

Der Mechanismus des Schwingenflugs^{*)}

Wolfgang Send

c/o I. Zoologisches Institut der Universität Göttingen

DLR-Institut für Aeroelastik Göttingen

Der Tierflug beruht auf der Fähigkeit der fliegenden Lebewesen, Auftriebs- und Vortriebskraft hervorzubringen. Schlagen, Drehen und Schwenken der tragenden Flächen sind die kinematischen Grundmuster beim Vortrieb. Der zentrale Mechanismus des Schwingenflugs ist eine gekoppelte Schlag- und Drehbewegung. Eine elementare Herleitung für diesen Mechanismus wird vorgestellt.

An einem Schwingenflugmodell nach Art eines Lilienthalschen Rundlaufs, entwickelt zusammen mit dem Feinmechaniker F. Scharstein, wird die Entstehung von Vortrieb und Auftrieb demonstriert. Beide Größen lassen sich am Modell quantitativ erfassen. Die Elemente einer Unterrichtseinheit „Physik des Fliegens“ für die Sekundarstufe II werden skizziert und die Motive hierzu erörtert. Das Konzept stellt den Luftwiderstand und seine Überwindung im Ablauf voran. Die Abfolge beruht auf einem 9-stündigen Unterrichtsversuch mit einem Leistungskurs Physik.

1. Einleitung

Otto Lilienthal gilt durch seine systematischen Untersuchungen zum Auftrieb der ebenen und gewölbten Tragflächen, vor allem auch durch die umfangreichen Flugversuche mit seinen Hängegleitern, als Pionier und Begründer der Luftfahrtforschung.

Weniger bekannt sind seine Beobachtungen und Überlegungen zum Mechanismus des Schwingenflugs der Tiere. Lilienthal hat bis zu seinem Tod, am 10. August 1896 einen Tag nach seinem tragischen Absturz, an Fluggeräten für den Schwingenflug gearbeitet und auch Versuche hierzu angestellt.

Die *Tafel VIII* in seinem 1889 erschienenen Buch *Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst* [1] ist nach Auffassung des Autors ein Meisterwerk präziser Naturbeobachtung. Die Tafel enthält nicht nur qualitativ die Darlegung der zentralen Mechanismen des Schwingenflugs der Tiere, sondern auch eine zahlenmäßige Auswertung der gezeichneten Bewegungen ist in bemerkenswerter Übereinstimmung mit den Ergebnissen einer theoretischen Beschreibung.

Lilienthal hat gesehen, dass der Auf- und Abschlag der Flügel der von ihm beobachteten Störche stets begleitet ist von einer positiven Anstellung beim Aufschlag und einer negativen Anstellung bei Abschlag. Diese gekoppelte Schlag- und Drehbewegung ist der Kern des Vortriebsmechanismus, der auf diese Weise schon Schubkraft im Stand entwickelt. Mit einem Fächer in der Hand macht man eine ähnliche Bewegung, um einen Luftstrom zu erzeugen. Die weiterhin von Lilienthal gesehene kürzere Weglänge beim Aufschlag gegenüber der Länge beim Abschlag entspricht theoretisch einer zusätzlichen Schwenkbewegung, die bei allen Beobachtungen von Vögeln und Insekten stets nachzuweisen ist. Hierdurch kann die Schubkraft - bei gleicher Schlagamplitude - noch deutlich vergrößert

^{*)} Die schriftliche Fassung des Vortrags beschränkt sich auf den *Mechanismus des Schwingenflugs*.

werden. Gerade die Bedeutung dieser zuletzt genannten Beobachtung Lilienthals ist bislang offenkundig nicht erkannt worden.

Erstaunlicherweise ist seit den ersten Arbeiten zur Instationären Aerodynamik nach 1920 unter Anleitung von L. Prandtl [2] in Göttingen die Bedeutung und der Wahrheitsgehalt der Lilienthalschen Beobachtungen zum Schwingenflug bis heute unterschätzt worden und ein Bezug deshalb unterblieben. Statt dessen wurden theoretisch Mechanismen zur Deutung des Schwingenflugs angegeben, die in offenkundigem Gegensatz zu Lilienthals Beschreibung stehen und bei Tierbewegungen auch nicht nachzuweisen sind. Der von Lilienthal beschriebene Mechanismus ist dagegen die zentrale Bewegungsform für den Schwingenflug, die sich auch mit den Ergebnissen aktueller zoologischer Forschung auf diesem Gebiet deckt. Diese Umstände haben sicherlich dazu beigetragen, dass Aerodynamik und zoologische Forschung bis heute so wenig zueinander gefunden haben. Erich von Holst, der am Zoologischen Institut der Universität Göttingen Anfang 1940 erstmals Schwingenflugmodelle mit sehr guten Flugeigenschaften gebaut hat, beklagt die gegensätzlichen Gedankengänge bei Aerodynamikern und

Zoologen in seinen *Untersuchungen über Flugbiophysik* [3], woran sich bis heute nur graduell etwas geändert hat.

Weder Lilienthal, noch spätere Konstrukteure von stets sehr komplizierten Schwingenflugmodellen, wie auch E. von Holst, haben allerdings erkannt, dass eine optimal gekoppelte Schlag- und Drehbewegung sehr einfach durch die Einbeziehung der Erkenntnisse der Aeroelastik verwirklicht werden kann. Der Autor hat dies zunächst bei der Auswertung von Insektenbewegungen und dem Studium ihres Flügelbaus im Rahmen einer eher privaten Zusammenarbeit mit dem I. Zoologischen Institut der Universität Göttingen entdeckt.

Zusammen mit dem Feinmechaniker F. Scharstein, Euskirchen, hat der Autor auf der Basis dieser

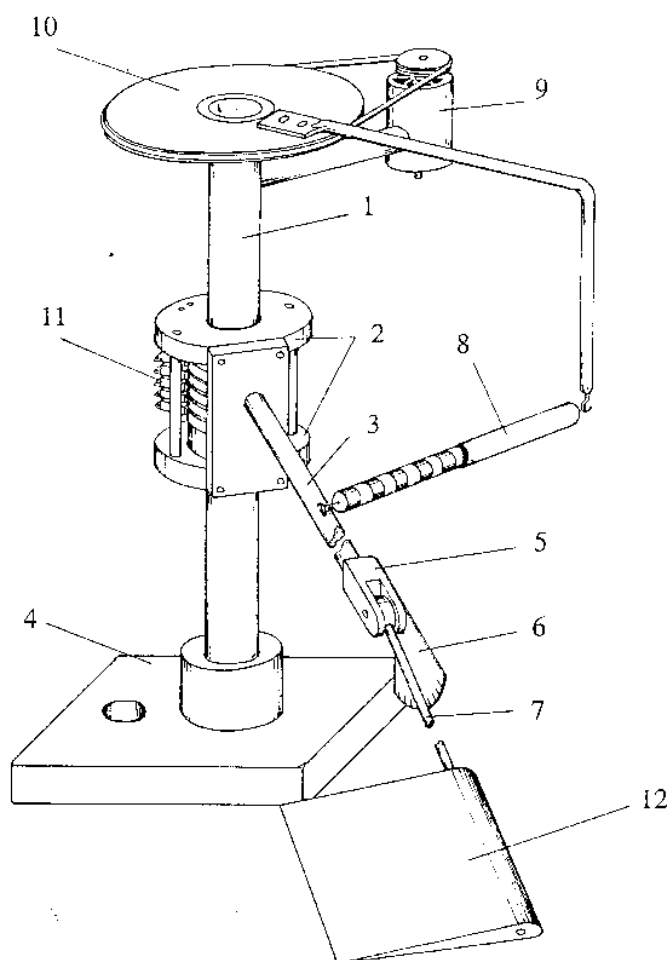


Abb. 1: Rundlauf ANIPROP RL2

Erkenntnisse in den letzten vier Jahren ein Schwingenflugmodell entwickelt, das erstmals Lilienthals Mechanismus des Tierflugs in einem Rundlauf quantitativ messbar demonstriert. Dieses Modell ist nunmehr auch als Unterrichtsgerät erhältlich.

