

Auftrieb und Wirbeldichte beim Fliegen

Wolfgang Send

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR)
Institut für Aeroelastik, Bunsenstr. 10, 37073 Göttingen

Kurzfassung

Zu den Gründen, aus denen viele Lehrende vor dem Unterrichten der „Physik des Fliegens“ zurückschrecken, zählt die ungeklärte Rolle der Wirbel als Voraussetzung für die Entstehung von Auftrieb: Zumeist bildet die sogenannte reibungsfreie Strömung die Grundlage der Erklärung, in der gar keine Wirbel vorhanden sein sollten, die aber gleichwohl eine Auftriebskraft auf eine Tragfläche ausübt.

In vielen Lehrbüchern wird auch nur ein zweidimensionaler Schnitt durch eine Tragfläche behandelt. Dieser Zugang ist historisch entstanden, aber unverändert berechtigt; andererseits sind die Tragflächen eines Flugzeugs immer endlich lang. Diese Widersprüche lassen sich sowohl mathematisch wie von der physikalischen Anschauung ausnahmslos aufklären. Da die Gründlichkeit der Aufklärung an allgemein bildenden Schulen ihre Grenzen hat, sollten die plausiblen Erklärungen aber wenigstens einen richtigen Kern umreißen.

Der Vortrag trägt die Kernsätze zusammen, die für den Autor den physikalisch korrekten Zusammenhang von Auftrieb und Wirbeldichte kennzeichnen. Daraus werden plausible Erklärungen abgeleitet, die mit historischen und aktuellen Beobachtungen untermauert werden. Dazu zählen auch großräumige Analysen des Strömungsfeldes hinter einer Tragfläche, wie sie u.a. die so genannte *Particle Image Velocimetry* (PIV) liefert.

1. Einleitung

Der vorliegende Artikel verfolgt zweierlei Ziele. Einerseits werden einige wesentliche physikalische Grundlagen zusammengefasst, zu denen Experimente zur Physik des Fliegens hinführen sollten. Zum Anderen verbindet sich mit vielen Bezeichnungen mehr als nur eine Namensgebung. Namen zielen auch auf Inhalte und Vorstellungen von den Zusammenhängen. Die Einführung zu den *Feldgrößen Druck und Geschwindigkeit* zeugt von dieser Absicht. Das unendlich ausgedehnte *Fluid* als Oberbegriff für Luft und Wasser ist eine abstrakte Vorstellung, die praktisch nicht zu realisieren ist.

- Die Bedingungen, unter denen zentrale Aussagen der Aerodynamik in der Theorie gewonnen werden, lassen sich im Experiment nur bei großer Sorgfalt hinsichtlich der Strömungsqualität und der zentralen Kenngrößen näherungsweise herstellen.

Im Spannungsfeld zwischen theoretischen Aussagen und ihrer praktischen Überprüfung entstehen Missdeutungen der Phänomene, mit denen bis heute Lehrende konfrontiert werden, die Spaß am Thema Aerodynamik und an der Unterrichtung der Physik des Fliegens haben. Dies betrifft auch die Rolle, die der *Gleichung von Bernoulli* in vielen Abhandlungen zugeschrieben wird.

- Die Gleichung von Bernoulli vermittelt eine Beziehung zwischen Druck und Geschwindigkeit im Strömungsfeld unter sehr einschränkenden Voraussetzungen für eine Umströmung. Die Gleichung ist keinesfalls selbst eine besondere Lösung für die Umströmung eines Körpers.

Die Grundgrößen Druck und Geschwindigkeit kann man zu Anfang zunächst mehr intuitiv als Feldgrößen einführen, wenn man die praktische Physik des Fliegens als Ziel hat. Aber die Hinführung auf das räumliche und zeitliche Kontinuum mit der Reichweite jeder Strömung - theoretisch – bis ins Unendliche ist ein wesentlicher Hintergrund für das Verständnis.

- Eine Strömung, die auf einen Körper trifft, ist keine Schrotladung von Partikeln, die nur eine lokale Wirkung entfalten. Das ganze Strömungsfeld ist an der Entstehung des Auftriebs beteiligt.

Auch wenn man die Bewegungen von fliegenden Lebewesen und ihre Leistungen verstehen möchte, kommt man ohne ein geometrisches Verständnis der Bewegung von Tragflächen im Raum nicht aus. Im Übrigen werden in diesem Artikel die fachlich gebräuchlichen Bezeichnungen verwendet, um in die physikalischen Gegebenheiten einzuführen. Wichtige Tatsachen sind hervorgehoben, wie dies voranstehend schon geschehen ist.

2. Inkompressible Strömung

Die Aussagen dieses Artikels beschränken sich auf den Bereich von Geschwindigkeiten u_0 , der von den fliegenden oder schwimmenden Lebewesen in der belebten Natur erreicht werden kann. Das sind, wie von niederstürzenden Raubvögeln berichtet wird, vielleicht 250 km/h oder 70 m/s. Man nimmt die jeweilige Schallgeschwindigkeit c_s der Luft als Maßstab und bezeichnet das Verhältnis als die *Machzahl* $Ma = u_0 / c_s$. Am Erdboden beträgt die Schallgeschwindigkeit rund 340 m/s. Dann liegen

die betrachteten Geschwindigkeiten bei 20 % der Schallgeschwindigkeit oder $Ma = 0.2$.

- Die Machzahl Ma ist neben der Reynoldszahl Re die eine der beiden zentralen Kenngrößen zur Beschreibung von Strömungen in der Aerodynamik.

Die Reynoldszahl wird im Verlauf des Artikels besprochen. Für Segelflugzeuge ist die Grenze 0.2 schon eine hohe Fluggeschwindigkeit, für moderne Verkehrsflugzeuge ist es die minimale Geschwindigkeit, um überhaupt von der Landbahn abheben zu können. In den typischen Flughöhen von 10,000 bis 12,000 m liegt die Machzahl eines Verkehrsflugzeugs bei 0.8 bis 0.85; allerdings beträgt die Schallgeschwindigkeit in dieser Höhe auch nur noch 300 m/s. Die Geschwindigkeit über Grund ist dann ungefähr 870 bis 920 km/h. Bei diesen Machzahlen beschleunigt sich die Luft über den Tragflächen soweit, dass lokal Geschwindigkeiten mit $Ma > 1$ erreicht werden. Dadurch treten Zonen hoher Verdichtung auf mit einer sogenannten *Stoßfront*. Solche Bereiche werden in diesem Artikel nicht betrachtet.

Im Bereich bis zur Machzahl von 0.2 ist die Luft als *inkompressibel* anzusehen. Strömungen in Luft verhalten sich nach den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie Strömungen in Wasser. Die *Aerodynamik* unterscheidet sich mit diesen Annahmen nicht mehr von der *Hydrodynamik*. Deshalb kann man auch Strömungsbilder in Wasser auf solche in Luft übertragen. Statt Wasser oder Luft ist auch der gemeinsame Begriff *Fluid* gebräuchlich.

