

UNTERSUCHUNG DER STRÖMUNGSSTRUKTUR UM EINEN DELTAFLÜGEL MIT SCHARFER VORDERKANTE BEI UNTERSCHIEDLICHEN VORDERKANTENPFEILUNGEN MIT EINEM LATTICE-BOLTZMANN SOLVER

A. Muhr,
 Technische Hochschule Ingolstadt, Esplanade 10, 85049 Ingolstadt, Deutschland

E. Özger,
 Technische Hochschule Ingolstadt, Esplanade 10, 85049 Ingolstadt, Deutschland

Zusammenfassung

"DWLBM - Investigation of Delta Wing Time Dependent Flow Characteristics with Lattice-Boltzmann Method" ist ein Forschungsprojekt der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Hochschule Ingolstadt und umfasst die Analyse der Strömung um einen Deltaflügel in Abhängigkeit des Anstellwinkels, der Pfeilung, des Schiebewinkels, der Vorderkanten geometrie und der Reynoldszahl. Die Simulationen erfolgen am Höchstleistungsrechenzentrum Stuttgart (HLRS) mittels des Lattice-Boltzmann Solvers *PowerFLOW* von der Firma EXA GmbH. Bisherige numerische Untersuchungen am Deltaflügel erfolgten mit Navier-Stokes basierenden Strömungssolvern. Der Lattice-Boltzmann-Ansatz zeichnet sich vor allem in Bezug auf nicht-stationäre Strömungsphänomene und den vollständig parallelisierbaren Algorithmus aus.

Dieses Paper befasst sich mit der Untersuchung der Strömung um einen Deltaflügel bei unterschiedlichen Vorderkantenpfeilungen ($\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$) und Anstellwinkeln. Die Deltaflügelkonfiguration besitzt eine scharfe Vorderkante und die Reynoldszahl beträgt 10^6 . Ziel ist es, Informationen über die Wirbelstrukturen und deren Aufplatzen, die Kräfte- und Momentenbeiwerte sowie die Zirkulationsverteilung im Fluid in Abhängigkeit der Flügelpfeilung zu erhalten.

Die Strömungsanalyse der unterschiedlichen Pfeilungskonfigurationen bei gleichem Auftriebsbeiwert zeigt, dass mit größer werdender Pfeilung der Nickmomentenbeiwert geringer wird und der Widerstandbeiwert sowie der Primärwirbelkernradius, bezogen auf die jeweilige Flügelspannweite b , zunehmen. Die Wirbelzentren verschieben sich hierbei hin zu größeren η -Werten. Bei $\varphi = 75^\circ$ treten in der Scherschicht Kelvin-Helmholtz Instabilitäten auf, die z. T. signifikante Auswirkungen auf die Strömungsstruktur haben. Zusätzlich bildet sich bei hoher Pfeilung ein Terziärwirbel aus. Die Zirkulationsverteilung ist bei intakten Wirbelstrukturen hauptsächlich innerhalb des Wirbels konzentriert und verschiebt sich bei aufplatzenden Wirbeln hin zu größeren Radien des fiktiven ursprünglichen Wirbelzentrums. Weiterhin nimmt der Anstellwinkel, bei dem sich das Wirbelaufplatzen ereignet, mit steigender Flügelpfeilung zu.

1. NOMENKLATUR

A	[m ²]	Flügelfläche
b	[m]	Flügelspannweite
c	[m]	Referenzlänge
c_A	[-]	Auftriebsbeiwert
c_{my}	[-]	Nickmomentenbeiwert
c_P	[-]	Druckbeiwert
c_R	[m]	Flügelwurzellänge
c_W	[-]	Widerstandbeiwert
Ma	[-]	Machzahl
Re	[-]	Reynoldszahl
t	[m]	Flügeldicke
U_∞	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit
x, y, z	[m]	Koordinaten
α	[°]	Anstellwinkel
β	[°]	Schiebewinkel
Γ	[m ² /s]	Zirkulation
η	[-]	dimensionslose Halbspannweite
φ	[°]	Vorderkantenpfeilung

Λ	[-]	Streckung
ω_x	[-]	axiale Rotation
AoA		Anstellwinkel
AoS		Schiebewinkel
HLRS		Höchstleistungsrechen zentrum Stuttgart
K-H		Kelvin-Helmholtz
LBM		Lattice-Boltzmann Methode
ONERA		Office national d'études et recherches aérospatiales
TUM		Technische Universität München

2. EINFÜHRUNG

Die komplexen Wirbelstrukturen, die um Deltaflügelkonfigurationen entstehen, sind Bestandteil Jahrzehnte langer Forschungen. Das erste und zweite Internationale Vortex Flow Experiment (VFE-1 und VFE-2) [1]-[5] stellen zwei der wichtigsten Projekte auf diesem Gebiet dar und

beinhaltet sowohl experimentelle als auch numerische Untersuchungen.

Das Projekt "DWLBM - Investigation of Delta Wing Time Dependent Flow Characteristics with Lattice-Boltzmann Method" ist ein Forschungsprojekt der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Hochschule Ingolstadt. Es umfasst die Analyse der Strömung um Deltaflügel in Abhängigkeit des Anstellwinkels, der Pfeilung, des Schiebewinkels, der Vorderkantengeometrie und der Reynoldszahl. Die Strömungssimulationen erfolgen am Höchstleistungsrechenzentrum Stuttgart (HLRS) mittels des Lattice-Boltzmann Solvers *PowerFLOW* von der Firma EXA GmbH.

Die numerischen Untersuchungen in den VFE-1 und VFE-2 Projekten wurden ausschließlich mit Navier-Stokes basierten Strömungssolvern durchgeführt, weshalb die Deltaflügelströmungen im Projekt DWLBM unter Verwendung des Lattice-Boltzmann Ansatzes simuliert werden. Der Lattice-Boltzmann Ansatz zeichnet sich vor allem durch den vollständig parallelisierbaren Algorithmus, die einfache Realisierung von Grenzschichten und die Möglichkeit, auch sehr komplexe Geometrien in das zur Berechnung verwendete Gitternetz einzubauen aus.

Dieses Paper befasst sich mit der Untersuchung der Strömung um einen Deltaflügel bei unterschiedlichen Vorderkantenpfeilungen ($\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$) und Anstellwinkeln. Die Deltaflügelkonfiguration besitzt eine scharfe Vorderkante und die Reynoldszahl beträgt 10^6 . Ziel ist es, Informationen über die Wirbelstrukturen und deren Aufplatzen, die Kräfte- und Momentenbeiwerte sowie die Zirkulationsverteilung im Fluid in Abhängigkeit des Pfeilungswinkels zu erhalten. Die im Vorfeld durchgeführte Validierungsstudie soll sicherstellen, dass die computergenerierten Ergebnisse, bei denen keine experimentellen Daten vorliegen, als näherungsweise korrekt angenommen werden können.

3. LATTICE-BOLTZMANN-ANSATZ

Der Strömungssolver *PowerFLOW* basiert auf der Lattice-Boltzmann Methode (LBM). Die LBM ist ein "Bottom-up"-Ansatz. Ausgehend von diskreten mikroskopischen Modellen und mesoskopischen Kinetikgleichungen wird mittels einer Multiskalenapproximation das makroskopische Verhalten des Fluides berechnet. [13] Die Lattice-Boltzmann Gleichung lautet wie folgt:

$$(1) \quad f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\vec{x}, t) = C_i(\vec{x}, t) ,$$

mit f_i gleich der Teilchenverteilungsfunktion. i ist die Bewegungsrichtung, \vec{c}_i sind die diskreten Geschwindigkeitsvektoren und Δt ist der Zeitschritt (im Folgenden gilt $\Delta t = 1$). Der Kollisionsterm C_i wird durch die Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) Approximation ersetzt:

$$(2) \quad C_i(\vec{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t)] .$$

τ ist die dimensionslose Relaxationszeit und f_i^{eq} die diskrete Gleichgewichtsverteilungsfunktion, welche von lokalen hydrodynamischen Parametern abhängt und lautet wie folgt:

$$(3) \quad f_i^{eq} = \rho w_i \left[1 + \frac{(\vec{c}_i \cdot \vec{u})}{T} + \frac{(\vec{c}_i \cdot \vec{u})^2}{2T^2} - \frac{\vec{u}^2}{2T} + \frac{(\vec{c}_i \cdot \vec{u})^3}{6T^3} - \frac{(\vec{c}_i \cdot \vec{u}) \vec{u}^2}{2T^2} \right]$$

mit den Gewichtungsparemtern w_i :

$$(4) \quad w_i = \begin{cases} 1/18 & i = 0, 1, \dots, 5 \\ 1/36 & i = 6, 7, \dots, 17 \\ 1/3 & i = 18 \end{cases} .$$

Das verwendete D3Q19 Modell ermöglicht 18 diskrete Ausbreitungsrichtungen der Teilchen. Für isotherme Simulationen beträgt die Temperatur $T = 1/3$.