2. Das Schwingenflugexperiment

Die Versuchseinrichtung ANIPROP RL2 ist entworfen worden als Mess- und Demonstrationsgerät für Versuche zu den *Grundlagen des Vogelflugs* und zur *Physik des Fliegens* allgemein. Die beiden wesentlichen Kräfte Vortrieb und Auftrieb beim Tierflug lassen sich anschaulich vorführen und messen. Das Gerät ist als Rundlauf aufgebaut ähnlich einem Karussell. Abb. 1 zeigt die grundsätzliche Funktionsweise.

An einer senkrechten Achse (1) ist ein Lager (2) angebracht, das den horizontal drehenden inneren Ausleger (3) trägt. Diese Zentraleinheit ist mit einem Fuß (4) auf einem Stativ befestigt, das hier nicht gezeichnet ist. Am Ende des inneren Auslegers befindet sich ein Gelenkkopf (5), an dem der äußere Ausleger (7) von der vertikalen in die horizontale Lage schwenken kann. Die jeweilige Neigung wird an einem Winkelmesser (6) abgelesen. Am Ende des äußeren Auslegers ist das Schwingenflugmodell (12) eingehängt, von dem hier nur eine einfache Tragfläche gezeichnet ist.

Über Schleifringe (11) wird das Schlagflügelmodell mit Strom versorgt. Ein an der Zentraleinheit angebrachter Motor (9) treibt eine horizontale Kreisscheibe (10) an, die über einen Mitnehmer den inneren Ausleger schleppen kann. Der Kraftmesser (8) ermittelt die aufgewandte Schleppkraft.

Ein Schwingenflugmodell mit Schlagmechanik im Rumpf und zwei Flügeln erzeugt Aufschlag und Abschlag. Zugleich drehen die elastischen Flügel beim Aufschlag die Flügel Nase nach oben und beim Abschlag nach unten. Hierdurch wird die Schubkraft erzeugt. Diesen Vorgang zeigt die erwähnte Zeichnung Lilienthals. Das Modell mit einer Spannweite von ca. 1 m bewegt sich aus eigener Kraft vorwärts.

Für die Erklärung und Messung des Auftriebs wird das Modell einer Tragfläche verwendet. Einhängbare Gewichte demonstrieren die Tragkraft der Tragfläche.

Am Gelenkkopf kann neben der Tragfläche gleichzeitig eine Kugel eingeklinkt werden, die keinen Auftrieb erfährt. Im Vergleich zur Winkelstellung der Tragfläche wird die jeweilige Wirkung der Auftriebskraft unmittelbar einsichtig.

3. Motivation für ein neues Unterrichtskonzept „Physik des Fliegens“

Blickt man auf die verschiedenen Ansätze, die Physik des Fliegens zu unterrichten, so ist das Fehlen von Experimenten zum Schwingenflug der offenkundigste Mangel. Diese Bewegung, die wir tagtäglich in der Natur um uns herum beobachten, hat sich bislang dem quantitativen Experiment entzogen. Die weltweit wenigen Modelle sind stets nur von ihren Erbauern betrieben worden und Einzelstücke geblieben. Dies gilt leider auch für die Modelle von E. von Holst,

dem nach Kenntnis des Autors der Bau der ersten tauglichen Schwingenflugmodelle zuzuschreiben ist [4]. Einzig von K. Herzog [5] ist ein kleines Vogelflugmodell namens *TIM BIRD* entworfen worden, das von einer französischen Firma gebaut und weltweit vertrieben wird [6]. Herzog hat sich zeitlebens mit den Arbeiten von E. von Holst auseinandergesetzt und auch selbst Schwingenflugmodelle gebaut, die in seinem Buch ausführlich beschrieben werden.

Neben der Fähigkeit, durch den Mechanismus des Schwingenflugs eine Vortriebskraft zur Überwindung ihres Luftwiderstands zu erzeugen, müssen die fliegenden Lebewesen mit einer Auftriebskraft auch ihr eigenes Gewicht ausgleichen. Beide Erscheinungen im Modellversuch erfahren und nachvollziehen zu können, sollte daher das oberste Ziel einer Unterrichtseinheit zur Physik des Fliegens sein. Eine Einführung zur *Aerodynamik des Tierflugs*, in der die begrifflichen Zusammenhänge ausführlicher dargestellt und die physikalischen Größen eingeführt sind, ist vom Autor vor einiger Zeit verfasst worden [7]. Dort finden sich auch weitere Literaturhinweise. Die vorliegende Arbeit setzt diese Einführung fort.

Der Schwingenflug ist das eigentlich Faszinierende an der Physik des Fliegens. In ihm lassen sich die unterschiedlichsten Fragestellungen bündeln, die teilweise über die Physik hinausgehen:

- Auf welchen physikalischen Grundlagen beruht der Schwingenflug?
- Welche Leistungen werden beim Fliegen aufgebracht?
- Wie sind die Flügel der fliegenden Tiere aufgebaut?
- Welche bewegten Oberflächen sind die strömungsgünstigsten?
- Wie steuern die Tiere ihre Bewegungen?
- Wie orientieren sich die Tiere?
- Könnte der Mensch den Mechanismus des Schwingenflugs nutzen?
- Bewegen Fische ihre Flossen grundsätzlich anders oder gar ähnlich?
- Wie ist das Fliegen stammesgeschichtlich entstanden?

Die Liste ließe sich fortsetzen und noch weiter in den zoologischen Bereich ausdehnen. Der Tierflug ist nach Auffassung des Autors ein attraktives Thema, physikalische und zoologische Fragen interdisziplinär im Unterricht zu behandeln. Daß diese Fragen bislang nicht intensiver aufgegriffen worden sind, liegt nicht unerheblich an dem schon erwähnten Mangel, der aber nunmehr als behoben angesehen werden darf. Das bisherige Fehlen des Kernexperimentes für den Tierflug und die als nicht minder schwierig angesehene Deutung des Auftriebs umgeben die Thematik mit einem Schleier des Geheimnisvollen. Das „Geheimnis“ des Fliegens liegt aber nicht in den elementaren Mechanismen, sondern vielmehr in der bewundernswerten Beherrschung dieser Mechanismen, derer die fliegenden Geschöpfe fähig sind.

Neben dem Ansehen vorzüglicher Dokumentarfilme (z.B. [8]) lohnt sich der Gang zu großen Volièren, in denen man den Tieren beim Fliegen zuschauen kann. Noch interessanter ist der Besuch bei einem Falkenhof, der Greifvögel im freien Flug zu beobachten gestattet. Auch wird man den Flossenschlag der Fische in einem Aquarium mit anderen Augen sehen, wenn man einmal den Mechanismus genauer studiert hat.