Beide Medien haben eine natürliche Zähigkeit. Diese führt dazu, dass das Fluid auf jeder Oberfläche haftet, wenn man nur dicht genug an der Oberfläche beobachtet. Bewegt sich ein Körper entgegen dem ruhenden Fluid, dann wird durch die Zähigkeit stets eine Scherströmung hervorgerufen, in der Bewegungsenergie auf das ruhende Fluid übertragen wird. Die Zähigkeit wird durch die Größe η beschrieben, die man gut als Gedankenexperiment einführen kann. Auf einer Grundfläche ist eine dünne Schicht Fluid verteilt mit der Schichtdicke Δz . Auf dem Fluid liegt eine weitere kleine Probestfläche mit dem Grundriss ΔA . Diese Probestfläche wird nun mit der Geschwindigkeit Δu gegenüber der Grundfläche parallel dazu verschoben, wozu die Kraft ΔF erforderlich ist: $\Delta F = \eta \cdot \Delta A \cdot \Delta u / \Delta z$. Der Proportionalitätsfaktor η in dieser Gleichung ist die Zähigkeit. Die tangentielle Kraft pro Flächeneinheit wird als *Schubspannung* $\sigma = \Delta F / \Delta A = \eta \cdot \Delta u / \Delta z$ bezeichnet. Die Dimension von η ist Pa·s. Keineswegs alle Fluide verhalten sich so, dass der Proportionalitätsfaktor η nahezu eine Konstante ist. Diejenigen Flüssigkeiten wie Luft und Wasser, für die diese Gesetzmäßigkeit gilt, heißen *Newtonsche Fluide*.

Im Hinblick auf die Bewegung von Körpern gegenüber einem Fluid ist Δu die Geschwindigkeitsdifferenz, mit der das zuvor ruhende Fluid im Ab-

stand Δz zum Körper hinter dessen vorbei eilender Oberfläche zurückbleibt. Die Fluidpartikel werden „mitgerissen“. Je dichter sie an der Oberfläche sind, desto größer ist die übertragende Energie pro Zeiteinheit und pro Oberflächenelement des bewegten Körpers. In weiterem Abstand zum Körper nimmt die Impulsübertragung ab und das Fluid wird nur noch verdrängt.

3. Grundgrößen Druck und Geschwindigkeit

Zumeist wird ein unendlich ausgedehntes und ruhendes Fluid betrachtet, das den Ruhedruck p_∞ und die Dichte ρ_∞ hat, wobei der Index „Unendlich“ aussagt, dass diese Werte „weit weg von jeder Störung“ gelten. Wegen der Annahme der Inkompressibilität bleibt die Dichte im ganzen Fluid unverändert und der Index mag für die Dichte entbehrlich sein. Es gibt ein im Raum festes Bezugssystem $B = \{o; \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$ mit einem Ursprungspunkt o und einer Bezugsbasis $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z\}$ mit ihren drei ausgezeichneten Richtungen, bezüglich der jeder Punkt r im Fluid durch einen Ortsvektor $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ mit den Koordinaten (x, y, z) beschrieben werden kann. Bewegt sich durch das Fluid ein Körper mit seiner kinematischen Geschwindigkeit u_0 , dann stellt sich im ganzen Raum ein auch von der Zeit t abhängiger Druck $p(\mathbf{r}, t)$ und ein Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ ein. Wie schon erwähnt wurde, ist die Dichte ρ als weitere Variable nur bei kompressiblen Strömungen zur Bestimmung des Strömungsfeldes notwendig. Zur Berechnung müssten daher eigentlich zwei partielle Differentialgleichungen gelöst werden, von denen die eine in Tab. 1 angegeben sind. Mit diesem Weg verbinden sich aber einige grundsätzliche Probleme der Druckberechnung in einem zähen Fluid, die nicht das Ziel dieses Artikels sind, und auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

In den Fällen, die in diesem Artikel diskutiert werden, kann der Druck nachträglich aus dem Strömungsfeld ermittelt werden, das allein durch den Impulssatz berechnet wird. Dies ist der Bereich der klassischen Aerodynamik, in der die Übertragung von Impuls auf das Fluid auf eine dünne Schicht um den umströmten Körper beschränkt ist, die so genannte *Grenzschicht*.

Vom Gewitter kennt man den Laufzeiteffekt des Knalls, dessen Druckstoß stets nach dem sichtbaren Blitz zu hören ist. Die *Inkompressibilität* hat eine weitere Folge:

$$\rho \frac{d}{dt} \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = -\text{grad } p(\mathbf{r}, t) + \eta \Delta \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$$

$$\text{mit } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{grad}$$

Tab. 1: Der Impulssatz mit den Variablen Druck p und Geschwindigkeit \mathbf{v} in inkompressibler Strömung (ohne Schwerfeld).

- Änderungen des Drucks in inkompressibler Strömung breiten sich ohne zeitlichen Verzug aus. Druck und Geschwindigkeit sind stets gleichzeitig vorhanden und es gibt keine Laufzeiteffekte. Es „folgt“ auch nicht die eine Größe aus der anderen.

Die normale Beobachtungsposition eines Beobachters ist die im raumfesten Bezugssystem, in dem das Fluid ruht. Die gleichförmige Bewegung eines Körpers durch das Fluid ist dann ein *instationärer Vorgang*, denn Druck und Geschwindigkeit sind zeitabhängig. Der bewegte Körper wandert von Ort zu Ort und verdrängt stets neue *Fluidpartikel*.

Nun kann man auch ein Bezugssystem B^* einführen, das mit dem (einstweilen als starr angenommenen) Körper K festverbunden ist. Dieses System zeichnet sich aus durch einen Ursprung o^* und eine Bezugsbasis $\{\mathbf{e}_x^*, \mathbf{e}_y^*, \mathbf{e}_z^*\}$, die gegenüber der des ruhenden Raumes verdreht werden kann. Damit dreht man dann auch gleichzeitig den Körper K . Begibt man sich als Beobachter in dieses bewegte Bezugssystem wie ein Passagier, dann sieht man die Fluidpartikel an sich vorbei ziehen. Nur in diesem mitbewegten Bezugssystem ist überhaupt möglich, dass die Umströmung ein *stationärer Vorgang* ist. Zwar treten immer wieder neue Partikel vor das Gesichtsfeld des Beobachters, aber Druck- und Geschwindigkeitsfeld sind im einfachsten Fall nicht mehr von der Zeit abhängig, wenn sie bezüglich des körperfesten Bezugssystems beschrieben werden.

- Die Vorstellung einer zeitlich stationären Umströmung, wie sie viele Abhandlungen zeigen, verlangt ein hohes Maß an Abstraktionsvermögen. Diese Bilder mit der natürlichen Vorstellung von einem vorbei fliegenden Vogel oder Flugzeug verbinden zu können, ist ein hartes Stück Unterrichtsarbeit!

Der Vorgang der Umströmung ist aber auch im mitbewegten Bezugssystem in den seltensten Fällen und nur in ausgewählten Bereichen der Strömung unabhängig von der Zeit. Nicht nur, dass es immer eine natürliche Unruhe in der Strömung gibt, auch die Ablösung der Strömung von der Oberfläche und die Umströmung der Tragflächen an den Flügelspitzen führen zum Aufrollen von Partikelbahnen, die zeitlich veränderliche Erscheinungen liefern.

Die Bewegung von o^* ist eine *Translation*, die Drehung der bewegten Bezugsbasis gegenüber der ruhenden eine *Rotation*. Die Translation ist ein Vektor $\mathbf{o}^*(t) = o_x^*(t)\mathbf{e}_x + o_y^*(t)\mathbf{e}_y + o_z^*(t)\mathbf{e}_z$. Nimmt man statt des unendlich ausgedehnten Fluids den Luftraum über Europa, dann ist jedem Flugzeug xxx in diesem Luftraum durch die Luftüberwachung der Flugleitstellen ein solches $o_{xxx}^*(t)$ zugeordnet.

