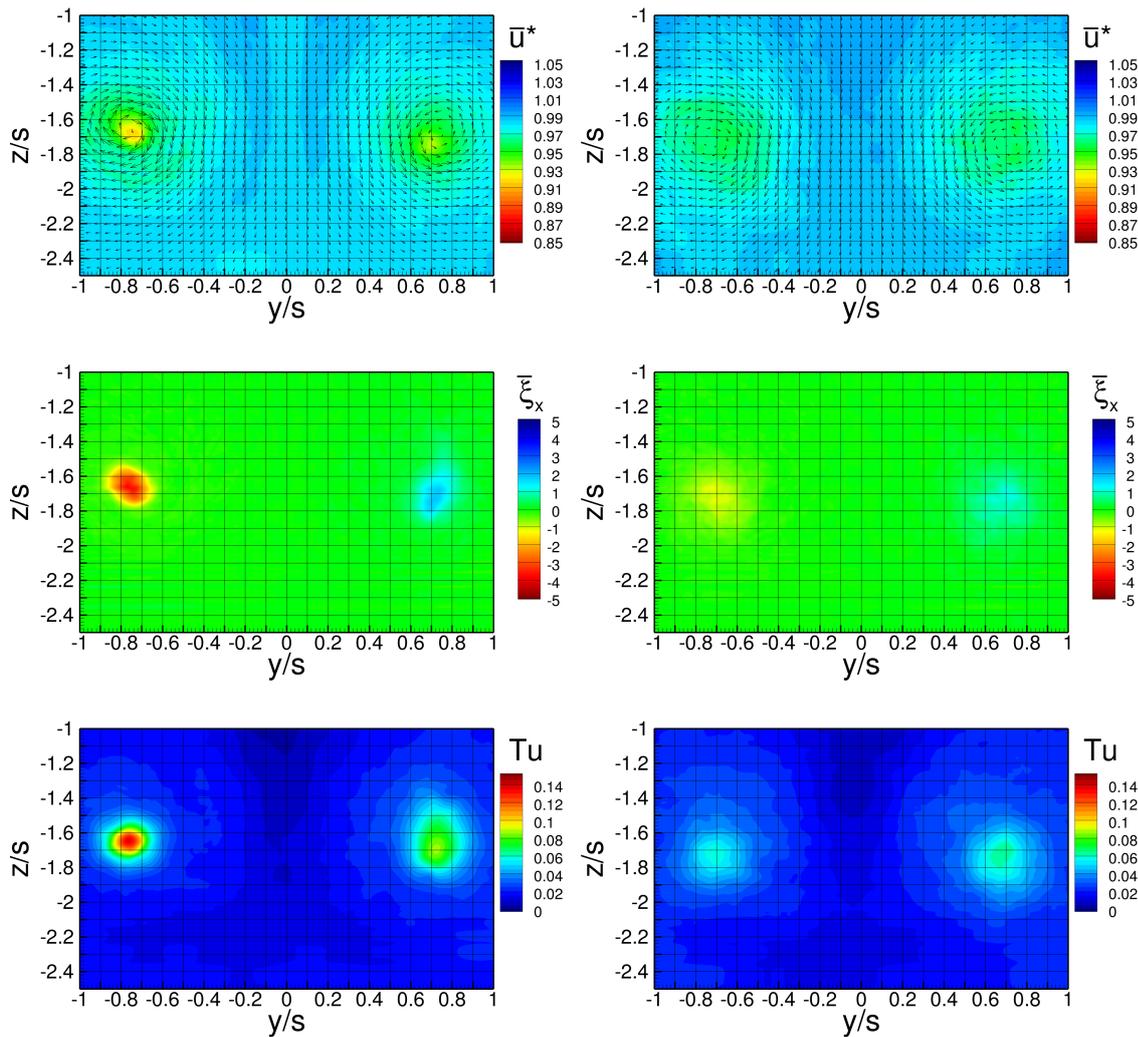


Abbildung 7.9: Vergleich zwischen Referenzkonfiguration (links) und aktuierter Konfiguration (rechts) mit Hinblick auf die gemittelten Strömungsgrößen \bar{u}^* (Vektoren \bar{v}^* und \bar{w}^*), $\bar{\xi}_x$ und Tu bei $x/b = 35$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

geben. Der Abstand b_0 des aufgerollten Wirbelpaares beträgt wie bereits erwähnt ungefähr $\frac{b_0}{b} \approx 0.74$ für die Referenzkonfiguration und $\frac{b_0}{b} \approx 0.73$ für die aktuierte Konfiguration. Aus diesen Beziehungen ergibt sich ein zu erwartender Wellenlängenbereich von $\lambda_{min} = 5.84b$ und $\lambda_{max} = 7.3b$ für die Crow-Instabilität. Die Wellenlänge der hier vorliegenden Instabilität beträgt $\lambda \approx 6b$ oder auch $\lambda \approx 8.11b_0$. Im Gegensatz zur Referenzkonfiguration bildet sich für das Nachlaufwirbelsystem der aktuierten Konfiguration keine dominante langwellige Instabilität aus (siehe Abbildung 7.11 und 7.13). Die durch die Hinterkantenklappen eingebrachte reduzierte Frequenz von $k_{akt.} = 0.08$ und damit eine Wellenlänge von $\lambda = 6.25b$ dominiert nicht das Fernfeld des Nachlaufwirbelsystems. Allerdings sind mittelwellige Instabilitäten zu erkennen. Die mittelwelligen Instabilitäten entstehen durch die Wechselwirkung zwischen dem Hauptwirbel OFV und dem Nebenwirbel WTV während des Aufrollvorgangs. Im Allgemeinen liegen die Wellenlängen dieser Instabilitäten zwischen $1.18 - 3.14b$ für symmetrische Formen und $1.18 - 4.71b$ für antimetrische Formen [14]. Die hier vorliegenden Wellenlängen liegen bei etwa $\lambda \approx 3.1b$ ($k = \frac{b}{2\lambda} \approx 0.16$) und $\lambda \approx 1.6b$ ($k = \frac{b}{2\lambda} \approx 0.31$), was den höher Harmonischen der Aktuierungsfrequenz der Hinterkantenklappen entspricht (siehe auch Abbildung 6.23).

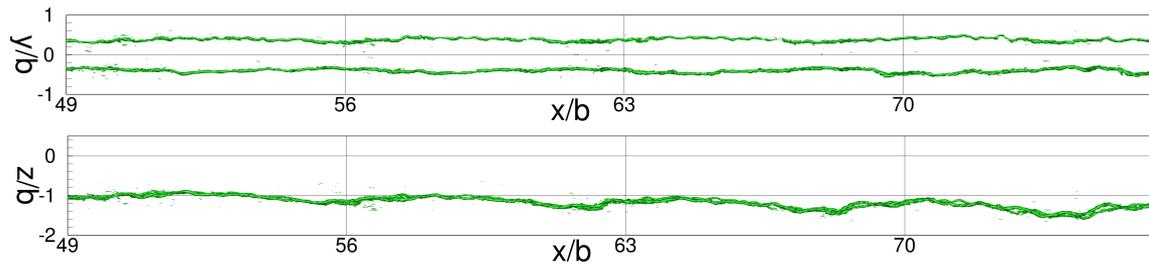


Abbildung 7.10: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 49$ und $x/b = 77$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

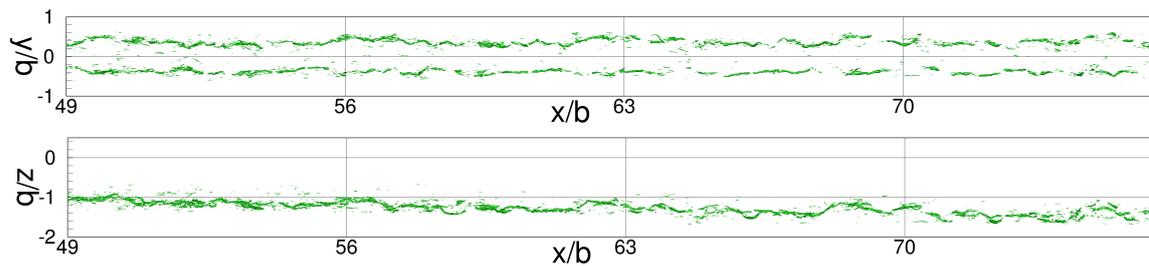


Abbildung 7.11: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 49$ und $x/b = 77$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

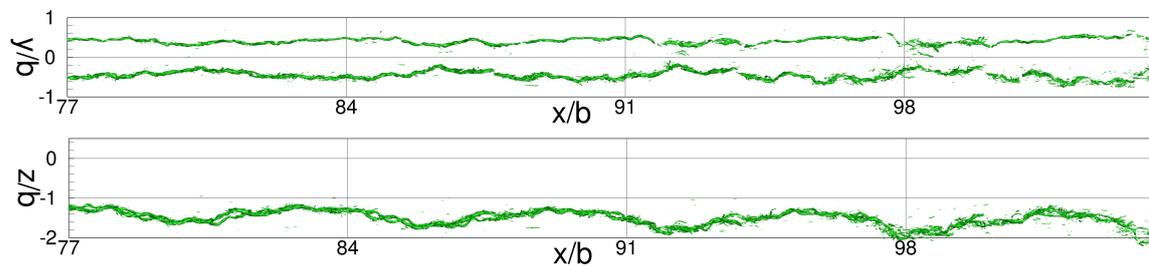


Abbildung 7.12: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 77$ und $x/b = 105$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