Zur Modellierung der Turbulenz wird in *PowerFLOW* ein modifiziertes $k-\epsilon$ Zweigleichungsmodell verwendet, das auf dem RNG- $k-\epsilon$ Turbulenzmodell basiert. [14]

4. NUMERISCHES SETUP UND STRÖMUNGSFELD

4.1. Deltaflügelgeometrie

Die Konfiguration des VFE-2 Windkanalmodells mit einem Pfeilungswinkel von $\varphi = 65^\circ$ und einer scharfen Vorderkante wurde zur Validierung des Lattice-Boltzmann Solvers *PowerFLOW* verwendet (Bild 1). Das Modell besitzt eine Flügelwurzellänge von $c_R = 0,980m$, eine Spannweite von $b = 0,914m$, eine Flügelfläche von $A = 0,448m^2$ und eine Streckung von $\Lambda = 1,86$. Die Flügelicke beträgt $t = 0,033m$. [6]

Die Konfigurationen mit $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ sind, bis auf den Pfeilungswinkel, identisch mit dem VFE-2 Modell.

4.2. Strömungsfeld um einen Deltaflügel

Die Strömungsstrukturen um einen Deltaflügel mit scharfer Vorderkante werden maßgeblich durch den Anstellwinkel, die Machzahl, die Vorderkantenpfeilung und die Reynoldszahl beeinflusst. Nachfolgende Beschreibung der Strukturentwicklung des Wirbelsystems über den Anstellwinkel bezieht sich auf den VFE-2 Deltaflügel mit scharfer Vorderkante bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 24m/s$.

In Abhängigkeit der Reynoldszahl ist die Strömung für kleine Anstellwinkel ($0^\circ \leq \alpha < 6^\circ$) größtenteils laminar. Sobald der Druckunterschied zwischen der Flügelober- und Flügelunterseite zu groß wird, beginnt das Fluid spiralförmig von der unteren auf die obere Flügelseite zu strömen. Daraus resultiert eine Strömungsablösung direkt an der scharfen Vorderkante. Die dabei entstehende Scherschicht, die aus vielen kleinen, sich umeinander drehenden Wirbel besteht, rollt sich auf der Flügeloberseite auf und bildet pro Flügelseite einen sogenannten Primärwirbel.

Bei zunehmendem Anstellwinkel ($6^\circ \leq \alpha < 20^\circ$) nimmt der Primärwirbel an Stärke und Umfang zu. Der Wirbel ist nun vollständig ausgebildet und beginnt am Apex. Der Wirbelkern ist durch hohe axiale Geschwindigkeiten, niedrige statische Drücke und hoher Dissipation gekennzeichnet. Der Unterdruck bewirkt eine Ablösung der Strömung von der Flügeloberfläche unterhalb des Primärwirbel. Die Drehung des Primärwirbels induziert in der abgelösten Strömung einen sich entgegengesetzt zum

Primärwirbel drehenden Sekundärwirbel. Dieser ist zwischen dem Primärwirbel und der Vorderkante nahe der Oberfläche lokalisiert. Die Art der Grenzschicht hat einen entscheidenden Einfluss auf die Bildung und die Stärke des Sekundärwirbels. Ist die Grenzschicht laminar, so ist der Sekundärwirbel stärker. Durch einen starken Sekundärwirbel wird der Primärwirbel zur Flügelwurzel hin verschoben. Der durch die Wirbelstruktur entstehende Unterdruck kann als negativer Druckpeak auf der Flügeloberfläche erfasst werden.

Ab einem Anstellwinkel von $\alpha \geq 20^\circ$ wird die Primärwirbelstruktur instabil und instationär. Dies hat zur Folge, dass die Wirbelstruktur aufplatzt. Der genaue Ort des Wirbelplatzens und dessen Vorgang hängen stark vom Anstellwinkel ab. In diesem Bereich des aufplatzenden Wirbels ist der Druckgradient negativ, wodurch es zu Rückströmungen in axialer Richtung kommt. Das Bersten des Wirbels beginnt auf Höhe der Hinterkante, bewegt sich mit steigendem Anstellwinkel stromaufwärts und hat einen signifikanten Einfluss auf die aerodynamischen Beiwerte, insbesondere auf den Nickmomentenbeiwert. Sobald der Bereich des aufgeplatzten Wirbels die Spitze des Deltaflügels erreicht ($40^\circ < \alpha < 90^\circ$), spricht man von einem sog. "separated dead-water-type flow", einer komplett abgelösten Strömung mit Totwassergebiet und Rückströmung. Auf der gesamten Flügeloberfläche nimmt der Oberflächendruck abrupt einen konstanten Wert an. [7]-[12]

4.3. Experimentelle Validierungsdaten

Zur Validierung der Simulationsergebnisse der Deltaflügelkonfiguration $\varphi = 65^\circ$ mit scharfer Vorderkante bei $\alpha = 13^\circ$ und 23° werden Versuchsdaten aus drei verschiedenen Windkanälen – die Windkanäle A und B des Aerodynamischen Instituts der TUM in Deutschland und der Windkanal von ONERA in Frankreich – verwendet. Die experimentellen Daten umfassen Kräfte- und Momentenbeiwerte (ONERA), Oberflächen-druckbeiwerte (TUM) und Ölanstrichbilder (TUM) und beziehen sich auf eine Reynoldszahl von $Re = 10^6$, einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 24\text{m/s}$ und einer Machzahl von $Ma = 0,07$. Die Referenzlänge beträgt $c = 0,6536\text{m}$. [15],[16]

4.4. Simulationssetup und Gitterstruktur

Die Simulationsumgebung ist dem Windkanal ONERA nachempfunden. Die Strömungsbedingungen entsprechen denen aus den o. g. Experimenten.

PowerFLOW verwendet zur Berechnung der Strömung ein strukturiertes, Kartesisches Gitternetz. Die verfeinerten Bereiche des Gitters wurden in einer Gitterstrukturstudie an die Wirbelstrukturen angepasst. Die Größe der kubischen Rechenzellen nimmt mit zunehmendem Abstand vom Apex zu. Bild 2 zeigt die Gitterstrukturen über dem Flügel zur Auflösung des Wirbelsystems. Der grüne Bereich entspricht hierbei der feinsten Gitterauflösung. Der Übergang auf gelb und anschließend auf rot beinhalten jeweils eine Verdopplung der Kantenlängen der Gitterzellen.

5. ERGEBNISSE

5.1. Validierungsstudie

In der Validierungsstudie werden die Simulationsergebnisse der Deltaflügelkonfiguration mit scharfer Vorderkante und $\varphi = 65^\circ$ bei $\alpha = 13^\circ$ mit Windkanaldaten verglichen. In Tabelle 1 sind die zur Validierungsstudie verwendeten Simulationskonfigurationen mit den entsprechenden CPUh und den Gitterpunkten aufgelistet. Aufgrund der symmetrischen Anströmung des Flügels ($\beta = 0^\circ$), wurde die Strömung nur für eine Flügelseite simuliert, um Rechenzeit zu sparen. Eine Vorstudie zeigte, dass die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Halbmodellsimulation und der Strömungssimulation eines kompletten Flügels vernachlässigbar klein sind.

5.1.1. Kräfte- und Momentenbeiwerte

Die Kräfte- und Momentenbeiwerte in Tabelle 2 beziehen sich auf den kompletten Flügel. Hinsichtlich der Kräftebeiwerte sind alle Konfigurationen identisch. Die Abweichung zum Experiment beträgt für den Auftriebsbeiwert 4,6% und für den Widerstandsbeiwert 5%. Der Nickmomentenbeiwert wird von 65-C-13 korrekt wiedergegeben. 65-M-13 und 65-F-13 weichen um 2,8% bzw. 3,1% vom experimentellen Wert ab.