Für viele Versuche ist ein Wind- oder Wasserkanal üblich, bei dem die gleichförmige Bewegung u_0 durch das Bewegen des Fluids gegenüber dem fixierten Körper erreicht wird. Der Beobachter am

Kanal ist dann in der Rolle eines Passagiers, der außerhalb des Flugzeugs mitfliegt – gedanklich wie der Beobachter in einem Begleitflugzeug mit exakt gleicher Geschwindigkeit und Richtung. Allerdings wird dieser zweite Beobachter nicht eventuelle Drehungen mitmachen, denen das beobachtete Flugzeug unterworfen wird.

Die Kräfte, die das bewegte Fluid auf den Körper ausübt, bleiben dabei im Prinzip die gleichen wie bei der Bewegung des Körpers gegenüber dem ruhenden Fluid. Aber die Strömungsbedingungen sind doch sehr andere als die bei einem Flug in einem unendlich ausgedehnten oder doch zumindest sehr großen Luftraum. Beobachtungen und Messungen in einem Kanal lassen sich deshalb auch nur eingeschränkt auf die Bedingungen beim *Freiflug* übertragen.

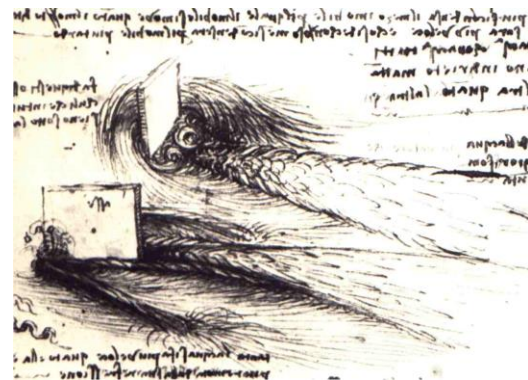


Abb. 1: Beobachtung von Wirbelströmungen bei Leonardo da Vinci nach [1].

4. Wirbelströmungen und Aerodynamik

Schon seit Alters her haben die Bewegungen des Wassers und der Luft die Naturforscher fasziniert. Berühmt sind die Darstellungen Leonardo da Vincis [1], von denen eine in Abb. 1 abgebildet ist.

Ein ausgezeichnetes Buch mit dem Titel „Wirbelströmung in Natur und Technik“ stammt von H.J. Lugt [2]. Der kenntnisreiche Autor spannt einen weiten Bogen von der Antike über die großen Wirbelsysteme der Erdhülle bis hin zu den galaktischen Wirbeln.

Das Eingießen von Milch in eine mit Tee gefüllte Tasse gilt als ebenso typisch für das Auftreten von Wirbeln wie als ein rechnerisch nicht nachvollziehbares Problem. Wann immer ein Fluid an einer Kante vorbeistreicht, entstehen Druckunterschiede, die Partikel ansaugen oder zurückdrängen. Dabei geraten die Partikel in eine zumeist höchst komplizierte Drehung. Wirbel sind gewissermaßen die beständigen Begleiter bewegter Fluide.

- Die Wirbel in der Aerodynamik zeichnen sich durch die Besonderheiten aus, unter denen sie entstehen. Sie entstehen sozusagen in Reinkultur.

Hierdurch unterscheidet sich die Aerodynamik von anderen Gebieten der Strömungsmechanik. Diese Besonderheiten sind vornehmlich:

- Es gibt die große Grundgeschwindigkeit u_0 , mit der sich das Fluid relativ zum umströmten Körper bewegt.
- Der umströmte Körper ist aerodynamisch „günstig“ geformt, so dass die vorbeiströmenden Partikel der Kontur folgen können („stromlinienförmig“).
- Die umströmten Flächen haben eine möglichst große Grundrissfläche A parallel zur Richtung der Grundgeschwindigkeit und eine möglichst geringe Stirnfläche S .
- Die „tragenden“ Flächen, also die Flügel eines Lebewesens oder eines Flugzeugs, haben ein möglichst großes Seitenverhältnis von Spannweite b zu Flügeltiefe l .

Unter diesen Umständen bildet sich eine Strömung aus, in der sich deutliche Druckunterschiede zwischen Ober- und Unterseite der *Tragflächen* einstellen, und die sich in weiten Bereichen des Grundrisses auch nicht mehr ausgleichen können. Bei dem Begriff der tragenden Fläche geht schon die Vorstellung ein, dass der Grundriss weitgehend horizontal zum Schwerfeld der Erde ausgerichtet ist. Dass es der Druckunterschied ist, der die Vögel in der Luft hält, war auch keineswegs immer so klar wie dies heute ist. Es ist neben anderen Pionieren

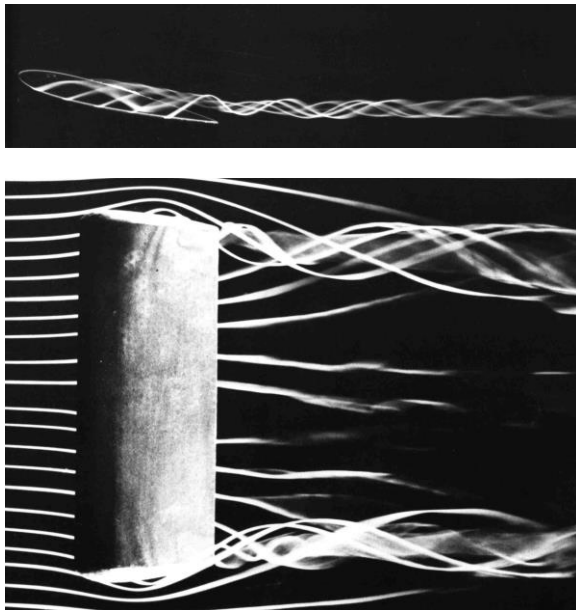


Abb. 2: Randwirbel einer 3D Tragfläche mit dem Profilquerschnitt NACA0012 nach H. Werlé (oberes Bild) und M.R. Head (unteres Bild) in [4].

Oberes Bild: Seitenverhältnis $b/l = 4$, Anstellwinkel $\alpha_S = 12.5^\circ$. Reynoldszahl $Re = 10,000$. Laminare Strömung mit Ablösung. Farbtinte im Wasserkanal.

Unteres Bild: $\alpha_S = 24^\circ$. Reynoldszahl $Re = 100,000$. Laminare Strömung. Anliegende Strömung durch Absaugen über eine perforierte Metallfläche mit aufliegendem luftdurchlässigen Papier erreicht. Rauchlinien im Windkanal.

der Luftfahrtforschung Otto Lilienthal zu Ende des 19. Jahrhunderts gewesen, der die Bedingungen des Entstehens einer tragenden Strömung eingehend untersucht und seine Ergebnisse in seinem Buch „Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst“ 1889 veröffentlicht hat [3].

Eine einzigartige Sammlung von Bildern, in der die verschiedenen Formen von Strömungen zu sehen sind, stellt das Buch „An Album of Fluid Motion“ von M. Van Dyke dar [4]. Diesem Buch sind die beiden Bilder in Abb. 2 entnommen, die eine 3D Tragfläche mit ihrem Wirbelsystem von der Seite und von oben zeigen. Die Umströmung ist inkompressibel.

5. Seitenblick auf die Qualität einer Strömung

Um solche Aufnahmen wie in Abb. 2 zu erzielen, müssen hohe Anforderungen an die Qualität der Strömung gestellt werden. Die Stromfäden bleiben nur konzentriert, wenn die Strömung *laminar* (wohlgeschichtet) ist und einen niedrigen *Turbulenzgrad* aufweist. Eine laminare Strömung kann bei der Umströmung einer Tragfläche in eine *turbulente* (ungeordnete) Strömung umschlagen.

