

SUBSIDIÄRE SCHUBERZEUGUNG MIT GEKOPPELTEN BIEGE- UND TORSIONSSCHWINGUNGEN IN TRANSSONISCHER STRÖMUNG

W. Send

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)

Institut für Aeroelastik, D-37073 Göttingen

ÜBERSICHT

Die technische Nutzung der gekoppelten Biege- und Torsionsschwingung (CBT¹) zur subsidiären Schuberzeugung wird sicherlich vor einer längeren Phase der Erprobung und Entwicklung stehen, bevor an einen Einsatz im Flugzeug zu denken ist. Gleich am Anfang dieses Wegs steht jedoch die entscheidende Frage:

Ist Schuberzeugung durch CBT in transsonischer Strömung noch möglich und wie hoch ist der Wirkungsgrad?

Die Arbeit belegt exemplarisch die Aussagen, dass

1. die Gesetzmäßigkeiten der dynamischen Schuberzeugung mit CBT in subsonischer Strömung grundsätzlich auch in transsonischer Strömung gelten und dass
2. der Wirkungsgrad von erzielter Schubleistung zu aufgebrachtener Leistung bei Biegung und Torsion transsonisch ebenfalls sehr hoch sein kann.

Im hohen aerodynamischen Wirkungsgrad um 90 % im Flügelquerschnitt wie in der dynamischen Auffächerung des Randwirbels beim 3D Flügel liegt auch der potentielle technische Nutzen für die Widerstandsverminderung bis hin zur subsidiären Schuberzeugung.

Eine einfache Modellbildung gestattet es, die wesentlichen Mechanismen nachvollziehen zu können. Das Modell gestattet auch quantitative Aussagen zu den erwarteten Effekten. Darlegt wird, warum der theoretisch mögliche Parameterbereich maximaler Schuberzeugung ungeeignet ist und in der Natur auch keine Vorlage hat. Den Abschätzungen sind vorangestellt Euler-Rechnungen für das Profil eines Verkehrsflugzeugs und Vergleiche zum subsonischen Bereich.

Die Größenordnungen sind erläutert an einem Modellflugzeug mit CBT Antrieb und an einem Verkehrsflugzeug mit subsidiärer Schuberzeugung.

BEZEICHNUNGEN

A	[N]	Auftrieb $A = A_p + A_f$
A_f	[N]	Auftrieb aus Schubspannung
A_p	[N]	Auftrieb aus Druck
$\alpha(t)$	[rad]	Momentaner Anströmwinkel
α_0	[rad]	Amplitude zu $\alpha_I(t)$
$\alpha_D(t)$	[rad]	Drehen 2D mit Drehachse in x_D
$\alpha_H(t)$	[rad]	Anströmwinkel beim Schlagen $h(t)$

α_{H0}	[rad]	Amplitude des momentanen Anströmwinkels $\alpha_H(t)$ zu $h(t)$
$\alpha_I(t)$	[rad]	Instationärer Anteil in $\alpha_D(t)$
b	[m]	Spannweite (von $-s$ bis $+s$)
c_A, c_W	[-]	Beiwert A/F_0 ; Beiwert W/F_0
c_p	[-]	Druckbeiwert $(p-p_\infty)/q_0$
$c_{II, X}$	[-]	Größe X , Leistungsbeiwert P_X/P_0
d	[m]	Profildicke, allgemein
δ	[-]	relative Profildicke d/ℓ
ε	[-]	Gleitzahl, $\varepsilon = A/W$
f	[Hz]	Frequenz, $f = 1/T$
f	[N/m ²]	Schubspannung
F_0	[N]	Bezugskraft, $F_0 = q_0 S$
F_p	[N]	Kraftvektor aus dem Druck
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung (9.81 m/s ²)
G	[N]	Gewicht
γ_S	[N/m ²]	Spezifische Flächenbelastung
η	[-]	Wirkungsgrad, lineare Theorie
η	[-]	Relative Koordinate in Spannweite
η_W	[-]	Wirkungsgrad, Bezug auf W
$h(t)$	[m]	Schlagen 2D
h_0	[m]	Schlagamplitude zu $h(t)$
k_G	[N ^{2/3} /m ²]	Gewichtskoeffizient
ℓ	[m]	Flügeltiefe, allgemein
Λ	[-]	Flügelstreckung, $\Lambda = b^2/S$
λ	[-]	Amplitudenverhältnis, $\lambda = h_0/(\alpha_0 \ell/2)$
λ_ℓ	[-]	Anderer Bezug: $\lambda_\ell = h_0/(\alpha_0 \ell)$
Ma	[-]	Machzahl
p	[N/m ²]	Druck
p_∞	[N/m ²]	Ruhedruck im Fluid
P_0	[W]	Bezugsleistung, $P_0 = F_0 u_0$
P_{rot}	[W]	Leistung rotatorisch
P_{trans}	[W]	Leistung translatorisch
P_W	[W]	Flugleistung, $P_W = W u_0$
q_0	[N/m ²]	Staudruck, $q_0 = \frac{1}{2} \rho_F u_0^2$
r	[m]	Bogenkoordinate eines Profils
Re	[-]	Reynoldszahl normale Luft, $Re = 6.7 \cdot 10^4 \frac{u_0 \ell}{m^2 s^{-1}}$

¹ Der Autor schlägt CBT (Coupled Bending and Torsion) für den länglichen Ausdruck *gekoppelte Biege- und Torsionsschwingung* vor und verwendet diese Kurzform in der Arbeit weitgehend.

ρ_F, ρ_K	[kg/m ³]	Dichte des Fluids; Dichte des Körpers
s	[m]	Halbspannweite, $s=b/2$
S	[m ²]	Grundrissfläche eines Tragflügels
S_b	[m ²]	Grundrissfläche beider Tragflügel
T	[s]	Dauer der Schwingungsperiode
T_∞	[K]	Ruhetemperatur im Fluid
u_0	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit
\mathbf{v}_{kin}	[m/s]	Kinematische Geschwindigkeit
ω	[1/s]	Kreisfrequenz, $\omega = 2\pi/T$
W	[N]	Widerstand, $W = W_\rho + W_f$
ω^*	[-]	reduzierte Frequenz, $\omega^* = \frac{\omega \ell}{2 u_0}$
ω_ℓ^*	[-]	Anderer Bezug: $\omega_\ell^* = \frac{\omega \ell}{u_0}$
W_f	[N]	Widerstand aus Schubspannung
W_ρ	[N]	Widerstand aus Druck
x	[m]	Koordinate in Stromrichtung
x_A	[m]	Schwerpunkt des Auftriebs 2D
x_D	[m]	Lage der Drehachse 2D
z	[m]	Koordinate in Auftriebsrichtung

1. EINLEITUNG

Derzeit ist ein zunehmendes Interesse zu beobachten, die adaptiven Techniken in der fliegenden Natur genauer zu studieren und auf ihren möglichen technischen Nutzen hin auszuwerten. Quasistationäre Effekte wie das Aufspreizen der Tragflächenenden (die *Winglets*), das Aufstellen der Deckfedern als Rückstrombremse und die Formänderung des Flügels im Flug als adaptive Maßnahme schlechthin sind dabei entweder bereits technisch erprobt oder aber in eingehender Untersuchung begriffen. Der zentrale instationäre Mechanismus in der Natur, die Erzeugung der Schubkraft durch CBT, hat dagegen bislang kaum Aufmerksamkeit gefunden. Dies dürfte nicht zuletzt daran liegen, dass genaue, d. h. quantitative, zoologische Beobachtungen zu den Mechanismen des Schwingenflugs in der Forschung weltweit kaum zu finden sind. Zudem unterscheidet sich das technische Fliegen von dem in der Natur durch den Parameter *Machzahl* in einem grundlegenden Punkt, der ohne Vorbild ist.

2. SCHUBLEISTUNG ÜBER DER MACHZAHL

Das wesentliche Ergebnis soll zu Anfang vorgestellt werden. Für zwei Profile ist mit den Parametern in Tabelle 1 CBT bei verschiedenen Machzahlen berechnet worden. An beiden Freiheitsgraden Schlagen und Drehen muss gegen die Fluidkräfte Leistung aufgebracht werden. Bei der gewählten Phasenlage zwischen den beiden Bewegungen (wie in Bild 4 gezeichnet) wird die aufgebrachte Leistung fast vollständig in Schubleistung umgesetzt. Ausgewählt sind das Profil NACA0012 und ein Flügelschnitt eines transsonischen Transportflugzeugs.

Bild 1 und Bild 2 zeigen einen nur geringfügig anderen Verlauf der Daten über der Machzahl. Obwohl das Drehen wesentlich zur Schuberzeugung beiträgt, ist die hierzu im Mittel aufzubringende Leistung verschwindend klein ge-

genüber der Schlagleistung. Gerechnet ist mit einem Euler-Programm von Carstens [1], das seit 1991 eingesetzt wird.

Schlagamplitude	$h_0/\ell = 0.2$
Drehamplitude	$\alpha_0 = 0.75^\circ$
Amplitudenverhältnis	$\lambda_\ell = 15.3$
Phasenlage Schlagen	$\kappa = 90^\circ$
Reduzierte Frequenz	$\omega_\ell^* = 0.1$
Drehachse	$x_D/\ell = 0.3$

Tabelle 1: Parameter für Rechnung über der Machzahl.