5.1.2. Oberflächendruckbeiwert

In Bild 3 bis 6 ist der Oberflächendruckbeiwert der Simulationsergebnisse in y - z -Schnittebenen entlang der lokalen, dimensionslosen Halbspannweite η aufgetragen. In den ersten beiden Schnittebenen ($x/c_R = 0,2$ und $x/c_R = 0,4$) ist der Unterschied der Druckverläufe klein. In den beiden darauffolgenden Ebenen sind die Unterdruckpeaks der Simulationen etwas stärker als im Experiment. Im Gegensatz zu 65-C-13 und 65-M-13 stimmen die Peakbreite von 65-F-13 und den Windkanaldaten überein. Dies deutet auf einen sehr ähnlichen Verlauf der Anlegelinie des Primärwirbels und der Separationslinie des Sekundärwirbels hin. Die feine Auflösung (65-F-13) gibt trotz eines teilweise zu starken Peaks den experimentellen Druckverlauf am genauesten wieder.

5.1.3. Oberflächenstromlinien

Die Oberflächenstromlinien (Simulationen und Experiment) sind in Bild 7 bis 10 dargestellt. Die roten Linien entsprechen der Anlegelinie des Primärwirbels und der Separationslinie des Sekundärwirbels aus dem Ölanstrichbild. Die Betrachtung der Ergebnisse der Auflösungen "C", "M" und "F" verdeutlicht, dass mit zunehmender Netzfeinheit die Ausprägung des Sekundärwirbels stärker wird, wodurch eine Verschiebung der Separationslinie des Sekundärwirbels hin zur Flügelmitte erfolgt. Der anfangs geringere Sekundärwirbel von 65-C-13 und 65-M-13 führt letztendlich zu einer im Vergleich zum Experiment breiteren Oberflächenstruktur des Primärwirbels. Die Anlegelinie des Primärwirbels wird von allen Auflösungen korrekt berechnet. Im Bereich des Übergangs von der Vorder- zur Hinterkante sind im Ölanstrich Verwirbelungen der Linienstruktur zu erkennen,

die eine Rückströmung des Fluides aufzeigen. Diese Strukturen treten in allen Simulationsergebnissen auf.

Mit zunehmender Netzfeinheit nimmt auch die Genauigkeit des Oberflächendruckverlaufs und der Oberflächenstrukturen zu. Eine Ursache ist u. a. die bessere Auflösung des Sekundärwirbels. Die Simulationssetups der Pfeilungsstudie basieren auf der Gitterstruktur und der feinen Gitterauflösung von 65-F-13.

Die Strömungslösungen von *PowerFLOW* sind in ihrer Genauigkeit bzgl. Simulation und experimentellem Versuch mit denen der Navier-Stokes Solver [1] bei ähnlichen Strömungsbedingungen vergleichbar.

5.2. Untersuchung der Strömung bei unterschiedlichen Pfeilungen

Diese Studie beinhaltet die Untersuchung des Einflusses unterschiedlich gefeilter Deltaflügel mit scharfer Vorderkante auf die Strömungsstrukturen. Die Analyse erfolgt für die folgenden Konfigurationen: $\varphi = 55^\circ$ ($\alpha = 12^\circ$), $\varphi = 65^\circ$ ($\alpha = 13^\circ$) und $\varphi = 75^\circ$ ($\alpha = 16^\circ$) bei gleichem Auftriebsbeiwert. Hierbei ist anzumerken, dass die Wirbelstruktur bei 55-12 bereits über dem Flügel aufplatzt. Da im Folgenden die in Strömungsrichtung linke Flügelseite betrachtet wird, besitzt der Primärwirbel eine positive ($\omega_x > 0$) und der Sekundärwirbel eine negative Drehrichtung ($\omega_x < 0$).

Die Kräfte- und Momentenbeiwerte sind in Tabelle 3 dargestellt.

5.2.1. Oberflächenstromlinien

Bild 11 bis 13 zeigt die Oberflächenstromlinien für $\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$, wobei der 55° und 75° Flügel samt Strömungsbild in der Breite auf denjenigen mit 65° skaliert wurden. Die Flügelwurzellänge bleibt konstant. Die rot markierten Linien entsprechen der Anlegelinie des Primärwirbels bzw. der Separationslinie des Sekundärwirbels von 65-13.

Die Positionsunterschiede der Separationslinien zwischen den Pfeilungen, normiert auf die Flügelspannweite η von $\varphi = 65^\circ$, sind sehr gering. Der Verlauf der Anlegelinie des Primärwirbels ist für die Konfigurationen mit $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$ nahezu identisch. Für $\varphi = 75^\circ$ ist eine merkbare Verschiebung dieser Linie zur Flügelwurzel hin erkennbar (siehe 5.2.4). Dies bedeutet, dass die Grenzschicht bereits bei deutlich kleineren η -Werten anliegt, als bei den anderen Pfeilungen. An der Hinterkante treten bei allen Setups Rückströmungen auf. Die Ausprägung der Bereiche mit negativer Geschwindigkeit nimmt mit steigender Pfeilung zu. Im Bereich des Übergangs von der Vorder- zur Hinterkante sind nur für 65-13 und 75-16 Rückströmungen sichtbar, da bei 55-12 der Wirbel bereits aufgeplatzt ist.

5.2.2. Lage des Wirbelmittelpunkts und Wirbelkernradius

Die Lage des Wirbelmittelpunktes berechnet sich aus dem Ort der maximalen axialen Rotation im Primärwirbel. Der Wirbelkernradius ergibt sich aus dem Maximum der Tangentialgeschwindigkeit, deren Mittelung in konzen-

trischen Kreisen um den angenommenen Wirbelmittelpunkt herum erfolgt. Da es sich beim simulierten Wirbel nicht um einen kreissymmetrischen Wirbel handelt, haben auch kleine Verschiebungen der maximalen Drehung Auswirkungen auf die berechnete Lage und folglich auch auf den ermittelten Kernradius des Wirbels.

In Bild 14 ist die Lage des Primärwirbelzentrums in der x - η -Ebene dargestellt. Bis $x = 0,35m$ befindet sich der Wirbelmittelpunkt mit zunehmender Pfeilungen stets bei höheren η -Werten. Erst ab $x = 0,35m$ ist der Verlauf des Mittelpunktes für $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ sehr ähnlich. Bei $\varphi = 55^\circ$ sind starke Fluktuationen aufgrund des aufgeplatzten Wirbels erkennbar.

In Bild 15 ist der Wirbelkernradius, bezogen auf die entsprechende Flügelspannweite ($b_{\varphi=55^\circ} = 1,372m$; $b_{\varphi=65^\circ} = 0,914m$; $b_{\varphi=75^\circ} = 0,525m$), entlang des Flügels dargestellt. Das Verhältnis zwischen Wirbelkernradius und Flügelspannweite nimmt mit ansteigendem Pfeilungswinkel zu. Trotz des aufgeplatzten Wirbels bei $\varphi = 55^\circ$ vergrößert sich der Radius bis $x/c_R = 0,64$ kontinuierlich. Anschließend berstet die sich noch drehende Wirbelstruktur endgültig. Wie bei $\varphi = 55^\circ$ nimmt der Kernradius bei $\varphi = 65^\circ$ stetig zu. Zwischen $x/c_R = 0,8$ und $x/c_R = 0,9$ ist der Radius nahezu konstant und vergrößert sich erst wieder mit Beginn der Hinterkante ($x/c_R = 0,9$). Für $\varphi = 75^\circ$ ist erkennbar, dass der Radius nach einer stetigen Zunahme bis $x/c_R = 0,6$ sehr rapide auf ein nahezu konstantes Niveau abfällt. Die Ursache sind kleinere Wirbel, die sich aus dem Primärwirbel und der Scherschicht lösen (siehe 5.2.4) und das y - und z -Geschwindigkeitsfeld, das zur Berechnung der Tangentialgeschwindigkeit verwendet wird, signifikant beeinflussen.

Der Radiusverlauf von $\varphi = 55^\circ$ verdeutlicht den eher langsamen Prozess des Wirbelplatzens bei "non-slender delta wings". Auf dieses Phänomen wird u. a. in [10] näher eingegangen.