Die Definition des Turbulenzgrades Tu ist leicht verständlich und verdeutlicht das Grundproblem aller Versuche im Wind- oder Wasserkanal. Vom Standpunkt des Beobachters vor einem Strömungskanal ist die *Relativgeschwindigkeit* \mathbf{v}_{rel} des Fluids gegeben durch

$$\mathbf{v}_{rel}(\mathbf{x}, t) = (u_0 + u'(\mathbf{x}, t), v'(\mathbf{x}, t), w'(\mathbf{x}, t)).$$

Die gestrichelten Komponenten sind lokale Schwankungen in der Strömung in alle Richtungen, die regellos auftreten. Diese Tatsache wird als *Turbulenz* in der Strömung bezeichnet. H. Schlichting [5] folgend lautet der zugehörige Turbulenzgrad

$$Tu = \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} / u_0.$$

Mit dem Strich ist die Bildung des Mittelwertes der Quadrate der drei Schwankungsgrößen gemeint. Ist N eine Anzahl von Messungen der Geschwindigkeit u' , dann ist

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} u_n'^2$$

Sind die Schwankungen in allen drei Richtungen etwa gleich, spricht man von isotroper Turbulenz. Zumeist wird isotrope Turbulenz als Annahme unterstellt, denn nur der Turbulenzgrad in Richtung von u_0 ist mit einfachen Mitteln zu bestimmen. So kann man mit schulischen Mitteln die beiden Druckleitungen eines Prandtl'schen Staurohres auf elektrische Drucksensoren geben und die Schwankungen u' auswerten. Die Lehrmittelfirmen bieten solche Sensoren mit Datenerfassung an. Für Einzelheiten zu verschiedenen Messverfahren sei auf das lesenswerte Buch von H. Eckelmann zur „Einführung in die Strömungsmeßtechnik“ [6] verwiesen.



Abb. 3: Umströmung eines quadratischen Hindernisses. Stromlinien in einem Rauchkanal von É.-J. Marey in [7]. Die Aufnahme ist um 1900 entstanden.

- Strömungskanäle sind die Grundlage zur Erforschung von Strömungen. Die umlaufende Strömung wird beruhigt durch Gleichrichten in Gittern mit einer Honigwaben-Struktur in

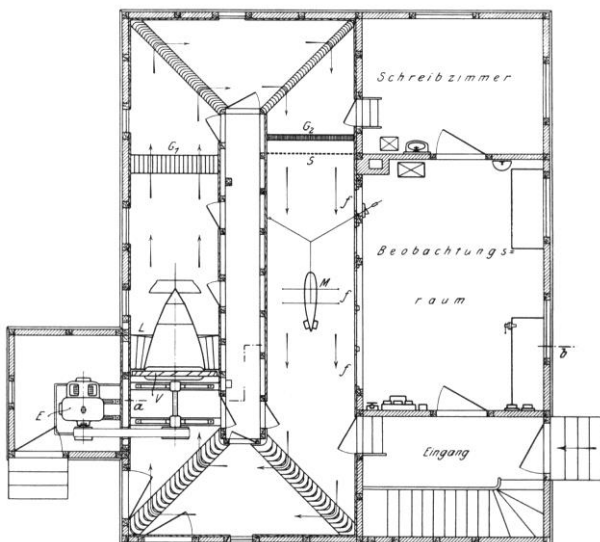


Abb. 4: Grundriss des ersten Windkanals mit geschlossenem Kreislauf in Göttingen nach [8]; Entwurf von L. Prandtl.

Fertigstellung 1908. Nach diesem Vorbild „Göttinger Bauart“ sind späterhin Windkanäle in der ganzen Welt gebaut worden. Zu erkennen sind der Antrieb mit dem Elektromotor E . Nach dem Gleichrichten in zwei aufeinanderfolgenden Wabengittern $G1$ und $G2$ kommt das Sieb S . Das Modell M befindet sich vor dem Beobachtungsraum.

Stromrichtung und anschließenden Drahtsieben quer zur Stromrichtung. Ein Turbulenzgrad von 0.01 für einen Messkanal ist ein üblicher Wert. Für hohe Ansprüche an die Messgenauigkeit sind Kanäle mit Werten von 0.001 und weniger gebaut worden.

Zu Ende des 19. Jahrhunderts erscheinen auch die ersten Strömungsbilder. Abb. 3 zeigt die Umströmung eines quadratischen Querschnitts im Rauchkanal von É.-J. Marey mit der Ablösung der Strömung bereits an den Vorderkanten des Quadrats. Lange Zeit ist nicht bekannt gewesen, dass die entstehenden Wirbelstrukturen auf das umströmte Hindernis zurückwirken und periodische Kräfte ausüben. Am 7. November 1940 ist eine bedeutende Straßenbrücke in den USA über die Tacoma Enge bei Seattle mit 1.5 km Spannweite in der Folge solcher Wirbelströmung über Stunden immer mehr tordiert worden und schließlich eingestürzt.

1908 wurde in Göttingen der erste Windkanal mit geschlossener Strömung in einem Kreislauf in Betrieb genommen. In Abb. 4 sind die wesentlichen Merkmale eines Windkanals zu erkennen. Allerdings fehlt noch eine Eigenschaft, die bei späteren Windkanälen zu sehen ist: Die Beruhigungsstrecken für die Strömung haben einen besonders großen Querschnitt. Nachdem die Strömung bei niedriger Geschwindigkeit gerichtet und gesiebt worden ist, wird sie durch ein stetiges Verjüngen des Querschnitts zur Messung auf große Geschwindigkeit gebracht.

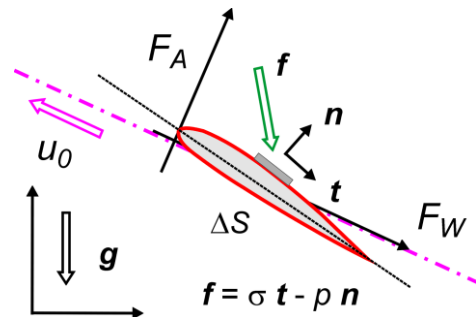


Abb. 5: Kräfte am Querschnitt eines Tragflügels

6. Kräfte beim Fliegen

Die Tragfläche in Abb. 2 ist als Abstraktion eines ganzen Flugzeugs zu verstehen, wenn man sich auf die Funktion des Tragens beschränkt. Zunächst sollen die Kräfte beschrieben werden, die vom Fluid auf das bewegte Flugzeug ausgeübt werden. Abb. 5 zeigt einen Querschnitt durch den Flügel, den man sich etwa in der Mitte der 3D Anordnung vorstellen muss. In jedem Flächenelement ΔS mit \mathbf{n} als Normalen- und \mathbf{t} als Tangentialvektor wirken die örtlichen Fluidkräfte \mathbf{f} je Flächeneinheit: Die Schubspannung σ tangential und der Druck p normal entgegen dem Normalenvektor \mathbf{n} . Zur Orientierung ist auch die Richtung \mathbf{g} der Schwerkraft eingetragen. Die Bahn des fliegenden Körpers zeigt in eine beliebige Richtung. Die entstehenden Kräfte werden

nun zerlegt in die Auftriebskraft F_A quer zur Bahnrichtung und die Widerstandskraft F_W parallel zur Bahnrichtung.

- Die Auftriebskraft zeigt definitionsgemäß quer zur Bahnrichtung und verrichtet deshalb bei gleichförmiger Geschwindigkeit keine Leistung.
- Leistung wird nur in Bahnrichtung aufgebracht durch die zu überwindende Widerstandskraft.

