

# MODELLIERUNG ABGELÖSTER PROFILSTRÖMUNG UND UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES AUF DAS HÖHENLEITWERK

K. Lofffield, R. Luckner

Technische Universität Berlin, Institut für Luft- und Raumfahrt, Marchstr. 12, 10587  
 Berlin, Deutschland

## Zusammenfassung

In konventionellen Echtzeit-Flugsimulationen werden in der Regel einfache Annahmen für die Bestimmung aerodynamischer Kräfte und Momente getroffen. So werden statt aus einer detaillierten Druckverteilung über dem Flügel häufig diskrete resultierende Kräfte und Momente aus aerodynamischen Beiwerten berechnet, die aus Windkanalversuchen stammen und in Tabellen abgelegt sind. Dies hat den Vorteil, dass die Rechenzeit für die Simulation erheblich reduziert wird. Ein Nachteil ist, dass lokale und zum Teil instationäre Effekte nicht abgebildet werden können. Ein solcher Effekt ist die Strömungsablösung am Flügel und der Einfluss der abgelösten Strömung auf die Wirksamkeit von Höhenleitwerk und Höhenruder.

Solche instationären Strömungen lassen sich mit den Navier-Stokes-Gleichungen modellieren. Da bis heute keine vollständige analytische Lösung dieser partiellen Differentialgleichungen bekannt ist, werden sie numerisch gelöst. Dies geschieht zum Beispiel mittels der Direkten Numerischen Simulation (DNS) oder mit Hilfe von Turbulenzmodellen, wie den Reynolds-Gleichungen und der Large Eddy Simulation. Da der Aufwand für die Berechnung von Lösungen mit den angegebenen Modellen sehr hoch ist, können sie nicht für flugmechanische Simulationen genutzt werden, die echtzeitfähig sein sollen.

In diesem Beitrag wird ein einfaches Modell vorgestellt, das den Einfluss der abgelösten Strömung eines Flügels auf die Wirksamkeit von Höhenleitwerk und Höhenruder an zweidimensionalen Profilen nachbildet. Dafür wird ein instationäres auf potentialtheoretischen Panel-Methoden basierendes Verfahren aufgebaut, welches die Strömungsablösung am Flügel modelliert. Teil dieses Modells sind abgehende Potentialwirbel, deren Zirkulation entsprechend der Helmholtz'schen Wirbelsätze berechnet wird. Die abgehenden Wirbel beeinflussen die Druckverteilung und damit die Kräfte und Momente am Höhenleitwerk. Im Rahmen einer vereinfachten flugmechanischen Simulation wird dieser Einfluss auf die Flugzeug-Längsbewegung beim Übergang in den Zustand abgelöster Strömung untersucht.

## Nomenklatur

Symbole					
$A$	Auftrieb	[N]	$\bar{q}$	Staudruck	[Pa]
$C_a$	Profil-Auftriebsbeiwert	[-]	$q$	Nickgeschwindigkeit	[rad/s]
$C_A$	Flügel-Auftriebsbeiwert	[-]	$r$	Abstand	[m]
$C_p$	Druckbeiwert	[-]	$W$	Widerstand	[N]
$C_w$	Profil-Widerstandsbeiwert	[-]	$x$	Koordinate	[m]
$C_W$	Flügel-Widerstandsbeiwert	[-]	$z$	Koordinate	[m]
$E$	Gleitzahl	[-]	$\alpha$	Anstellwinkel	[rad]
$F$	Schub	[N]	$\Gamma$	Zirkulation	[m <sup>2</sup> /s]
$F$	Kraft	[N]	$\gamma$	Zirkulationsdichte	[m/s]
$G$	Gewicht	[N]	$\gamma$	Bahnneigungswinkel	[rad]
$H$	Höhe	[m]	$\Theta$	Längslagewinkel	[rad]
$L$	Anzahl Wirbel	[-]	$\theta$	Winkel auf Panel	[rad]
$l_\mu$	Bezugsflügeltiefe	[m]	<b>Indizes</b>		
$M$	Anzahl Wirbel	[-]	0	globales Koordinatensystem	
$M$	Nickmoment	[Nm]	$a$	aerodynamisches Koordinatensystem	
$\underline{n}$	Normalenvektor	[-]	$f$	flugzeugfestes Koordinatensystem	
$N$	Anzahl Panel	[-]	$g$	geodätisches Koordinatensystem	
$P$	Punkt	[-]			

## 1 EINLEITUNG

Strömungsablösung und daraus resultierende Flugzustände sind bis heute sowohl bei Flugzeugen der Allgemeinen Luftfahrt, als auch bei Verkehrsflugzeugen Ursache zahlreicher Flugzeugabstürze. Als Folge des Unfalls einer Bombardier DHC-8-400 der Fluglinie Colgan Air, begann die FAA ihre Regeln für Pilotentrainings zu aktualisieren [3]. In den neuen Regelungen werden Flugsimulatoren mit größeren Flugenveloppen sowie die Durchführung von „stall-recovery“ Trainings gefordert. Die Änderung ist dargestellt im FAR Part 121.415 und tritt im Jahr 2019 in Kraft [1]. Für die Einhaltung und Durchführung der Regelungen sind neue flugmechanische und aerodynamische Modelle notwendig, welche die genannten Forderungen umsetzen.

Das Problem der Strömungsablösung wird seit langer Zeit adressiert. Obwohl die Strömungsablösung in Fluiden aufgrund von Reibung und Viskosität auftritt [4], wurden vor allem zwischen 1970 und 1990 potentialtheoretische Ansätze verwendet, um Strömungsablösung zu modellieren (z.B. [5] oder [8]). In diesen Ansätzen werden die durch Ablösung resultierenden Strömungen mit Wirbel-Modellen realisiert. In [9] aus dem Jahr 1988 gibt Sarpkaya einen detaillierten Überblick über diese Wirbel-Modelle und wie sich damit Strömungen darstellen lassen.