Der Wirkungsgrad η_W von erzielter Schubleistung zu aufgebrauchter Bewegungsleistung ist in Tabelle 2 dargestellt. Die kinematischen Parameter sind konstant gehalten. Die Abnahme der Werte mit steigender Machzahl sagt noch nichts über die Machzahl als Ursache, da Phasenlage oder Amplitudenverhältnis diese Zahl leicht verschieben. Der einzelne Querschnitt unterscheidet sich auch von der optimalen Schwingungsform für den 3D Flügel.

Ma	NACA0012	A340P500
0.20	0.931	0.961
0.40	0.911	0.912
0.60	0.886	0.881
0.70	0.864	0.879
0.74	0.853	0.878

Tabelle 2: Wirkungsgrade η_W über Machzahl.

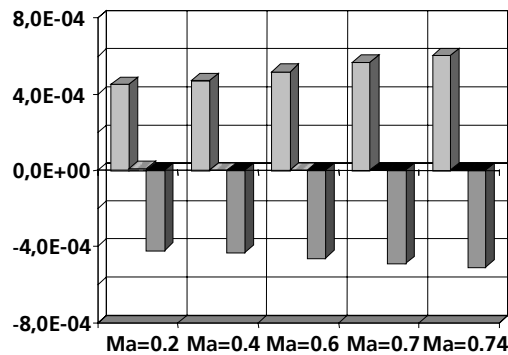


Bild 1: Leistungsbeiwerte für das Profil NACA0012 über der Machzahl. Säulen: links Schlagleistung, mittig: Drehleistung, rechts Schubleistung.

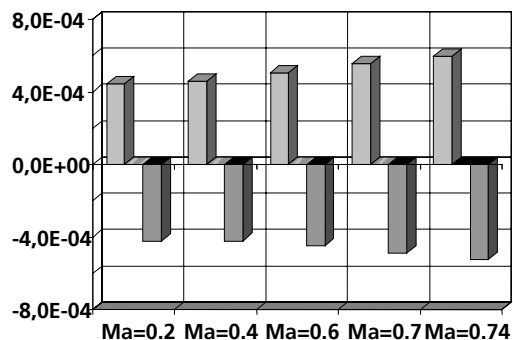


Bild 2: Leistungsbeiwerte für Flügelschnitt Transportflugzeug über der Machzahl. Zuordnung wie Bild 1.

Typisch für CBT ist das „eingefroren“ wirkende Strömungsbild, das für drei Zeiten in Bild 3 dargestellt ist. Während die einzelnen Schwingungsformen ein oszillierendes Strömungsbild zeigen, beruhigt sich das Bild bei Überlagerung mit geeignetem Amplitudenverhältnis und passender Phasenlage (wie in Bild 4). Ursache dafür ist, dass das Drehen die momentane Anströmung aufgrund des Schlagens ausgleicht. Je mehr dies geschieht, desto geringer wird allerdings auch die umgesetzte Leistung. Dies wird nachfolgend genauer untersucht.

Die Schuberzeugung beschleunigt das profilnahe Fluid und spült es nach hinten weg. Auf diese Tatsache gründet sich die Vermutung des Autors, dass hierdurch eine *dynamische Laminarisierung* begünstigt wird. Zugleich entsteht für den 3D Flügel zusätzlich zum stationären Randwirbel ein alternierendes Wirbelfeld, das den stationären Wirbel beeinflusst und schwächt.

3. FRÜHE UNTERSUCHUNGEN

Die erste und zugleich weitgehend vollständige Beschreibung der Schuberzeugung mit CBT geht auf Birnbaum [2] zurück. Er untersucht in seiner Arbeit den 2D Grenzfall der ebenen Platte. Die Gleichungen für das Umströmungsproblem werden durch eine Reihenentwicklung gelöst. Geht es in dieser Arbeit, in der Birnbaum seine Promotion bei L. Prandtl von 1922 publiziert, vorzugsweise um das Flugzeugflattern, so nimmt er in einer weiteren Arbeit [3] direkt auf die Antriebsfrage Bezug.

Vollständig sind die beiden Arbeiten von Birnbaum, weil sich die grundsätzlichen Einsichten in die Mechanismen in den Arbeiten der folgenden Jahrzehnte nicht mehr verändert haben. Die Aussagen zur ebenen Platte unterscheiden sich nur unwesentlich von den Ergebnissen für ein Profil. Hinzugekommen sind zehn Jahre nach Birnbaum die analytische Lösung für die ebene Platte durch Küssner [4] und Theordorsen [5], sowie eine genauere Untersuchung der Antriebsfrage durch Garrick [6].

In diesen ersten Arbeiten wird der Grundstein für ein bis heute nachwirkendes Missverständnis gelegt, das die Mechanismen für die Erzeugung von Vortrieb durch Schlagen und Drehen in der Natur betrifft. Hatte Lilienthal noch genau das Zusammenwirken von Schlagen und Drehen bei seinen Tierbeobachtungen beschrieben (Tafel VIII in [26]), so finden die genannten Theoretiker nunmehr heraus, dass bereits reines Schlagen Schubkraft aufbringt, die durch zusätzliches Drehen noch gesteigert wird. Die Ausbeute an Schubkraft wird deswegen so groß, weil die Phase zwischen Schlagen und Drehen eine andere ist als die von Lilienthal beobachtete. Der Sachverhalt ist vom Autor in einer früheren Arbeit [7] aufgearbeitet und in Beziehung zu Ergebnissen aktueller zoologischer For-

schung gesetzt worden.

In der vorliegenden Arbeit wird der Frage nach der Phasenlage unter einem anderen Aspekt nachgegangen. Ergebnis ist eine Aussage, wo die „Quellen“ der Schuberzeugung auf der Flügeloberfläche bei den verschiedenen Mechanismen liegen. Es wird deutlich, warum im Verlauf der Evolution mit guten Gründen dem Mechanismus der Schuberzeugung mit reinem Schlagen bei den Lebewesen kein Erfolg beschieden war.

Der Biologe von Holst an der Universität Göttingen untersucht CBT ab 1940 experimentell [8]. In der gleichen Zeit haben von Holst und Küchemann von der Aerodynamischen Versuchsanstalt in Göttingen mit frei fliegenden Flugmodellen Lilienthals Beobachtungen im Kern bestätigt [9]. Nach Kenntnis des Autors sind diese beiden Wissenschaftler die ersten gewesen, denen es je gelungen ist, funktionsfähige „künstliche Vögel“ zu bauen.

An dieser Stelle darf nicht der Hinweis auf die Arbeiten des französischen Physiologen Marey fehlen mit eingehenden Studien zum Vogelflug. In seinem Werk *Le Vol des Oiseaux* [10] liefert Marey mit Hilfe der von ihm entwickelten Technik der „Photochronographie“ genaue Bewegungsabläufe. In einem Rundlauf untersucht er an fliegenden Tauben Frequenz und Form der Flügelbewegung (siehe auch [11]).

4. VEREINFACHTE DARSTELLUNG

Es erleichtert das Verständnis der Ergebnisse der numerischen Untersuchungen, wenn man sich eine Abschätzung der zu erwartenden Ergebnisse verschafft. Eine Beschreibung von CBT für den 3D-Flügel und die Darstellung des Lösungswegs findet sich z.B. bei Send, Voß und Wegner [12]. Für die vereinfachte Darstellung betrachten wir einen Flügelschnitt, der Schlagen $h(t)$ und Drehen $\alpha_D(t)$ ausführt. Die Notation folgt der historischen Festlegung der Kinematik bei Birnbaum [2]. Drehen ist die Bezugsbewegung, gegenüber der Schlagen mit der Phase κ versetzt verläuft:

Gleiten in x-Richtung, Beginn im Ursprung in negative Richtung.	$g(t) = u_0 \cdot t$ $x(t) = -g(t)$
Drehen mathematisch negativ; stationär (S) und instationär (I).	$\alpha_I(t) = \alpha_0 \cdot \cos \omega t$ $\alpha_D(t) = \alpha_S + \alpha_I(t)$
Schlagen in z-Richtung, Beginn am unteren Umkehrpunkt.	$h(t) = h_0 \cos(\omega t + \kappa)$ $z(t) = -h(t)$

Tabelle 3: Kinematik von Schlagen und Drehen.