In der Zeit vor dem Zweiten Weltkrieg ist Fluglehre ein wesentliches Thema im Unterricht der Gymnasien. Ältere Schulen haben oft noch Teile dieser Ausstattung. Das Buch von E. Roller *Schulversuche zur Fluglehre* [9] belegt, dass Vorkenntnisse in Richtung Luftfahrtforschung vermittelt werden sollen. Der übergeordnete Aspekt der Biophysik des Fliegens wird nicht betrachtet. Auch neuere Bücher sind auf den technischen Aspekt des Fliegens ausgerichtet und behandeln den zoologischen Teil nur am Rande (z.B. das im übrigen sehr schöne Unterrichtsbuch von B. Heepmann *Flug und Fliegen* [10]). Heute spielt weder die Strömungslehre allgemein, noch die Physik des Fliegens im besonderen eine nennenswerte Rolle im Stoffplan der allgemeinbildenden Schulen.

4. Alles Fliegen ist Erzeugen von Luftwiderstand

Von O. Lilienthal stammt die Formulierung ([1], S. 33):

„Alles Fliegen beruht auf Erzeugung von Luftwiderstand, alle Flugarbeit besteht in Überwindung von Luftwiderstand.“

Einige Seiten zuvor beschreibt Lilienthal die Natur und Entstehung des Luftwiderstands mit Worten, die nicht anschaulicher für das theoretisch-physikalische Umströmungsproblem und das Ergebnis seiner Lösung gefunden werden können:

„Wenn ein Körper sich durch die Luft bewegt, so werden die Luftteile vor dem Körper gezwungen, auszuweichen und selbst gewisse Wege einzuschlagen. Auch hinter dem Körper wird die Luft in Bewegung geraten.“

Die hinter dem Körper befindliche Luft wird teilweise die Bewegungen des Körpers mitmachen, und außerdem werden gewisse regelmäßige Wirbelbewegungen in der Luft entstehen, welche sich noch eine Zeit lang auf dem von dem Körper in der Luft beschriebenen Wege vorfinden werden und erst allmählich durch die gegenseitige Reibung aneinander zur Ruhe kommen.“

Der vorher in Ruhe befindlichen Luft müssen alle diese Bewegungen, die für das Hindurchlassen des Körpers durch die Luft nötig sind, erst erteilt werden; und deshalb setzt die Luft dem in ihr bewegten Körper einen gewissen messbaren Widerstand entgegen, zu dessen Überwindung eine gleich große Kraft gehört.“

Das betrachtete Fluid habe die Dichte ρ , wenn es völlig in Ruhe ist. Dann hat ein kleines Massenelement Δm , das dem Körper mit der Relativgeschwindigkeit u_0 begegnet, bei einem gedachten Aufprall die kinetische Energie

$$W_{kin} = \frac{1}{2} \Delta m \cdot u_0^2 = \frac{1}{2} \rho \cdot \Delta V \cdot u_0^2 . \quad (1)$$

ΔV ist das Volumen, das dieses Massenelement beansprucht. Nehmen wir die gedachte Aufprallenergie pro Volumeneinheit, dann erhalten wir den sogenannten Staudruck p_0 mit

$$p_0 = \frac{W_{kin}}{\Delta V} = \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^2 . \quad (2)$$

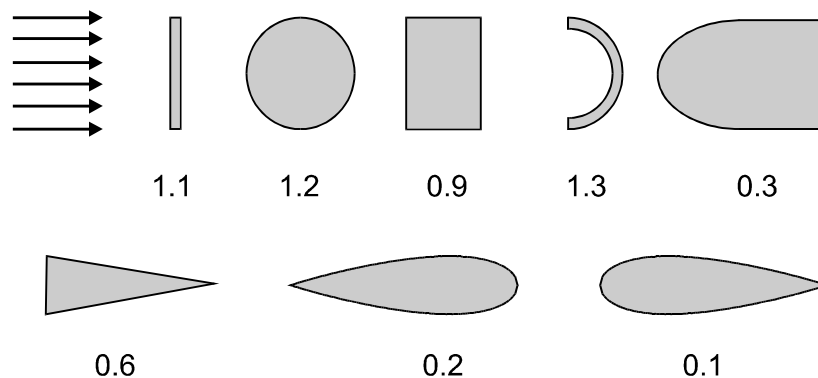


Abb. 2: Ungefähre Widerstandsbeiwerte c_w verschiedener Querschnitte, Bezug auf die Stirnfläche.

Würde dieser Druck ungemindert auf eine senkrecht zur Anströmung stehende Fläche S übertragen, dann wäre die resultierende Kraft F_w auf den Körper, der Strömungswiderstand, genau $p_0 \cdot S$. Die Erfahrung zeigt, dass Körper mit gleicher Stirnfläche zur Anströmung, aber unterschiedlicher Körperform, durchaus unterschiedliche Widerstandskräfte erfahren. Dies wird ausgedrückt durch einen Proportionalitätsfaktor, der als *Widerstandsbeiwert* c_w des Körpers bezeichnet wird:

$$F_w = c_w \cdot p_0 \cdot S \quad (3)$$

Widerstandsbeiwerte lassen sich in der Regel nur experimentell bestimmen. Sie dienen als Kenngrößen für aerodynamisch günstige Körperform und Beschaffenheit der Oberfläche. Die aus der Gleichung

$$c_w = \frac{F_w}{1/2 \cdot \rho \cdot u_0^2 \cdot S} \quad (4)$$

erhaltenen Beiwerte sind keine echten Konstanten, wie man dies aus den ungefähren Werten in Abb. 2 vermuten könnte. Die Angaben sind nur eine Orientierungshilfe und gelten unter bestimmten Strömungsbedingungen, die durch die Dichte ρ und Zähigkeit η der Luft, die Länge l des Körpers in Anströmrichtung und die Geschwindigkeit u_0 charakterisiert werden. Diese Größen bilden die Reynoldszahl Re ,

$$Re = \frac{u_0 \cdot \rho \cdot l}{\eta}, \quad \text{mit} \quad Re = 6.7 \cdot 10^4 \frac{u_0 \cdot l}{1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}}. \quad (5)$$

Die Reynoldszahl ist ein Maß dafür, wie weit die Zähigkeit der Luft Einfluss auf das Strömungsbild hat. Die Beiwerte in Abb. 2 gelten für Reynoldszahlen im Bereich von etwa 10^4 bis 10^5 . Die Dynamik der Umströmung in Abhängigkeit von der Reynoldszahl ist für den Kreiszyylinder in Abb. 3 ausführlich in einer Serie von Strömungsbildern zu finden in dem Bildband *An Album of Fluid Motion* ([11], Abb. 24, 40-48, 59-62).

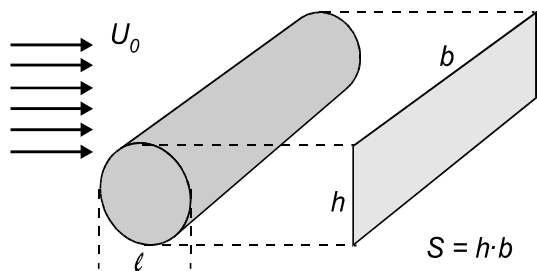


Abb. 3: Stirnfläche S eines angeströmten Kreiszylinders.