Mit zunehmender Rechnerleistung wurde es möglich die Navier-Stokes-Gleichungen in akzeptablen Zeiträumen numerisch zu lösen. Dies geschieht entweder mit Turbulenzmodellen, wie den Reynolds-Gleichungen und der Large Eddy Simulation, oder durch die Direkte Numerische Simulation (DNS). Trotz den heute verfügbaren hohen Rechnerleistungen, ist die numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen noch weit davon entfernt für flugmechanische Simulationen in Echtzeit genutzt werden zu können. In [7] geht Salas davon aus, dass nach Moores Gesetz im Jahr 2028 Echtzeitsimulationen von Aerodynamik für Flugsimulationen möglich sein werden. Im Projekt MoSS (Modeling of Flow Separation for real-time Simulation) soll ein aerodynamisches Modell am Fachgebiet für Flugmechanik, Flugregelung und Aeroelastizität der Technischen Universität Berlin entwickelt werden, welches in Echtzeit Strömungsablösung für die Flugsimulation berechnen kann. Der Ansatz für dieses Vorhaben ist ein potentialtheoretischer Löser in Kombination mit einem empirischen Modell für die Strömungsablösung und einem Wirbelmodell für die stromabgewandte Strömung. Dieser Ansatz wird im Folgenden vorgestellt.

## 2 MODELLIERUNG

Die Simulation der Fluidbewegung erfolgt mit Hilfe von zweidimensionalen potentialtheoretischen Gleichungen. Durch die Reduzierung der Aerodynamik auf zwei Dimensionen, wird der Einfluss der Randwirbel auf die Strömung nicht berücksichtigt. In diesem Abschnitt wird die Modellierung am Beispiel des Flügelprofils behandelt. Die Modellierung und Einbindung des Höhenleitwerk-Profiles erfolgt analog dazu.

Für die Beschreibung der Bewegung eines Fluids mit potentialtheoretischen Gleichungen wird angenommen,

dass das Fluid reibungsfrei, inkompressibel und rotationsfrei ist. Dadurch existiert ein Geschwindigkeitspotential, sodass sich die Kontinuitätsgleichung zu

$$(1) \quad \nabla^2 \Phi = 0$$

vereinfacht. Die Annahmen führen in der Regel dazu, dass ein Profil, dessen Umströmung mit potentialtheoretischen Gleichungen beschrieben wird, keinen Auftrieb erzeugt. Erst die Einführung der Kutta'schen Abflussbedingung, welche besagt, dass die Strömung parallel zur Hinterkante abströmt, führt dazu, dass in der Modellierung Auftrieb erzeugt wird. In diesem Abschnitt wird ein Modell vorgestellt, welches neben der Kutta'schen Abflussbedingung eine zweite Bedingung für die Ablösung der Strömung einführt. Da die Strömungsablösung ein höchst instationärer Vorgang ist, ist die Modellierung ebenfalls instationär. Dafür wird der Nachlauf eines Profils mit abgehenden Wirbeln modelliert. Im Folgenden werden die Modellierung der Profilloberfläche und der abgehenden Wirbel vorgestellt. Anschließend wird gezeigt, wie mit diesen Komponenten ein Gleichungssystem für die Simulation erstellt wird. Mit den entstehenden Geschwindigkeitsfeldern lassen sich die Druckverteilungen auf den Profilen berechnen. Die daraus resultierenden Kräfte werden an ein zweidimensionales flugmechanisches Simulationsmodell übergeben, welches damit die Bewegung in der Flugzeuglängsbewegung modelliert.

### 2.1 Linear variierendes Wirbel-Panel

Für die Modellierung der Oberfläche einzelner Profile werden linear variierende Wirbel-Panels genutzt. Das Panel besitzt eine lineare variierende Zirkulationsdichte  $\gamma(x)$  abhängig von der lokalen  $x$ -Position mit den Zirkulationsdichten  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  an den Panelenden. Bild 1 zeigt ein solches Panel mit dem zugehörigen Panel-Koordinatensystem (Index  $p$ ). Ein Punkt  $P$ , an dem Geschwindigkeiten durch das Panel induziert werden, hat zu den Endpunkten des Panels je einen Abstand  $r$  und einen Winkel  $\theta$ . Der Ursprung des Panel-Koordinatensystems liegt in dem Anfangspunkt des Panels. Die  $x_p$ -Koordinate zeigt in Richtung des Panels, die  $z_p$ -Koordinate zeigt senkrecht dazu.

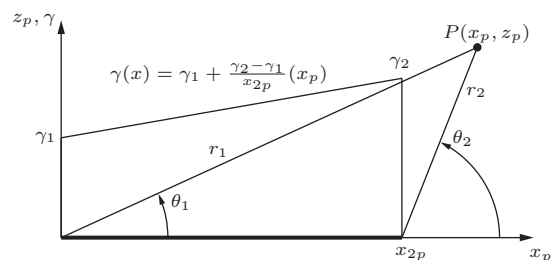


BILD 1: Linear variierendes Wirbel-Panel

Die von einem Wirbel-Panel induzierte Geschwindigkeit an einem Punkt  $P$  lautet im Panel-Koordinatensystem

nach [6, S. 564] mit den Größen aus Bild 1:

$$(2) \quad u = \gamma_1 \left( \frac{-1}{2\pi x_{2p}} \right) \left( z_p \ln \frac{r_2}{r_1} \right) x_p (\theta_2 - \theta_1) - x_2 (\theta_2 - \theta_1) + \gamma_2 \frac{\left( z_p \ln \frac{r_2}{r_1} + x_p (\theta_2 - \theta_1) \right)}{2\pi x_{2p}}$$

$$(3) \quad w = \gamma_1 \left( \frac{-1}{2\pi x_{2p}} \right) (x_{2p} - z_p (\theta_2 - \theta_1)) - x_p \ln \frac{r_1}{r_2} \left( \frac{1}{2\pi x_{2p}} \right) + \gamma_2 \left( (x_{2p} - z (\theta_2 - \theta_1)) - x_p \ln \frac{r_1}{r_2} \frac{1}{2\pi x_{2p}} \right).$$

Die durch ein solches Panel in einer Strömung induzierte Zirkulation  $\Gamma$  beträgt

$$(4) \quad \Gamma = \int_0^{x_{2p}} \gamma(x) dx = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} l$$

mit der Panellänge  $l$ .