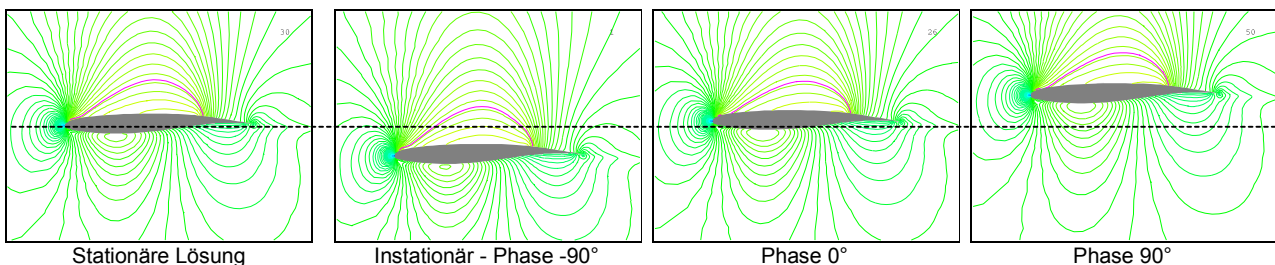


Bild 3: Schuberzeugung mit dem Profil eines transsonischen Transportflugzeugs

2D-Euler-Rechnung: $Ma=0.76$, $p_\infty = 1\text{bar}$, $T_\infty = 293\text{K}$, $\omega_l^* = 0.1$, $\alpha_0 = 0.75^\circ$, $h_0 / l = 0.16$, $\kappa = 90^\circ$, $\eta_W = 98\%$

Die Umströmung der Tragfläche führt auf vier Kraftkomponenten, die in Tabelle 4 angegeben sind. Die Kräfte im flügel festen Bezugssystem nach Bild 4 sind zur Unterscheidung von den Größen im bahnfesten Koordinatensystem durch einen Stern* gekennzeichnet.

Kraftkomponente	aus Druck p	aus Schubspannung f
in Bahnrichtung	W_p Kraftanteil klein	W_f
quer zur Bahnrichtung	A_p	A_f Kraftanteil klein

Tabelle 4: Kraftanteile aus Schubspannung und Druck im bahnfesten Koordinatensystem.

Um die Gleichungen nicht mit Indizes zu überladen, ist der Index p für den Druckanteil zumeist ausgelassen. Die Schubspannungen werden vorerst nicht betrachtet.

Wir wollen die auftretenden Kräfte und Leistungen erfassen und betrachten dazu die Druckkraft A quer zur Bahnrichtung, für die - in grober Näherung - das Auftriebsverhalten der ebenen Platte angenommen werde. Die Referenzfläche sei auf eine Längeneinheit in Spannweite bezogen. Die einzelnen Anteile aus den Bewegungsformen sollen sich unabhängig überlagern können. Es ist hier unerheblich, ob der stationäre Anteil aus einem symmetrischen Profil mit Anstellwinkel oder aus einem gewölbten Profil ohne Anstellwinkel folgt. Wir unterstellen kleine Winkel und quasistationäre Verhältnisse.

$$(1) \quad A = q_0 c_A S \quad \text{mit} \quad c_A = 2\pi \alpha$$

Gleichung (1) gilt zum einen für den echten Drehwinkel $\alpha_I(t)$, zum anderen auch für den Anströmwinkel, unter dem das Profil die Strömung beim Schlagen sieht. Dieser Winkel sei mit α_H bezeichnet und ergibt sich aus dem Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Geschwindigkeit:

$$(2) \quad \tan \alpha_H(t) = \frac{\dot{z}(t)}{\dot{x}(t)} = \frac{h_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega t + \kappa)}{-u_0}$$

$$\cong \alpha_H(t), \quad \text{und} \quad \alpha_{H0} := \frac{h_0 \cdot \omega}{u_0} = \frac{h_0}{\ell} \cdot \omega_\ell^*$$

Der Winkel verursacht zwar eine Auftriebskraft, aber er trägt nicht tatsächlich zum Drehen des Profils bei. Dieses wird allein von $\alpha_I(t)$ bewirkt. Damit ergeben sich die Komponenten der Druckkraft F_p als

$$(3) \quad \mathbf{F}_p = \begin{bmatrix} W_p \\ 0 \\ A_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_z^* \cdot \sin \alpha_I(t) \\ 0 \\ A_S + A_z^* \cdot \cos \alpha_I(t) \end{bmatrix} \quad \text{mit}$$

$$(4) \quad A_z^*(t) = q_0 \cdot S \cdot 2\pi \cdot \alpha(t) \quad \text{und} \quad \alpha(t) = \alpha_I(t) + \alpha_H(t).$$

Der Auftrieb in (1) ist senkrecht zur Bahnrichtung angenommen. Konsequenterweise müsste wegen der Zerlegung in das profillfeste Koordinatensystem hinter der z-Komponente A_z^* noch ein $\cos \alpha(t)$ stehen, und zu W_p gibt es einen weiteren Anteil

$$(5) \quad A_x(t) = q_0 \cdot S \cdot 2\pi \cdot \alpha(t) \cdot (-\sin \alpha(t)) \cdot \cos \alpha_I(t),$$

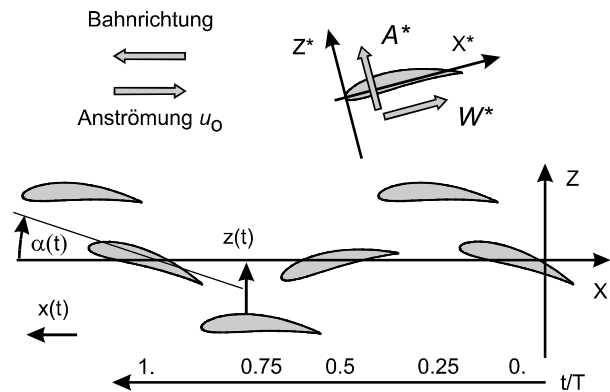


Bild 4: Kinematik von Biegung und Torsion im Flügel-schnitt, der gezeichnete Bewegungsablauf entspricht dem Fall $\kappa=90^\circ$.

der mit $\cos \alpha_I(t)$ in Bahnrichtung gedreht ist. Die Argumentation dabei ist, dass der Winkel $\alpha(t)$ zu jedem Zeitpunkt die relative Anstellung der Tragfläche gegenüber der Anströmung angibt.

So gerne diese Begründung für den Term verwendet wird, so wenig ist sie jedoch zwingend und stichhaltig. Der Term entsteht vielmehr als Anteil der Druckverteilung, der im Integral des Impulserhaltungssatzes formal aus den Quadraten von instationärer relativer und kinematischer Geschwindigkeit und, energetisch gesehen, aus der instationären Wirbelschlepe hervorgeht (eine exakte Herleitung findet sich z.B. in [13], Kap. 3.6). Im Ergebnis führt der einfache Gedankengang aber näherungsweise auf den gleichen Term, der anderenfalls nur mit großem Aufwand herzuleiten wäre (siehe Garrick [6], dort Gleichung (29), für den Spezialfall der ebenen Platte).

Sowohl die quasistationäre Betrachtung wie die exakte Lösung für die ebene Platte verdecken aber die Tatsache, dass diese „Saugkraft“ in Bahnrichtung an gänzlich anderer Stelle auf der Profilloberfläche angreift als dies die Kraft quer zum Profil tut. Erstere konzentriert sich nämlich auf einen extrem schmalen Bereich an der Profilnase, wie nachfolgend gezeigt wird, während letztere sich über den breiten Bereich der Profilhöhe erstreckt.

Die Beiwerte zu (3) lauten mit diesen Überlegungen und für kleine Winkel $\cos \alpha \cong 1$ und $\sin \alpha \cong \alpha$

$$(6) \quad \begin{bmatrix} c_{W,p} \\ 0 \\ c_{A,p} \end{bmatrix} \cong \begin{bmatrix} 2\pi[-\alpha^2(t) + \alpha(t) \cdot \alpha_I(t)] \\ 0 \\ c_{A,S} + 2\pi \alpha(t) \end{bmatrix}.$$

Gleichung (6) drückt folgenden Sachverhalt aus:

Bei harmonischer instationärer Bewegung übt das Fluid auf das Profil in der Weise Kräfte aus, dass

- die Auftriebskraft sich - wie die Bewegung selbst - periodisch verändert und dass
- die Widerstandskraft sich mit der doppelten Periode verändert.

5. LEISTUNGSBEIWERTE

Die zugehörigen Leistungen finden sich für den translatorischen Anteil P_{trans} durch Multiplikation mit dem Geschwindigkeitsvektor. Der rotatorische Anteil P_{rot} folgt aus dem Moment, das der Auftrieb mit Schwerpunkt in x_A um die Drehachse x_D bildet.

$$(7) \quad P_{trans} = \mathbf{F}_p \cdot \mathbf{v}_{kin} \quad \text{mit} \quad \mathbf{v}_{kin} = -[\dot{x}, 0, \dot{z}]$$

$$(8) \quad P_{rot} = A_p(t)(x_D - x_A) \cdot [-\dot{\alpha}_1(t)]$$

Da die Kraft in (3) die des Fluids auf den umströmten Körper ist, so muss als Bewegung stets auch die des Fluids relativ zum Körper genommen werden. Diese ist genau entgegengesetzt zur Bewegung des Körpers, wie sie Bild 4 dargestellt ist.

Bei der Abschätzung der Drehleistung kommt die quasi-stationäre Betrachtung an die Grenze der Aussagefähigkeit. Bei reinem Drehen ist in (8) nur der Term $\alpha_1(t) \cdot \dot{\alpha}_1(t)$ enthalten, der im Mittel über eine Periode verschwindet. Die geringen Phasenverschiebungen zwischen Bewegung und Moment führen in der exakten Lösung zu einem geringen Leistungsbedarf für diese Bewegung. Nur beim Drehen um die Vorderkante gibt es den Grenzfall kleiner reduzierter Frequenz $\omega^* < 0.04$, bei dem Leistung aus dem Luftstrom aufgenommen wird.