Da bei Tragflächen die Stirnfläche aber zumeist sehr klein ist, wird in der Aerodynamik die Grundrissfläche $A = l \cdot b$ als Bezugsfläche gewählt. Die Verwendung von Stirnfläche oder Grundrissfläche ist bei dem Vergleich von Beiwerten zu beachten.

Hat man die Kraft F_w auf einen Körper ermittelt, dann ergibt sich die zur Überwindung der Kraft aufzuwendende Leistung P_w aus

$$P_w = F_w \cdot u_0 = c_w \cdot 1/2 \cdot \rho \cdot u_0^3 \cdot S \quad (6)$$

Es ist zweckmäßig, auch für die Leistung einen Beiwert zu definieren, indem man die Leistung auf $1/2 \cdot \rho \cdot u_0^3 \cdot S$ bezieht. Man erhält einen Leistungsbeiwert $c_{\Pi, w}$ ¹ für die aufzuwendende Leistung, der zahlenmäßig mit dem Widerstandsbeiwert übereinstimmt:

$$c_{\Pi, w} = \frac{P_w}{1/2 \cdot \rho \cdot u_0^3 \cdot S} = c_w \quad (7)$$

Übungsaufgabe aus dem Unterrichtsversuch:

- (a) Für die nebenstehende Stirnfläche S ist die Kraft F_w für einen Widerstandsbeiwert $c_w = 0.3$ zu berechnen ($u_0 = 72 \text{ km/h}$, $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$).
- (b) Die Kraft ist für $10 u_0$ und $6 S$ zu berechnen.
- (c) In beiden Fällen ist die Leistung zu bestimmen.

$$S = \frac{1}{2} \cdot (a + b) \cdot h = 2.025 \text{ m}^2 \cong 2 \text{ m}^2$$

- (a) *Zur Motivation der Aufgabe:* Die Querschnittsfläche soll ungefähr der eines Pkw entsprechen. Der gezeichnete Kreis hat die gleiche Fläche wie das abgebildete Trapez.

$$F_w = 0.3 \cdot \frac{1}{2} \cdot 1.2 \text{ kgm}^{-3} \cdot (20 \text{ ms}^{-1})^2 \cdot 2 \text{ m}^2 = 144 \text{ N}$$

$$P_w = 144 \text{ N} \cdot 20 \text{ ms}^{-1} = 2880 \text{ Nms}^{-1} \cong 3 \text{ kW}$$

- (b) *Zur Motivation der Aufgabe:* Die Querschnittsfläche $6 S$ von 12 m^2 entspricht einem Kreis mit 4 m Durchmesser. Dies ist der Rumpfquerschnitt eines mittelgroßen Verkehrsflugzeugs (z.B. Airbus A320). Die Geschwindigkeit $10 u_0$ sei in niedriger Höhe (etwa gleiche Dichte wie am Boden) angenommen.

$$F_w = 10^2 \cdot 6 \cdot 144 \text{ N} = 86400 \text{ N} \cong 90 \text{ kN}$$

$$P_w \cong 90 \text{ kN} \cdot 200 \text{ ms}^{-1} = 18000000 \text{ Nms}^{-1} = 18 \text{ MW}$$

Ergänzung: Die beiden Tragflächen des Airbus A320 haben eine Grundrissfläche von $A = 122 \text{ m}^2$. Bezieht man den Widerstandsbeiwert auf diese Fläche anstatt auf die Stirnfläche, dann verkleinert sich der Beiwert um das Verhältnis $12/122 \cong 0.1$ auf

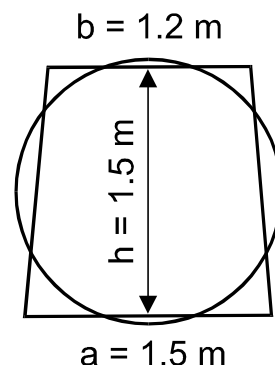


Abb. 4: Stirnflächen für Übungsaufgabe.

¹ Der Autor verwendet das griechische Π , um Verwechslungen mit P und p zu vermeiden.

$c_w = 0.03$. Daher ist stets die Bezugsfläche zu erwähnen! Die Schubkraft der beiden Triebwerke des Airbus A320 beträgt jeweils etwa 110 kN [12].

Bemerkung: Alle Zahlen sind nur als Anhaltswerte zu Übungszwecken zu verstehen, um die Bedeutung der Beiwerte hervorzuheben.

5. Unterrichtung des Schwingenflugs

Möchte man das Prinzip der Erzeugung von Vortrieb, von Schubkraft, beim Schwingenflug mit schulischen Mitteln behandeln, dann ist dies nur mit einer Mischung aus anschaulicher Erklärung und formelmäßiger Herleitung möglich. Es zeigt sich dabei, dass die Wirkung des stationären Auftriebs herangezogen werden kann, um die wesentlichen Eigenschaften dieses zeitabhängigen Vorgangs zu erarbeiten. Die Bezeichnungen *stationär* und *instationär* beziehen sich auf das beobachtete Strömungsbild, wie es der mit dem umströmten Körper mitbewegte Beobachter sieht. Die stationäre Umströmung vermittelt den Eindruck einer wohlgeschichteten Strömung, in der die Fluidpartikel stets auf den gleichen Bahnen den Körper umströmen. In einer stationären Umströmung erfährt der Körper zeitlich unveränderliche Kräfte an seiner Oberfläche. Eine ungleichförmige Bewegung verursacht auch immer eine instationäre Strömung, aber auch eine gleichförmige Bewegung kann schon eine instationäre Umströmung zur Folge haben, die auf Instabilitäten in der Strömung beruht (Wirbelbildung).

Die Behandlung der einzelnen Punkte zur Erklärung des Schwingenflugmechanismus könnte sich in folgender Reihe bewähren:

- Beobachtung und Messung der **Schubentwicklung im Stand**.
- Beim Schleppen ohne Flügelschlag entsteht ein **stationärer Strömungswiderstand** des Schwingenflugmodells, der **überwunden wird durch die Schleppkraft**.
- Die **Kraftmessung** zeigt, dass etwa gleich viel Widerstand zu überwinden ist, wie vom Modell an Schubkraft im Stand entwickelt wird.
- Der **Freiflug** des Modells beginnt mit einer Phase der Beschleunigung, die übergeht in eine gleichförmige Bewegung. In diesem Zustand wird durch den Schwingenflug exakt soviel Leistung aufgebracht, wie zur Überwindung des Strömungswiderstands erforderlich ist. Es herrscht **Kräftegleichgewicht**.
- Ist der Mechanismus im Freiflug gezeigt, kann man das Modell zunächst stationär schleppen und dann den Schwingenflug einsetzen lassen. Dies führt zu einer Reduzierung der erforderlichen Schleppkraft. Die Vortriebskraft oder **Schubkraft** ist **gleich** der **Differenz der Schleppkraft**. Dabei sollte die gleiche Bahngeschwindigkeit eingeregelt werden, die beim stationären Schleppen gemessen worden ist.
- Aus Vortriebskraft und Bahngeschwindigkeit ergibt sich die Vortriebsleistung oder **Schubleistung** beim Schwingenflug.
- Aufgrund der ermittelten Bahngeschwindigkeit lässt sich der (negative) **Leistungsbeiwert des Mechanismus berechnen**. Bezugsfläche ist die Grundrissfläche der beiden Flügel des Modells.