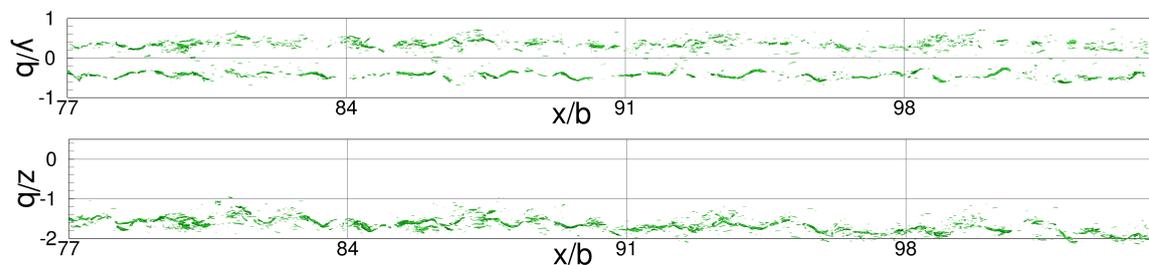


Abbildung 7.13: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 77$ und $x/b = 105$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

Die Abbildungen 7.14 und 7.15 zeigen das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration und der aktuierten Konfiguration zwischen $x/b = 105$ und $x/b = 130$ für $t/T_p = 0.00$. Die langwellige Instabilität hat sich bei der Referenzkonfiguration weiter ausgebildet. Die stromabwärtige Entwicklung ab $x/b = 130$ wird aufgrund des hohen Rechenaufwandes nicht mehr berechnet. Es kann davon ausgegangen werden, dass beim Kontakt des Wirbelpaares ein Austausch von Wirbelstärke mit entgegengesetztem Vorzeichen stattfindet, so dass sich für die Referenzkonfiguration schnell dissipierende Wirbelringe bilden. Im Vergleich zur Referenzkonfiguration hat sich das Wirbelsystem der aktuierten Konfiguration bereits in kleinere Wirbelstrukturen aufgespalten, was sich auf die dimensionslose Zirkulation und das maximale induzierte Rollmoment auswirkt, welches auf ein nachfolgendes Flugzeug wirkt. Ein Anfachen der langwelligen Crow-Instabilität durch oszillierende Hinterkantenklappen kann hier nicht erreicht werden („Quickly Decaying Vortex“), obwohl bereits im Nahfeld dem Nachlaufwirbelsystem durch die oszillierenden Hinterkantenklappen eine Frequenz bzw. Wellenlänge aufgeprägt wurde, welche der langwelligen Crow-Instabilität entspricht. Somit ist festzuhalten, dass die gewählte Anfachungsfunktion keinen großen Einfluss auf die Anregung der Crow-Instabilität hat. Mögliche Ursache könnte eine zu gering ausfallende Zirkulationsverschiebung auf der Tragfläche in lateraler Richtung zwischen Flügelwurzel und Flügelspitze sein. Durch eine Erhöhung der Aktuierungsamplitude der Hinterkantenklappen oder durch die zusätzliche Aktuierung der inneren Hinterkantenklappe könnte eine größere laterale Verschiebung der Zirkulationsanteile forciert werden. Letzteres würde eine phasengleiche Oszillation der äußeren und mittleren Hinterkantenklappe bedeuten, wobei die innere Hinterkantenklappe mit 180° Phasenversatz betrieben werden müsste. Um allerdings den globalen Auftriebsbeiwert konstant halten zu können, müssten unterschiedliche Aktuierungsamplituden vorgesehen werden ($\Delta\delta_{IF} < \Delta\delta_{OF, MF}$). Für den in dieser Arbeit gezeigten Fall ergeben sich allerdings deutliche Vorteile durch die Klappenaktuierung mit Hinblick auf das Zirkulationsverhältnis und das, auf ein in die Wirbelschleppe einfliegendes Flugzeug, induzierte Rollmoment („Low Vorticity Vortex“).

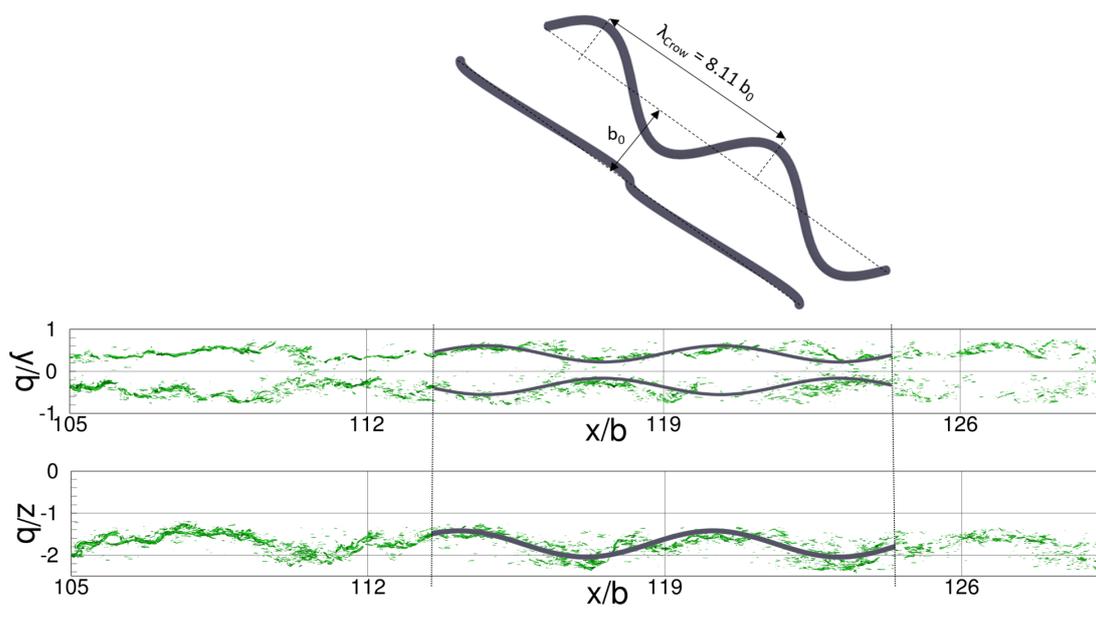


Abbildung 7.14: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 105$ und $x/b = 130$ (Erster statistisch auskonvergierter Zeitschritt) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

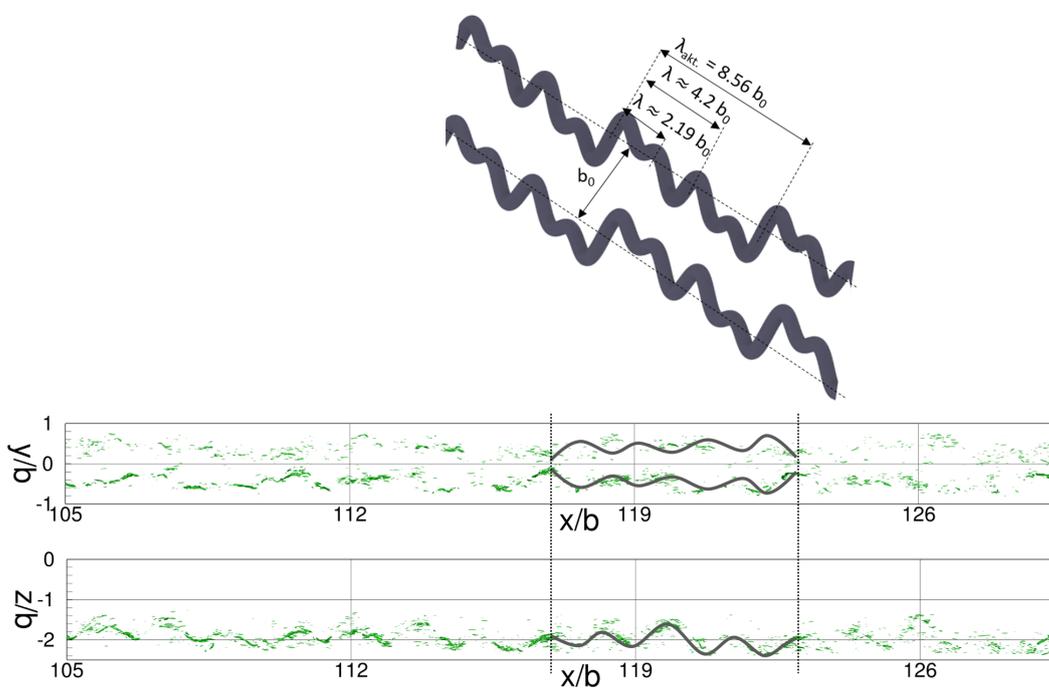


Abbildung 7.15: Draufsicht (x - y -Ebene) und Seitenansicht (x - z -Ebene) des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration, dargestellt mittels des λ_2 -Kriteriums (-500), im Bereich zwischen $x/b = 105$ und $x/b = 130$ bei $t/T_p = 0.00$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

7.2 Dimensionslose Zirkulation

Abbildung 7.16 zeigt das gemittelte dimensionslose Zirkulationsverhältnis Γ/Γ_0 (Γ^*) in Abhängigkeit der Stromabposition x/b (x^*) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration und aktuierten Konfiguration. Der Bereich zwischen $x/b = 14$ bis $x/b = 35$, welcher noch teilweise vom Aufrollvorgang der diskreten Einzelwirbel dominiert wird, weist ein leicht fallendes Zirkulationsverhältnis bei beiden Konfigurationen auf. Zwischen $x/b = 35$ und $x/b = 70$ behält das Zirkulationsverhältnis für die Referenzkonfiguration nahezu einen konstanten Wert, wohingegen das Verhältnis für die aktuierte Konfiguration weiter fällt. Gründe für die rasche Abnahme des Zirkulationsverhältnisses bei der aktuierten Konfiguration sind zum einen der bereits einsetzende Zirkulationsaustausch über der Symmetrieebene