5.2.3. Zirkulationsverteilung im Fluid

Die Zirkulation im Fluid oberhalb des Flügels ergibt sich, aufgrund des diskreten Rechengitters, durch eine Aufsummierung des Produkts aus Drehung und Zellenquerschnittsfläche in einer festgelegten Ebene. In Bild 16 ist die dimensionslose Zirkulation $\frac{\Gamma}{U_\infty \cdot c_R}$ in den y - z -Schnittebenen bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9\}$ dargestellt. Die starke Erhöhung der Zirkulation zwischen $x/c_R = 0,4$ und $x/c_R = 0,5$ resultiert aus der Gittervergrößerung.

Zusätzlich ist das Verhältnis zwischen den dimensionslosen Zirkulationen $\frac{\Gamma}{U_\infty \cdot b}$ von $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$ bzw.

$\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ dargestellt: $\left(\frac{\Gamma_{55}}{b_{55}}\right) / \left(\frac{\Gamma_{65}}{b_{65}}\right)$ bzw. $\left(\frac{\Gamma_{65}}{b_{65}}\right) / \left(\frac{\Gamma_{75}}{b_{75}}\right)$.

Das Verhältnis soll die Zunahme der Zirkulation bei einer Verringerung der Pfeilung verdeutlichen. Die eben genannten Quotienten besitzen in den jeweiligen Ebenen einen sehr ähnlichen Wert, weshalb folgender Zusammenhang zwischen den Zirkulationen bei einer Änderung des Pfeilungswinkels nahe liegt:

$$(5) \quad \frac{\Gamma_\varphi}{\Gamma_{\varphi+\Delta\varphi}} = W(x) \cdot \frac{b_\varphi}{b_{\varphi+\Delta\varphi}} = W(x) \cdot \frac{\tan(90^\circ - \varphi)}{\tan(90^\circ - (\varphi + \Delta\varphi))}$$

mit $W(x)$ als Funktion der gemittelten Verhältnisse $\left(\frac{\Gamma_{55}}{b_{55}}\right) / \left(\frac{\Gamma_{65}}{b_{65}}\right)$ und $\left(\frac{\Gamma_{65}}{b_{65}}\right) / \left(\frac{\Gamma_{75}}{b_{75}}\right)$ in der jeweiligen y - z -Ebene. Dies bedeutet dass die Zunahme der Zirkulation bei abnehmender Pfeilung stets im Verhältnis zu den entsprechenden Spannweiten und dem Faktor $W(x)$ steht. Für die Ergebnisse der Simulationen gilt $\frac{\Gamma_{\varphi}}{\Gamma_{\varphi+\Delta\varphi}} > 1$ mit $\Delta\varphi > 0$.

Ausgehend vom Wirbelmittelpunkt erfolgt für $\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ eine Aufsummierung der Zirkulation entlang des Wirbelradius in y - z -Ebenen bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9\}$ (Bild 17 bis 19).

Bei $\varphi = 75^\circ$ (Bild 19) ist stets ein identischer Steigungsverlauf bis zum Peak erkennbar. Die Peaks ergeben sich aus der Zunahme der Zirkulation durch die positive Drehung des Primärwirbels und Teilen der Scherschicht und der anschließenden Zirkulationsabnahme bei größer werdendem Radius aufgrund der negativen Drehung des Sekundärwirbels und der Grenzschicht.

Bei $\varphi = 65^\circ$ (Bild 18) verläuft der Zirkulationsanstieg, wie auch bei $\varphi = 75^\circ$, in allen x/c_R -Ebenen sehr ähnlich. Es fällt hier lediglich die größere Zirkulationszunahme durch die Scherschicht und die geringere Zirkulationsabnahme durch den Sekundärwirbel zusammen, weshalb sich kein Peak, sondern nur ein nahezu linearer Anstieg ausbildet. Erst ab $x/c_R = 0,7$ liegen die Scherschicht, der Sekundärwirbel und der Primärwirbelmittelpunkt weit genug voneinander entfernt, um im Zirkulationsverlauf entlang des Radius sichtbar zu sein: Anstieg durch positive Drehung des Primärwirbels; Abnahme durch negative Drehung des Sekundärwirbels; Zunahme durch positive Drehung der Scherschicht.

Die Zirkulationsverteilung Γ im Fluid verschiebt sich bei $\varphi = 55^\circ$ mit zunehmendem x/c_R -Wert geringfügig zu größeren Radien hin (Bild 17). Ab $x/c_R = 0,7$ wird infolge der starken Expansion des platzenden Primärwirbels zwischen $x/c_R = 0,6$ und $x/c_R = 0,7$ die Zirkulationszunahme zu deutlich größeren Radien hin transportiert.

Bei intakten Wirbelstrukturen befindet sich für $\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ der Hauptanteil der Zirkulationsverteilung im Inneren des Wirbels.

5.2.4. Wirbelstrukturen bei $\varphi = 75^\circ$

Das Wirbelsystem bei $\varphi = 75^\circ$ unterscheidet sich in den Ergebnissen z. T. signifikant von denen bei $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$. Im vorderen Bereich der Wirbelentstehung ($0 < x/c_R < 0,2$) treten in der Scherschicht instationäre Strömungsinstabilitäten, sog. Kelvin-Helmholtz (K-H) Instabilitäten [12], auf, die zu einer Entwicklung von kleineren Wirbelstrukturen führen, welche sich um den Primärwirbel winden. Aufgrund dieser zusätzlichen Wirbel wird u. a. das y - z -Geschwindigkeitsfeld beeinflusst. Bild 21 stellt die Wirbelstrukturen in Form von ω_x -Isolinien in der y - z -Ebene bei $x = 0,1m$ dar. Neben dem Primärwirbel, in Richtung der Flügelwurzel, ist ein Wirbel mit positivem ω_x erkennbar, der sich bereits vom Hauptwirbel gelöst hat. Oberhalb des Primärwirbels ist ein weiterer Wirbel angedeutet. Dieser schließt zusammen mit dem Primärwirbel eine negativ drehende Struktur ein, die ihren Ursprung im Sekundärwirbel hat.

Bild 21 zeigt die Oberflächenstromlinien in Kombination mit zwei Isoflächen unterschiedlicher Drehung ω_x , um das

Verhalten des Fluides entlang des Flügels zu veranschaulichen. Die Strömung nahe der Oberfläche besitzt großflächig eine negative Drehung, die z. T. durch den Primärwirbel, aber hauptsächlich durch die Strömungsinstabilitäten mit positiver Drehung bzw. die kleineren Wirbelstrukturen, die sich in den ersten 20% der Flügellänge aus der Scherschicht und dem Primärwirbel lösen, induziert wird. Dies hat zur Folge, dass die eigentliche Anlegelinie des Primärwirbels ab $x/c_R = 0,2$ aufgrund der bereits anliegenden, negativ drehenden Grenzschicht nicht mehr erkennbar ist. Weitere K-H Instabilitäten der Scherschicht (bei $x/c_R \approx 0,5$), die aus dem instationären Verhalten der Strömung und/oder aus dem Gitterübergang resultieren, bewirken die o. g. Veränderungen der y - und z -Geschwindigkeitsfelder. Dadurch wird letztendlich ein größerer Wirbelkern Durchmesser errechnet, obwohl eigentlich keine bis kaum eine direkte Beeinflussung der Kerngeometrie stattfindet.

Für $\varphi = 75^\circ$ zeigt sich bei $x = 0,4m$ unterhalb des Sekundärwirbels ein weiterer Wirbel, der sog. Terziärwirbel, der dieselbe Drehrichtung wie der Primärwirbel aufweist (Bild 22). Der Terziärwirbel zeichnet sich, wie auch der Sekundär- und Primärwirbel, mit einer Separationslinie in den Oberflächenstromlinien ab. Aufgrund der Linienstrukturen auf der Oberfläche und der Drehung ω_x im Fluid kann die Entstehung des Terziärwirbels bei annähernd $x = 0,3m$ eingeordnet werden. Ab etwa $x = 0,44m$ verschwinden die charakteristischen Linien auf der Oberfläche und der Wirbel löst sich aufgrund der Netzvergrößerung wieder auf.

Weder bei $\varphi = 55^\circ$ noch bei $\varphi = 65^\circ$ sind ein Terziärwirbel oder K-H Instabilitäten im Strömungsfeld erkennbar.