## 2.2 Abgehende Potentialwirbel

Der Nachlauf des Profils wird mit abgehenden Potentialwirbeln modelliert. Die Gleichung für die Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten lauten nach [6, S. 60] in kartesischen Koordinaten:

$$(5) \quad u = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{z - z_0}{r^2}$$

$$(6) \quad w = -\frac{\Gamma}{2\pi} \frac{x - x_0}{r^2}.$$

Dabei sind  $x_0$  und  $z_0$  die Koordinaten des Wirbelzentrums,  $x$  und  $z$  die Koordinaten des Punktes  $P$ , an dem die Geschwindigkeit induziert wird,  $r$  der Abstand zwischen Wirbelzentrum und Punkt  $P$  und  $\Gamma$  die durch den Wirbel induzierte Zirkulation.

## 2.3 Unbekannte Größen

Für die Berechnung eines Geschwindigkeitsfelds für einen Zeitpunkt  $t_n$  ist es nötig die Werte aller Zirkulationsdichten der Panel  $\gamma$  und aller Zirkulationen der abgehenden Wirbel  $\Gamma$  zu kennen. In dem hier vorgestellten Modell bleibt die Zirkulation der im vorangegangenen Zeitschritt abgegangenen Wirbel konstant. Die unbekanntenen Größen pro Zeitschritt sind daher bei  $N$  Panels die  $N+1$  Zirkulationsdichten der linearen Wirbel-Panel ( $\gamma_1 \dots \gamma_{N+1}$ ), sowie die Zirkulation der zwei neu abgehenden Potentialwirbel  $\Gamma_{11}$  und  $\Gamma_{21}$ .

Bild 2 zeigt die Potentialgrößen der aerodynamischen Modellierung (Umgebungsgeschwindigkeit  $V_\infty$ , Zirkulationsdichten  $\gamma$  und Zirkulationen der Potentialwirbel  $\Gamma$ ). Da die Zirkulation der Wirbel des Nachlaufs und die Umgebungsgeschwindigkeit aus vorherigen Zeitschritten bekannt sind, sind sie grau dargestellt.

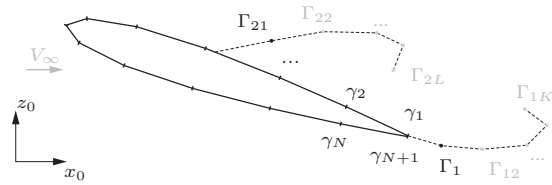


BILD 2: Potentialgrößen der aerodynamischen Modellierung

Insgesamt ergeben sich  $N+3$  Unbekannte. Es werden entsprechend  $N+3$  Gleichungen für die Bestimmung dieser Unbekannten benötigt.

## 2.4 Randbedingungen und Gleichungssystem

Zum Aufstellen dieser Gleichungen werden die folgenden Randbedingungen verwendet:

1. Die Strömung verläuft in der Mitte der Panels parallel zur Oberfläche des Profils:  $N$  Randbedingungen.
2. Die Strömung fließt senkrecht zur Hinterkante ab (Kutta'sche Abflussbedingung): eine Randbedingung.
3. Die Strömung fließt in einem vorgegebenen Winkel an der Ablöseposition: eine Randbedingung.
4. Die Zirkulation des Kontrollvolumens ist konstant (Kelvin'sches Theorem) [6, S. 390]: eine Randbedingung.

Für ein Geschwindigkeitspotential  $\Phi$  gilt an den Koordinaten  $x$  und  $z$ :

$$(7) \quad \nabla \Phi(x, z) = \underline{V}(x, z),$$

mit dem Vektor der Strömungsgeschwindigkeit  $\underline{V}$ . Für die Umsetzung der ersten drei Punkte lässt sich diese Beziehung zum Aufstellen der entsprechenden Gleichungen nutzen. Für die Strömung in eine bestimmte Richtung muss gelten, dass das Skalarprodukt der Geschwindigkeit mit der Normalenrichtung zur Strömung verschwindet:

$$(8) \quad \underline{n} \cdot \underline{V} = 0.$$

Die an einer bestimmten Position (Index  $l$ ) herrschende Geschwindigkeit setzt sich aus allen induzierten Geschwindigkeiten der existierenden Potentiale zusammen. Diese sind hier das Potential der freien Strömung  $\Phi_\infty$ , die Panel-Potentiale (Index  $P$ ), und die abgehenden Wirbel (Index  $W1$  und  $W2$ ). Es ergibt sich die folgende Gleichung:

$$(9) \quad \underline{n}_l \cdot \left( \sum_{k_P=1}^N \underline{V}_k + \sum_{k_{W1}=1}^K \underline{V}_k + \sum_{k_{W2}=1}^L \underline{V}_k + \underline{V}_\infty \right) = 0$$

mit  $l = 1 \dots N+2$ .