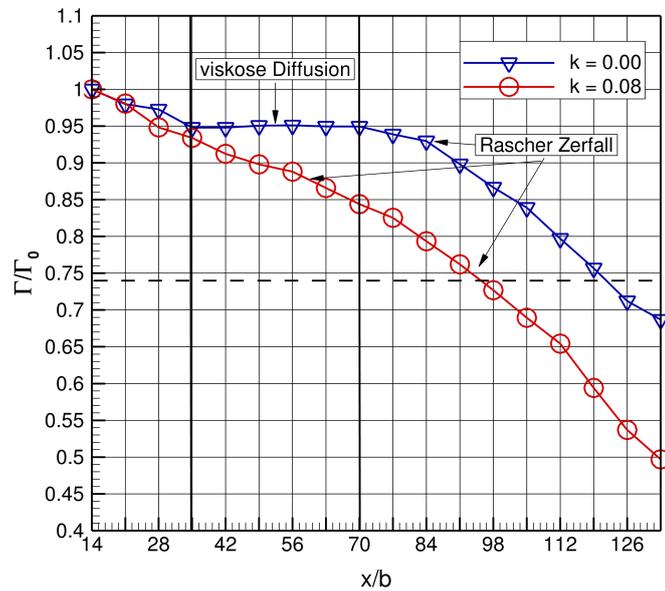


Abbildung 7.16: Gemitteltes dimensionsloses Zirkulationsverhältnis Γ/Γ_0 (Γ^*) über der Stromabposition x/b (x^*) des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration und aktuierten ($k = 0.08$, $\Delta\delta = 5^\circ$) Konfiguration

und zum anderen die beschleunigte Dissipation der bereits kleinskaligeren Wirbelstrukturen. Ab $x/b = 70$ fällt das Zirkulationsverhältnis auch für die unaktuierte Konfiguration ab. Die Gradienten der beiden Zirkulationskurven sind abschnittsweise in Gleichung 7.1 und 7.2 dargestellt. Betrachtet wird nun eine LR-270 Konfiguration im Landeanflug gefolgt von einer weiteren LR-270 Konfiguration. Beide Flugzeuge sind in die ICAO-Klasse „heavy“ einzuordnen. Laut ICAO Richtlinien muss ein Abstand von mindestens 4 NM eingehalten werden, was ca. 121 Spannweiten entspricht. Die unaktuierte Konfiguration weist bei $x/b = 121$ ein Zirkulationsverhältnis von $\Gamma/\Gamma_0 \approx 0.74$ auf. Da ein Zirkulationsverhältnis von $\Gamma/\Gamma_0 \approx 0.74$ für die aktuierte Konfiguration bereits bei $x/b = 95$ erreicht wird, kann der Staffelungsabstand zwischen den Konfigurationen bei vorausfliegender LR-270 Konfiguration mit Klappenaktuierung um ca. 26 Spannweiten verkürzt werden. Dies entspricht in etwa 0.86 NM bzw. 1586 m. In Prozent ausgedrückt kann der Staffelungsabstand um 21.5% reduziert werden.

$$\left(\frac{\Delta\Gamma^*}{\Delta x^*}\right)_{nonact.} = \begin{cases} -2.48 \cdot 10^{-3}, & 14 < x/b < 35 \\ \approx const., & 35 \leq x/b < 70 \\ -4.14 \cdot 10^{-3}, & 70 \leq x/b \leq 133 \end{cases} \quad (7.1)$$

$$\left(\frac{\Delta\Gamma^*}{\Delta x^*}\right)_{act.} = \begin{cases} -3.14 \cdot 10^{-3}, & 14 < x/b < 35 \\ -2.54 \cdot 10^{-3}, & 35 \leq x/b < 70 \\ -5.5 \cdot 10^{-3}, & 70 \leq x/b \leq 133 \end{cases} \quad (7.2)$$

7.3 Induziertes Rollmoment

In folgendem Kapitel soll die Wirkung des Nachlaufwirbelsystems auf ein in die Wirbelschlepe einfliegendes Flugzeug analysiert werden. Zu diesem Zweck wird das auf die einfliegende Flugzeugkonfiguration wirkende induzierte Rollmoment aus Gleichung 2.15 herangezogen. Die Abwindgeschwindigkeiten $w(y, t)$ werden an den Stromabpositionen $x/b = [14 : 7 : 133]$ aus den Grobstruktursimulationen extrahiert. Mit Hilfe der Gleichung 2.15 und den Abwindverteilungen wird für jeden Rechengitterpunkt das induzierte Rollmoment auf ein einfliegendes Flugzeug berechnet. Abbildung 7.17 soll als Beispiel dienen. Die Abbildung zeigt einen Konturplot des induzierten Rollmoments, normiert auf den (betragslich betrachtet) maximalen induzierten Rollmomentenbeiwert für $t/T_p = 0.00$ bei $x/b = 42$ der Referenzkonfiguration (linke Hälfte) und der aktuierten Konfiguration (rechte Hälfte). Die höchsten Absolutwerte der induzierten Rollmomente treten im Bereich der Wirbelkerne auf. Der maximale bezogene Absolutwert der Referenzkonfiguration ist im Vergleich zum maximalen bezogenen Absolutwert der aktuierten Konfiguration deutlich erhöht, was für ein einfliegendes Flugzeug ein höheres induziertes Rollmoment zur Folge hat. Es werden über die Zeit gemittelte Werte für jede Stromabposition berechnet und der maximale Wert für die jeweilige Konfiguration extrahiert. Als einfliegendes Flugzeug wird eine Embraer 110 (ICAO Klassifikation "light") mit den in Tabelle 7.1 gelisteten Parametern herangezogen.

Tabelle 7.1: EMB-110 P2/41

Spannweite b_f	0.25 b
Streckung Λ_f	8.1
Anströmgeschwindigkeit U_f	U_{ref}
Auftriebsanstieg $C_{L,\alpha}$	2π

Abbildung 7.18 zeigt das Verhältnis $C_{L,f,max}/C_{L,f,max,nonact.,x/b=14}$ der maximal induzierten Rollmomente, die auf das einfliegende Flugzeug für die stromabwärtigen Positionen $x/b = 14$ bis $x/b = 133$ wirken. Bei $x/b = 14$ wird für die Referenzkonfiguration das gemittelte maximale induzierte Rollmoment als Normierungswert für jede Position gewählt. Außerdem ist das Verhältnis zwischen $C_{L,f,max,act.}$ und $C_{L,f,max,nonact.}$ ($1 - (C_{L,f,max,act.}/C_{L,f,max,nonact.})$) für die jeweilige Position angegeben. Das induzierte Rollmoment auf ein einfliegendes Flugzeug ist bei der aktuierten Konfiguration im Vergleich zur Referenzkonfiguration über alle stromabwärts gelegenen Positionen hinweg deutlich reduziert. Zwischen $x/b = 14$ und $x/b = 28$ nehmen die Koeffizienten für beide Konfigurationen stark ab, wobei die Kurve der aktuierten Konfiguration noch deutlich steiler abfällt. Ab $x/b = 28$ sinkt das Verhältnis $C_{L,f,max,act.}/C_{L,f,max,nonact.,x/b=14}$ für die aktuierte Konfiguration von 0.64 auf 0.48 bei $x/b = 98$. Innerhalb der gleichen Strecke sinkt das Verhältnis bei der Referenzkonfiguration von 0.87 auf 0.61. Von $x/b = 98$ bis $x/b = 133$ nehmen die Verhältnisse für beide Konfigurationen stark ab. Das induzierte Rollmoment ist bei der aktuierten Konfiguration im Vergleich zur Referenzkonfiguration bei $x/b = 14$ um 12.5% und bei $x/b = 28$ bereits um 26.1% geringer. Im Bereich zwischen $x/b = 28$ und $x/b = 91$ kann für die aktuierte Konfiguration im Vergleich zur Referenzkonfiguration für jede Position eine Verringerung des induzierten Rollmoments von mehr als 25% erreicht werden. Die maximale Reduktion wird bei $x/b = 77$ mit 32.5% erreicht. Zwischen $x/b = 84$ und $x/b = 105$ nimmt der Unterschied der beiden Konfigurationen in Bezug auf das induzierte Rollmoment wieder deutlich ab. Das Verhältnis erreicht 15.9% bei $x/b = 133$.