5.2.5. Wirbelplätzen bei $\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$

Die Wirbelströmung über dem Deltaflügel wird ab einem bestimmten Anstellwinkel (abhängig von der Reynoldszahl und der Machzahl) aufgrund hoher Druckgradienten im Strömungsfeld des Wirbels instabil. Dadurch bricht die Wirbelkernstruktur durch kleinste Störungen zusammen und platzt auf. Da es sich bei $\varphi = 55^\circ$ um einen Deltaflügel mit niedriger Pfeilung (engl.: non-slender delta wing) handelt, ist das Bersten des Wirbels ein sich langsam entwickelnder Prozess, dessen exakter Beginn nicht konkret festgelegt werden kann.[10] Die Pfeilungen $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ zählen hingegen zu den schmalen Deltaflügeln (engl.: slender delta wing), bei denen das Aufplatzen des Wirbels ein abrupt eintretender Prozess mit einer augenblicklichen Expansion des Wirbelradius ist und die charakteristische Rückströmung kurz nach dem Wirbelplatzen auftritt. [8],[15]

Im Folgenden werden die Konfigurationen $\varphi = 55^\circ$ bei $\alpha = 12^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ bei $\alpha = 23^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ bei $\alpha = 40^\circ$ betrachtet. Die Drehung ω_x ist in Kombination mit der Isofläche $u_x = 0m/s$ zur räumlichen Veranschaulichung des Wirbels in einer waagrechten Ebene entlang des Wirbelmittelpunktes für die drei o. g. Konfigurationen visualisiert (Bild 23 bis 25). In allen geborstenen Wirbelströmungen entsteht ein Gebiet mit negativer Axialgeschwindigkeit, das sich in Abhängigkeit der Pfeilung direkt nach dem Aufplatzen ($\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$) oder erst deutlich später ($\varphi = 55^\circ$) ausbildet. Für $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$ ist eine starke Reduktion der Drehung ω_x im

Wirbelkern nach dem Aufplatzen des Wirbels im mittleren Flügelbereich erkennbar. Im Gegensatz dazu beginnt bei $\varphi = 55^\circ$ der Wirbel zwar im vorderen Drittel des Flügels aufzuplatzen, jedoch setzt sich dieser Prozess, begleitet von einer langsamen Abnahme der Drehung ω_x sowie einem allmählichen Anstieg des Wirbelradius, bis in die hintere Hälfte des Deltaflügels fort. Das Aufplatzen des Primärwirbels ereignet sich für $\varphi = 65^\circ$ im Bereich $0,60m < x < 0,64m$ und für $\varphi = 75^\circ$ zwischen $x = 0,47m$ und $x = 0,51m$. Bei $\varphi = 55^\circ$ ist, wie oben bereits erwähnt, eine genaue Lokalisierung nicht möglich, da es sich um einen kontinuierlichen Prozess handelt. Die ersten merklichen Änderungen in der Strömung sind zwischen $x = 0,14m$ und $x = 0,26m$ erkennbar.

Die Aufsummierung der positiven Zirkulation für 55-12, 65-23 und 75-40 in den y - z -Ebenen bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8\}$ entlang η veranschaulicht die Änderungen in der Zirkulationsverteilung vor und nach dem Aufplatzen des Wirbels (Bild 26). Aufgrund der Steigung der Zirkulationskurve und unter Berücksichtigung der Positionen der aufplatzenden Wirbel (s. o.) ergibt sich folgender Zusammenhang: Vor dem Bersten der Wirbelstrukturen ($x/c_R = 0,1$ für $\varphi = 55^\circ$; $x/c_R \leq 0,6$ für $\varphi = 65^\circ$; $x/c_R \leq 0,4$ für $\varphi = 75^\circ$) ist die Zirkulation hauptsächlich im Wirbel konzentriert. Die Zunahme der Zirkulation erfolgt innerhalb eines kleinen Intervalls von η . Sobald die Wirbelstrukturen aufgeplatzt sind ($x/c_R > 0,1$ für $\varphi = 55^\circ$; $x/c_R > 0,6$ für $\varphi = 65^\circ$; $x/c_R > 0,4$ für $\varphi = 75^\circ$), nimmt die Zirkulation im Bereich des aufgelösten Wirbels entlang von η deutlich langsamer zu und die Steigung der Zirkulationskurve verläuft nahezu linear.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Dieses Paper befasst sich mit der Untersuchung der Strömung um einen Deltaflügel bei unterschiedlichen Vorderkantenpfeilungen ($\varphi = 55^\circ$, $\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$) und Anstellwinkeln. Mittels der Validierungsstudie konnte gezeigt werden, dass die Simulationsergebnisse sehr gut mit den Windkanalversuchen übereinstimmen. Für die Validierung standen Versuchsergebnisse aus den Windkanälen ONERA und TUM zur Verfügung.

Im Allgemeinen wurde die Problematik der Wirbelberechnung vom LBM Solver der Software *PowerFLOW* für die betrachteten Konfigurationen sehr gut aufgelöst. Die Unterschiede zwischen den Windkanalexperimenten und den Simulationen sind gering. Die Strömungslösungen von *PowerFLOW* in der Validierungsstudie sind in ihrer Genauigkeit bzgl. Simulation und experimentellem Versuch mit denen der Navier-Stokes Solver [1] bei ähnlichen Strömungsbedingungen vergleichbar.

Die Resultate der Simulationen zeigen, dass sich bei zunehmender Pfeilung und gleichem Auftriebsbeiwert der Widerstandsbeiwert erhöht, der Nickmomentenbeiwert sich aber deutlich verringert.

Eine Variation des Pfeilungswinkels bewirkt sichtbare Änderungen der Wirbelstrukturen über dem Flügel. Durch die Zunahme der Pfeilung verschiebt sich das Wirbelzentrum des voll ausgebildeten Primärwirbels im ersten Drittel des Flügels hin zu größeren η -Werten. Entlang des restlichen Flügels ist bei intakter Wirbelstruktur keine Auswirkung auf die Position der Mittelpunkte erkennbar. Mit steigender Pfeilung nimmt der durchschnittliche

Wirbelkernradius bezogen auf die Halbspannweite zu und die Zirkulationsverteilung in den Ebenen senkrecht zur Flügellängsachse ab. Hierbei liegt eine direkte Proportionalität zwischen der Zirkulation und der Flügelspannweite vor. Der Hauptanteil der Zirkulation befindet sich innerhalb des Wirbelkernradius. Bei einer aufgeplatzten Wirbelstruktur verschiebt sich die Zirkulation hin zu größeren Radien des fiktiven ursprünglichen Wirbelzentrums. Bei Deltaflügeln mit sehr hohen Pfeilungen (z. B. $\varphi = 75^\circ$) treten aufgrund der instationären Strömung in der Scherschicht Kelvin-Helmholtz Instabilitäten auf, infolge derer sich in den ersten 20% des Flügels aus dem Primärwirbel und der Scherschicht kleinere, positiv drehende Wirbelstrukturen lösen. Diese Instabilitäten treten bei $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$ nicht auf. Nur bei der 75° -Konfiguration bildet sich zusätzlich zum Primär- und Sekundärwirbel im mittleren Bereich des Flügels ein Terziärwirbel aus. Dieser ist anhand einer zusätzlichen Separationslinie in den Oberflächenstromlinien sichtbar. Trotz einiger Unterschiede im Strömungsfeld verläuft die Anlegelinie des Primärwirbels – bezogen auf eine normierte Flügelfläche – für $\varphi = 55^\circ$ und $\varphi = 65^\circ$ sehr ähnlich, während sie für $\varphi = 75^\circ$ scheinbar näher an der Flügelwurzel liegt. Die infolge der Instabilitäten der Scherschicht und den daraus entstehenden Wirbeln induzierte negativ drehende Grenzschicht liegt bei kleineren η -Werten als die eigentliche Primärwirbelströmung an und überdeckt diese. Der Verlauf der Separationslinie des Sekundärwirbels ist wiederum bei allen Strömungen nahezu gleich.

Auch bei aufplatzenden Wirbelstrukturen zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit vom Pfeilungswinkel. Bei steigender Flügelpfeilung nimmt der Anstellwinkel, bei dem sich das Wirbelaufplatzen ereignet, zu. Bei schmalen Deltaflügeln ($\varphi = 65^\circ$ und $\varphi = 75^\circ$) ist der Unterschied in der allgemeinen Wirbelstruktur relativ gering: Nach dem Aufplatzen des Wirbels erfolgt eine sofortige Expansion des Wirbelradius mit anschließender Bildung von negativen axialen Geschwindigkeitsbereichen. Im Gegensatz dazu beginnt der Wirbel für nicht-schmale Deltaflügel ($\varphi = 55^\circ$) bereits sehr früh über dem Flügel aufzuplatzen. Dieser Prozess zieht sich bis in die hintere Hälfte des Deltaflügels hin, in der sich der Radius letztendlich stark vergrößert. Die Rückströmungen im aufgeplatzten Wirbel entwickeln sich hierbei deutlich nach dem Beginn des Wirbelaufplatzens.

Sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Pfeilungswinkeln zeigt sich, dass die Zunahme der Zirkulation für noch intakte Wirbelstrukturen innerhalb eines kleinen Intervalls entlang der Halbspannweite erfolgt, während nach dem Wirbelaufplatzen die Zunahme entlang η langsamer und nahezu linear verläuft und sich über einen deutlich größeren Bereich aufteilt.

Im weiteren Verlauf des Projektes "*DWLBM*" wird, aufbauend auf den bisherigen Ergebnissen, die Strömung um Deltaflügelkonfigurationen bei niedrigen Reynoldszahlen simuliert. Anschließend daran werden die Ergebnisse mit Experimenten validiert, die im Windkanal der Technischen Hochschule Ingolstadt durchgeführt werden.

7. LITERATUR

- [1] "Understanding and Modeling Vortical Flows to Improve the Technology Readiness Level for Military Aircraft", NATO Research and Technology Organisation, RTO-TR-AVT-113 AC/323 (AVT-113) TP/246, 2009.
- [2] G. Drougge, "The international vortex flow experiment for computer code validation," in ICAS-Proceedings, Jerusalem, vol. 1, 1988, pp. XXXV–XLI.
- [3] A. Elsenaar, et al., "The international vortex flow experiment," in AGARD-CP 437, vol. 1, 1988, pp. 9-1–9-23.
- [4] H. W. M. Hoesjmakers, "Modelling and numerical simulation of vortex flow in aerodynamics," in AGARD-CP 494, 1991, pp. 1-1–1-46.
- [5] B. Wagner, et al., "Status of CFD validation on the vortex flow experiment", in AGARD-CP 437, vol. 1, 1988, pp. 10-1–10-10.
- [6] J. Chu, und J. M. Luckring, Experimental Surface Pressure Data Obtained on 65° Delta Wing Across Reynolds Number and Mach Number Ranges, NASA TM 4645, 1996.
- [7] D. Hummel, "Review of the Second International Vortex Flow Experiment (VFE-2)," 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 2008-377, January 2008.
- [8] C. Breitsamter "Unsteady flow phenomena associated with leading-edge vortices," in Progress in Aerospace Sciences, Vol. 44 (2008), pp. 48–65.
- [9] F. N. Coton, et al., "Experimental investigations on the VFE-2 configuration at Glasgow University, United Kingdom," in RTO-TR-AVT-113 AC/323(AVT-113)TP/246, 2009, pp. 22-1–22-18.
- [10] R. E. Gordnier und M. R. Visbal, "Compact Difference Scheme applied to the Simulation of a Low Sweep Delta Wing Flow," AIAA Journal, Vol. 43, No. 8 (2005), pp. 1744-1752.
- [11] N. G. Verhaagen und M. Elsayed, "Effects of Leading-Edge Shape on the Flow over 50° Delta Wings," 26th AIAA Applied Aerodynamics Conference 2008-7330, August 2008.
- [12] I. Gursul, "Review of Unsteady Vortex Flow over Slender Delta Wings," Journal of Aircraft, Vol. 42, No. 2 (2005), pp. 299-319.
- [13] S. Chen und G. D. Doolen, " Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 30 (1998), pp. 329-364.
- [14] E. Fabiano, E. Fares, und S. Nölting, "Unsteady Flow Simulation of High-Lift stall Hysteresis using a Lattice Boltzmann Approach," 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference 2012-2922, June 2012.
- [15] A. Furman, und C. Breitsamter, „Experimental investigations on the VFE-2 configuration at TU Munich, Germany,“ in RTO-TR-AVT-113 AC/323(AVT-113)TP/246, 2009, pp. 21-1–21-52 .
- [16] O. Rodriguez, "Experimental investigations on the VFE-2 configuration at Onera, France," in RTO-TR-AVT-113 AC/323(AVT-113)TP/246, 2009, pp. 20-1–20-26 .
- [17] D. Hummel und G. Redeker, "A New Vortex Flow Experiment for Computer Code Validation," RTO AVT Symposium Vortex Flow and High Angle of Attack Aerodynamics, Loen, Norway, 7-11 May 2001, Meeting Proceedings RTO-MP-069 (I), SYA 8-1 to 8-31, 2003.

8. ABBILDUNGEN

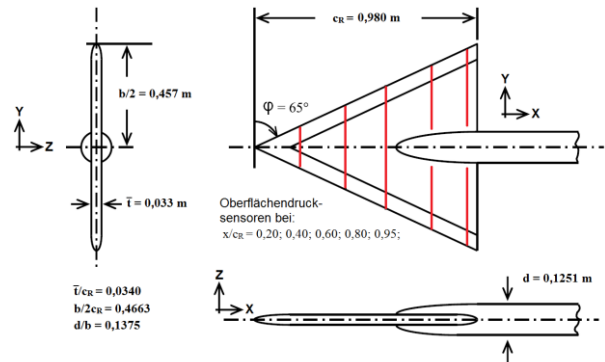


BILD 1. VFE-2 Deltaflügelgeometrie (gemäß [17])

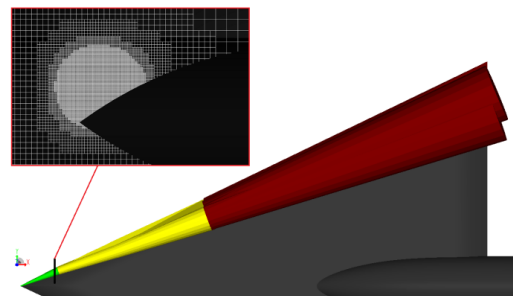


BILD 2. Gitterstruktur zur Auflösung des Wirbelsystems über dem Flügel

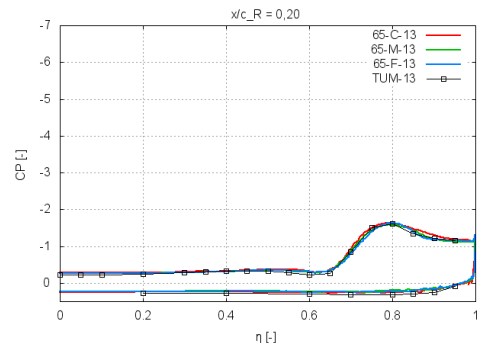


BILD 3. Oberflächendruckbeiwerte für Simulation und Experiment entlang der dimensionslosen, lokalen Halbspannweite η bei $x/c_R = 0,2$

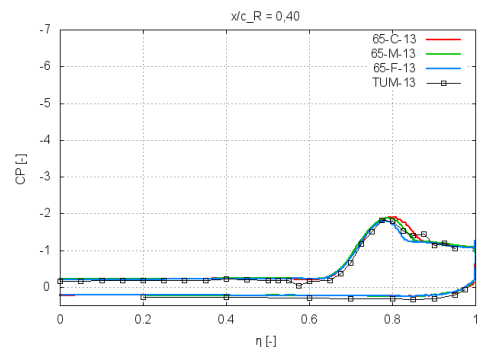


BILD 4. Oberflächendruckbeiwerte für Simulation und Experiment entlang der dimensionslosen, lokalen Halbspannweite η bei $x/c_R = 0,4$

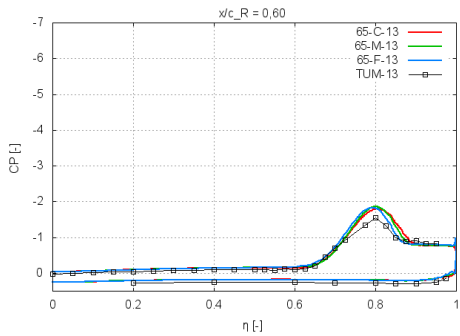


BILD 5. Oberflächendruckbeiwerte für Simulation und Experiment entlang der dimensionslosen, lokalen Halbspannweite η bei $x/c_R = 0,6$