- Ebenso lassen sich **Betrachtungen zum Leistungsbedarf von Tieren** anstellen. Dabei wird der Leistungsbeiwert dazu verwendet, für andere Flügelflächen und Fluggeschwindigkeiten einen Anhaltspunkt für die absoluten Flugleistungen zu gewinnen. Man kann davon ausgehen, dass die Tiere einen noch etwas günstigeren (d.h. betragsmäßig größeren) Leistungsbeiwert aufweisen, als er am Modell gemessen wird. Man darf dabei nicht vergessen, dass die Schwenkbewegung noch einmal zusätzlich Schub bewirkt, ohne selbst nennenswert Leistung zu verlangen.
- Ebenso ergeben sich **Anhaltspunkte für den Nahrungsbedarf**. Die aufgebrauchte, mechanisch wirksame Leistung der Schlagmuskeln wird zu etwa 80 % in Vortriebsleistung umgesetzt. Die aufgenommene Nahrung, deren Energieinhalt in kJ angegeben ist, wird nur zu einem geringen Teil in mechanische Arbeit umgesetzt. Die Angaben für diesen *physiologischen Wirkungsgrad* schwanken in der Literatur. Mit einem Anteil von 15 % hat man einen überschlägigen Wert. Um 1 Wh an Vortriebsarbeit zu aufzubringen, muss man bei diesen Wirkungsgraden Nahrung mit einem Energieinhalt von 8.3 Wh aufnehmen ($8.3 \text{ Wh} = 30 \text{ kJ}$).

6. Mechanismus des Schwingenflugs in elementarer Darstellung

Erforderlich für die Darlegung des Mechanismus ist die Kenntnis der Kräfte, die auf die Flügel bei ihrer Bewegung wirken. Diese ergeben sich aus der *Kraftdichte*, die das Fluid auf den umströmten Körper in jedem Punkt seiner Oberfläche ausübt. Diese Kräfte kann man messen oder berechnen. Die theoretische Berechnung ist die *Lösung des Umströmungsproblems*, dessen Problemstellung in [7] ausführlicher erörtert ist. Die Kraftdichte lässt sich zerlegen in zwei Anteile: Der *Druck* wirkt normal zur Oberfläche, die *Schubspannung* als Folge der Zähigkeit des Fluids wirkt tangential hierzu. Die Summierung der Kraftdichten führt zu Druck- und Reibungskräften. Die Komponenten der Kräfte werden zunächst in einem mit dem Körper verbundenen Bezugssystem angegeben. Wie in Abb. 5 dargestellt, sollen die Koordinaten und Komponenten im flügelfesten Bezugssystem mit einem Stern versehen sein.

Da die Stirnfläche der betrachteten Flügel sehr klein, die Grundrissfläche aber groß ist, sind die Kräfte aus dem Druckanteil *quer* zur Bahnrichtung besonders groß und die Kräfte aus der Reibung *in* Bahnrichtung entsprechend wirksam. Umgekehrt ist der Anteil der Druckkraft in Bahnrichtung klein und der Anteil der Reibungskraft quer zur Bahnrichtung entsprechend gering.

Wir vereinfachen die Problemstellung nun auf folgende Weise: Die Reibungskraft in Bahnrichtung soll allein dadurch überwunden werden, dass die Druckkraft quer zum Flügel durch entsprechende Bewegung des Flügels hierfür nutzbar gemacht wird. Bei kleinen Drehungen des Flügels um seine Ruhelage ist die im flügelfesten Bezugssystem ermittelte Reibungskraft auch in Bahnrichtung der bestimmende Anteil.

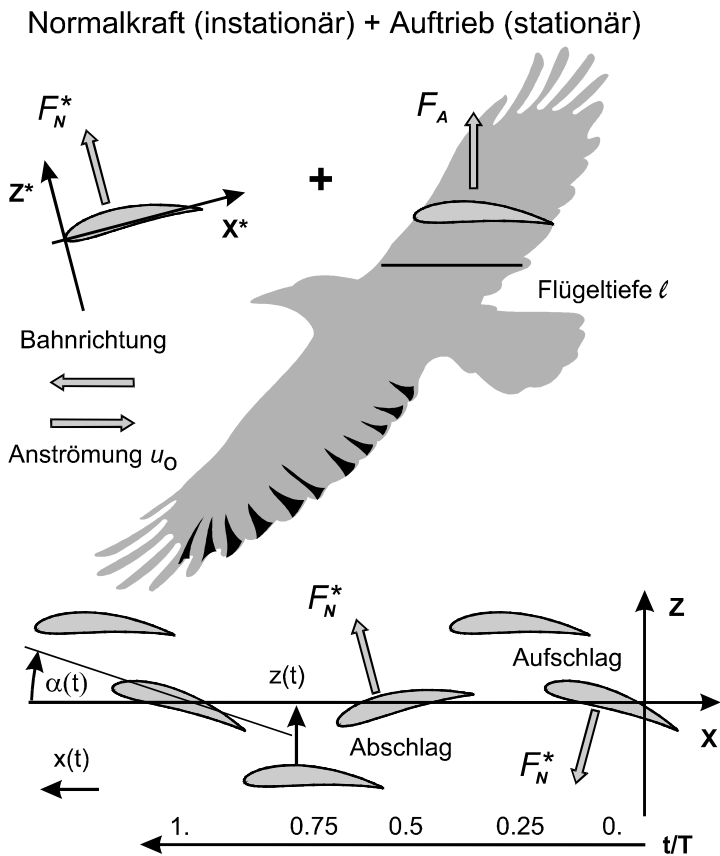


Abb. 5: Mechanismus des Schwingenflugs, Elementare Darstellung.

Eine weitere Vereinfachung betrifft die Druckkräfte. Wenn sich der Flügel bewegt, treten neben der stationären Auftriebskraft auch zeitlich veränderliche Druckkräfte auf. Für die Erklärung des Vortriebsmechanismus sollen nur diejenigen Anteile herangezogen werden, die im flügelfesten System quer zum Flügel wirken. Alle Beiträge sollen im Sinne eines Superpositionsprinzips unabhängig voneinander wirken. Eine genauere Nachprüfung zeigt, dass diese Annahme durchaus berechtigt ist.

Die Bewegung der Flügelfläche betrachten wir *streifenweise* vom Rumpf zur Flügelspitze. Auf die Kräfte in jedem Flügelschnitt soll nur aus der Bewegung

dieses Flügelschnitts geschlossen werden (2D-Streifentheorie). Die Effekte, die erst aus dem Zusammenwirken der Segmente hervorgehen, werden vernachlässigt (z.B. keine Randwirbel).

Der zentrale **Mechanismus des Vortriebs** ist eine **gekoppelte Schlag- und Drehbewegung**, wie sie schon von Lilienthal beobachtet worden ist. Abb. 5 zeigt die verwendeten Bezeichnungen und beschreibt die zugehörigen Bewegungen, die *Freiheitsgrade der Bewegung*:

Gleiten gleichförmig in negative x-Richtung, Beginn im Ursprung des Koordinatensystems.	$g(t) = u_0 \cdot t$ $x(t) = -g(t)$	(8)
Drehen im Uhrzeigersinn, Beginn mit maximalem Anstellwinkel; stationär (S) und instationär (I).	$\alpha_i(t) = \alpha_0 \cdot \cos \omega t$ $\alpha(t) = \alpha_s + \alpha_i(t)$	(9)
Schlagen in z-Richtung, Beginn vom unteren Umkehrpunkt aus; Phasenverschiebung κ .	$h(t) = h_0 \cos(\omega t + \kappa)$ $z(t) = -h(t)$	(10)

Die eingeführte Phasenverschiebung κ gegenüber der Drehbewegung ist in den Beobachtungen von Lilienthal genau 90° . Dann befindet sich für $t = 0$ der Flügel während des Aufschlags im Ursprung des Koordinatensystems in Abb. 5. Zu ergänzen ist, dass die y-Achse stets in Richtung der (in Flugrichtung) rechten

Flügelspitze gewählt wird. Die Bewegung von „rechts“ nach „links“ folgt der historischen Darstellung von Lilienthal.