Für die Einhaltung der ersten Randbedingung der Aufzählung werden die Normalenvektoren der einzelnen Panels genutzt. Der Punkt, an dem die Bedingung aufgestellt wird (Kollokationspunkt), liegt in der Mitte des Panels. Der Punkt für die Kutta'sche Abflussbedingung (Punkt 2 der Aufzählung) liegt unmittelbar hinter der Hinterkante des Profils. Die Ablösebedingung (Punkt 3 der Aufzählung) ist abhängig vom Anstellwinkel  $\alpha$ . Für Beträge des Anstellwinkels kleiner  $\alpha = 9^\circ$  stimmt die Ablöseposition und -richtung mit der Kutta'schen Abflussbedingung überein. Für größer werdende Anstellwinkel verschiebt sich die Ablöseposition in Richtung Vorderkante und wird, angepasst an gemessene Daten, vorgegeben. Der Punkt, an dem diese Bedingung gilt, liegt oberhalb der Profiloberfläche. Die Richtung der Ablösung wird ebenfalls fest vorgegeben und wird so gewählt, dass eine hohe Übereinstimmung zwischen Messdaten und Simulationsdaten erreicht wird. Für die Einhaltung des Kelvin'schen Theorems muss die Zirkulation des Profils der Zirkulation des Nachlaufs entsprechen. Die Zirkulation des Profils erhält man, indem die Zirkulation der einzelnen Panels summiert werden (vgl. Gl. 4). Die Gesamtzirkulation aller Punktwirbel entspricht der Summe der einzelnen Zirkulationen. Die Gleichung lautet:

$$(10) \quad \sum_{k=1}^N \frac{\gamma_k + \gamma_{k+1}}{2} l_k + \sum_{k=1}^K \Gamma_{1k} + \sum_{k=1}^L \Gamma_{2k} = 0$$

mit den Zirkulationsdichten  $\gamma_k$ , der Panellänge  $l_k$  und den Zirkulationen der Potentialwirbel  $\Gamma_{1k}$  und  $\Gamma_{2k}$ . Abbildung 3 zeigt eine Übersicht über die Randbedingungen. Darin sind  $\underline{n}_1$  bis  $\underline{n}_N$  die Normalenvektoren der einzelnen Panel und  $\underline{n}_{W1}$  und  $\underline{n}_{W2}$  die Normalenvektoren für die Ablösebedingungen. Die Einhaltung des Kelvin'sches Theorems ist durch das Kontrollvolumen, in welchem die Zirkulation gleich Null ist dargestellt.

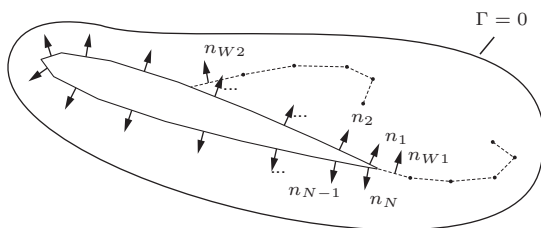


BILD 3: Randbedingungen für die aerodynamische Modellierung

Mit den Randbedingungen lässt sich ein lineares Gleichungssystem der Form

$$(11) \quad \underline{A} \underline{x} = \underline{b}$$

aufstellen. Darin sind die unbekanntenen Werte in dem Vektor  $\underline{x}$  enthalten:

$$(12) \quad \underline{x}^T = [\gamma_1 \quad \gamma_2 \quad \dots \quad \gamma_N \quad \Gamma_{W1} \quad \Gamma_{W2}] .$$

Die Einflüsse der Unbekannten auf die Randbedingungen stehen in der Matrix  $\underline{A}$ . Der Vektor  $\underline{b}$  enthält die Einflüsse der bekannten Größen (Umgebungsgeschwindigkeit und Potentialwirbel aus den vorangegangenen Zeitschritten) auf die Randbedingungen.

## 2.5 Berechnung von Druckverteilung und Kräften

Mit den durch Lösung des Gleichungssystems ermittelten neuen Werten  $\gamma_1 \dots \gamma_N, \Gamma_{11}$  und  $\Gamma_{21}$ , den bereits bekannten Werten der abgegangenen Wirbel  $\Gamma_{k_{W2}} \dots \Gamma_{W_{2K}}$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $V_\infty$  lässt sich die Geschwindigkeit an jedem Punkt in der  $x$ - $z$ -Ebene berechnen. Anhand dieser lässt sich mit

$$(13) \quad C_p(x, z) = 1 - \frac{V^2(x, z)}{V_\infty^2}$$

der lokale Druckbeiwert  $C_p$  bestimmen. Das geschieht bei anliegender Strömung für jedes Panel am Kollokationspunkt.

Da Gl. 13 nur für reibungsfreie Strömungen gilt, ergeben sich bei abgelöster Strömung damit im Totwasser des Profils stromab des Ablösepunktes falsche Werte. Hier wird davon ausgegangen, dass sich der Druck außerhalb des Totwassers auf dieses aufträgt. Die Geschwindigkeit für den Druckbeiwert wird entsprechend an einem Punkt unmittelbar außerhalb des Totwassers bestimmt.

Anhand der Druckbeiwerte lässt sich mit der Gleichung

$$(14) \quad p(x, z) = C_p(x, z) \cdot \frac{\rho}{2} V_\infty^2 + p_\infty$$

der lokale Druck berechnen. Mit den lokalen Drücken der einzelnen Panels  $p_k$  können die Profil-Kraftbeiwerte  $C_{x,0}$  und  $C_{z,0}$  im globalen Koordinatensystem (Index 0) berechnet werden. Dafür wird die Summe der Projektionen der jeweils wirkenden Kräfte in das globale Koordinatensystem auf den Staudruck  $\bar{q}$  und die Bezugsflügel-tiefe  $l_\mu$  bezogen

$$(15) \quad C_{x,0} = \frac{\sum_{k=1}^N l_{Pk} p_k \cos \varphi_k}{\bar{q} l_{\mu u}}$$

$$(16) \quad C_{z,0} = \frac{\sum_{k=1}^N l_{Pk} p_k \sin \varphi_k}{\bar{q} l_{\mu u}} .$$

Nach der Transformation in das aerodynamische Koordinatensystem erhält man den Auftriebs- und Widerstandsbeiwert  $C_a$  und  $C_w$  des Profils.

$$(17) \quad \begin{bmatrix} -C_w \\ -C_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{x,0} \\ C_{z,0} \end{bmatrix}$$

## 2.6 Zweidimensionales flugmechanisches Modell

Für die Simulation eines Fluges wurde ein einfaches flugmechanisches Modell erstellt. Das Flugzeug hat eine Masse  $m$  und ein Trägheitsmoment  $I_{yy}$  um die  $y$ -Achse. Für die Umrechnung der aerodynamischen Beiwerte in Kräfte, werden zudem eine Flügelfläche  $S$  und eine Leitwerksfläche  $S_H$  angenommen.