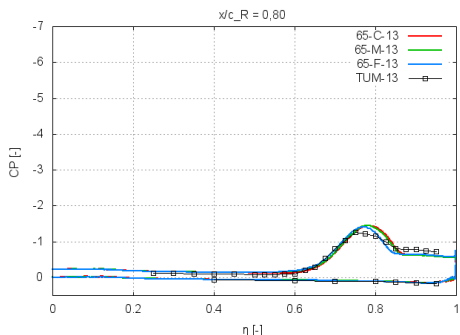


BILD 6. Oberflächendruckbeiwerte für Simulation und Experiment entlang der dimensionslosen, lokalen Halbspannweite η bei $x/c_R = 0,8$

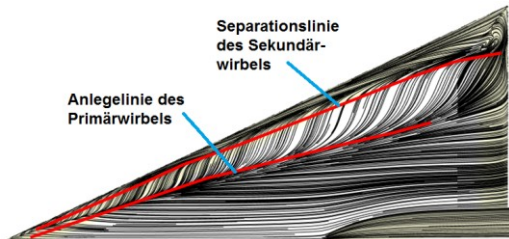


BILD 7. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 65-C-13

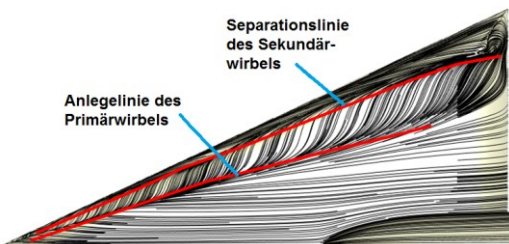


BILD 8. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 65-M-13

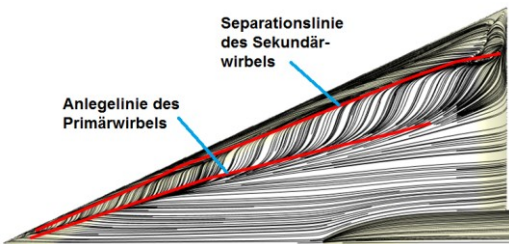


BILD 9. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 65-F-13

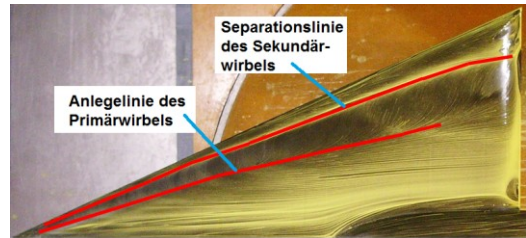


BILD 10. Darstellung der Oberflächenstromlinien für das Windkanalexperiment für $\alpha = 13^\circ$ und einer scharfen Vorderkante [15]

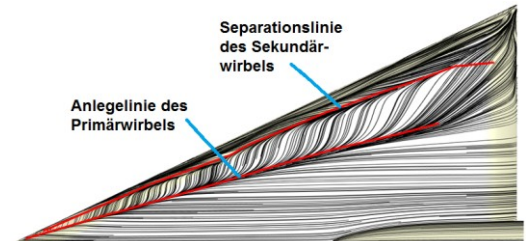


BILD 11. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 55-12 mit roten Vergleichslinien entsprechend der Anlege- und Separationslinie des Primärwirbels von 65-13

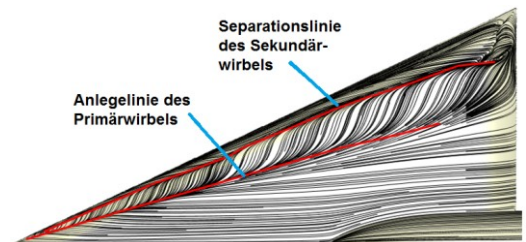


BILD 12. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 65-13 mit roten Vergleichslinien entsprechend der Anlege- und Separationslinie des Primärwirbels von 65-13

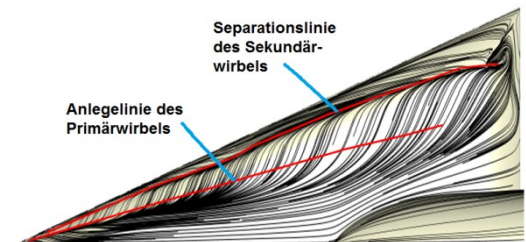


BILD 13. Darstellung der Oberflächenstromlinien für 75-16 mit roten Vergleichslinien entsprechend der Anlege- und Separationslinie des Primärwirbels von 65-13

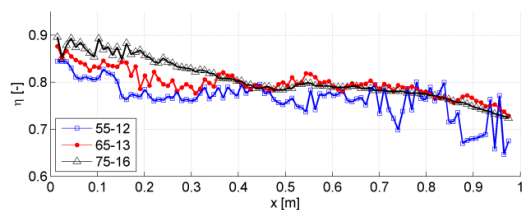


BILD 14. Lage der Wirbelmittelpunkte für 55-12, 65-13 und 75-16 in der x - η -Ebene

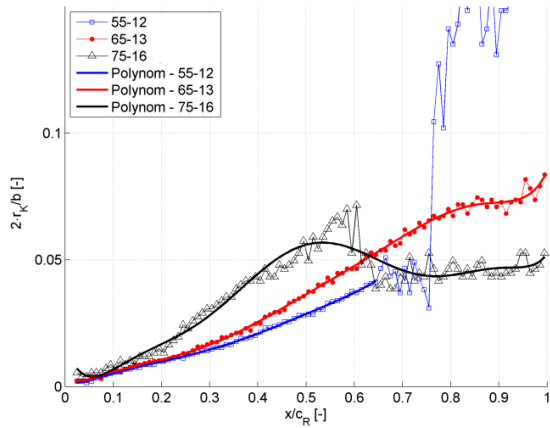


BILD 15. Dimensionsloser Wirbelkernradius für 55-12, 65-13 und 75-16 aufgetragen über x/c_R

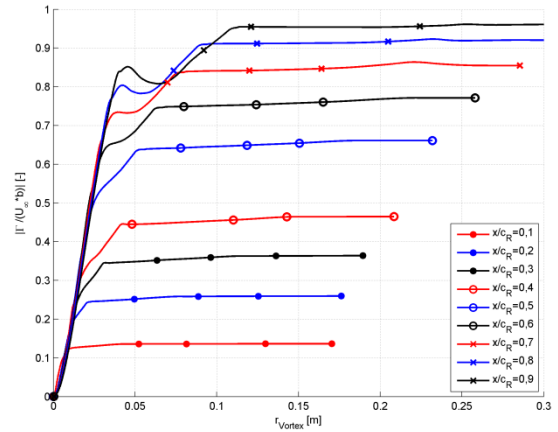


BILD 18. Aufsummierung der dimensionslosen Zirkulationsverteilung über den Radius bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9\}$ ausgehend vom ermittelten Wirbelmittelpunkt für 65-13

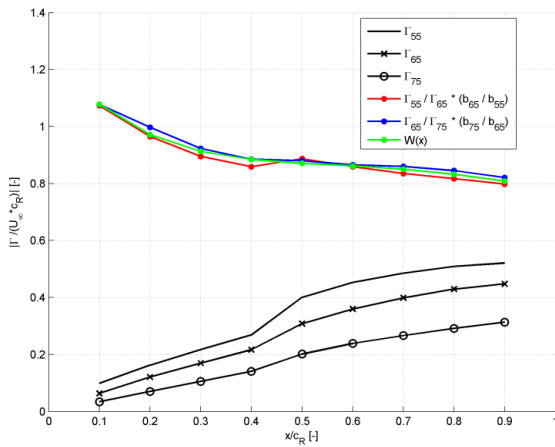


BILD 16. Darstellung der über η aufsummierten Zirkulation für 55-12, 65-13 und 75-16 und der Verhältnisse $(\Gamma_{55}/b_{55})/(\Gamma_{65}/b_{65})$ und $(\Gamma_{65}/b_{65})/(\Gamma_{75}/b_{75})$ entlang der x -Achse