- Hinsichtlich der Drehleistung nehmen wir mangels besserer Kenntnisse bei der vereinfachten Darstellung an, dass die Drehachse nahe am Schwerpunkt der Druckverteilung liegt mit $x_D \cong x_A$ und daher praktisch keine Drehleistung entsteht.

Die drei Freiheitsgrade Gleiten, Drehen und Schlagen verrichten am Profil Arbeit, die als Bewegungsenergie im Fluid hinter dem Profil als Nachlauf zurückbleibt. In Mittel über eine Periode muss diese Leistung immer größer als null sein, da das Fluid vor der Passage des Profils in Ruhe war. Wir betrachten nachfolgend die zugehörigen Beiwerte. Aus Gleichung (7) für die beiden translatorischen Freiheitsgrade und aus (8) für das Drehen ergibt sich

$$(9) \quad c_{\Pi}(t) = c_{\Pi,w}(t) + c_{\Pi,h}(t) + c_{\Pi,\alpha}(t) \quad \text{mit}$$

$$(10) \quad c_{\Pi,w}(t) = 2\pi [-\alpha^2(t) + \alpha(t) \cdot \alpha_1(t)]$$

$$(11) \quad c_{\Pi,h}(t) = [c_{A,S} + 2\pi\alpha(t)] \cdot \dot{h}(t) / u_0$$

$$(12) \quad c_{\Pi,\alpha}(t) = -2\pi(x_D - x_A) \cdot \alpha(t) \cdot \dot{\alpha}_1(t) / u_0 \cong 0$$

Für die Beurteilung der Energiebilanz ist der Mittelwert

$$(13) \quad \langle c_{\Pi} \rangle := \frac{1}{T} \int_0^T c_{\Pi}(t) dt$$

$$\langle c_{\Pi} \rangle = \langle c_{\Pi,w} \rangle + \langle c_{\Pi,h} \rangle + \langle c_{\Pi,\alpha} \rangle$$

über eine Periode entscheidend:

$$(14) \quad \langle c_{\Pi,w} \rangle = -\pi [\alpha_0^2 - 2\alpha_0\alpha_{H0} \sin \kappa + \alpha_{H0}^2] + \pi [\alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_{H0} \sin \kappa]$$

$$(15) \quad \langle c_{\Pi,h} \rangle = +\pi [\alpha_{H0}^2 - \alpha_0\alpha_{H0} \sin \kappa]$$

$$(16) \quad \langle c_{\Pi,\alpha} \rangle \cong 0$$

Gleichung (14) enthält zwei Terme unterschiedlicher Herkunft:

$$(17) \quad \langle c_{\Pi,w} \rangle = \langle c_{\Pi,x} \rangle + \langle c_{\Pi,g} \rangle \quad \text{mit}$$

$$\langle c_{\Pi,x} \rangle = -\pi \cdot [\alpha_0^2 - 2\alpha_0\alpha_{H0} \sin \kappa + \alpha_{H0}^2]$$

$$\langle c_{\Pi,g} \rangle = +\pi \cdot [\alpha_0^2 - \alpha_0\alpha_{H0} \sin \kappa]$$

Der erste Term entsteht durch die Hubbewegung der Profilnase, der zweite durch das Drehen der Querkräfte in Bahnrichtung. Die Leistungsausbeute des Bewegungsvorgangs ist bestimmt durch das Verhältnis von erzielter Schubleistung zu den aufgebracht Leistungen bei Schlagen und Drehen. Der Wirkungsgrad unter Einschluss beider Schubanteile lautet

$$(18) \quad \eta_w = \frac{-\langle c_{\Pi,w} \rangle}{\langle c_{\Pi,h} \rangle + \langle c_{\Pi,\alpha} \rangle}, \quad \text{für} \quad \langle c_{\Pi,w} \rangle < 0$$

6. ANALYSE DER LEISTUNGEN

Den Gleichungen (14) und (15) sind als *aerodynamische Analyse* folgende Aussagen zu entnehmen:

- Die Summe der Leistungsbeiwerte ist stets null.
- Der Wirkungsgrad ist stets eins.
- Für $\alpha_{H0} > \alpha_0$ wird immer Vorschub erzielt.
- Der größte Schub ergibt sich für $\kappa = -90^\circ$, wenn die Profilnase die größte Bewegung gegenüber der Bahnrichtung erfährt.
- Der geringste Schub entfaltet sich bei $\kappa = +90^\circ$, wenn das echte Drehen den Anströmwinkel durch Schlagen kompensiert.
- Für $\alpha_{H0} < \alpha_0 \sin \kappa$ wird Widerstand erzeugt und der Freiheitsgrad Schlagen nimmt Leistung aus dem Luftstrom auf.

Der Wert der Aussagen liegt darin, dass sie auch bei einer genauen Lösung des Umströmungsproblems im Wesentlichen erhalten bleiben. Der Kern der Aussagen gilt, wie gezeigt worden ist, bis in den transsonischen Bereich hinein. Bis auf die Verschiebung der Kräfte gegenüber der Bewegung durch den Einfluss der instationären Wirbelschleppes sind diese Aussagen auch das Ergebnis der Untersuchungen von Birbaum und Garrick. Die Wirbelschleppes führt dazu, dass stets Leistung hinter dem Profil zurückbleibt. Dadurch ist die mittlere Gesamtleistung größer null und der Wirkungsgrad stets kleiner als eins. Die genauen Lösungen führen im Grenzfall unendlich langsamer Bewegung zu den voranstehenden Aussagen. Zugleich wird der bereits erwähnte Widerspruch deutlich zwischen dem Ergebnis der aerodynamischen Analyse und der zoologischen Beobachtung.

Schon Lilienthals Beobachtungen wie die Ergebnisse moderner zoologischer Untersuchungen zeigen, dass in der Natur die Phasenlage κ Werte um $+90^\circ$ annimmt.

- Der Vortrieb in der Natur kommt mit der aerodynamisch minimalen Schubleistung aus und verzichtet auf die Bewegungsform mit Werten von κ um -90° mit dem maximal erzielbaren Schub.

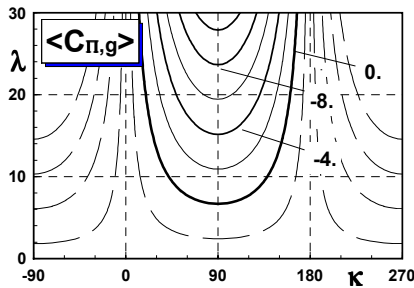


Bild 5: Leistungsbeiwert Translation durch Drehen der Querkräfte; Bezug ist α_0^2 .

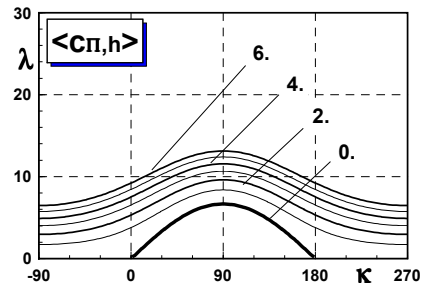


Bild 6: Leistungsbeiwert für den Freiheitsgrad Schlagen; Bezug ist α_0^2 .

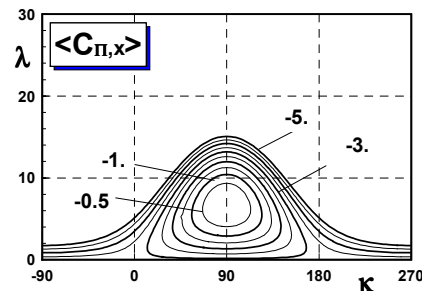


Bild 7: Leistungsbeiwert Translation aus der Hubbewegung der Profilnase; Bezug ist α_0^2 .

$\omega^* = 0.15$

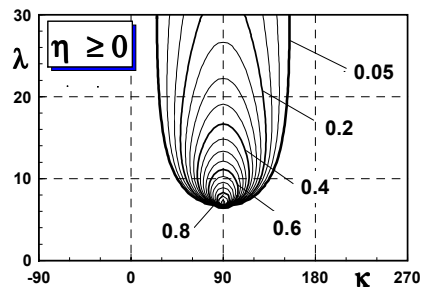


Bild 8: Wirkungsgrad ohne Anteil aus der Hubbewegung der Profilnase; Bezug ist α_0^2 .