Nun kann es sein, dass die Tragfläche sich auch periodisch quer zur Bahnrichtung bewegt (so bei der Schlagbewegung eines Tierflügels). In diesem Fall ist die Auftriebskraft nicht mehr leistungslos. Beide Fälle gehorchen dem Gesetz *Leistung = Kraft \times Geschwindigkeit*: $P = \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$. Ist der eingeschlossene Winkel zwischen Kraft und Geschwindigkeit 90° , kann keine Arbeit mehr verrichtet werden. Diese Definition des Auftriebs verursacht mitunter Verwirrung:

- Es entsteht die Frage, wie denn ein Flugzeug Höhe gewinnt, wenn dieses nicht durch die Auftriebskraft angehoben wird. Tatsächlich ist es auch nicht der Auftrieb, der das Flugzeug anhebt, sondern die Schubkraft der Triebwerke.

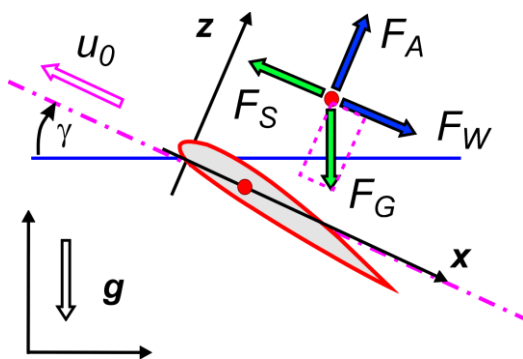


Abb. 6: Steigen eines Flugzeugs. Die Kraft zum Heben wird über die Schubkraft aufgebracht.

Dies zeigt die voranstehende Grafik Abb. 6.

F_W	Widerstandskraft der Strömung
F_A	Auftriebskraft der Strömung
F_S	Schubkraft der Triebwerke
F_G	Gewichtskraft des Flugzeugs
γ	Gleitwinkel beim Steigen
$\varepsilon = F_A / F_W$	Gleitzahl des Flugzeugs
Kräftegleichgewicht (nach Bahnkoordinaten)	$x: F_W - F_S + F_G \cdot \sin \gamma = 0$ $z: F_A - F_G \cdot \cos \gamma = 0$
Erforderliche Schubkraft	$F_S = \frac{1}{\varepsilon} F_G \cdot [\cos \gamma + \varepsilon \sin \gamma]$

Tab. 2: Beschreibung des Steigflugs.

Im Horizontalflug ($\gamma = 0$) muss die Schubkraft nur den Widerstand des Flugzeugs überwinden. Der Ausdruck in Klammer ist eins. Beim Steigflug ist zusätzlicher Schub erforderlich. Bei kleinen Steigwinkeln gilt $\cos \gamma \approx 1$. Der zweite Term zeigt die Größenordnung der Schubleistung an. Eine typische Gleitzahl für ein modernes Transportflugzeug ist $\varepsilon \approx 20$. Dann ist bei einem Steigwinkel von knapp 3 Grad schon die doppelte Schubkraft erforderlich, um das Flugzeug auf eine größere Höhe zu heben.

Beispielrechnung: Wir nehmen die Daten eines Airbus A340 kurz nach dem Start mit voranstehender Gleitzahl. Die sehr vereinfachte Rechnung soll nur das Prinzip verdeutlichen. Wir treffen über die Steiggeschwindigkeit V die Annahme $V = 10$ m/s. Dann ist z.B. Höhe $H = 3,000$ m nach 300 s bzw. 5 min erreicht. Bei $u_0 = 150$ m/s sind etwa $L = 45$ km über Grund zurückgelegt. Aus H/L ergibt sich der Steigwinkel $\gamma = 3^\circ$. Bei $m = 270$ t Masse ist im Horizontalflug die Schubkraft F_S von 135 kN erforderlich. Der Airbus ist mit vier Triebwerken ausgerüstet. Jedes Triebwerk (z.B. des Typs CFM 56) hat eine Schubkraft von etwa 140 kN. Beim Steigen erhalten wir mit unseren Zahlen das Ergebnis, dass die Schubkraft das $1+1.33=2.33$ -fache betragen muss.

Nur zum Heben des Flugzeugs ist die zusätzliche Leistung $P = 135 \text{ kN} \cdot 1.33 \cdot 150 \text{ m/s} = 26.9$ MW (Megawatt) aufzubringen. Es ist $1 \text{ W} = 1 \text{ Nm/s}$. Die gleiche Leistung erhalten wir, wenn wir P nach der Formel $P = m \cdot g \cdot dh/dt$ berechnen. Darin ist $g = 9.81$ m/s² die Erdbeschleunigung und $dh/dt = V$ die Hebegeschwindigkeit. Man sieht sofort, dass sich überschlägig die gleichen 27 MW ergeben.

7. Lilienthal und der Luftwiderstand

Der Luftfahrtpionier Otto Lilienthal hat seine ersten systematischen Gleitflüge durchgeführt, nach dem er über 20 Jahre lang die Bewegungen von Störchen beobachtet und Studien zum Auftrieb durchgeführt hatte. Um die Kräfte an den Flügeln zu untersuchen, baute er sich einen Rundlauf, mit dem er verschiedene Formen von Tragflächen untersuchen konnte [3]. Er stellte fest, dass gewölbte Tragflächen sehr viel mehr Auftriebskraft hervorrufen als ebene Tragflächen. Bei seinen Untersuchungen zum Luftwiderstand ist er zu einer wesentlichen Einsicht gekommen, die heute noch unverändert gültig ist.

- „Alles Fliegen beruht auf Erzeugung von Luftwiderstand, alle Flugarbeit besteht in Überwindung von Luftwiderstand.“ [3], Seite 33.

Wie gerade gezeigt worden ist, gilt diese Feststellung sogar definitionsgemäß für die gleichförmige Bewegung. Lilienthal hat auch schon genau beschrieben, wie dieser Widerstand entsteht:

„Wenn ein Körper sich durch die Luft bewegt, so werden die Luftteile vor dem Körper gezwungen, auszuweichen und selbst gewisse Wege einzuschla-

gen. 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.“

8. Bedingungen für dynamischen Auftrieb

Die theoretische Begründung für die Entstehung des Auftriebs ist ganz wesentlich erst durch L. Prandtl mit seiner Tragflächentheorie erfolgt. Der Autor selbst hat unlängst in einer Arbeit mit dem Titel „Physik des Fliegens“ [9] versucht, die Schritte zu einem physikalisch motivierten Verständnis der Entstehung des Auftriebs zu vermitteln. Leserinnen und Leser seien auf diesen Artikel verwiesen, um die nachfolgenden Feststellungen besser einordnen zu können. Man darf sich aber nicht der Vorstellung hingeben, dass eine genaue Kenntnis der Zusammenhänge ohne ein gründliches Studium der theoretischen Grundlagen möglich ist. Darin unterscheidet sich die Physik des Fliegens aber auch nicht von anderen Bereichen der Physik. Die richtige Handhabung von Gesetzmäßigkeiten ist die eine Seite, das tiefere Verständnis ihrer Grundlagen eine zweite.

Die Geschichte der theoretischen Deutung des Auftriebs ist historisch „verschlungene Wege“ gegangen, die alle nachzuvollziehen wenig sinnvoll ist. Zu diesen - nach Ansicht des Autors höchst überflüssigen - Kenntnissen zählt zum Beispiel die gedankliche Zerlegung der Strömung in eine reine Rotation mit einem Potentialwirbel und eine Translationsströmung.

Es wurde schon festgestellt, dass Luft und Wasser eine gewisse Zähigkeit haben. Wäre dies nicht so, könnte Auftrieb gar nicht erst entstehen. Es gibt keinen vernünftigen Grund, bei der Unterrichtung der Physik des Fliegens nicht von Beginn an das Vorhandensein der Zähigkeit mit einzubeziehen. Nur so kann man die folgenden Tatsachen verständlich machen.