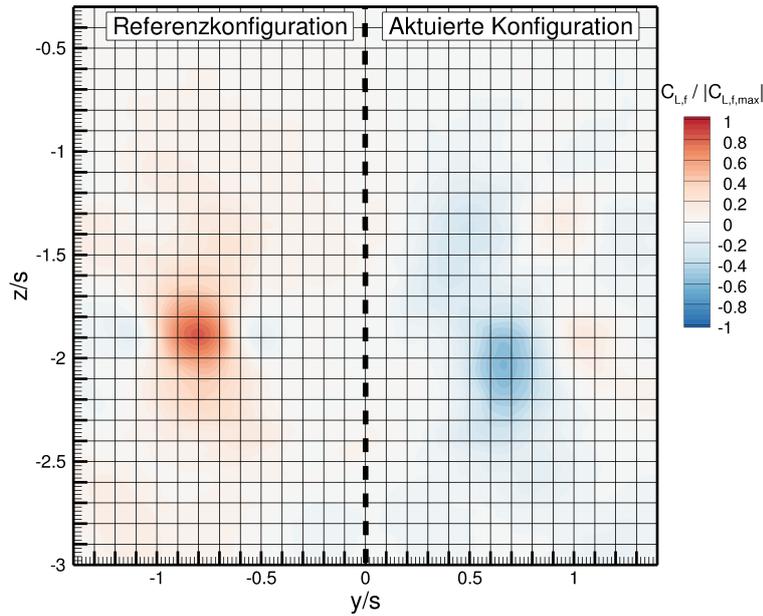


Abbildung 7.17: Induziertes Rollmoment, normiert auf den (betragslich betrachtet) maximalen induzierten Rollmomentenbeiwert für $t/T_p = 0.00$ bei $x/b = 42$ der Referenzkonfiguration (linke Hälfte) und der aktuierten Konfiguration (rechte Hälfte) bei einer Reynoldszahl von $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und Machzahl von $Ma = 0.07$

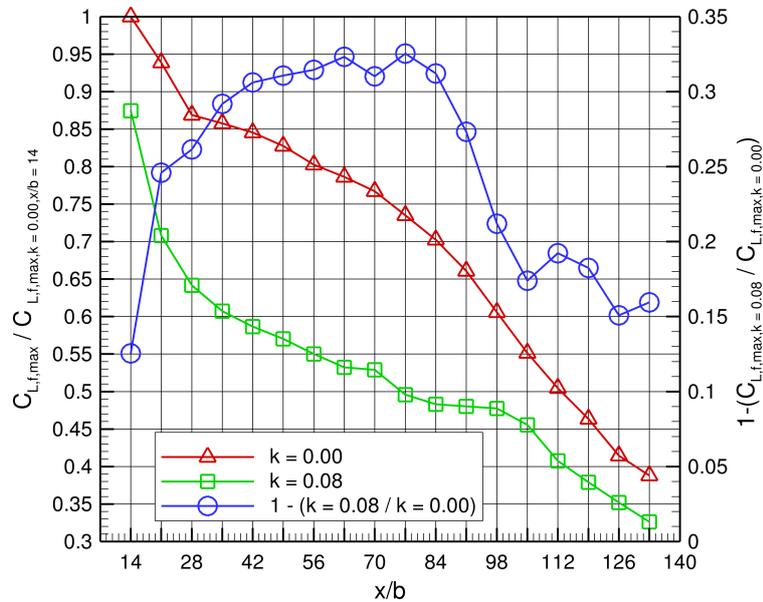


Abbildung 7.18: Induziertes gemittelt maximales Rollmoment bezogen auf das induzierte gemittelte maximale Rollmoment bei $x/b = 14$ der Referenzkonfiguration $C_{L,f,max} / C_{L,f,max,nonact.,x/b=14}$ und das Verhältnis $1 - (C_{L,f,max,act.} / C_{L,f,max,nonact.})$

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In vorliegender Arbeit wird der Einfluss von oszillierenden Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs sowohl experimentell als auch numerisch untersucht. Zudem werden Voruntersuchungen hinsichtlich des dynamischen Hochauftriebs, welcher durch die oszillierenden Hinterkantenklappen erzeugt wird, vorgestellt. Basierend auf einer Ausgangskonfiguration (LR-270), welche durch das Institut für Luft- und Raumfahrtssysteme (RWTH Aachen) im Rahmen des Projekts BIMOD entstand, wurde ein Windkanalmodell abgeleitet und ausgelegt.

Experimentelle Untersuchungen

Das Windkanalmodell ist als Halbmodell mit einer in den Rumpf integrierten Peniche ausgeführt. Entlang der Vorderkante der Tragfläche ist eine Droop Nose als Vorderkantenklappensystem implementiert. Als Hinterkantenklappensystem werden Hinterkantenklappen mit Spoilern kombiniert, welche den Spalt zwischen Tragfläche und Hinterkantenklappen definieren. Drei Hinterkantenklappen in Form einer inneren/mittleren/äußeren Hinterkantenklappe werden ausgelegt. Die äußere und mittlere Klappe sind aktuiert, wohingegen die innere Klappe stationär ausgeschlagen werden kann. Aerodynamische Kräfte und Momente wurden mit Hilfe einer Sechskomponentenwaage im Windkanal A des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik der Technischen Universität München für verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlichen Anströmbedingungen vermessen. Ebenfalls wurde mittels Particle Image Velocimetry Verfahren das Nachlaufwirbelsystem im Nahfeld ($x/b = [0.064, 0.11, 0.20, 0.29]$) zweier ausgewählter Konfigurationen vermessen. Eine Referenzkonfiguration mit stationär ausgeschlagenen Hinterkantenklappen (Klappenausschlag aller drei Hinterkantenklappen auf $\eta_{HK}(t) = 25^\circ$) und eine aktuierte Konfiguration mit zwei invers oszillierenden Hinterkantenklappen (Klappenausschlag aller drei Hinterkantenklappen auf $\eta_{HK}(t) = 25^\circ$, wobei die mittlere und äußere Hinterkantenklappe gegensinnig mit einer Frequenz von $f = 1.8 \text{ Hz}$ bzw. reduzierten Frequenz von $k = 0.08$ und einer Amplitude von $\Delta\delta = 5^\circ$ aktuiert wurden) wurden unter den Anströmbedingungen $Re = 0.5 \cdot 10^6$ und $Ma = 0.07$ bei einem gemittelten Auftriebsbeiwert von $C_A = 1.4$ untersucht. Die Aktuierungsfrequenz der Hinterkantenklappen korrespondiert mit der sich ausbildenden Wellenlänge der Crow-Instabilität. Das erweiterte Nahfeld der Wirbelschleppen beider Konfigurationen wurde im Windkanal C des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungsmechanik mittels Hitzdrahtanemometrie Messungen detektiert. Bis zu sechs Spannweiten stromab konnten die Geschwindigkeitsfelder vermessen werden. Neben gemittelten Strömungsgrößen konnten auch zeitaufgelöste Geschwindigkeitsfelder für die aktuierte Konfiguration gewonnen werden.

Numerische Untersuchungen

Komplementär zu den experimentellen Untersuchungen wurden numerische Simulationen

durchgeführt. Zur Berechnung der aerodynamischen Kräfte und Momente kam ein (instationärer) Reynolds-gemittelter Navier-Stokes (U/RANS) Ansatz zur Anwendung. Auch das Nahfeld der beiden Konfigurationen wurde mit Hilfe des Ansatzes berechnet. Für den weiteren Stromabverlauf wurden Grobstruktursimulationen (LES) durchgeführt, welche mit Hilfe der U/RANS Ergebnisse initialisiert wurden. Die Ergebnisse der experimentellen und numerischen Untersuchungen wurden gegenübergestellt und verglichen. Da das Nachlaufwirbelsystem eines Transportflugzeugs mehrere 100 Spannweiten stromab fortbesteht und die Windkanalmessstrecke für vorliegenden Anwendungsfall eine Vermessung der Wirbelschlepe für eine maximale Stromabposition von sechs Spannweiten zulässt, wurde das Fernfeld mittels Grobstruktursimulationen berechnet. Während der Vergleich zwischen experimentellen Daten und numerischen Daten mit Hilfe eines Halbmodells durchgeführt wurde, musste zur Berechnung des Fernfelds ein Vollmodell untersucht werden. Das Fernfeld des Nachlaufwirbelsystems der Referenzkonfiguration und der aktuierten Konfiguration wurde bis zu 130 Spannweiten stromab berechnet und miteinander verglichen.

Das Windkanalmodell muss an der Vorderkante der Tragfläche mit Trip Dots ausgestattet werden, um eine turbulente Grenzschicht auf der Tragfläche zu generieren. Dies verhindert zum einen eine laminare Ablösung auf der Oberseite der Tragfläche im Anstellwinkelbereich zwischen $\alpha = 13^\circ$ und $\alpha = 16^\circ$ und zum anderen lässt es einen Vergleich zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen zu. Des Weiteren ist für einen Vergleich zwischen Windkanalmodellmaßstab und einer realistischen Großausführung eine turbulente Grenzschicht zwingend notwendig. Eine Reynoldszahlabhängigkeit der Auftriebspolaren ist für die hier untersuchten Reynoldszahlen nicht zu erkennen.

Analyse Nahfeld

Im Nahfeld der Referenzkonfiguration dominieren diskrete Einzelwirbel das Nachlaufwirbelsystem. Die am stärksten ausgeprägten Wirbel mit Hinblick auf die Wirbelstärke sind der WTV (wing tip vortex) und der OFV (outboard flap vortex). Die Wirbelstrukturen MFV (midboard flap vortex), IFV (inboard flap vortex) und IFFV (inboard flap fuselage vortex) weisen eine geringere Wirbelstärke auf, sind jedoch sowohl im Experiment (IFFV nur teilweise) als auch numerisch eindeutig zu identifizieren. Die globale Struktur des Nachlaufwirbelsystems der aktuierten Konfiguration unterscheidet sich im Nahfeld nicht im Vergleich zum Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration. Die Wirbelstrukturen sind auch hier zu erkennen. Jedoch ist durch die Klappenoszillation dem OFV, MFV und IFV bereits im Nahfeld eine starke Dynamik aufgeprägt. Die dominierende Frequenz im Nachlaufwirbelsystem entspricht der Frequenz der Klappenaktuierung. Der WTV und IFFV bleiben vorerst unbeeinflusst von der Klappenoszillation. Experiment und Numerik weisen eine gute Übereinstimmung auf.