Diese Tatsache soll verständlich gemacht werden. Die mittleren Leistungen werden dazu auf das Quadrat einer der beiden Amplituden h_0 oder α_0 bezogen. Die Auswahl von α_0 führt durch die Definition

$$(19) \quad \frac{\alpha_{H0}}{\alpha_0} =: \lambda \cdot \omega^* \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{h_0}{\ell / 2 \alpha_0}, \quad \omega^* = \frac{\omega \ell / 2}{u_0}$$

auf den folgenden Satz von Formeln:

$$(20) \quad \begin{aligned} < c_{\Pi, x} > &= -\pi \cdot [1 - 2\omega^* \lambda \cdot \sin \kappa + (\omega^* \lambda)^2] \cdot \alpha_0^2 \\ < c_{\Pi, g} > &= -\pi \cdot [\omega^* \lambda \cdot \sin \kappa - 1] \cdot \alpha_0^2 \\ < c_{\Pi, h} > &= +\pi \omega^* \lambda \cdot [\omega^* \lambda - \sin \kappa] \cdot \alpha_0^2 \end{aligned}$$

$$(21) \quad \eta = \frac{-< c_{\Pi, g} >}{< c_{\Pi, h} > + < c_{\Pi, \alpha} >}, \quad \text{für } < c_{\Pi, g} > < 0.$$

Der genaue Formelsatz für die Leistungsbeiwerte findet sich bei Send [14]² und beruht auf der Arbeit von Küssner [4] für die instationären Beiwerte der ebenen 2D Platte. Die Darstellung in [14] behandelt den Nasenschub als untergeordneten Effekt höherer Ordnung (dort in Gleichung (31)) im Hinblick auf die Mechanismen des Schwingenflugs. Eine Begründung für diese Annahme, wie sie u.a. hier vorgelegt ist, fehlt in der Arbeit.

In Bild 5 bis Bild 8 sind die voranstehenden Formel in Abhängigkeit von λ und κ für $\omega^* = 0.15$ grafisch dargestellt. Der Wirkungsgrad ist nach (21) nur auf den Schubanteil aus den Querkräften bezogen, da er anderenfalls stets 1 wäre. Der Nasenschub (Bild 7) hat dort sein Minimum, wo der Wirkungsgrad des Schubs (Bild 8) aus den Querkräften am Größten ist. Im Bereich des größten Nasenschubs in Bild 7 ist aber gar kein Schub aus den

Querkräften (Bild 5) mehr vorhanden; aus diesem Anteil wird vielmehr Widerstand erzeugt. Daraus ist folgender Schluss zu ziehen:

- Die beiden Effekte Nasenschub und Querkräftschub arbeiten im Bereich $\kappa = -90^\circ$ gegeneinander.
- CBT kann zur Schuberzeugung nur effektiv genutzt werden für Phasenvoreilungen um $\kappa = +90^\circ$.

Die voranstehende Feststellung ist bindend für jede konstruktive Umsetzung. Die Bewegung der Tragfläche muss den Verlauf haben, der in Bild 4 skizziert ist. Geht man davon aus, dass eine Tragfläche im Bereich der Flügelspitze in der Grundbiegung angeregt wird, dann muss die Torsion phasenversetzt ablaufen. Dies lässt sich nicht allein durch eine passive elastomechanische Auslegung erreichen. Ein Anpassen der Struktur - etwa durch *Aeroelastic Tailoring* - kann sich nur darauf beziehen, die Eigenfrequenz der Torsion im Bereich der Flügelspitze an die der Grundbiegung anzupassen.



Bild 9: Lokalisierung des Nasenschubs

7. LOKALISIERUNG DER SCHUBLEISTUNG

Die vorangehenden Aussagen sollen quantitativ nachgewiesen werden. Bild 10 zeigt reines Schlagen für das Profil NACA0012 mit großer Amplitude. Die Bewegung beginnt mit dem Durchgang durch Ruhelage ($\kappa \in 90^\circ$). Dargestellt ist der dritte Schwingungszyklus nach dem Start der Rechnung. Die CFD-Lösung³ liefert die Funktionsverläufe für den Druck $p(r, t)$ und die Schubspannung $f(r, t)$, die in ihre Fourierkomponenten zerlegt sind:

² In Anhang (A1) ist ein Druckfehler. Es muss dort richtig heißen für den Momentenbeiwert Schlagen: $c_{M, h}(\omega^*, \frac{1}{4}) = -2\pi \cdot [-\frac{1}{8} \omega^{*2}]$

³ CFD: *Computational Fluid Dynamics*. Numerische Lösungen zu der differentiellen Formulierung der Erhaltungssätze.

$$(22) \quad \rho(r, t) = \rho_s + \rho^{(1)}(r) \cos(\omega t + \phi_{\rho 1}(r)) + \rho^{(2)}(r) \cos(2\omega t + \phi_{\rho 2}(r)) + \dots$$

$$(23) \quad f(r, t) = f_s + f^{(1)}(r) \cos(\omega t + \phi_{f 1}(r)) + f^{(2)}(r) \cos(2\omega t + \phi_{f 2}(r)) + \dots$$

Die instationäre Umströmung ist mit einem Navier-Stokes Code [15] berechnet worden⁴. Die Komponenten sind anschließend in Bahnrichtung nach Auftrieb und Widerstand aufgeteilt, summiert und im Bild als Beiwerte über der Zeit dargestellt. Alle Vorhersagen der vereinfachten Darstellung finden sich wieder. Der mittlere Widerstandsbeiwert aus dem Druck beträgt $\langle c_{W,p} \rangle \cong -0.017$ laut Grafik

und ist damit deutlich kleiner als der überschlägige Wert $-\pi(h_0 / \ell \cdot \omega_i^*)^2 \cong -0.03$ nach Gleichung (14). Der Wert ist als schräg schraffierter Balken eingezeichnet und in den rechten Bildteil übertragen. Der Widerstandsbeiwert aus der Schubspannung mit $\langle c_{W,f} \rangle \cong 0.015$ ist als senkrecht schraffierter Balken gezeichnet. Die große Schlagamplitude führt dazu, dass die Bewegung in der Tat den Strömungswiderstand überwinden kann. Die Skalierungen an den Beiwerten sind so zu verstehen, dass die Beiwerte mit diesen Faktoren multipliziert worden sind, damit sie den gezeichneten Verlauf ergeben. Die Amplitude des instationären Anteils der Schubspannung in Bahnrichtung ist demnach kleiner als 1/10 des mittleren Wertes.

Die gesamte Schubkraft wird an der Profilnase aufgebracht. Bild 11 zeigt den Verlauf der zweiten und ersten Harmonischen des Druckbeiwerts im Bereich der Nase über der Profilhöhe. Zum Vergleich ist die Rechnung mit einem Panelverfahren höherer Ordnung angegeben, wie es in [13] beschrieben ist. Die Auftragung über der Profilhöhe zeigt durch den Vergleich mit Bild 9, dass fast der gesamte Anteil auf die ersten 3 Prozent der Profiltiefe entfällt. Da beim Schlagen der größte Auftrieb beim

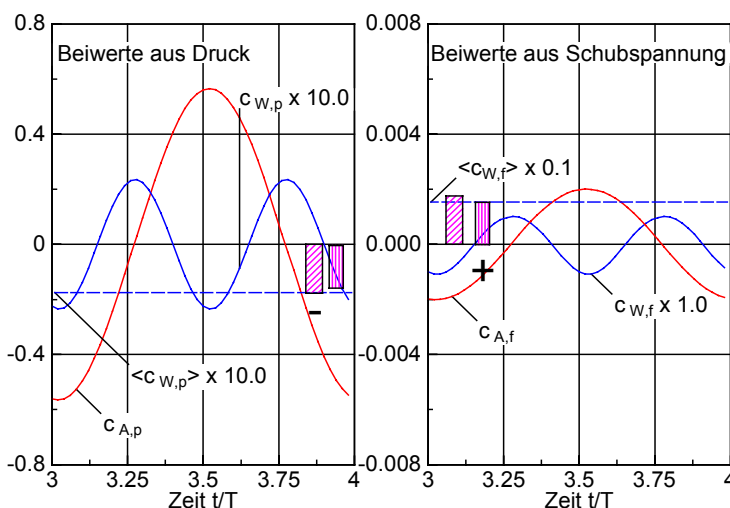


Bild 10: Zeitlicher Verlauf der Beiwerte der Kraftkomponenten nach Tabelle 4 für das Profil NACA0012 bei reinem Schlagen und $\kappa = 90^\circ$; Parameter der turbulenten Strömung: $h_0/\ell = 1$, $Ma = 0.4$, $Re = 10^5$, $\omega_i^* = 0.1$.

Durchgang durch die Ruhelage entsteht, ist für die erste

⁴ Die Berechnung verdankt der Autor seinem ehemaligen Kollegen Dipl.-Ing. B. Grüber.

Harmonische der relevante Imaginärteil dargestellt. Der Schwerpunkt dieser Verteilung liegt bekanntlich bei $\ell/4$.

Ma = 0.2	Phase $\kappa = -90^\circ$		Phase $\kappa = +90^\circ$	
	CFD	Panel	CFD	Panel
$\langle c_{\Pi,x} \rangle / \alpha_0^2$	-10.10	-16.49	-2.453	-0.711
$\langle c_{\Pi,g} \rangle / \alpha_0^2$	(x+g)	+7.72	(x+g)	-1.591
$\langle c_{\Pi,h} \rangle / \alpha_0^2$	12.82	11.82	2.632	2.435
$\langle c_{\Pi,\alpha} \rangle / \alpha_0^2$	6.2E-03	8.4E-03	4.8E-03	-2E-05
η_W	0.788	0.742	0.931	0.946

Tabelle 5: Vergleich der Beiwerte CFD und Panel.