- Jede Tragfläche setzt der Strömung einen Widerstand entgegengesetzt, dessen Quelle die örtliche Schubspannung auf der Oberfläche ist. Dieser Beitrag zum Widerstand der Tragfläche ist die *Reibung* des Fluids an der Oberfläche. Wegen der geringen Stirnfläche ist der Beitrag der Schubspannung zum Auftrieb vernachlässigbar klein.
- Jede Anstellung einer symmetrischen Tragfläche gegenüber der Anströmung oder die

Wölbung der Fläche unter den Bedingungen, die die Aerodynamik kennzeichnen¹, führt zu einer ausgeprägten Querkraft, die *dynamischer Auftrieb* oder kurz *Auftrieb* genannt wird. Auf der Oberseite herrscht – bei positiver Anstellung oder Wölbung – Unterdruck, auf der Unterseite ein Überdruck. Dies zeigen sehr deutlich Druckmessungen, für die der Druck aus feinen Bohrlochern in der Oberfläche abgeleitet wird.

- Im Mittelbereich einer Tragfläche entsteht durch die anliegende Umströmung ein Druckunterschied zwischen der Oberseite und der Unterseite. Dieser Druckunterschied gleicht sich erst zu den beiden Flügelspitzen hin aus, da dort die Seitenkanten der Flügel umströmt werden können.

- Es zeigt sich bei genauen Messungen, dass die Resultierende der Druckverteilung im Mittelschnitt einer Tragfläche praktisch senkrecht auf der Richtung der Anströmung u_0 steht. Dies bedeutet, dass die resultierende Druckkraft der Strömung keine Leistung verzehrt.

- Zu den Flügelspitzen hin nimmt

- a) die Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite ab und
- b) neigt sich die Richtung der resultierenden Druckkraft stromab. Der Widerstand erhält einen weiteren Beitrag: den *Druckwiderstand*. Dies bedeutet, dass zusätzliche Leistung aufgebracht werden muss.

- Der Druckausgleich an den Flügelspitzen wird begleitet von einer spektakulären Erscheinung, den *Randwirbeln*. Die beiden *Randwirbel* sind sehr konzentriert und können durch geeignete Maßnahmen - auch mit schulischen Mitteln - sichtbar gemacht werden.

- Der Drehsinn der Wirbel ist gegenläufig. Zur Orientierung lässt man den Daumen der rechten Hand an der jeweiligen Flügelspitze *stromab* zeigen und umgreift mit den Fingern die gedachte Spur der Flügelspitze hinter dem Flügel. Bei einer positiven Auftriebskraft (entgegen der Schwerkraft) dreht der - in Bahnrichtung gesehen – linke Wirbel die Partikel *entgegen* dem Uhrzeigersinn, der Wirbel an der rechten Flügelspitze rollt die Partikel *im* Uhrzeigersinn auf.

Die letzte Beobachtung ist einfach zu verstehen. Dazu blickt man von vorne stromab gegen die Stirnfläche der Tragfläche. Wegen des Überdrucks drängen die Partikel auf der Unterseite zu den beiden Seitenrändern hin und versuchen, auf die Oberseite zu gelangen, wo der Druck geringer ist. Wenn man ein Buch mit den beiden Handballen

¹ Siehe dazu die Merkmale in Abschnitt 4.

stützt und mit den Fingern die seitlichen Buchränder so umgreift, dass die Daumen auf einen selbst zurück weisen, dann hat man eine erste Vorstellung vom Weg der Partikel, die sich in Richtung der Fingerspitzen bewegen. Da auf der Oberseite in der Mitte noch weitere Partikel heran strömen, werden die Partikel am Rand auf die spiralförmige Bahn gezwungen.

Zusammenfassend seien einige Empfehlungen für den Schulunterricht gegeben, die für den Unterricht einen neuen Einstieg bedeuten:

- **Bei jeder Unterrichtung der Physik des Fliegens sollte die Erscheinung der Randwirbel zu den ersten Experimenten zählen, die die Beobachtung des Auftriebs begleiten.**
- **Der Auftrieb ist in seinem physikalischen Kern eine dreidimensionale Erscheinung. Erst müssen die räumlichen Beobachtungen zur Entstehung der Druckdifferenzen und ihres Ausgleichs stattfinden.**
- **Dazu zählt in der Sekundarstufe I auch der Bau eigener kleiner Flugmodelle, für die es im Handel ausgezeichnete Vorlagen gibt.**
- **Dann kann man in einem zweiten oder dritten Schritt die Erscheinung des Auftriebs im Flügelschnitt isolieren und gegebenenfalls auf eine theoretische Beschreibung zugehen.**
- **Die derzeitigen didaktischen Konzepte gehen genau den entgegengesetzten Weg. Nur der zweidimensionale Schnitt steht im Vordergrund. Man verstrickt sich in unzulänglichen und oft falschen Erklärungen, bevor die wesentlichen Phänomene überhaupt gezeigt worden sind.**
- **Wenn man das richtige Ziel der räumlichen Tragfläche vor Augen hat, lassen sich Experimente schon mit vergleichsweise einfachen Mitteln realisieren.**

Wirbel im 2D Experiment: Abschließend sei noch eine Frage diskutiert, die bei den sogenannten 2D Experimenten auftritt. Das sind Experimente, bei denen eine Tragfläche oder ein anderer Querschnitt über die ganze Spannweite eines Wind- oder Wasserkanals eingespannt wird. Druckmessungen zeigen, dass unter diesen Bedingungen bis fast an den Kanalrand sich nahezu die gleichen Druckverteilungen einstellen, die in der Flügelmitte gemessen werden.

Zunächst einmal leuchtet ein, dass unter diesen Umständen ein Druckausgleich an den Flügelspitzen nicht stattfinden kann. Wo bleiben dann aber die Randwirbel?

Die Frage stellt sich deswegen so eindringlich, weil die Druckverteilung, die zum Auftrieb führt, physikalisch durch eine dünne Schicht mit Wirbeldichte,

die sogenannte Grenzschicht, gebildet wird. Im Grenzfall geringer Zähigkeit ist diese Schicht flächenhaft dünn. Theoretisch hat diese Wirbelschicht nur geschlossene Integralkurven, die im 3D Fall durch die abschwimmenden Wirbel im Nachlauf hinter der Tragfläche geschlossen werden („Anfahrwirbel“).

Man versteht die Antwort auf die Fragestellung besser, wenn man sich klar macht, dass jede Tragfläche zwei Seiten hat und dass sich eine solche Wirbelfläche auf Ober- und Unterseite einstellt. Die Grenzschicht, die nur ein anderer Name für diese dünne Wirbelschicht ist, fließt auf beiden Seiten ab. Getrennt wird die Schicht längs der Staulinie, die die Trennung der Partikel markiert, die auf Ober- oder Unterseite vorbei strömen. In der Staulinie ist die Relativgeschwindigkeit 0, folglich findet hier auch keinerlei Impulsübertragung statt. Hinter der Hinterkante verbinden sich die beiden Grenzschichten wieder und werden summarisch durch eine einzige Nachlauffläche beschrieben. Allerdings ist dies ein idealisierter Grenzfall, denn zumeist löst die Grenzschicht auf der Oberseite schon etwas vor der Hinterkante ab und es bildet sich eine kleine – oder auch größere – Zone von so genanntem *Totwasser*.