Jede der drei Bewegungen ruft im Fluid Kräfte hervor. Das Gleiten mit u_0 bewirkt einen Strömungswiderstand F_w in Bahnrichtung (Anteil senkrecht dazu vernachlässigt) und die zusätzliche Drehung α_s eine Auftriebskraft F_A senkrecht zur Anströmung². Ist das Profil gewölbt, dann entsteht auch ohne Drehung schon eine Auftriebskraft. Schlagen $h(t)$ und Drehen $\alpha(t)$ rufen zeitlich veränderliche Kräfte hervor, von denen wir vereinfacht nur die Anteile F_h^* und F_α^* normal zum Flügelgrundriss betrachten, die sich zeitlich in gleicher Weise verändern sollen wie die sie hervorrufenden Bewegungen. Diese quasi-stationäre Betrachtungsweise lässt eine tatsächlich auftretende Verschiebung zwischen Bewegung und resultierender Druckverteilung außer acht.

Eine ebene Platte mit der Grundrissfläche A erfährt bei der Anströmgeschwindigkeit u_0 näherungsweise die stationäre Auftriebskraft

$$F_A = c_A \cdot \rho_0 \cdot A \quad \text{mit} \quad c_A = 2\pi \cdot \alpha_s. \tag{11}$$

Ähnlich wie der Widerstandsbeiwert c_w kann auch dieser Auftriebsbeiwert c_A gemessen werden. Für kleine Anstellwinkel ergibt sich eine Steigung $dc_A/d\alpha_s$, die dem Wert 2π von unten her mehr oder weniger nahe kommt. Eine strenge Herleitung der Beziehung mit schulischen Mitteln ist nicht möglich. Man kann sich mit dem eigenen gemessenen Ergebnis begnügen oder den theoretischen Wert übernehmen, da nur das Prinzip erarbeitet werden soll. Die Formel (11) ist das Ergebnis der Lösung des Umströmungsproblems für die ebene angestellte Platte in zweidimensionaler Strömung. Die Lösung erfolgt entweder mit konformer Abbildung im Rahmen der Funktionentheorie oder über eine Integralgleichung. Für endlich dicke Flügelquerschnitte ist der Beiwert noch etwas größer. Rechenprogramme, die auf jedem PC laufen, gestatten heute auch eine numerische Lösung solcher Umströmungsprobleme je nach geforderter Genauigkeit innerhalb weniger Sekunden oder Minuten.

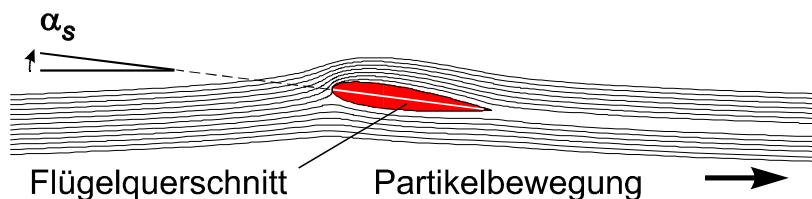


Abb. 6: Stromlinien bei stationärer Umströmung

Die Formel (11) dient als Abschätzung für die beiden Kräfte F_h^* und F_α^* . Der Beiwert aufgrund der Drehung ergibt sich, wenn die Formel für α_s auch für $\alpha_i(t)$ verwendet und die Bewegung als hinreichend langsam unterstellt wird. Beim Schlagen wird der Winkel $\alpha_h(t)$ bestimmt, mit dem die Partikel der Strömung,

² Der Auftrieb steht in der Mitte eines unendlich ausgestreckten Profils (2D-Fall) senkrecht auf der Anströmung. Dieser Grenzfall einer leistungslosen Bewegung ergibt sich bei der Lösung des stationären Umströmungsproblems als Folge der Impulserhaltung.

besser die ruhenden Raumpunkte, rein kinematisch relativ zur Flügelebene auf das Profil auftreffen:

$$\tan \alpha_H(t) = \frac{\dot{z}(t)}{\dot{x}(t)} = \frac{h_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega t + \kappa)}{-u_0}, \quad \tan \alpha_H(t) \equiv \alpha_H(t), \quad \text{und} \quad \alpha_{H0} := \frac{h_0 \cdot \omega}{u_0} \quad (12)$$

Man prüft leicht nach, dass für $\kappa = 90^\circ$ und $t = 0$ der Winkel negativ ist. Das Profil wird von oben angeströmt und erfährt in der Phase des Aufschlags einen Abtrieb. Während der Winkel $\alpha_H(t)$ das Profil nicht tatsächlich dreht, müssen für die Darstellung im x-z-Bezugssystem die Kräfte F_h^* und F_α^* entsprechend dem Winkel $\alpha(t)$ zerlegt werden. Es vereinfacht die Übersicht, wenn wir die Rechnung mit $\alpha_s = 0^\circ$ weiterführen. Damit ergeben sich folgende Kräfte am Profil:

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_w + (F_\alpha^* + F_h^*) \cdot \sin \alpha_l(t) \\ 0 \\ F_A + (F_\alpha^* + F_h^*) \cdot \cos \alpha_l(t) \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} F_\alpha^*(t) &= \rho_0 \cdot A \cdot 2\pi \cdot \alpha_l(t) \\ F_h^*(t) &= \rho_0 \cdot A \cdot 2\pi \cdot \alpha_H(t) \end{aligned} \quad (13)$$

Für kleine Winkel gilt $\sin \alpha \equiv \alpha$ und $\cos \alpha \equiv 1$. Gleichung (13) führt hiermit auf zwei wesentliche Einsichten.

Auf Tragflächen, die bei einer gleichförmigen Anströmung noch eine harmonische Bewegung mit kleinen Auslenkungen ausführen, übt die Strömung Kräfte in der Weise aus, dass

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

Dies bedeutet aber zugleich, dass die gekoppelte Schlag- und Drehbewegung eine Widerstandskraft hervorruft, die im Mittel über eine Periode nicht verschwindet. Bezeichnet $\langle F_x \rangle$ den Mittelwert³ der Kraft in x-Richtung, dann folgt aus (13) mit dem Integral

$$\frac{1}{T} \int_0^T \cos^2 \omega t \, dt = \frac{1}{2} \quad (14)$$

und der Formel $\sin(\omega t + \kappa) = \sin \omega t \cdot \cos \kappa + \cos \omega t \cdot \sin \kappa$ für $\langle F_x \rangle$:

$$\langle F_x \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T F_x(t) \, dt = F_w + \rho_0 \cdot A \cdot \pi \cdot \left(1 - \frac{\alpha_{H0}}{\alpha_0} \sin \kappa \right) \cdot \alpha_0^2 \quad (15)$$

Der Term in der Klammer kann offenkundig negativ werden. Damit wird in einem solchen Fall ein negativer Strömungswiderstand, also eine Art *Saugkraft*, erzeugt. Da dieser Begriff aber in vielerlei anderen Erklärungen auftaucht und dort teilweise andere Bedeutung hat, soll er hier vermieden werden. Im Ergebnis bewirkt der Schwingenflugmechanismus eine Kraft der Strömung auf das Profil,

³ Der Autor verwendet die Bezeichnung $\langle F \rangle$ für den Mittelwert anstelle von \bar{F} , um Verwechslung mit Amplituden oder konjugiert komplexen Größen in der Aerodynamik zu vermeiden.

die in Bewegungsrichtung zeigt, also eine Schubkraft. Gleichung (15) sagt in Worten aus:

Die gekoppelte Schlag- und Drehbewegung einer Tragfläche ist in der Lage, den durch die Tragfläche erzeugten stationären Strömungswiderstand zu überwinden, wenn der Winkel der momentanen Anströmung aufgrund der Schlagbewegung größer ist als der Winkel aufgrund der Drehbewegung.