Anders verhält es sich mit der Verteilung der Leistung bei CBT. In Bild 12 sind mit den Parametern aus Tabelle 1 die Beiwerte für das NACA0012 Profil über der Kontur dargestellt. $r/\ell = 0$ ist die Position der Hinterkante auf der Unterseite, $r/\ell = 2.039$ ihr genauer Wert für die Oberseite und die Vorderkante liegt ungefähr bei eins. Die Skalen der beiden Ordinaten für $\kappa = \pm 90^\circ$ unterscheiden sich um den Faktor zehn. Die Konzentration des Nasenschubs wird auch hier deutlich durch den fast senkrechten Anstieg der kumulierten Werte an der Vorderkante. Dagegen verteilen sich die Beiwerte aus den Querkraften über einen weiten Bereich der Kontur, was einen flachen Anstieg der kumulierten Werte verursacht. Zu beachten ist, dass für die Phasenlage $\kappa = -90^\circ$ nur die Hubbewegung der Nase Schub verursacht. Die Leistung aus den Querkraften produziert Widerstand. Der Nasenschub ist jedoch so groß, dass dieser Widerstand noch überwunden wird um den Preis eines geringeren Wirkungsgrades $\eta\Omega$ (Tabelle 5). Bei $Ma = 0.2$ besteht kaum ein Unterschied zwischen Werten aus dem CFD- und Panel-Verfahren.

8. EXPERIMENTELLE BEFUNDE

Die Messung des Nasenschubs bei reinem Schlagen ist Gegenstand mehrerer Publikationen mit widersprüchlichen Ergebnissen. Ein Grund liegt darin, dass das Drehen aerodynamisch instabil ist und jede mechanische Nachgiebigkeit im Versuchsaufbau zur Anregung führt. Der Experimentator muss nachweisen können, dass ein Drehen ausgeschlossen ist. Zum anderen scheint der Effekt abhängig zu sein von der Amplitude.

Jones, Dohring und Platzer haben die Wirbelstruktur des Nachlaufs im Wasserkanal [16] beobachtet. Die Autoren haben an NACA0012 und NACA0015 die Orientierung und Position der alternierenden Wirbel im Nachlauf vermessen. Diese Methode ist zuverlässiger als eine Kraftmessung. Anders als in der Theorie stellt sich im Experiment eine *Schubstraße* (Wirbel gegenläufig zur *Widerstandsstraße* nach Kármán orientiert; siehe [17], Bilder 94-98) erst bei großen

Amplituden oder großen reduzierten Frequenzen ein. Mit den Bezeichnungen in dieser Arbeit lautet die ungefähre Grenze $\tan \alpha_{H0} \geq 0.5$, was einem Anströmwinkel von

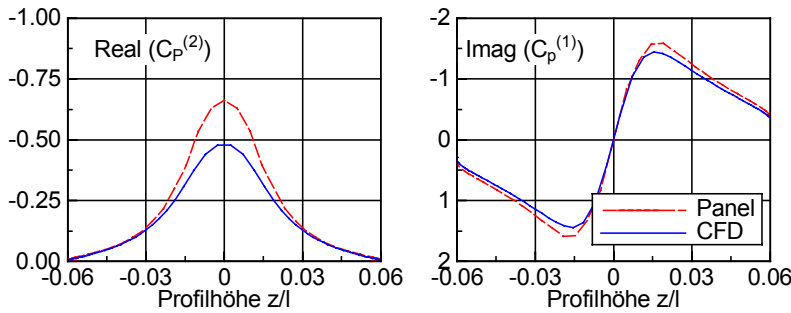


Bild 11: Räumlicher Verlauf der Druckverteilungen für das Profil NACA0012 bei reinem Schlagen; Parameter wie in Bild 10.

$\alpha_{H0} \geq 26^\circ$ entspricht. Zu erwähnen ist eine weitere Arbeit von **Dohring, Fottner und Platzer** [18], in der eine schwingende Klappe an der Hinterkante einen erheblichen positiven Einfluss auf die Laminarisierung der Strömung zeigt. Bewirkt wird dies durch die Beschleunigung der Strömung.

Ein Experiment von **Freymuth** [19] (mehr Daten in [20]) für das Profil NACA0015 passt zu dem voranstehenden Ergebnis. Für reines Schlagen bei $\omega^* = 2.7$ und $h_0/l = 0.2$ sieht er *propulsive signatures* ($\tan \alpha_{H0} = 1.1, \Rightarrow \alpha_{H0} = 47^\circ$). Für $\tan \alpha_{H0} = 0.54$ ist die Schubstraße noch erkennbar, während sie für $\tan \alpha_{H0} = 0.14$ ($\alpha_{H0} = 8^\circ$) vollständig verschwunden ist. Bei **Tichy** [21] findet sich in umfangreichen Messungen am Profil NACA0012 vom subsonischen in den transsonischen Bereich bei reinem Schlag ($\tan \alpha_{H0} \leq 0.01$) kein Hinweis auf eine Schubkraft.

DeLaurier und Harris [22] untersuchen am Rechteckflügel NACA0012 ($\Lambda = 4$) reines Schlagen und CBT im Bereich $0.07 \leq \omega^* \leq 0.16$. Variiert sind auch das Amplitudenverhältnis λ und die Phasenlage κ im Bereich um 90° . Bei diesen Experimenten wird *immer* Vortrieb erzeugt. Die theoretische Deutung der Experimente fällt schwer, weil für $\omega^* \lambda < 1$ keine Schuberzeugung mehr möglich sein sollte. In diesem Bereich nimmt der Flügel im Gegenteil Leistung aus dem Luftstrom auf (mit der möglichen Folge des Flatterns) und produziert Widerstand. Fig. 11 in der Arbeit zeigt dies besonders deutlich für den Fall $\kappa = 90^\circ$.

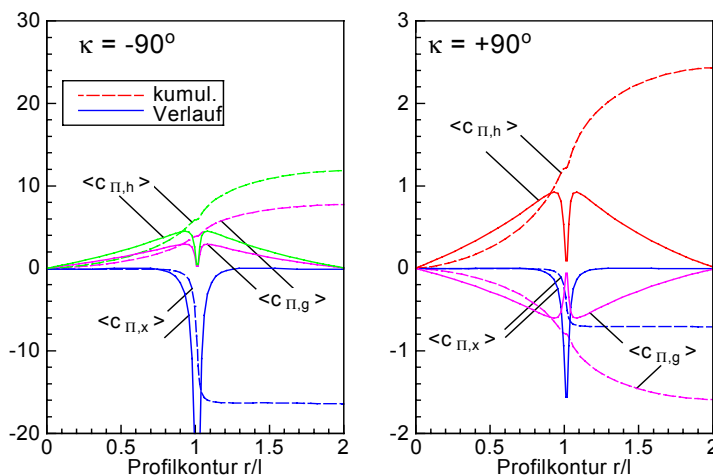


Bild 12: Leistungsbeiwerte für das Profil NACA0012 über der Kontur für CBT $\kappa = \pm 90^\circ$ (Panelverfahren mit Parametern aus Tabelle 1); Beiwerte (10-fach vergrößert) und kumulierte Werte. Bezug ist α_0^2 .

Nur der Fall mit kleinster Drehamplitude $\alpha_0 = 5.7^\circ$, die bei $h_0/(l/2) = 1.25$ den Wert $\lambda = 12.6$ ergibt, kann bei $\omega^* = 0.1$ theoretisch noch Schub liefern. Im Experiment erzeugen dagegen auch $\alpha_0 = 8.4^\circ$ und 12.1° Schub.

Das allererste Experiment zur Schuberzeugung mit reinem Schlagen stammt von **Katzmayr** [23] aus dem Jahr 1922. Das Profil G189 zeigt eine Zunahme des Widerstands bei wachsender Schlagfrequenz. Der Anströmwinkel α_{H0} liegt bei einem Grad.

Umfangreiche Experimente zu CBT sind von **Anderson, Streitlien, Barrett und Triantafyllou** für ein NACA0015 Profil im Wasserkanal durchgeführt worden [24]. Der höchste Wirkungsgrad wird bei der Phasenlage $\kappa = 75^\circ$ erzielt und erreicht $\eta_W \cong 0.87$ (dort Fig. 9c). Im Bereich $0.3 < \omega^* < 0.7$ ergeben sich sogar größere Wirkungsgrade als nach der Potentialtheorie. Die Experimente stimmen erstaunlich gut mit der Theorie überein. Der Leistungsbeiwert $\langle c_{\Pi,W} \rangle \cong 0.2$ (dort Fig. 7a) für $\omega^* = 1.06$ ist nur zu erreichen, wenn Nasenschub und Querkraftanteil zusammenwirken (Wert aus Panelverfahren des Autors: 0.184; davon Querkraftanteil allein: 0.124). Die Amplitude zu $\alpha(t)$ nach Gleichung (4) beträgt gleichwohl nur 15° (ohne Näherung nach (2) ermittelt).

9. SUBSIDIÄRE SCHUBERZEUGUNG

Eine Prognose der Leistungsverbesserung mit CBT in transsonischer Strömung muss angesichts der experimentellen Befunde mit Vorbehalt gelesen werden. Begleitende 2D Experimente sind die Mindestvoraussetzung für eine Bewertung der zu erwartenden Leistungssteigerungen. Wenn, wie in [24] gemessen, das Zusammenwirken von Querkraft und Nasenschub für mäßige Auslenkungen (dort $h_0/l = 0.25$) eintreten kann, dann ist die Annahme eines Wirkungsgrades $\eta_W \cong 0.9$ nach Tabelle 2 prinzipiell berechtigt. Wir untersuchen für die Parameter in Tabelle 1, welche subsidiäre Schubleistung sich für ein Flugzeug daraus ergibt.