Das Verhalten der Grenzschicht der Tragfläche auf den Seitenwänden des Kanals ist nun einfach zu beschreiben. Sie „kriecht“ an den Seitenwänden noch etwas hinauf oder herab und wird dann von der Strömung längs der Kanalwand mitgerissen, wo sie sich zugleich mit der Grenzschicht auf der Kanalwand verbindet. Die Nachlaufwirbel gehen also nicht verloren, sondern schwimmen weitgehend längs der Kanalwand ab.

Für den eingespannten Tragflügel bedeutet dies, dass die Wirbeldichte aber noch nicht auf seiner eigenen Oberfläche abknickt. Die Wirbelschicht verläuft mit ihren Integralkurven bis praktisch zum Rand quer zur Anströmung und folglich gibt es zum Rand hin auch nicht diesen starken Abfall der Druckdifferenz.

9. Reynoldszahl und Zähigkeit

In Tab. 1 ist der Impulssatz angegeben, aus dem Druck und Geschwindigkeit einer inkompressiblen Strömung folgen. Der letzte Term im Impulssatz ist der Beitrag der Zähigkeit. Den Weg vom Impulssatz und den Vereinfachungen der beiden anderen Erhaltungssätze zu einer Druckverteilung um eine Tragfläche auch nur zu skizzieren, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Der bereits erwähnte Artikel des Autors [9] übernimmt diese Aufgabe für einen Teil des Wegs.

Nun ist oft von einem sogenannten *idealen Fluid* die Rede, in dem dieser Term mit der Zähigkeit nicht mehr auftritt. An dieser Stelle soll nur verständlich gemacht werden, warum dieser Term in zahlenmäßigen Berechnungen nicht unbedingt mitgeführt werden muss, wenn man nur die Lösung für die Umströmung eines Körpers so ansetzt, dass die Wirkung der Zähigkeit darin schon im Ansatz berücksichtigt wird.

Dabei geht es um das Verhalten der Strömung an der Hinterkante. Es wurde sehr früh schon erkannt, dass der gemessene Auftrieb durch mathematische Ansätze dann am besten beschrieben wird, wenn die Strömung an der Hinterkante des Tragflügels „glatt“ abströmt. Es lassen sich auch Lösungen finden, bei denen die - zumeist spitze - Hinterkante mit unendlich großer Geschwindigkeit umströmt wird. Es lässt sich zeigen, dass unter bestimmten physikalischen Bedingungen eine solche Strömung auch in der Realität existiert, wie Abb. 6 zeigt.

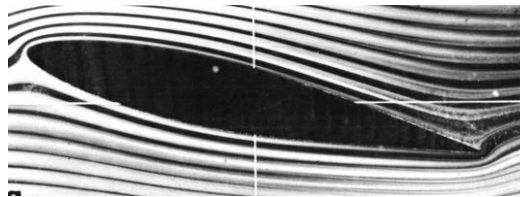


Abb. 6: Strömung um ein Profil, bei der die Resultierende der Druckverteilung verschwindet (auftriebslose Umströmung).

Hele-Shaw Strömung von H. Werlé nach [4].

Nimmt man den Zähigkeitsterm im Impulssatz mit, dann stellen sich solche Lösungen unter aerodynamischen Bedingungen nicht ein. Lässt man ihn aus Gründen der vereinfachten Rechnung weg, dann muss man die voranstehend abgebildete Lösung durch einen geeigneten Ansatz ausschließen.

Welche geringe Größenordnung der Term hat, zeigt sich, wenn man den Impulssatz durch Division mit $\rho u_0^2/l$ umformt und entdimensioniert. Die Größe l ist eine typische Länge, etwa die Flügeltiefe. Auf der rechten Seite verbleibt

$$-\frac{\ell}{\rho u_0^2} \cdot \text{grad } p(\mathbf{r}, t) + \frac{\eta}{\rho \ell u_0} \cdot \ell^2 \Delta[\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)/u_0].$$

Der Kehrwert des Vorfaktors vor dem Zähigkeits-term ist die Reynoldszahl $Re = \rho \ell u_0 / \eta$. Für typische aerodynamische Bedingungen beträgt die Größenordnung von Re zwischen 10^5 und 10^7 . Je „kleiner“ die Reynoldszahl wird, desto größer werden die Abweichungen zu den Annahmen einer idealen Flüssigkeit ohne Zähigkeit. Aber der Grenzfall unendlich hoher Reynoldszahl ist eben nicht das reibungslose Fluid, sonst würde sich der Auftrieb nicht einstellen. Die Zähigkeit verhindert die Entstehung großer Übergeschwindigkeiten, wie

sie an scharfen Kanten bei deren Umströmung entstehen würden.

10. Ansätze zu Experimenten

Der Autor hat versucht, seine Vorstellungen von einer Einführung zur Physik des Fliegens mit eigenen privaten Möglichkeiten zu verwirklichen. Abb. 7 zeigt eine Versuchsanordnung, die noch verfeinert und ausgebaut werden soll.

Der Versuch findet statt in einem kleinen Wasserkanal, der für andere Zwecke entwickelt worden ist und derzeit noch keine gute Strömungsqualität hat. Der Kanal wird im geschlossenen Umlauf betrieben und fördert bis zu $3 \text{ m}^3/\text{min}$. Der Kanalquerschnitt beträgt $0,20 \times 0,12 \text{ m}^2$. Im Kanal ist einseitig bis zur Kanalmitte ein Profil mit einer leichten Wölbung eingespannt worden, dessen Anstellwinkel variiert werden kann. Die Flügeltiefe des Profils beträgt $0,055 \text{ m}$, die Spannweite $0,1 \text{ m}$. Mit einer kleinen Düse (Durchmesser $0,5 \text{ mm}$) werden Luftbläschen in den Kanal eingespritzt. Der natürliche Auftrieb führt dazu, dass ein Teil der dickeren Bläschen vom Randwirbel nicht mehr einfangen wird, sondern nach oben aufschwimmt. Die Stromrichtung ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

Um mit der Kamera einen interessierenden Längsschnitt besser ausleuchten zu können, ist ein Diaprojektor oberhalb des Kanals aufgesetzt. Ein Diarahmen mit einem schmalen Spalt leuchtet in Stromrichtung eine Ebene senkrecht zur Flügelebene aus. Der helle Eindruck vom Wirbelzopf in Bild 7b ist nicht durch nachträgliche Bildbearbeitung entstanden, sondern die natürliche Ansicht. Es ergeben sich dabei übrigens auch sehr schöne Dunkelfeldaufnahmen.

Wie das Bild 7c zeigt, sind die Aufnahmen bei einer Anströmung von ca. $1,1 \text{ m/s}$ gemacht worden. Das entspricht einer Reynoldszahl von $Re = 0,6 \cdot 10^5$.

Der Randwirbel ist sehr stabil und ändert seine Lage praktisch nicht, bevor er rechts im Ansaugstutzen verschwindet. Man kann gut erkennen, dass der Wirbel wie in Abb. 2 oberhalb der Hinterkante das Profil verlässt. Er entsteht deutlich etwa von der Mitte an und nimmt dann an Stärke rasch zu. Auch der Drehsinn ist schwach zu erkennen, weil sich die Strömung von unten kommend aufwickelt.

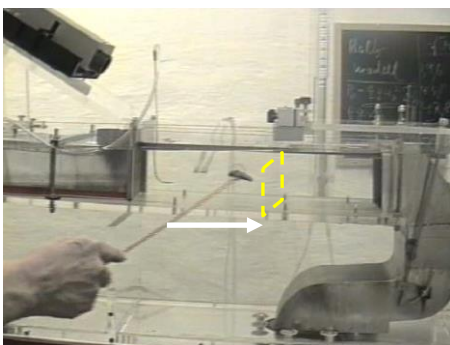


Abb. 7a: Gesamtansicht des Versuchs.