Es werden die Kraftgleichungen in  $x$ - und  $z$ -Richtung sowie die Momentengleichung um die  $y$ -Achse modelliert.

Die äußeren Kräfte sind das Gewicht  $G$ , die aerodynamischen Kräfte (Auftrieb  $A$  und Widerstand  $W$ ) und der Schub  $F$ .

$$(18) \quad m\dot{u}_{Kf} = \cos \sigma F - \cos \alpha W + \sin \alpha A - \sin \Theta G - q w_{Kf}$$

$$(19) \quad m\dot{w}_{Kf} = -\sin \sigma F - \sin \alpha W - \cos \alpha A + \cos \Theta G + q u_{Kf}$$

mit den Geschwindigkeiten  $u_{Kf}$  und  $w_{Kf}$ , dem Längslagewinkel  $\Theta$  und dem Schubeinstellungswinkel  $\sigma$ .

Da sich der Ursprung des Koordinatensystems im Schwerpunkt befindet und das Gewicht in diesem angreift, liefert es keinen Beitrag zur Momentengleichung. Es bleiben das aerodynamische Moment  $M^A$  und das durch den Schub  $F$  induzierte Moment.

$$(20) \quad I_{yy}\dot{q} = x_F \sin \sigma F + z_f \cos \sigma F + M^A$$

Durch die Integration dieser Gleichungen erhält man die Größen  $u_{Kf}, w_{Kf}$  und  $q$ , welche als Eingang in die aerodynamische Modellierung dienen. Zusätzliche Übergabeparameter sind der Anstellwinkel  $\alpha$  und der Einstellwinkel des Höhenleitwerks  $i_H$ .

Das Gesamtmodell ist in Abbildung 4 dargestellt.

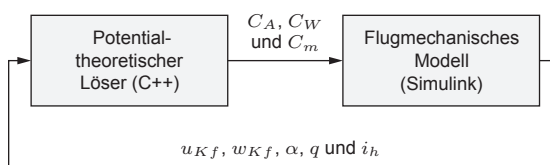


BILD 4: Übersicht über das aerodynamische und flugmechanische Modell

### 3 ERGEBNISSE

Zunächst wird gezeigt, wie die aerodynamischen Beiwerte mit der instationären aerodynamischen Simulation in Abhängigkeit des Anstellwinkels berechnet werden. Im Anschluss wird beispielhaft das aerodynamische Modell in eine Flugsimulation demonstriert.

#### 3.1 Instationäre Aerodynamische Simulation

Für die Bewertung der aerodynamischen Simulation wurden ein NACA-0012 Profil mit einer Geschwindigkeit von  $V_\infty = 40$  m/s bei Anstellwinkeln von  $\alpha = -2^\circ$  bis  $30^\circ$  angeströmt. Die Zeitschrittweite für die Simulation lag bei  $\Delta t = 0,5$  ms.

Bild 5 zeigt beispielhaft die Wirbelverteilung einer Simulation zum Zeitpunkt  $t$  für einen Anstellwinkel  $\alpha = 20^\circ$ .



BILD 5: Position von abgehenden Potentialwirbeln

Das entsprechende Geschwindigkeitsfeld ist in Bild 6 dargestellt.

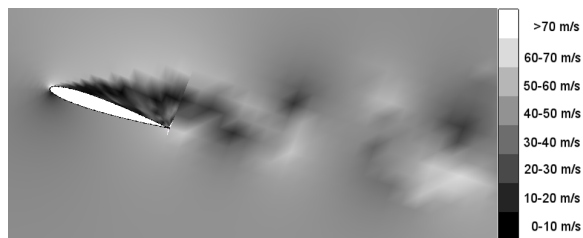


BILD 6: Durch Wirbel-Panel und Potentialwirbel induziertes Geschwindigkeitsfeld

Der Druckbeiwert, der für die Bestimmung der aerodynamischen Beiwerte benötigt wird, wurde über 300 Zeitschritte gemittelt. Bild 7 zeigt den gemittelten Druckbeiwert über das Profil für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 20^\circ$ .

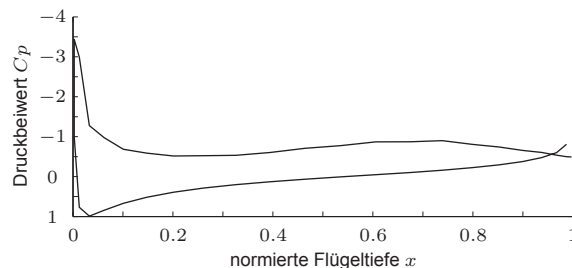


BILD 7: Druckbeiwert für abgelöste Strömung bei einem Anstellwinkel von  $20^\circ$

Die resultierenden Beiwertverläufe für den Anstellwinkelbereich von  $-2^\circ$  bis  $30^\circ$  sind in Bild 8 bis 10 gezeigt. Darin sind neben den simulierten Werten auch Werte aus Windkanalversuchen dargestellt. Diese stammen aus [2] und gelten für eine Reynoldszahl von  $Re = 1,8 \cdot 10^6$  und eine raue Flügelvorderkante.