Besonders wirkungsvoll ist der Mechanismus, wenn die Schlagbewegung der Drehbewegung um 90° vorausseilt.

Der absolute Wert der Schubkraft ist proportional zum Quadrat der Drehamplitude. Damit sind der Möglichkeit der Erzeugung von Schubkraft bei einem Lebewesen wie bei einem Schwingenflugmodell natürliche Grenzen gesetzt, da die Schlagamplitude auf eine nun noch zu klärende Weise „größer“ sein muß als die Drehamplitude. Dazu wird das Amplitudenverhältnis in Gleichung (15) umgeschrieben:

$$\frac{\alpha_{H0}}{\alpha_0} = \frac{h_0 \cdot \omega}{u_0 \cdot \alpha_0} = \omega^* \cdot \lambda \quad \text{mit} \quad \omega^* = \frac{\omega \cdot (\ell/2)}{u_0} \quad \text{und} \quad \lambda = \frac{h_0}{\alpha_0 \cdot (\ell/2)} \quad (16)$$

Der dimensionslose Frequenzbeiwert ω^* wird als *reduzierte Frequenz* bezeichnet. ω^* ist ein Maß dafür, wie schnell der Flügelschlag im Vergleich zur Bahngeschwindigkeit erfolgt. Die Größe λ ist das eigentliche Amplitudenverhältnis, das aus den beobachteten Auslenkungen folgt. Eine genauere Untersuchung, auf die an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden kann, zeigt, dass der Vortrieb in der Natur nur in einem relativ schmalen Bereich von ω^* , nämlich etwa von 0.1 bis 1, überhaupt stattfindet. Die ganz großen Vögel mit großen Fluggeschwindigkeiten liegen etwas unter der genannten Grenze, nur bei Flossenbewegungen von Fischen findet man noch Werte etwas über 1. Die kleinsten Insekten liegen bei etwa 0.6 bis 0.8.

Für diese Tatsache lässt sich eine überraschend einfache Erklärung finden. Der Ausdruck in der Klammer in Gleichung (15) muss die Bedingung

$$(1 - \omega^* \cdot \lambda) \cdot \alpha_0^2 < 0 \quad (17)$$

erfüllen, wenn der optimale Wert $\kappa = 90^\circ$ gewählt ist. Je kleiner ω^* wird, desto größer muss λ werden. Da, wie schon erwähnt, der Schlagamplitude gewisse Grenzen gesetzt sind, muss die Natur zu immer kleineren Drehamplituden greifen. Die absolute Vortriebskraft nimmt zugleich mit dem Quadrat der Drehamplitude ab. In absoluten Größen kann immer weniger Strömungswiderstand überwunden werden. Deshalb sind die aerodynamisch am günstigsten geformten Vögel bei den ganz großen Tieren zu finden.

Bevor die obere Grenze untersucht wird, muss noch ein weiterer Gesichtspunkt betrachtet werden, der den Wirkungsgrad des Schwingenflugmechanismus betrifft. Die erzielte **Vortriebsleistung**

$$P_g = (F_x - F_w) \cdot \dot{g} \quad (18)$$

ergibt sich unmittelbar aus Gleichung (6). Bei den Leistungen ist zu beachten, dass Kräfte und Geschwindigkeiten physikalisch zusammenpassen. In Gleichung (13) ist die Kraft \mathbf{F} ermittelt, die das Fluid auf den Körper ausübt. Als Geschwindigkeit ist dann auch diejenige zu wählen, mit der sich das Fluid relativ zum Körper bewegt. Für die mittlere Leistung ergibt sich aus (18)

$$\langle P_g \rangle = \langle c_{\Pi,g} \rangle \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^3 \cdot A \quad \text{mit} \quad \langle c_{\Pi,g} \rangle = -\pi \cdot (\omega^* \cdot \lambda \cdot \sin \kappa - 1) \cdot \alpha_0^2. \quad (19)$$

Für die aufgebrachte **Schlagleistung** P_h folgt entsprechend den voranstehenden Überlegungen

$$P_h = F_z \cdot \dot{h}. \quad (20)$$

und daraus für die mittlere Leistung

$$\langle P_h \rangle = \langle c_{\Pi,h} \rangle \cdot \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^3 \cdot A \quad \text{mit} \quad \langle c_{\Pi,h} \rangle = \pi \cdot \omega^* \cdot \lambda \cdot (\omega^* \cdot \lambda - \sin \kappa) \cdot \alpha_0^2. \quad (21)$$

Der stationäre Auftrieb taucht in der Leistung nicht mehr auf, da er sich harmonisch ändert und folglich die zugehörige Leistung im Mittel verschwindet.

Nachzutragen nach diesen Überlegungen bleibt noch, wie die **Leistung** P_α der **Drehbewegung** aussieht. Dazu macht man sich klar, dass die ermittelten Querkräfte sich aus einer Druckverteilung auf der Oberfläche ergeben. Irgendwo zwischen Flügel Nase und Flügelhinterkante liegt der Schwerpunkt dieser Druckverteilung. Legt man den Drehpunkt für $\alpha(t)$ nun in diesen Schwerpunkt, dann übt das Fluid auf das Profil nur noch Kräfte aus, aber kein Drehmoment mehr. Für eine ebene Tragfläche, die Auftrieb erfährt, liegt dieser Drehpunkt bei einem Viertel der Flügeltiefe, von der Flügel Nase an gerechnet.

Schaut man sich den Körperbau der Vögel genau an und studiert die Muskelbewegungen von Insekten, dann stellt man fest, dass die Tiere zwar allesamt starke Schlagmuskeln haben, aber offenbar nicht dafür gerüstet sind, ihre Flügel mit großer Kraft zu drehen. Dies lässt einen für das Verständnis des Tierflugs wichtigen Schluss zu:

Die Leistung der Drehbewegung beim Tierflug ist offenbar sehr gering. Die Kraftübertragung auf den Rumpf erfolgt näherungsweise ohne Drehmoment.

Der **Wirkungsgrad** η des **Schwingenflugmechanismus** ist für Schlag- und Drehbewegung definiert als

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{\text{erzielte Vortriebsleistung}}{\text{aufgebrachte Schlagleistung und Drehleistung}}.$$

Die voranstehende Hypothese zur Leistung der Drehbewegung führt dazu, dass der Wirkungsgrad η näherungsweise gegeben ist durch das Verhältnis von erzielter Vortriebsleistung und aufgebrachter Schlagleistung:

$$\eta = \frac{-\langle P_g \rangle}{\langle P_h \rangle + \langle P_\alpha \rangle} \cong \frac{-\langle P_g \rangle}{\langle P_h \rangle} \tag{22}$$

Sinnvoll ist die voranstehende Gleichung nur, wenn auch tatsächlich Vortriebsleistung erzielt wird.