Analyse Erweitertes Nahfeld

Im weiteren Stromabverlauf entwickelt das Nachlaufwirbelsystem der aktuierten Konfiguration eine sehr starke Dynamik, welche auf die Klappenaktuierung in Kombination mit dem Aufrollvorgang zurückzuführen ist. Ab $x/b = 3$ verschmilzt der MFV je nach Klappenstellung mit dem OFV oder dem IFV. Dieser Sachverhalt wirkt sich auch auf die Position des WTV aus. Mit steigender Stromabposition erhöht sich die Amplitude der Wirbeloszillation der diskreten Wirbel WTV, OFV, MFV und IFV. Sowohl die Ergebnisse aus den Hitzdrahtmessungen als auch Grobstruktursimulationen lassen diese Tendenz erkennen. Das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration hingegen weist keine starke Wirbeldynamik im erweiterten Nahfeld auf. Die Wirbel befinden sich im Aufrollprozess. Mittels Spektralanalysen an verschiedenen Messpunkten lassen sich dominierende Frequenzen, welche im Strömungsfeld vorherrschen, be-

stimmen. Es kann ganz klar mittels experimentellen Ergebnissen gezeigt werden, dass je nach Klappenaktuierungsfrequenz auch diese eingebrachte Frequenz das Nachlaufwirbelsystem dominiert. Auch bei einer Reduzierung der Klappenaktuierungsamplitude von $\Delta\delta = 5^\circ$ auf $\Delta\delta = 2.5^\circ$ bleibt die oben beschriebene Dynamik der Einzelwirbel bestehen.

Analyse Fernfeld

Ab einer Stromabposition von $x/b = 6$ wurde das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration und der aktuierten Konfiguration mittels Grobstruktursimulationen berechnet. Die durch die Hinterkantenklappen in die Strömung eingebrachte Frequenz, welche die Crow-Instabilität anfachen sollte, dominiert das Fernfeld der aktuierten Konfiguration nicht. Eine Dominanz der Crow-Instabilität im weiteren Stromabverlauf für diese Konfiguration ist nicht zu beobachten. Da das aufgerollte Wirbelpaar deutlich reduzierte Wirbelstärkespitzen aufweist im Vergleich zu dem aufgerollten Wirbelpaar der Referenzkonfiguration, ist die gegenseitige Induktion der Wirbel verringert und ein Ausbilden der langwelligen Instabilität verzögert. Das Nachlaufwirbelsystem der aktuierten Konfiguration wird von mittelwelligen Instabilitäten dominiert, welche den höherharmonischen Frequenzen der ursprünglich eingebrachten Frequenz entsprechen. Für das Nachlaufwirbelsystem der Referenzkonfiguration bildet sich eine langwellige Instabilität mit einer Wellenlänge von $\lambda/b_0 \approx 8.1$ aus. Aufgrund des sehr hohen Rechenaufwands bleibt die Ermittlung des endgültigen Zerfalls des Nachlaufwirbelsystems weiteren Untersuchungen vorbehalten. Mit Hinblick auf das Zirkulationsverhältnis und das, auf ein einfliegendes Flugzeug, induzierte Rollmoment wurden folgende Schlussfolgerungen gezogen. Aufgrund des schnelleren Abfalls des Zirkulationsverhältnisses über der Stromabposition für die aktuierte Konfiguration kann der Staffelungsabstand zweier aufeinander folgender LR-270 Konfigurationen um ca. 26 Spannweiten verkürzt werden. Das induzierte Rollmoment, auf eine in die Wirbelschleppe einfliegende EMB-110 P2/41, kann bis zu 32.5% mit Hilfe aktuierter Hinterkantenklappen reduziert werden.

Die hier präsentierten Ergebnisse sind als Grundlage zu verstehen. Eine Anfachung der langwelligen Crow-Instabilität kann für den vorliegenden Fall durch die oszillierenden Hinterkantenklappen nicht erreicht werden. Allerdings ist eine Abschwächung des Wirbelsystems durch die oszillierenden Hinterkantenklappen zu detektieren. Darauf aufbauend müssen Untersuchungen mit Hinblick auf einer breiteren Variation der reduzierten Frequenz und der Amplitude der Klappenaktuierung durchgeführt werden. Stellt sich bei diesen Untersuchungen eine gewisse Frequenzunabhängigkeit auf die genannten Effekte, wie das Zirkulationsverhältnis oder das auf einfliegendes Flugzeug induzierte Rollmoment, heraus (vorteilhaft gegenüber Referenzkonfiguration), so kann eine Klappenaktuierungsfrequenz gewählt werden, welche einen erhöhten Hochauftriebsbeiwert der Konfiguration forciert und somit beide Effekte (Destabilisierung des Nachlaufwirbelsystems und Erhöhung des Hochauftriebs durch oszillierende Hinterkantenklappen) erzielt werden können. Schlussendlich müssen Reynoldszahl und Machzahl einer Großausführung im Landeanflug angepasst und betrachtet werden.

Literatur

- [1] Achleitner, J., Rohde-Brandenburger, K., Bieberstein, P., Sturm, F. und Hornung, M. „Aerodynamic Design of a Morphing Wing Sailplane“. In: *AIAA Aviation 2019 Forum*. Juni 2019. DOI: 10.2514/6.2019-2816.
- [2] AER. „<https://www.epc.ed.tum.de/aer/windkanale/windkanal-a/>“. In: (2022).
- [3] AER. „<https://www.epc.ed.tum.de/aer/windkanale/windkanal-c/>“. In: (2022).
- [4] Airbus. *Global Market Forecast*. <https://www.airbus.com/en/products-services/commercial-aircraft/market/global-market-forecast>. 2022.
- [5] Allen, A. *Beeinflussung des Nachlaufwirbelsystems von Transportflugzeugen*. München: Hut-Verlag, 2009.
- [6] „ANSYS Fluent Theory Guide“. In: Release 17.0. ANSYS, Inc. Southpointe Canonsburg USA, 2016.
- [7] ANSYS Inc. *ANSYS FLUENT Theory Guide*. ANSYS Inc., 2021.
- [8] Bellastrada, C. *Minimization of wake vortex hazard trough differential flap settings*. München: Technical University of Munich, Ph.D. Dissertation, 2012.
- [9] Bellastrada, C. und Breitsamter, C. „Effect of differential Flap Settings on the Wake Vortex Evolution of Large Transport Aircraft“. In: (2006), S. 25–32.
- [10] Boeing. *Estimated annual growth rates for passenger air traffic from 2019 to 2040, by region*. <https://www.statista.com/statistics/269919/growth-rates-for-passenger-and-cargo-air-traffic>. 2022.
- [11] Breitsamter, C. „Alleviation of Transport Aircraft Wake“. In: *Festschrift zur Emeritierung von Professor Dr.-Ing. Boris Laschka, Lehrstuhl für Fluidmechanik der Technischen Universität München*. Herbert Utz Verlag, 2002, S. III-1-1-II-1-16.
- [12] Breitsamter, C. „Beeinflussung des Nachlaufwirbelsystems von Großflugzeugen“. In: *DGLR-Symposium Nachbar Flughafen - Herausforderungen und Lösungen für zukünftige Luftverkehrssysteme*. Bremen, 2004.
- [13] Breitsamter, C. *Strömungsphysik und Modellgesetze; Lect. Notes*. Technical University of Munich, 2012.
- [14] Breitsamter, C. *Nachlaufwirbelsysteme großer Transportflugzeuge*. München: Herbert Utz Verlag, 2007.
- [15] Breitsamter, C. und Allen, A. „Transport Aircraft Wake Influenced by Oscillating Winglet Flaps“. In: *Journal of Aircraft* 46.1 (2009), S. 175–188. DOI: 10.2514/1.37307.
- [16] Bundesstelle für Flugunfalluntersuchung. *Unfälle und Störungen beim Betrieb ziviler Luftfahrzeuge*. https://www.bfu-web.de/DE/Publikationen/Bulletins/2017/Bulletin2017-01.pdf?__blob=publicationFile. Januar 2017.
- [17] Burnazzi, M. und Radespiel, R. „Assessment of leading-edge devices for stall delay on an airfoil with active circulation control“. In: *CEAS Aeronautical Journal* 5 (Dez. 2014). DOI: 10.1007/s13272-014-0112-5.