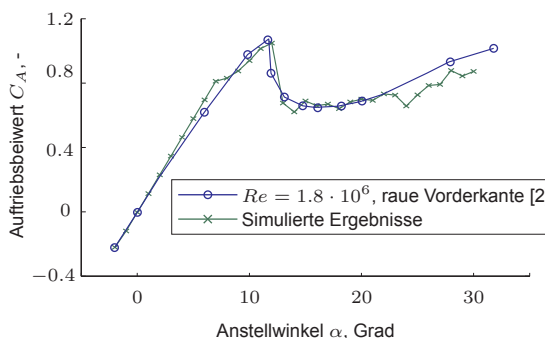


BILD 8: Modellierter Auftriebsbeiwert über Anstellwinkel, Vergleich mit Messung aus [2]

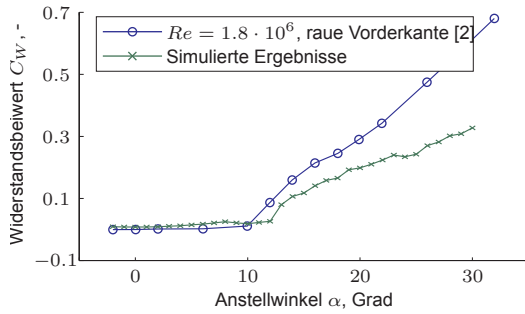


BILD 9: Modellierter Widerstandsbeiwert über Anstellwinkel, Vergleich mit Messung aus [2]

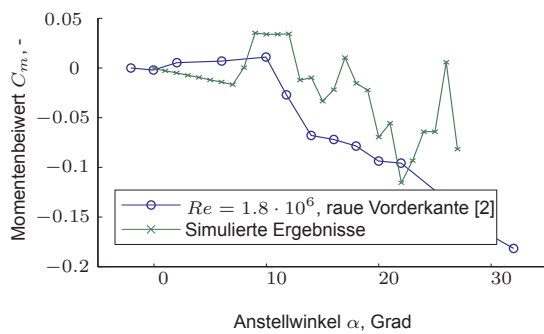


BILD 10: Modellierter Momentenbeiwert über Anstellwinkel, Vergleich mit Messung aus [2]

Man erkennt eine hohe Übereinstimmung des Auftriebsbeiwerts mit den gemessenen Werten. Diese ist darauf zurückzuführen, dass die Parameter der Ablösebedingung für eine Übereinstimmung mit der Auftriebspolare ausgelegt wurden. Der Trend des starken Widerstandsanstiegs bei Einsetzen der Strömungsablösung wird ebenfalls wiedergegeben, er wird allerdings leicht unterschätzt. Beim Momentenbeiwert ist die Übereinstimmung mit den Messergebnissen am geringsten. Im Bereich vor Einsetzen der Ablösung ( $\alpha < 9^\circ$ ) ist der Trend gegenläufig. Im Übergangsbereich zwischen anliegender Strömung und vollständig abgelöster Strömung ( $9^\circ < \alpha < 13^\circ$ ) ist der Trend richtig, allerdings überschätzt. Ab der Vorderkantenablösung ( $\alpha > 13^\circ$ ) wird der Trend richtig dargestellt, enthält jedoch große Ausreißer.

### 3.2 Flugmechanische Simulation

Für die Modellierung von Flügel- und Höhenleitwerkprofil wurde jeweils ein NACA-0012 Profil genutzt. Für die flugmechanische Modellierung wurden beispielhafte Daten für ein Leichtflugzeug mit rechteckigem Flügel und Höhenleitwerk angenommen (siehe Tabelle 1).

Größe	Wert
Masse $m$	1000 kg
Massenträgheitsmoment $I_{yy}$	1500 kg m <sup>2</sup>
Flügelfläche $S$	14 m <sup>2</sup>
HLW-Fläche $S_H$	2 m <sup>2</sup>
Flügeltiefe $l_\mu$	1, 2 m
HLW-Tiefe $l_{\mu,H}$	0, 5 m
Streckung Flügel $\Lambda_F$	10

TAB 1: Werte für die flugmechanische Modellierung

Die Konfiguration ist in Bild 11 dargestellt. Der Schwerpunkt ( $SP$ ) der Konfiguration liegt im Neutralpunkt ( $NP$ ) des Flügels und der Neutralpunkt des Höhenleitwerks liegt 2,325 m hinter und 0,75 m oberhalb der Schwerpunkts. Für die Steuerung der Längslage lässt sich das Höhenleitwerk um seinen  $l/4$ -Punkt rotieren.

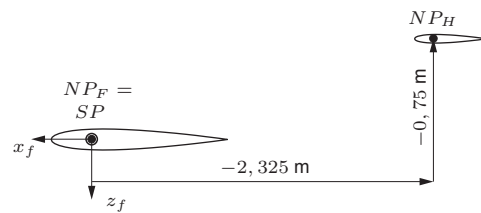


BILD 11: Konfiguration für die flugmechanische Simulation

Die flugmechanische Simulation rechnet mit einer Zeitschrittweite von  $\Delta t = 10$  ms. Die Daten der aerodynamischen Simulation werden mit einer Zeitschrittweite von  $\Delta t = 0,5$  ms berechnet. Es wird immer der aktuelle Wert an die flugmechanische Simulation übergeben. Da die aerodynamische Simulation zweidimensional rechnet, wird ein zusätzlicher induzierter Widerstandsbeiwert von  $C_{Wi} = 0,03C_A^2$  angenommen.

Für die aerodynamische Simulation wurden für Flügel- und Höhenleitwerksprofil je 44 Panel und insgesamt 800 Potentialwirbel modelliert. Die Berechnung fand auf einem Kern eines IntelCore2 Prozessor mit 2,83 GHz statt. Die Rechendauer für eine simulierte Sekunde betrug ungefähr eine Minute.