Für eine typische reduzierte Frequenz $\omega^*=0.15$ sind nachfolgend die beiden Leistungsbeiwerte und der zugehörige Wirkungsgrad aufgetragen. Als Funktionen sind die Näherungen verwendet, die erarbeitet worden sind. Die Funktionswerte sind als Schichtlinien dargestellt. Die Leistungsbeiwerte sind zusätzlich auf α_0^2 bezogen.

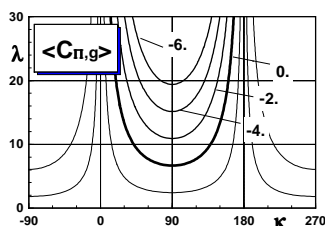


Abb. 7a: Beiwert Vortriebsleistung

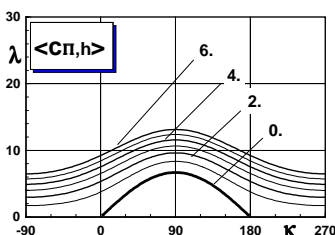


Abb. 7b: Beiwert Schlagleistung

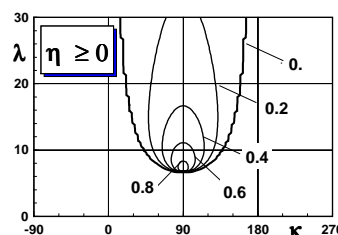


Abb. 7c: Wirkungsgrad

Effektiv ist der Mechanismus des Schwingenflugs für jede reduzierte Frequenz nur für κ ungefähr 90° und nur in einem kleinen Bereich direkt oberhalb desjenigen Werts für λ , für den der Vortrieb überhaupt erst einsetzt. Für wachsendes ω^* wird dieser Grenzwert von λ immer kleiner.

Nun lässt sich auch die Frage teilweise beantworten, weshalb der Mechanismus oberhalb einer Grenze für ω^* zum Erliegen kommt. Je größer ω^* wird, desto kleiner muss λ werden, damit der Mechanismus wirkungsvoll bleibt. Mit abnehmendem λ wird die aufzubringende Drehung aber immer größer. Neben der Schwierigkeit, bei so großen Drehungen noch eine am Flügel anliegende Strömung zu erzielen, werden zugleich auch die zugehörigen Fluggeschwindigkeiten immer kleiner. Damit sinkt die Reynoldszahl, deren Abnahme ein Maß für den zunehmenden Einfluss der Zähigkeit auf die Bewegung ist. Es ergibt sich ein Bild vielfacher Wechselwirkungen, deren Diskussion und Aufklärung den Rahmen dieses Artikels jedoch überschreitet.

7. Messung der Auftriebskraft

Abschließend sei noch kurz auf die Messung der Auftriebskraft eingegangen. Auf das Modell wirken Gewichtskraft F_G , Zentrifugalkraft F_Z und Auftriebskraft F_A . Ohne Auftrieb gehört zu jeder Umlaufgeschwindigkeit ein fester Winkel β , durch den auch der Abstand R_β zur Achse bestimmt ist. Ist der Winkel β kleiner, als er allein durch die Wirkung der Zentrifugalkraft sein müsste, dann wirkt eine **Auftriebskraft**. Zu dem abgelesenen Winkel ergibt sich die Größe der Auftriebskraft in wenigen Rechenschritten durch eine einfache Beziehung, die aus dem Kräftegleichgewicht am Modell m folgt:

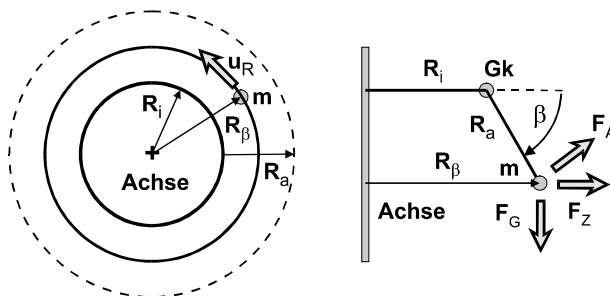


Abb. 8: Geometrische Daten am Rundlauf ANIPROP RL2

$$\tan \beta = \frac{F_G - F_A \cdot \cos \beta}{F_Z + F_A \cdot \sin \beta} \quad \text{mit } F_Z = m \cdot \omega^2 \cdot R_\beta, \quad R_\beta = R_i + R_a \cos \beta \quad (23)$$

Darin ist $\omega = 2\pi / T$. T ist die Zeit für einen Umlauf des Modells um die Achse. Die Gewichtskraft ist gegeben durch $F_G = m \cdot g$ mit g als Erdbeschleunigung. Die Bahngeschwindigkeit ist gegeben durch

$$u_R = \frac{2\pi \cdot R_\beta}{T} \cong u_0. \quad (24)$$

und wird näherungsweise als Anströmgeschwindigkeit u_0 verwendet.

Die Auflösung der obigen Gleichung nach der Auftriebskraft F_A führt auf die gesuchte Abhängigkeit vom gemessenen Winkel β und der Umlaufzeit T :

$$F_A = \cos \beta \cdot m \cdot [g - \omega^2 \cdot R_\beta \cdot \tan \beta]. \quad (25)$$

Literatur und Referenzen

- [1] O. LILIENTHAL, Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst, Nachdruck der Originalausgabe von 1889, Harenberg, Dortmund 1982
- [2] W. BIRNBAUM, Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel, Z. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt **11/12** (1924), 128-134
- [3] E. VON HOLST, Untersuchungen zur Flugbiophysik I: Messungen zur Aerodynamik kleiner schwingender Flügel, Biol. Zentralblatt, Band **63** (1943), 289-326
- [4] E. VON HOLST, Über "künstliche Vögel" als Mittel zum Studium des Vogelfluges, Journal für Ornithologie, Band **91** (1943), 406-447
- [5] K. HERZOG, Anatomie und Flugbiologie der Vögel, Gustav Fischer Verlag, Stuttgart 1968
- [6] "Fliegender Vogel Tim", Artikel 1050, Stark-Verlag, 85318 Freising, Postfach 1852
- [7] W. SEND, Aerodynamik des Tierflugs, MNU **47/3** (1994), 131-142
- [8] G. RÜPPELL: Technik des Vogelfluges, Braunschweig 1968-1977, IWF Göttingen, D 1368 (14.5 min)
- [9] E. ROLLER, Schulversuche zur Fluglehre, Carl Heymanns Verlag, Berlin 1936
- [10] B. HEEPMMANN, Flug und Fliegen, Cornelsen Verlag, Berlin 1996
- [11] M. Van DYKE (Ed.), An Album of Fluid Motion, The Parabolic Press, Stanford, Cal., 1982
- [12] P. JACKSON (ed.), Jane's All the World's Aircraft 1995-1996, Int. Thomson Publ. Comp.

Änderungen - Ausdruck Januar 2000: Formatfehler auf Seite 15 unten beseitigt. PDF-File November 2000: Neue deutsche Rechtschreibung berücksichtigt.