- [18] Corsiglia, V. R., Rossow, V. J. und Ciffone, D. L. „Experimental Study of the Effect of Span Loading on Aircraft Wakes“. In: *Journal of Aircraft* 13.12 (1976), S. 968–973. DOI: 10.2514/3.58737.
- [19] Courant, R., Friedrichs, K. und Lewy, H. „Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik“. In: *Mathematische Annalen* 100 (1928), S. 32–74. DOI: 10.1007/BF01448839.
- [20] Coustols, E., Jacquin, L. und Schrauf, G. „Status of wake vortex alleviation in the framework of european collaboration: validation attempts using tests and CFD results“. In: (Jan. 2006).
- [21] Coustols, E., Stumpf, E., Jacquin, L., Moens, F., Vollmers, H. und Gerz, T. „Minimised Wake": a Collaborative Research Programme on Aircraft Wake Vortices“. In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2003. DOI: 10.2514/6.2003-938.
- [22] Crouch, J. D. „Stability of Multiple Trailing-Vortex Pairs“. In: *The Characterisation and Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids* (1996), S. 171–179.
- [23] Crouch, J. D. „Instability and transient growth for two trailing-vortex pairs“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 350 (1997), 311–330. DOI: 10.1017/S0022112097007040.
- [24] Crouch, J. D., Miller, G. D. und Spalart, P. „Active-Control System for Breakup of Airplane Trailing Vortices“. In: *AIAA Journal* 39.12 (2001). <https://doi.org/10.2514/2.1244>, S. 2374–2381. DOI: 10.2514/2.1244.
- [25] Crow, S. C. „Stability Theory for a Pair of Trailing Vortices“. In: *AIAA* 8.12 (1970), S. 2172–2179.
- [26] European Organisation for the Safety of Air Navigation (EUROCONTROL). *European Flight Movements and Service Units*. <https://www.eurocontrol.int/sites/default/files/2021-10/eurocontrol-7-year-forecast-2021-2027.pdf?upd1910>.
- [27] European Organisation for the Safety of Air Navigation (EUROCONTROL). „European Wake Turbulence Categories and Separation Minima on Approach and Departure“. In: Edition: 1.2 (2018).
- [28] Fabre, D. *Instabilités et instationnarités dans les tourbillons: Application aux sillages d'avion*. Paris: Université Paris VI, 2002.
- [29] Fabre, D. und Jacquin, L. „Stability of a four-vortex aircraft wake model“. In: *Physics of Fluids* 12.10 (2000), S. 2438–2443. DOI: 10.1063/1.1289397.
- [30] Fabre, D., Jacquin, L. und Loof, A. „Optimal perturbations in a four-vortex aircraft wake in counter-rotating configuration“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 451 (2002), 319–328. DOI: 10.1017/S0022112001006954.
- [31] Federal Aviation Administration. *A Compilation of Working Papers Concerning the Wake Turbulence Tests*. Flight Standard Service, 1970.
- [32] Federal Aviation Administration. *Vortex-Related Accidents Over the Ten Year Period 1964-1973*. FAA-EM-75-6, 1975.
- [33] Feys, J. und Maslowe, S. A. „Elliptical instability of the Moore–Saffman model for a trailing wingtip vortex“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 803 (2016), 556–590. DOI: 10.1017/jfm.2016.512.
- [34] flugsnug. *747 contrail looping (vortex crow instability)*. Youtube. 2017. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=5Kmm75RzDAo>.
- [35] Gelhausen, M. *Corona und dann? Neue DLR-Prognose für den Luftverkehr bis 2040*. <https://www.dlr.de/blogs/alle-blogs/corona-und-dann-neue-dlr-prognose-fuer-den-luftverkehr-bis-2040.aspx>. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.

- [36] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. und Cabot, W. „A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model“. In: *Physics of Fluids* 3 (1990), S. 1760–1765.
- [37] Gerz, T und Ehret, T. „Wingtip vortices and exhaust jets during the jet regime of aircraft wakes“. In: *Aerospace Science and Technology* 1.7 (1997), S. 463–474. ISSN: 1270-9638. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1270-9638\(97\)90008-0](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(97)90008-0).
- [38] Greenblatt, D., Vey, S., Paschereit, O. C. und Meyer, R. „Flap Vortex Management Using Active Gurney Flaps“. In: *AIAA Journal* 47.12 (2009), S. 2845–2856. DOI: 10.2514/1.41767.
- [39] Hirschel, E. H., Rizzi, A., Breitsamter, C. und Staudacher, W. *Separated and Vortical Flow in Aircraft Wing Aerodynamics*. 1. Springer Berlin, Heidelberg, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-61328-3>.
- [40] Holbrook, G. T., Dunham, D. M. und Greene, G. C. „Vortex wake alleviation studies with a variable twist wing“. In: *National Aeronautics and Space Administration* (1985).
- [41] Holzäpfel, F., Stephan, A. und Heel, T. „Enhanced Wake Vortex Decay in Ground Proximity Triggered by Plate Lines“. In: Bd. 88. Jan. 2014, S. 1–12. DOI: 10.1108/AEAT-02-2015-0045.
- [42] Hövelmann, A., Knoth, F. und Breitsamter, C. „AVT-183 diamond wing flow field characteristics Part 1: Varying leading-edge roughness and the effects on flow separation onset“. In: *Aerospace Science and Technology* 57 (2016). Diamond Wing Aerodynamics, S. 18–30. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2016.01.002>.
- [43] Ibrahim, R. A. „Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis- Julius S. Bendat and Allan G. Piersol“. In: *AIAA Journal* 31.11 (1993), S. 2190–2191. DOI: 10.2514/3.49131.
- [44] International Civil Aviation Organization. *Air Traffic Services Planning Manual*. 1st Ed., DOC 9426-AN/924, 1984.
- [45] Jeong, J. und Hussain, F. „On the identification of a vortex“. In: *J Fluid Mechanics* 285 (1995), S. 69–94.
- [46] Kühn, T. und Wild, J. „Aerodynamic Optimization of a Two-Dimensional Two-Element High Lift Airfoil with a Smart Droop Nose Device“. In: Okt. 2010.
- [47] Kim, S. E. „Large Eddy Simulation Using an Unstructured Mesh Based Finite-Volume Solver“. In: *AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* (Juni 2004).
- [48] Leweke, T., Le Dizès, S. und Williamson, C. H. K. „Dynamics and Instabilities of Vortex Pairs“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 48.1 (2016), S. 507–541. DOI: 10.1146/annurev-fluid-122414-034558.
- [49] Lilly, D. K. „A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Model“. In: *Physics of Fluids* 4 (1992), S. 633–635.
- [50] Lugt, H. J. „Wirbelströmung in Natur und Technik“. In: *G. Braun, Karlsruhe* (1979).
- [51] Mack, G. R. „Wake Vortices Effects and the Need For Prompt Action - A U.S. View“. In: *The Characterisation and Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids*. AGARD-CP 584.2 (1996).
- [52] Matalanis, C. G. und Eaton, J. K. „Wake Vortex Alleviation Using Rapidly Actuated Segmented Gurney Flaps“. In: *AIAA Journal* 45.8 (2007), S. 1874–1884. DOI: 10.2514/1.28319.
- [53] Menter, F. R. „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications“. In: *AIAA Journal* 32.8 (1994), S. 1598–1605.

- [54] Misaka, T., Holzäpfel, F. und Gerz, T. „Large-Eddy Simulation of Aircraft Wake Evolution from Roll-Up Until Vortex Decay“. In: *AIAA Journal* 53.9 (2015), S. 2646–2670. DOI: 10.2514/1.J053671.
- [55] Raffel, M., Willert, C. E., Wereley, S. T. und Kompenhans, J. *Particle Image Velocimetry – A Practical Guide*. ISBN978-3-540-72307-3. 2nd Edition; Springer Verlag, 2007.
- [56] Reckzeh, D. „Multifunctional Wing Moveables: Design of the A350XWB and the way to future concepts“. In: 2014.
- [57] Risse, K., Anton, E., Lammering, T., Franz, K. und Hoernschemeyer, R. „An Integrated Environment for Preliminary Aircraft Design and Optimization“. In: *53rd Structural Dynamics and Materials Conference* (2012). DOI: 10.2514/6.2012-1675.
- [58] Rossow, V. J. „Research on Aircraft/Vortex–Wake Interactions to Determine Acceptable Level of Wake Intensity“. In: *AIAA Journal of Aircraft* 25.6 (1988), S. 481–492.
- [59] Rossow, V. J. „Wake–Vortex Separation Distances when Flight–Path Corridors are Constrained“. In: *AIAA Journal of Aircraft* 3.3 (1996), S. 539–546.
- [60] Roy, C., Leweke, T., Thompson, M. C. und Hourigan, K. „Experiments on the elliptic instability in vortex pairs with axial core flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 677 (2011), 383–416. DOI: 10.1017/jfm.2011.91.
- [61] Ruhland, J. und Breitsamter, C. „Numerical analysis of high-lift configurations with oscillating flaps“. In: *CEAS Aeronautical Journal* (2021). DOI: 10.1007/s13272-021-00498-7.
- [62] Ruhland, J. und Breitsamter, C. „Wake Vortex Analysis on Transport Aircraft Wing Featuring Dynamic Flap Motion“. In: *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XIII* (2021), S. 739–748. DOI: 10.1007/978-3-030-79561-0_70.
- [63] Ruhland, J., Heckmeier, F. M. und Breitsamter, C. „Experimental and numerical analysis of wake vortex evolution behind transport aircraft with oscillating flaps“. In: *Aerospace Science and Technology* 119 (2021), S. 107163. ISSN: 1270-9638. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.107163>.
- [64] Ruhland, J., Heckmeier, F. M. und Breitsamter, C. „Transport Aircraft Wing Investigations Aimed On Wake Vortex Impact By Oscillating Flaps“. In: *32nd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, ICAS* (2021).
- [65] Ruhland, J. *Axial velocity u^* and vectors v^* , w^* at $x/b = 0.064$ (Left: URANS, Right: PIV)*. Youtube. 2022. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=Dr9YBBN06E0>.
- [66] Ruhland, J. *Axial velocity u^* and vectors v^* , w^* at $x/b = 0.29$ (Left: URANS, Right: PIV)*. Youtube. 2022. URL: https://www.youtube.com/watch?v=o7V5e0_noDI.
- [67] Ruhland, J. *Axial velocity u^* and vectors v^* , w^* at $x/b = 3$ (Left: LES, Right: HWA)*. Youtube. 2022. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=Df1mkR-0nv0>.
- [68] Ruhland, J. *Axial velocity u^* and vectors v^* , w^* at $x/b = 6$ (Left: LES, Right: HWA)*. Youtube. 2022. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=kLHIVRXQMmk>.
- [69] Ruhland, J. und Breitsamter, C. „Wake Vortex Far-Field of a Generic Transport Aircraft Affected by Oscillating Flaps“. In: *Journal of Aircraft* Published online 1 February 2023 (2023), S. 1–11. DOI: 10.2514/1.C037141.
- [70] Saffman, P. G. *Vortex Dynamics*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press, 1993. DOI: 10.1017/CBO9780511624063.
- [71] Schell, I., Özger, E. und Jacob, D. „Influence of different flap settings on the wake-vortex structure of a rectangular wing with flaps and means of alleviation with wing fins“. In: *Aerospace Science and Technology* 4.2 (2000), S. 79–90.