Der Beiwert für die Schubleistung aus Bild 2 hat im oberen Machzahlbereich den Wert $\langle c_{\Pi,W} \rangle \cong -5E-04$. Die aktiven Flächenenden in Bild 13 führen eine Bewegung nach Tabelle 1 aus. Die Auslenkungen sollen linear von innen zur Flügelspitze zunehmen und erreichen dort die Bezugswerte der Tabelle. Zugleich nimmt die örtliche Flügeltiefe von der Flügelspitze zum Beginn der aktiven Fläche um etwa die Hälfte zu. Die Formfunktion $f(\eta)$

$$(24) \quad \begin{aligned} f(\eta) &= \eta^2 \cdot (2 - \eta); \\ \int_0^1 f(\eta) \cdot d\eta &\cong 0.42 \end{aligned}$$

für die streifenweise Berechnung des effektiven Leistungsbeiwertes geht in die Berechnung der erzielten Leistung aus

der aktiven Fläche ein:

$$\begin{aligned}
 \langle P_W \rangle &= \langle c_{II,W} \rangle \cdot \int_0^1 f(\eta) d\eta \cdot q_0 \cdot u_0 \cdot S_b / 5 \\
 (25) \quad &= -5 \cdot 10^{-4} \cdot 0.42 \cdot 1.07 \cdot 10^4 \cdot 242 \cdot 363 / 5 \text{ W} \\
 &= -39.5 \text{ kW}
 \end{aligned}$$

Das Ergebnis macht nur 1/6 von 1 % der Flugleistung in Tabelle 6 aus, aber es sind auch kleine Amplituden. Vergrößert man α_0 um den Faktor zehn auf 7.5° , dann ist das Ergebnis $1/6 P_W$. Um die Leistungseinsparung zu berechnen, nehmen wir den Wirkungsgrad von 90 % für die Umsetzung von Biege- und Torsionsleistung in Vortriebsleistung an. Wir unterstellen, dass ein Flugzeugtriebwerk die gleiche bereitstehende mechanische Leistung zu etwa 80 % in Schubleistung umsetzen kann⁵.

- Diese Differenz von rund 10 % ist der unmittelbare Gewinn. Er beträgt im Beispiel $1/60 P_W$ oder 1.6 % Einsparung bei der Flugleistung bzw. des $c_{II,W}$ Wertes.

Nicht gerechnet sind die vermuteten Verbesserungen: Die dynamische Laminarisierung im Flügelschnitt und der beschleunigte Zerfall des stationären Randwirbels durch das aufgeprägte alternierende Wirbeldichtefeld.

Flugzeug A340-200		mäßig voll
Flügelfläche S_b	m ²	363
Max. Abflugmasse	t	257
Angenommene Masse	t	200
Auftrieb A	kN	2000
Gleitzahl ϵ (Annahme)	-	20
Widerstand W	kN	100
Flughöhe H	m	11,000
Machzahl Ma	-	0.82
Staudruck q_0	N/m ²	$1.07 \cdot 10^4$
⇒ Geschwindigkeit u_0	m/s	242
Flugleistung P_W	MW	24.2
Beiwert $c_{II,W}$ zu S_b	-	0.0257
Beiwert c_A zu S_b	-	0.515
1 % von P_W	kW	242

Tabelle 6: Eckdaten für eine fiktive Leistungsberechnung mit subsidiärer Schuberzeugung.

10. ECKDATEN FÜR EIN MODELLFLUGZEUG

In Bild 14 ist die Beziehung zwischen Gewicht G und spezifischer Flügelbelastung γ_s mit Daten bei Marey [11] und Tennekes [25] in illustriert. Lilienthals Storch [26] und ein Airbus A340 (kurz nach dem Start und nicht maximal beladen [27]) sind „typische“ Vögel, das Daedalus-Projekt [28] zeigt, wo dem Menschen mit eigener Kraft Fliegen möglich ist. Die durchgezogene Linie ist die Beziehung

$$(26) \quad \gamma_s = k_G \sqrt[3]{G} \text{ mit } k_G = \left\{ (g\rho_K \delta)^2 \frac{1}{\Lambda} \right\}^{1/3}$$

Die Beziehung geht aus von einem Rechteckflügel, stellvertretend für den ganzen Flugapparat, mit dem Grundriss

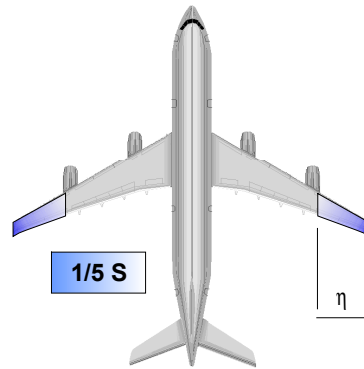


Bild 13: Außenflügel als aktive Fläche für CBT.

$S_b = b\ell$ und der mittleren Profildicke $\delta\ell$. Die einfache Form erleichtert die Dimensionsanalyse. Das Gewicht

$$(27) \quad G = g\rho_K S_b \delta \ell = g\rho_K \frac{\delta}{\Lambda} b^3$$

einerseits, und die spezifische Flügelbelastung

$$(28) \quad \frac{G}{S_b} = \gamma_s = g\rho_K \frac{\delta}{\Lambda} b$$

andererseits führen auf (26). Die Auftriebskraft A

$$(29) \quad A = c_A \cdot \frac{1}{2} \rho_F u_0^2 \cdot S_b$$

legt mit der erzielbaren Gleitzahl ϵ wegen $A=G$ auch die aufzubringende Flugleistung P_W fest:

$$(30) \quad P_W = \frac{A}{\epsilon} u_0$$

Normal: Eine Flugapparat (z.B. eine Drohne) habe die Masse von 100 kg. Um Fliegen nach (26) mit k_G aus Bild 14 zu ermöglichen, ist eine Geschwindigkeit $u_0 = 28.3$ m/s erforderlich. Mit $\epsilon=12$ und $c_A=0.8$ ergibt dies die erforderliche Flugleistung von $P_W=2.4$ kW. Allerdings hätte der Apparat auch nur eine Fläche $S_b=2.5$ m².

Ultraleicht: Man kann für dies Gewicht auch von der Flugleistung ausgehen und eine Grenze von 0.5 kW verlangen mit $u_0=10$ m/s. Aus der Annahme folgt die Gleitzahl $\epsilon=20$. Damit ist $S_b=20$ m² (Λ sei 10, $\ell = 1.4$ m). Die Flächenlast von 50 N/m² ergibt den extrem kleinen Zahlenwert fünf für den Gewichtskoeffizienten k_G . Wir wählen

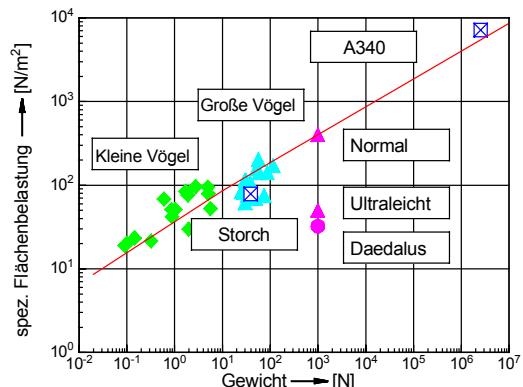


Bild 14: Spezifische Flächenbelastung über dem Gewicht für verschiedene Flugapparate und Verlauf nach Gleichung (26) mit $k_G=40$.

⁵ Diese Zahl hat der Autor mehrfach genannt bekommen. Der Wert von 50 % in [7] ist ein Mißverständnis und für diesen Vergleich eine falsche Angabe.

$\omega^* = 0.15$ und fragen nach den erforderlichen Amplituden zu Bild 5 bis Bild 8. Wir wählen das Amplitudenverhältnis $\lambda = 10$ bei $\kappa = 90^\circ$. Mit einem linearen Anstieg der Auslenkungen und einem Randabfall der Leistung an den Flügelspitzen (Faustformel: $\lambda/(\lambda+2)$) folgt nach (20)

$$P_W = \langle c_{\Pi, W} \rangle \cdot \alpha_0^2 \cdot \int_0^1 \eta^2 d\eta \cdot \lambda/(\lambda+2) \cdot q_0 \cdot u_0 \cdot S_b$$

$$(31) \quad = -2.36 \cdot 1/3 \cdot 10.2/(10.2+2) \cdot 60 \cdot 10 \cdot 20 \text{ W} \cdot \alpha_0^2$$

Für $P_W = 0.5 \text{ kW}$ muss die Drehamplitude $\alpha_0 = 14.4^\circ$ betragen. Die Schlagamplitude ist $h_0/\ell = 1.3$ ($Re \cong 10^6$). Das Beispiel dieses ultraleichten Modells ist gleichwohl nicht völlig utopisch in seinen Annahmen, wie die Daten des Daedalus-Projektes zeigen. Ein Flugapparat für den menschlichen Schwingenflug ist eine extreme Anforderung⁶, aber nicht gänzlich unmöglich.