Sowohl der Schub ( $F = 1000$  N) als auch Luftdichte ( $\rho = 1,225$  kg/m<sup>3</sup>) und Umgebungsdruck ( $p = 1013$  hPa) werden während der Simulation konstant gehalten. In einem Beispielszenario wird aus einem getrimmten Horizontalflug mit einem Einstellwinkel des Höhenleitwerks von  $i_H = -4^\circ$  ab dem Zeitpunkt  $t = 5$  s dieser mit einer Drehgeschwindigkeit von  $-0,1^\circ/s$  geändert. Dies geschieht bis zum Zeitpunkt  $t = 105$  s ein Einstellwinkel von  $-14^\circ$  erreicht ist. Dieser wird 25 s gehalten. Dann wird das Höhenleitwerk schlagartig zurück auf seinen ursprünglichen Einstellwinkel gestellt.

Bild 12 zeigt die Zeitantwort der aerodynamischen Größen der Simulation. Es sind neben dem Einstellwinkel des Höhenleitwerks der Anstellwinkel  $\alpha$ , der Auftrieb  $A$ , der Widerstand  $W$  und Die Gleitzahl  $E = \frac{A}{W}$  dargestellt. Da die Werte von Auftrieb, Widerstand und Gleitzahl im Bereich der Ablösung stark verrauscht sind, wurde für die Darstellung ein Gleitmittelwert über 50 Zeitpunkte gebildet.

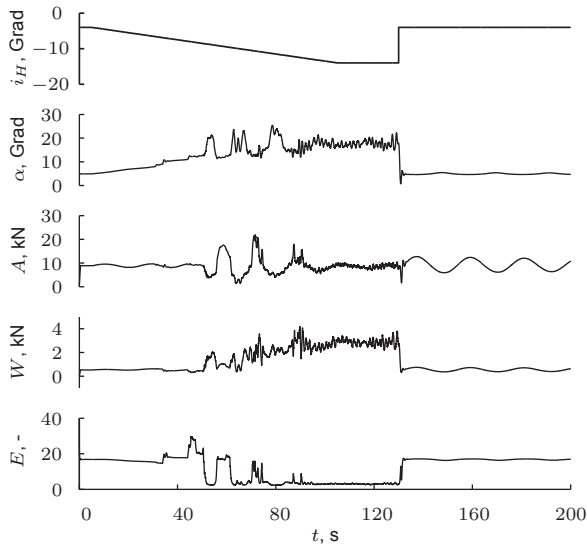


BILD 12: Aerodynamische Daten der flugmechanischen Simulation

Es ist zu erkennen, wie sich der Anstellwinkel  $\alpha$  nach Beginn der Höhenleitwerksauslenkung kontinuierlich erhöht. Die Modellierung der Ablösung in der Nähe der Hinterkante beginnt ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 8^\circ$ , was durch einen unruhigem Verlauf ab dem Zeitpunkt  $t \approx 30$  s deutlich wird. Die Ablöseposition erreicht die Vorderkante des Profils bei einem Anstellwinkel  $\alpha > 13^\circ$ . Dieser wird erstmals zum Zeitpunkt  $t \approx 50$  s erreicht und geht mit einer starken Widerstandszunahme und Auftriebsabnahme einher. In der Folge reduziert sich der Anstellwinkel noch 2-3 Mal unter einen Wert von  $13^\circ$ , was zu Maxima beim Auftrieb führt. Nach ca. 100 s stellt sich bis 130 s eine Schwingung im Anstellwinkel um einen Wert von ca.  $17^\circ$  ein. Die Frequenz dieser Schwingung beträgt  $f = 0,77$  Hz und liegt damit in dem Bereich der Anstellwinkelschwingung. In diesem Zeitraum ist die Gleitzahl nahezu konstant bei einem Wert von  $E = 3$ . Nach Rückkehr des Höhenleitwerks in dessen Ursprungslage, reduziert sich der Anstellwinkel schnell auf seinen Anfangswert, während der Auftrieb und Widerstand aufgrund der Phygoidebewegung um einen Referenzwert schwingen.

Bild 13 zeigt die Bewegung des Flugzeugs während der Simulation. Zu sehen sind der Bahnwinkel  $\gamma$ , die Geschwindigkeiten im geodätischen Koordinatensystem  $u_{Kg}$  und  $w_{Kg}$  sowie die Höhenänderung  $\Delta H$ .

Durch die Änderung des Einstellwinkels nimmt die Geschwindigkeit in  $x_g$ -Richtung ab. Dabei lässt sich die Phygoidschwingung beobachten. Der Bahnwinkel  $\gamma$  schwingt aufgrund der Phygoide ca. um 0. Bei Einsetzen der Vorderkantenablösung bricht der Bahnwinkel stark ein und es kommt zu einer Schwingung mit einer größeren Amplitude. Diese ist stärker gedämpft als die Phygoide, da der Widerstand in diesem Bereich stark erhöht ist. Während der Strömungsablösung verliert das Flugzeug ca. 750 m an Höhe. Nachdem das Höhenleitwerk in seine Ursprungslage zurückgekehrt ist, schwingt das Flugzeug mit der Frequenz der Phygoide um den Referenzzustand.

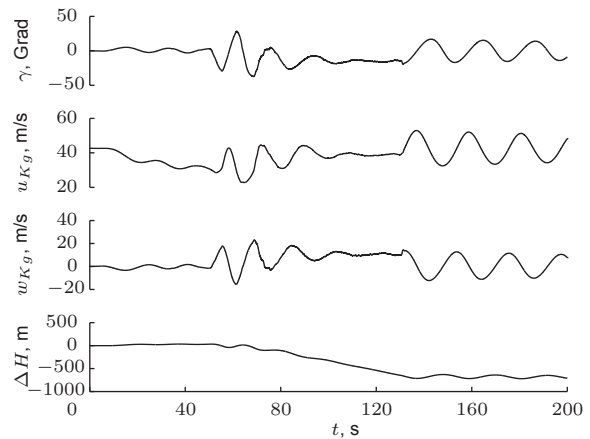


BILD 13: Bahngrößen der flugmechanischen Simulation

Für die Betrachtung des Einflusses der Strömungsablösung auf das Höhenleitwerk zeigt Bild 14 den Verlauf der Kräfte und Momente am Höhenleitwerk.