- [72] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. *Aerodynamik des Flugzeugs, Zweiter Band*. Berlin Heidelberg New York: 2. Aufl. Springer-Verlag, 2007.
- [73] Shmilovich, A. und Yadlin, Y. „Flow Control Techniques for Transport Aircraft“. In: *AIAA 49.3* (2011), S. 489–502.
- [74] Smagorinsky, J. „General Circulation Experiments with the Primitive Equations“. In: *Monthly Weather Review* 91.3 (1963), S. 99–164.
- [75] Spreiter, J. R. und Sacks, A. H. „The Rolling Up of the Trailing Vortex Sheet and Its Effect on the Downwash Behind Wings“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 18.1 (1951), S. 21–32. DOI: 10.2514/8.1830.
- [76] Statistisches Bundesamt (Destatis), 2022. *Flugverkehr auf deutschen Hauptverkehrsflughäfen*. https://www.destatis.de/DE/Presse/Pressemitteilungen/2022/01/PD22_041_464.html.
- [77] Statistisches Bundesamt (Destatis), 2022. *Flugverkehr auf deutschen Hauptverkehrsflughäfen*. https://www.destatis.de/DE/Presse/Pressemitteilungen/2022/07/PD22_N048_464.html.
- [78] Steijl, R. *Computational Study of Vortex Pair Dynamics*. Universiteit Twente, 2001.
- [79] Stephan, A., Holzäpfel, F. und Misaka, T. „Hybrid simulation of wake-vortex evolution during landing on flat terrain and with plate line“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 49 (2014). 8th Symposium on Turbulence & Shear Flow Phenomena (TSFP8), S. 18–27. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.05.004>.
- [80] Stephan, A., Rohlmann, D., Holzäpfel, F. und Rudnik, R. „Effects of Detailed Aircraft Geometry on Wake Vortex Dynamics During Landing“. In: *Journal of Aircraft* 56.3 (2019), S. 974–989. DOI: 10.2514/1.C034961.
- [81] Strüber, H. „The Aerodynamic Design of the A 350 XWB-900 High Lift System“. In: 2014.
- [82] Stumpf, E. *Untersuchung von 4-Wirbelsystemen zur Minimierung von Wirbelschleppen und ihre Realisierung an Transportflugzeugen*. Aachen: Publikationsserver der RWTH Aachen University, 2003.
- [83] Voss, G., Gerz, T., Baumann, R., Stumpf, E. und Press, M. „Wake Vortex Alleviation by Differential and Oscillating Flap Setting: A flight test“. In: *27th Applied Aerodynamics Conference*. 2009. URL: <https://elib.dlr.de/61531/>.
- [84] Widnall, S. E., Bliss, D. B. und Tsai, C. Y. „The instability of short waves on a vortex ring“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 66.1 (1974), 35–47.
- [85] Widnall, S. E. und et al. „Theoretical and Experimental Study of the Stability of a Vortex Pair“. In: *Aircraft Wake Turbulence and Its Detection*. Springer US, 1971.
- [86] Wieneke, B. „PIV uncertainty quantification from correlation statistics“. In: *Measurement Science and Technology* 26.7 (2015), S. 074002. DOI: 10.1088/0957-0233/26/7/074002.
- [87] Zholtovski, S., Stephan, A. und Holzäpfel, F. „Towards Virtual Flight in Realistic Environments: A Hybrid Coupled Simulation Method“. In: *AIAA Journal* 58.3 (2020), S. 1266–1277. DOI: 10.2514/1.J058390.

Anhang A

Technischer Anhang

A.1 Profile

Abbildung A.1 zeigt die drei für die LR-270 Konfiguration implementierten Profile (links) und Auftriebspolaren (rechts). Das Profil NASA-SC2-06131 (A1) wird an der Flügelwurzel eingesetzt und geht kontinuierlich über in das Profil NASA-SC2-0711 (A2). Ab Segment 3 wird die Tragfläche mit dem Profil NASA-SC2-07094 (A3) profiliert. Um Aussagen über die nötige Verwindung der Profile entlang der Spannweite treffen zu können, wurden im Rahmen der Auslegung des Windkanalmodells 2D RANS Simulationen für die jeweiligen Profile mit zugehöriger lokaler Reynoldszahl durchgeführt. Anhand der gewonnenen Auftriebspolaren konnte eine geeignete Verwindung definiert werden.

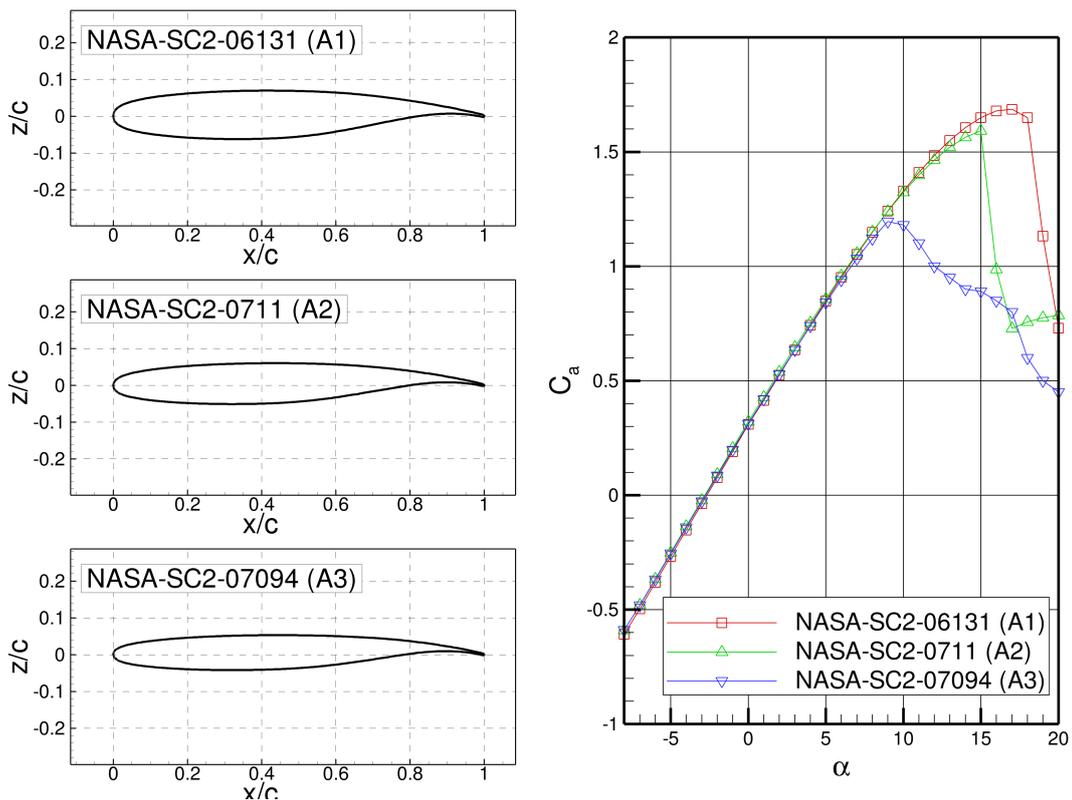


Abbildung A.1: Profile A1 - A3 der LR-270 Konfiguration (links) und Auftriebspolaren bei $Re = 0.7 \cdot 10^6$ (A1), $Re = 0.43 \cdot 10^6$ (A2) und $Re = 0.27 \cdot 10^6$ (A3) (rechts)

A.2 Hochartriebssystem LR-270

Abbildung A.2 zeigt vier verschiedene Stellungen des Hochartriebssystems (1+F, 2, 3+S und Full) der innerhalb des LuFo Projekts BIMOD entwickelten Hochartriebskonfiguration. Abgebildet ist jeweils ein Konturplot der entdimensionierten axialen Geschwindigkeit u^* mit Stromlinien und zugehöriger Druckverteilung für eine Reynoldszahl von $Re = 21 \cdot 10^6$, Machzahl von $Ma = 0.2$ und einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$. Verbaut ist das Hochartriebssystem im Projektflugzeug LR-270.