11. ZUSAMMENFASSUNG

Die subsidiäre Schuberzeugung mit gekoppelten Biege- und Torsionsschwingungen für ein transsonisches Transportflugzeug verspricht in mehrfacher Hinsicht einen Gewinn an Flugleistung: durch dynamische Laminarisierung, beschleunigten Zerfall des Randwirbels und Leistungseintrag mit hohem Wirkungsgrad. Windkanalversuche sind aber unerlässlich, da widersprüchliche experimentelle Befunde vorliegen.

Eine Methode zur Abschätzung des Leistungsbedarfs ist hergeleitet. Sie ist auf „Vögel“ aller Skalierungen anwendbar, zu denen in struktureller Hinsicht auch ein Verkehrsflugzeug zählt.

Eine Drohne mit regulär skaliert Struktur und dem Gewicht eines Drachengleiters unterscheidet sich jedoch völlig von einem Flugapparat für den menschlichen Schwingenflug. Dessen Auslegung und Bedienung ist eine exzeptionelle, aber realisierbare Herausforderung an Leichtbau und menschliche Leistung.

LITERATUR

- [1] V. CARSTENS, *Computation of the Unsteady Transonic 2D Cascade Flow by an Euler Algorithm with Interactive Grid Generation*, AGARD CP 507, Transonic Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity, San Diego, USA, October 7-11, 1991.
- [2] W. BIRNBAUM, *Das ebene Problem des schlagenden Flügels*, ZAMM **4** (1924), 277-292
- [3] W. BIRNBAUM, *Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel*, ZFM **11/12** (1924), 128-134
- [4] H.G. KÜSSNER, *Zusammenfassender Bericht über den instationären Auftrieb von Flügeln*, Luftfahrtforschung **13** (1936), 410-424.
- [5] TH. THEODORSEN, *General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter*, N.A.C.A. Report No. **496** (1935).
- [6] I.E. GARRICK, *Propulsion of a Flapping and Oscillating Airfoil*, N.A.C.A. Report No. **567** (1936).
- [7] W. SEND, *Otto Lilienthal und der Mechanismus des Schwingenflugs - Zum Gedächtnis an Otto Lilienthals Tod 1896 vor 100 Jahren*, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 1996, Dresden, 24.-27. Sept., Vortrag DGLR-JT96-030
- [8] E. VON HOLST, *Untersuchungen über Flugbiophysik I., Messungen zur Aerodynamik kleiner schwingender Flügel*, Biol. Zentralblatt **63** (1943), 289-326
- [9] E. VON HOLST, D KÜCHEMANN, *Biologische und aerodynamische Probleme des Tierflugs*, Die Naturwissenschaften Jahrg. **29** (1941), 348-362
- [10] E. J. MAREY, *Le Vol des Oiseaux*, Paris 1890, Éditeur G. Masson.
- [11] E. J. MAREY, *La Machine Animale*, Paris 1891, Cinquième Edition, Éditeur F. Alcan.
- [12] W. SEND, R. VOß, W. WEGNER, *Das aeroelastische System „Flügel mit Triebwerken“ als Funktion der aerodynamischen Modellbildung*, DGLR Jahrbuch 94 Band II, 705-714, Bonn 1994
- [13] W. SEND, *Zur Lösung des räumlichen Interferenzproblems in der Instationären Aerodynamik*, DLR-FB 95-42, Köln 1995.
- [14] W. SEND, *The Mean Power of Forces and Moments in Unsteady Aerodynamics*, Z.AMM **72** (1992), 113-132.
- [15] B. GRÜBER, V. CARSTENS, *Computation of the Unsteady Transonic Flow in Harmonically Oscillating Turbine Cascades Taking into Account Viscous Effects*, J. Turbomachinery **120** No. 1 (1998), 104-111
- [16] K.D. JONES, C.M. DOHRING, M.F. PLATZER, *Wake Structures behind Plunging Airfoils: A Comparison of Numerical and Experimental Results*, AIAA 96-0078, 34th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 15-18, 1996, Reno NV, USA
- [17] M. VAN DYKE, *An Album of Fluid Motion*, The Parabolic Press, Stanford, California, 1982
- [18] C.M. DOHRING, L. FOTTNER, M.F. PLATZER, *Experimental and Numerical Investigation of Flapping Wing Propulsion and its Application for Boundary Layer Control*, ASME-98-GT-46, ASME Congress 1998 June 2-5, Stockholm, Sweden.
- [19] P. FREYMUTH, *Propulsive Vortical Signature of Plunging and Pitching Airfoils*, AIAA J. **26** No. 7 (1988), 881-883
- [20] P. FREYMUTH, *Propulsive Vortical Signature of Plunging and Pitching Airfoils*, AIAA-88-0323, 26th Aerospace Sciences Meeting, Jan 11-14, 1988, Reno NV, USA
- [21] L. TICHY, *Ergebnisse von Druck- und Kraftmessungen an einem in transsonischer Strömung harmonisch bewegten NACA-0012-Profil*, DFVLR IB 232-91J03, Göttingen 1991
- [22] J.D. DeLAURIER, J.M. HARRIS, *Oscillating-Wing Propulsion*, J. Aircraft, May 1982, 368-373.
- [23] R. KATZMAYR, *Über das Verhalten der Flügelflächen bei periodischen Änderungen der Geschwindigkeitsrichtung* Z. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt **6** (1922), 80-82, Schluß: **7** (1922), 95-101.
- [24] J.M. ANDERSON, K. STREITLIEN, D.S. BARRETT, M.S. TRIANTAFYLLOU, *Oscillating foils of highpropulsive efficiency*, J. Fluid Mech. **360** (1998), 41-72.
- [25] H. TENNKES; *Kolibris und Jumbo-Jets*, Birkhäuser Verlag, Basel/Boston/Berlin, 1997
- [26] O. LILIENTHAL, *Der Vogelflug als Grundlage der Fliegenkunst*, R. Gaertners Verlagsbuchhandlung, Berlin 1889
- [27] R. WASSERTHEURER, *Lufthansa A340*, Flugrevue Jan. 1996, 29-33
- [28] G. FISCHER (Hrsg.), *Daedalus - die Erfindung der Gegenwart*, Verlag Stroemfeld/Roter Stern, Basel/Frankfurt a.M., 1990, ISBN 3-87877-374-9

⁶ Der Radrennfahrer Jan Ullrich hat während der Tour de France 1997 beim Anstieg von Le Bourg d'Oisans nach L'Alpe d'Huez über fast 40 min mehr als 450 W mechanische Leistung aufgebracht.

Ergänzende Angaben zur Originalpublikation:

Inhalt

ÜBERSICHT	1
BEZEICHNUNGEN.....	1
1. EINLEITUNG	2
2. SCHUBLEISTUNG ÜBER DER MACHZAHL	2
3. FRÜHE UNTERSUCHUNGEN.....	3
4. VEREINFACHTE DARSTELLUNG.....	3
5. LEISTUNGSBEIWERTE.....	5
6. ANALYSE DER LEISTUNGEN.....	5
7. LOKALISIERUNG DER SCHUBLEISTUNG.....	6
8. EXPERIMENTELLE BEFUNDE	7
9. SUBSIDIÄRE SCHUBERZEUGUNG.....	8
10. ECKDATEN FÜR EIN MODELLFLUGZEUG.....	9
11. ZUSAMMENFASSUNG.....	10
LITERATUR.....	10
Inhalt.....	11
Abbildungen.....	11
Tabellen.....	11

Abbildungen

Bild 1 Leistungsbeiwerte für das Profil NACA0012 über der Machzahl	2
Bild 2 Leistungsbeiwerte für Flügelschnitt Transportflugzeug über der Machzahl	2
Bild 3 Schuberzeugung mit dem Profil eines transsonischen Transportflugzeugs.....	3
Bild 4 Kinematik von Biegung und Torsion im Flügelschnitt	4
Bild 5 Leistungsbeiwert Translation durch Drehen der Querkräfte	6
Bild 6 Leistungsbeiwert für den Freiheitsgrad Schlag.....	6
Bild 7 Leistungsbeiwert Translation aus der Hubbewegung der Profilnase	6
Bild 8 Wirkungsgrad ohne Anteil aus der Hubbewegung der Profilnase.....	6
Bild 10 Zeitlicher Verlauf der Beiwerte der Kraftkomponenten	7
Bild 11 Räumlicher Verlauf der Druckverteilungen für das Profil NACA0012	8
Bild 12 Leistungsbeiwerte für das Profil NACA0012 über der Kontur.....	8
Bild 13 Außenflügel als aktive Fläche für CBT.....	9
Bild 14 Spezifische Flächenbelastung über dem Gewicht	9

Tabellen

Tabelle 1 Parameter für Rechnung über der Machzahl	2
Tabelle 2 Wirkungsgrade η_W über Machzahl.....	3
Tabelle 3 Kinematik von Schlagen und Drehen.....	3
Tabelle 4 Kraftanteile aus Schubspannung und Druck im bahnfesten Koordinatensystem.....	4
Tabelle 5 Vergleich der Beiwerte CFD und Panel	7