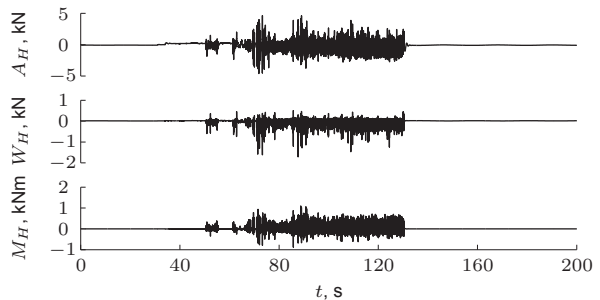


BILD 14: Kräfte und Momente am Höhenleitwerk während der flugmechanischen Simulation

Der Zeitbereich in dem Ablösung auftritt ist deutlich an den großen Ausschlägen in allen drei Zeitverläufen zu erkennen. Zur Verdeutlichung, dass es sich bei den Ausschlägen nicht um reines Rauschen handelt, sondern um eine Schwingung, wird in Bild 15 der Verlauf des am Höhenleitwerk angreifenden Moments in einem Zeitfenster von einer Sekunde gezeigt.

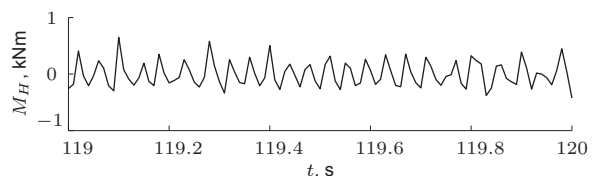


BILD 15: Ausgewählter Zeitbereich der Momente am Höhenleitwerk

Daraus wird eine Schwingung ersichtlich, welche mit einer Amplitude von  $A \approx 500$  N und einer Frequenz von  $f \approx 25$  Hz schwingt. Mit der senkrecht zur Anströmung projizierten Profiltiefe und der Umgebungsgeschwindigkeit  $V$  ergibt sich eine Strouhal-Zahl  $St$  von

$$(21) \quad St = \frac{f \sin \alpha l_\mu}{V_\infty} \approx 0,23,$$

was in guter Übereinstimmung mit typischen Strouhal-Zahlen abgelöster Strömungen steht.

#### 4 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Es wurde eine Methode entwickelt, mit der die instationäre abgelöste Strömung bei hohen Anstellwinkeln zweidimensional simuliert werden kann. Im Vergleich mit Windkanaldaten, deren Ablösepunkte für die Simulation genutzt werden, zeigen die Verläufe von Auftriebsbeiwert und Widerstandsbeiwert über den Anstellwinkel gute Übereinstimmung. Insbesondere für den Übergangsbereich des Ablösepunktes von Profilhinterkante zu Profilverderkante, ist der Momentenbeiwertverlauf ungenau.

Die mit der aerodynamischen Modellierung generierten Daten wurden in eine flugmechanische Simulation eingebunden. Mit ihr lassen sich Flugzeugbewegungen bei hohen Anstellwinkeln für einen Flug in der Längsbewegung simulieren. Die Ergebnisse sind plausibel, müssen aber noch durch Flugversuche validiert werden. So kann die simulierbare Flugenveloppe im Vergleich zu konventionellen Flugsimulationen erweitert werden.

Durch die Art der aerodynamischen Simulation können zudem am Höhenleitwerk angreifende Kräfte und Momente berechnet werden. Dadurch wird es möglich, Konfigurationen auf ihre Eigenschaften bezüglich Steuerkräften bei Strömungsablösung zu bewerten.

Für die beschriebene Methode ist es nötig, die Ablöseposition in Abhängigkeit des Anstellwinkels fest vorzugeben. Eine mögliche Erweiterung ist die automatische Bestimmung des Ablösepunktes. Dafür soll als nächstes ein empirisches Modell entwickelt werden, welches in Abhängigkeit des Strömungszustands den Ablösepunkt berechnet. Weiterhin soll die Strömung in Zukunft dreidimensional simuliert werden, um Flugzustände wie z.B. das Trudeln realistisch nachbilden zu können. Um das Modell für Echtzeitsimulationen einsetzen zu können muss zudem die Rechenzeit für einen Zeitschritt

erheblich gesenkt werden. Eine Möglichkeit dies zu erreichen wäre die parallele Berechnung der Wirbel- und Paneleinflüsse.

#### LITERATUR

- [1] Crewmember and dispatcher training requirements, FAR 121.415.2011.
- [2] Chris C. Critzos, Harry H. Heyson, and Jr. Robert W. Boswinkle. Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Airfoil Section at Angles of Attack from 0° to 180°. Technical report, NATIONAL ADVISORY COMMITTEE FOR AERONAUTICS, 1955.
- [3] John Croft. New FAA Training Rule Stresses Stall Recovery. *Aviation Week*, 2013.
- [4] Klaus Gersten Hermann Schlichting. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2006.
- [5] J. Katz. A discrete vortex method for the non-steady separated flow over an airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 102, 1981.
- [6] Joseph Katz and Allen Plotkin. *Low-Speed Aerodynamics*. Cambridge University Press, 2001.
- [7] M. D. Salas. Digital Flight The Last CFD Aeronautical Grand Challenge. *Journal of Scientific Computing*, 2006.
- [8] Turgut Sarpkaya. An inviscid model of two-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(109-128), 1975.
- [9] Turgut Sarpkaya. Computational Methods With Vortices - The 1988 Freeman Scholar Lecture. *Journal of Fluids Engineering*, 1988.