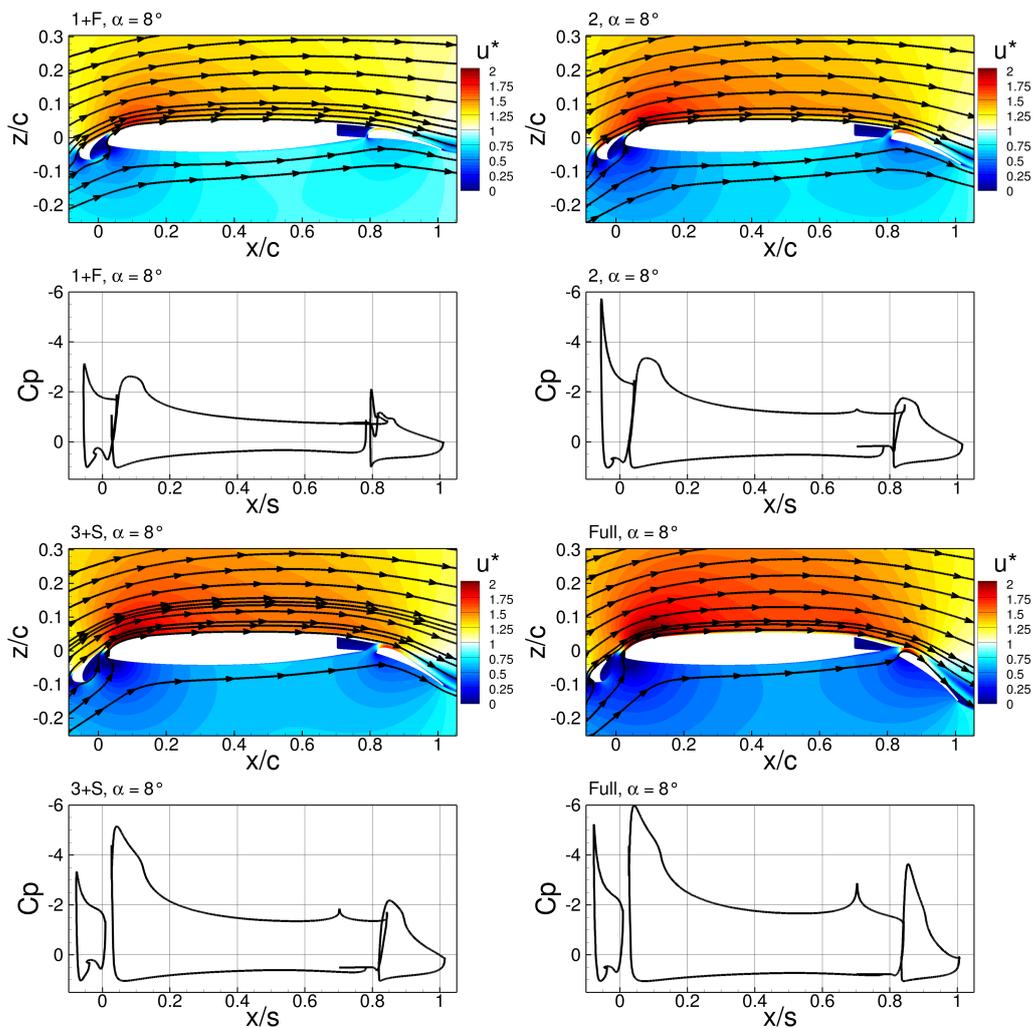


Abbildung A.2: Hochartriebssystem LR-270 für verschiedene Klappenstellungen 1 + F ($\eta = [18, 0, 12]$), 2 ($\eta = [18, 1, 20]$), 3 + S ($\eta = [27, 3, 26]$), Full ($\eta = [27, 7, 37.5]$) mit Konturplot der Geschwindigkeit u^* , Stromlinien und Druckbeiwertverlauf bei $Re = 21 \cdot 10^6$, $Ma = 0.2$ und $\alpha = 8^\circ$ (Profilierung A3)

A.3 2D Randbedingungen und Rechengitter

Abbildung A.3 zeigt zum einen schematisch die Randbedingungen (links), welche für die 2D U/RANS Auslegungsrechnungen eingesetzt wurden, und zum anderen Ausschnitte des Rechengitters (rechts), welches zur Berechnung des Strömungsfeldes der verschiedenen Konfigurationen verwendet wurde.

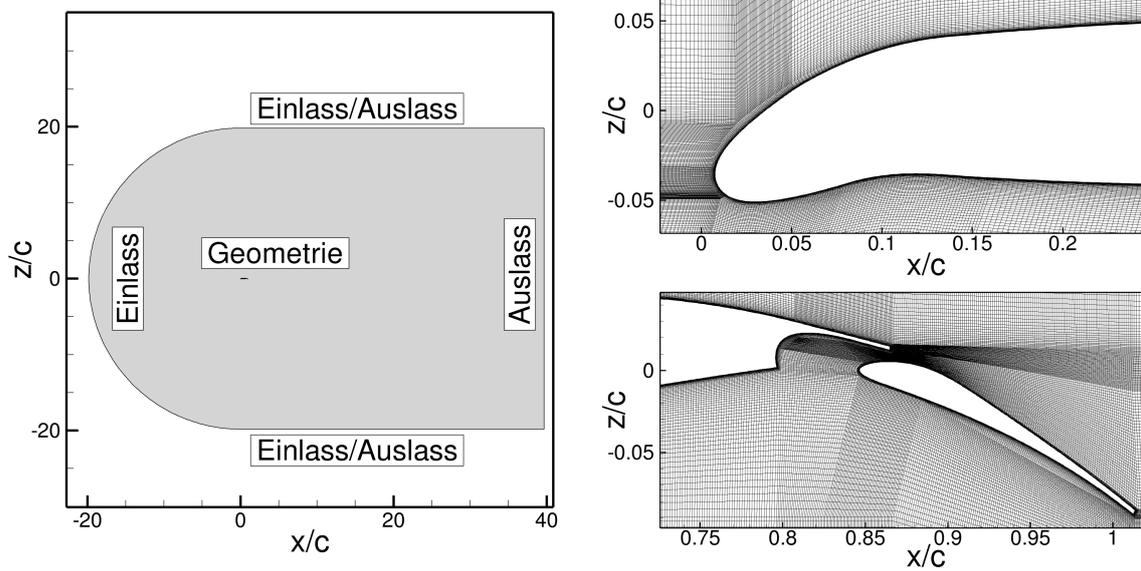


Abbildung A.3: Rechendomains, Randbedingungen und Rechengitter für 2D U/RANS Berechnungen

Anhang B

Liste der Veröffentlichungen

B.1 Begutachtete Veröffentlichungen

- **J. Ruhland**, C. Breitsamter: Wake Vortex Analysis on Transport Aircraft Wing Featuring Dynamic Flap Motion. In: Dillmann, A., Heller, G., Krämer, E., Wagner, C. (eds) New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XIII. STAB/DGLR Symposium 2020. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, vol 151. Springer, Cham. https://doi.org/10.1007/978-3-030-79561-0_70
- **J. Ruhland**, C. Breitsamter: Numerical analysis of high-lift configurations with oscillating flaps. CEAS Aeronautical Journal, 12, pp. 345-359, 2021. <https://doi.org/10.1007/s13272-021-00498-7>
- **J. Ruhland**, F. M. Heckmeier, C. Breitsamter: Experimental and numerical analysis of wake vortex evolution behind transport aircraft with oscillating flaps. Aerospace Science and Technology, 119, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.107163>
- **J. Ruhland**, C. Breitsamter: Wake Vortex Far-Field of a Generic Transport Aircraft Affected by Oscillating Flaps. Journal of Aircraft, Accepted 5 January 2023, Published online 1 February 2023. <https://doi.org/10.2514/1.C037141>

B.2 Konferenzbeiträge

- **J. Ruhland**, F. M. Heckmeier, C. Breitsamter: Transport Aircraft Wing Investigations Aimed on Wake Vortex Impact By Oscillating Flaps. International Council of the Aeronautical Sciences, 32nd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Shanghai, 2021
- R. Stephan, M. Bremm, R. Hörnschemeyer, E. Stumpf, H. Schmidt, K. Schröder, **J. Ruhland**, C. Breitsamter: Influence of Dynamic Flap Movement on Maximum Lift and Wake Vortex Evolution. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Darmstadt, 2019
- M. Cerny, **J. Ruhland**, M. Stuhlpfarrer, C. Breitsamter: Systematische Untersuchungen von Propellern unter Schräganströmung. STAB-Workshop [18., 2017, Göttingen], 2017

Anhang C

Liste der betreuten studentischen Arbeiten

C.1 Bachelorarbeiten

- V. Elender: Vergleich und Simulation verschiedener Hochauftriebskonfigurationen mit oszillierenden Hinterkantenklappen mittels URANS- und LES-Verfahren, 2019.
- F. Guesmi: Numerical Simulation of Several Aircraft Wing Configurations using RANS-Simulation, 2020.
- K. Niebler: Numerische Simulation und Vergleich von strukturiert und unstrukturiert vernetzten Hochauftriebssystemen, 2020.

C.2 Semesterarbeiten

- M. Jentys: Simulation und Vergleich der Strömungscharakteristiken verschiedener Tragflächenkonfigurationen mittels RANS-Verfahren, 2018.
- C. Mehringer: Numerische Simulation von Hochauftriebskonfigurationen mit oszillierenden Hinterkantenklappen mittels URANS-Verfahren, 2019.
- J. Löb: Simulation und Vergleich der Strömungscharakteristik verschiedener Hochauftriebssysteme eines generischen Langstreckenflugzeugs, 2020.
- M. Peuker: Numerische Simulation einer zweiseitigen Fluid-Struktur-Interaktion verschiedener Hitzdrahtsondenhalterungen, 2021.

C.3 Masterarbeiten

- C. Mehringer: Experimentelle Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses oszillierender Hinterkantenklappen auf das Nachlaufwirbelsystem eines generischen Transportflugzeugs, 2020.
- J. Löb: Instationäre Aerodynamische Untersuchungen einer Translatorischen, Rotatorischen und Überlagerten Profiloszillation mittels URANS-Verfahren, 2021.