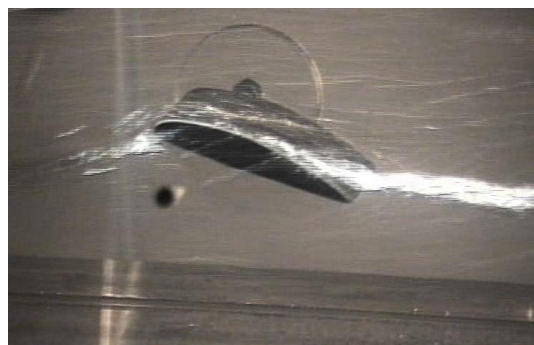


Abb. 7b: Wirbelzopf am linken Flügelrand.

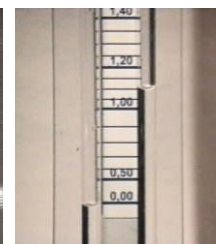


Abb. 7c: Messung der Geschwindigkeit mit zwei Druckbohrungen (7a).

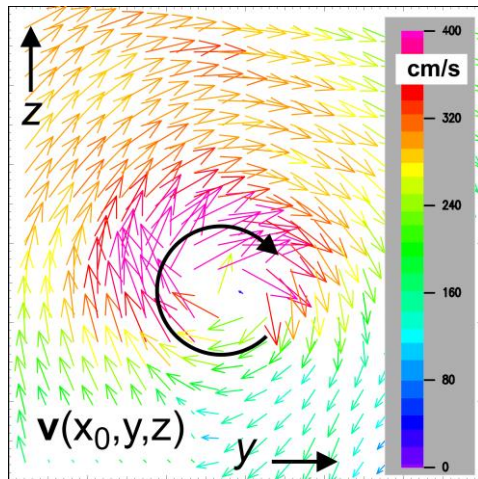


Abb. 8a: Strömungsfeld hinter einer Tragfläche. Die Blickrichtung ist von einem Ort hinter dem Profil auf die Hinterkante. 8a und b nach [9].

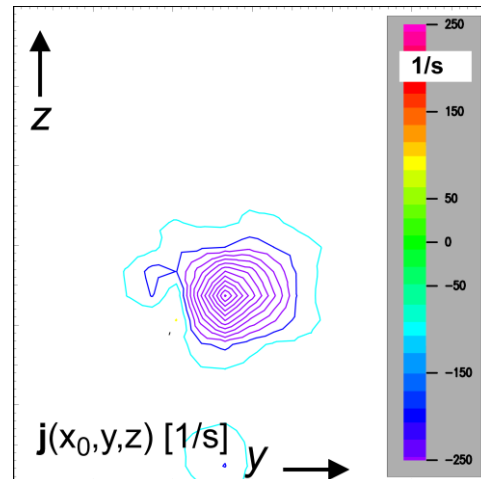


Abb. 8b: Nur in einem Kern von Wirbeldichte „reiben“ sich die Partikel aneinander und verlieren dadurch im Laufe der Zeit ihre Energie.

11. Aufnahmen des Strömungsfeldes

Mit professionellen Mitteln sind heute Aufnahmen möglich, die das Geschwindigkeitsfeld hinter einem Tragflügel in einem ganzen Querschnitt bestimmen. Die beiden Abbildungen in Bild 8 könnten zu dem Experiment gehören, das in Abschnitt 10 beschrieben worden ist. Dies ist zwar nicht der Fall, aber man kann an den beiden Bildern gut erklären, was in der Strömung sonst schwer zu sehen ist. Man muss sich die Beobachtungsebene in Bild 7a etwa zwei Flügeltiefen hinter dem Flügel vorstellen. Die Ebene ist in Abb. 7a durch eine gestrichelte Linie markiert. Die obigen Bilder sind mit der Methode *Particle Image Velocimetry* (PIV) entstanden hinter einer ebenen Tragfläche von $0.16 \times 0.4 \text{ m}^2$ Grundrissfläche bei einer Geschwindigkeit von 5.4 m/s . Das Medium ist Luft bei etwa 20° gewesen. Die zugehörige Reynoldszahl ist $Re = 0.57 \cdot 10^5$. Obwohl es sich um ganz verschiedene Medien und Abmessungen handelt, sind die Strömungsbedingungen der beiden Versuche vom aerodynamischen Standpunkt aus gleich. Beide Versuche sind in inkompressibler Strömung und bei fast gleicher Reynoldszahl angefertigt worden.

Allein die Versuchskörper können sich noch unterscheiden durch verschiedene Verhältnisse von Spannweite zu Flügeltiefe, verschiedene Profilquerschnitte und verschiedene Anstellwinkel. Dann hat jeder Messkanal auch seine Besonderheiten. Auch bei professionellen Messkampagnen geht man mitunter genau so vor, wie hier beschrieben wird. Man erzielt gleich aerodynamische Kenngrößen und vergleicht die Ergebnisse aus verschiedenen Windkanälen.

Bei der PIV Methode wird eine Ebene hinter der Tragfläche mit einem Laser-Doppelblitz ausgeleuchtet. In der Strömung sind feine Partikel verteilt, die einen Durchmesser von wenigen μm haben. Zeitgleich werden mit einer hochauflösenden Digitalkamera zwei Bilder angefertigt. Ein Rechenprogramm vergleicht die Bilder und stellt fest, welche

Teilchen im zweiten Bild zu einem Teilchen des ersten Bilds gehören müssen. Das Ergebnis der Auswertung sieht man in Abb. 8a.

Das Bild auf der rechten Seite ist etwas schwieriger zu verstehen. Man kennt aus den Erhaltungssätzen genau die Bedingungen für ein Geschwindigkeitsfeld, unter denen die Strömung nicht nur großräumig gedreht wird, sondern auch interne Scherschichten zu innerer Reibung führen. Diese Bereiche sind aus dem linken Bild ausgerechnet und im rechten Bild dargestellt worden. Die Größe, die Bereiche in der Strömung mit innerer Reibung kennzeichnet, heißt *Wirbeldichte* \mathbf{j} .

In den klassischen Modellen zur Beschreibung von Umströmungen mit Auftrieb werden die Wirbel statt mit endlichem Querschnitt als linienförmige Leiter angenommen. Im Bild 8b durchstößt die Linie die Bildebene. Die Aufnahme gibt eine gute Vorstellung davon, dass diese Annahmen praktische Näherungen sind, aber genau genommen nicht stimmen.

Literatur

- 1 Reti, L. (Hrsg.), Leonardo, S. Fischer Verlag, Frankfurt a.M. 1979
- 2 Lugt, H.J., Wirbelströmungen in Natur und Technik, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1979
- 3 Lilienthal, O., Der Vogelflug als Grundlage der Fliegenkunst, Gaertners Verlagsbuchhandlung, Berlin 1889 (Nachdrucke: Siehe unter www.aniprop.de)
- 4 Van Dyke, M. (Ed.), An Album of Fluid Motion, The Parabolic Press, Stanford, California, 1982
- 5 Schlichting, H. Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1958 (neuere Auflagen vorhanden)
- 6 Eckelmann, H., Einführung in die Strömungsmeßtechnik, Teubner-Studienbücher, Stuttgart 1997
- 7 Mannoni, L., É.-J. Marey la mémoire de l'oeil, Ed. G. Mozotta, Milano 1999, ISBN 88-202-1358-3
- 8 Rotta, J.C., Die Aerodynamische Versuchsanstalt in Göttingen, ein Werk Ludwig Prandtls, Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1990
- 9 Send, W., Physik des Fliegens, Physikalische Blätter, 57 (2001), 51-58