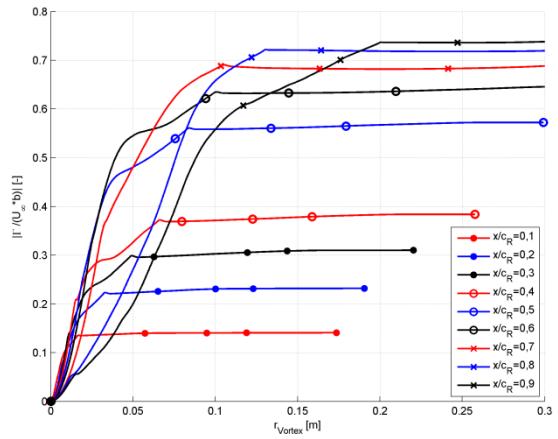


BILD 19. Aufsummierung der dimensionslosen Zirkulationsverteilung über den Radius bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9\}$ ausgehend vom ermittelten Wirbelmittelpunkt für 55-12

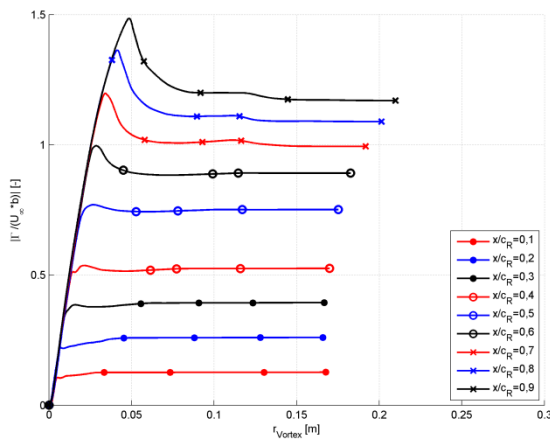


BILD 17. Aufsummierung der dimensionslosen Zirkulationsverteilung über den Radius bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9\}$ ausgehend vom ermittelten Wirbelmittelpunkt für 75-16

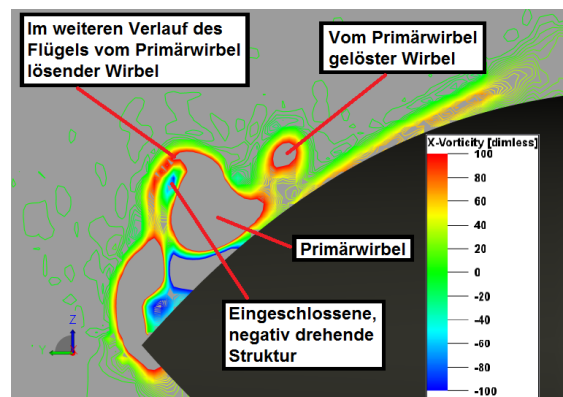


BILD 20. Darstellung der Drehung in der y - z -Ebene bei $x = 0,1m$

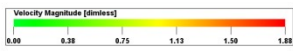


BILD 21. Darstellung der Oberflächenstromlinien in Kombination mit zwei Isoflächen [$\omega_x = 40$ (inkl. der dimensionslosen Gesamtgeschwindigkeit entlang der Oberfläche) und mit $\omega_x = -5$ (in blau)] für 75-16

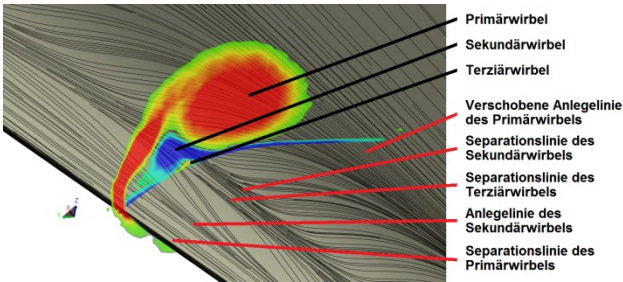


BILD 22. Darstellung des Primär-, Sekundär- und Terziärwirbels mittels der Drehung ω_x bei $x = 0,4m$ mit den Anlege- und Separationslinien des Terziärwirbels für 75-16

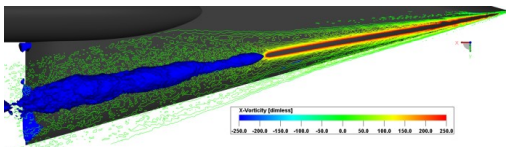


BILD 23. Darstellung der Drehung ω_x in der Ebene entlang des Wirbelmittelpunktes mit $u_x = 0m/s$ als blaue Isofläche für 75-16

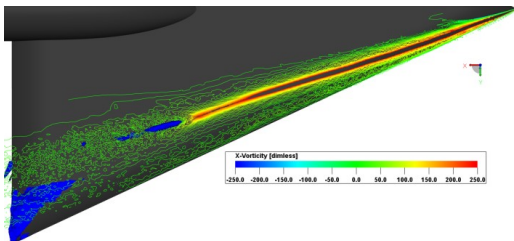


BILD 24. Darstellung der Drehung ω_x in der Ebene entlang des Wirbelmittelpunktes mit $u_x = 0m/s$ als blaue Isofläche für 65-13

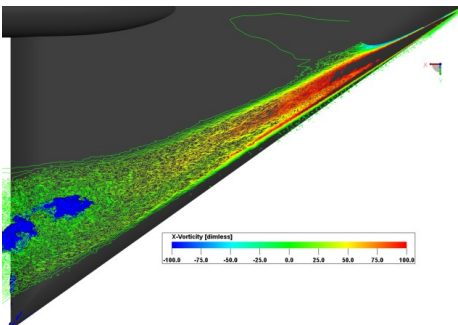


BILD 25. Darstellung der Drehung ω_x in der Ebene entlang des Wirbelmittelpunktes mit $u_x = 0m/s$ als blaue Isofläche für 55-12

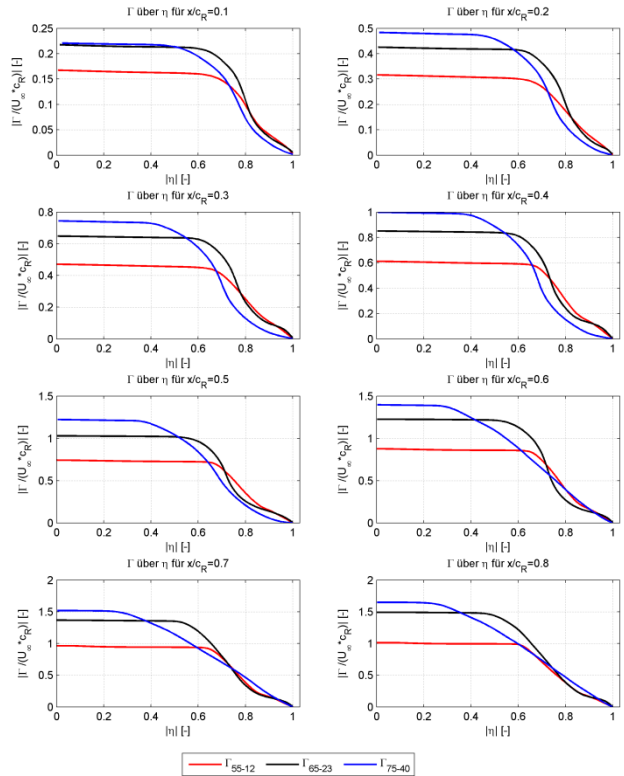


BILD 26. Darstellung der positiven Zirkulationsverteilung Γ in den y - z -Ebenen bei $x/c_R = \{0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8\}$ entlang der Halbspannweite η für 55-12, 65-23 und 75-40

9. TABELLEN

Setup	# Gitterpunkte [10 ⁶]	Kleinste Zellengröße [mm]	# CPUh [10 ³]
65-C-13	17,4	0,2066	11,2
65-M-13	27,9	0,1722	19,2
65-F-13	52,4	0,1377	32,1

TAB 1. Konfigurationen (Halbmodelle) der Validierungsstudie

Setup	c_A	c_W	c_{my}
Windkanalexperiment	0,56	0,12	0,075
65-C-13	0,534	0,114	0,0750
65-M-13	0,534	0,114	0,0771
65-F-13	0,534	0,114	0,0773

TAB 2. Kräfte- und Momentenbeiwerte für Simulation und Experiment

Setup	c_A	c_W	c_{my}
55-12	0,531	0,103	0,124
65-13	0,534	0,115	0,0771
75-16	0,530	0,148	0,0539

TAB 3. Kräfte- und Momentenbeiwerte für die Simulationen mit den Pfeilungswinkeln $\varphi = 55^\circ$ ($\alpha = 12^\circ$), $\varphi = 65^\circ$ ($\alpha = 13^\circ$) und $\varphi = 75^\circ$ ($\alpha = 16^\circ$)