

Wenn Wasser schlüpfrig und Luft klebrig wird...

Zum Einfluß der Größe auf Form und Fortbewegungsart schwimmender und fliegender Tiere

Von Bernd Rodewald und Hans Joachim Schlichting

1 Problemstellung

Wir wissen aus eigener Erfahrung vom Radfahren, Schwimmen oder Waten in brusthohem Wasser: Wasser und Luft setzen einem bewegten Körper einen Widerstand entgegen, dessen Größe offensichtlich von der Geschwindigkeit abhängt und den wir in Wasser stärker spüren als in Luft.

Allerdings scheinen die für uns spürbaren Größenverhältnisse nicht so einfach auf andere bewegte Objekte übertragbar zu sein. Im Gegensatz zum Menschen erfährt ein Delphin im Wasser wenig Widerstand und erreicht dadurch Spitzengeschwindigkeiten von mehr als 8m/s. Und während umgekehrt die Luft für das Gehen des Menschen kaum ein Hemmnis darstellt, scheint sie für Blütenpollen oder die feinen Wassertröpfchen der Wolken geradezu klebrig zu sein. Deshalb fallen die Wolken trotz der weitaus größeren Dichte von Wasser gegenüber Luft nicht "vom Himmel".

Es hängt offensichtlich von der Größe eines Körpers ab, wie die "luftige" oder "wässrige" Umgebung auf ihn wirkt. Dieser physikalische Sachverhalt ist biologisch bedeutsam. Tiere, die in Wasser oder Luft leben, sind diesem Umgebungseinfluß entsprechend ihrer Größe durch unterschiedliche Körperformen und Bewegungsapparate angepaßt, denn sie müssen mit dem umgebenden Medium nicht nur als bewegungshemmenden Widerstand fertig werden, sondern es auch als Antriebsquelle nutzen.

In den folgenden Kapiteln soll dieser angedeutete Zusammenhang zwischen den physikalischen Eigenschaften der "Umwelt" und der Gestalt und Fortbewegungsart schwimmender und fliegender Tiere näher untersucht werden.

Dazu ist es zunächst notwendig, die Trägheit und Zähigkeit des umgebenden Mediums als hier relevante Eigenschaften zu erkennen. Eine Abschätzung der Wirksamkeit dieser beiden Eigenschaften führt zur Einführung der sog. *Reynoldszahl*, welche wesentlich durch die Größe der Tiere bestimmt ist (Kapitel 2). Anschließend wird der Bereich großer (Kapitel 3), kleiner (Kapitel 4) und mittlerer Reynoldszahlen (Kapitel 5) für schwimmende und fliegende Tiere untersucht und, deren Strategien zur Widerstandsminderung und Antrieboptimierung physikalisch begründet.

Unsere Darstellung geht davon aus, daß der Leser mit dem Argument vertraut ist, daß bei einer Ähnlichkeitstransformation mit der Körpergröße L auch jede andere lineare Dimension proportional zu L ($\sim L$) wächst und für Flächen A und das Volumen V die Proportionalitäten

$$A \sim L^2 \text{ und } V \sim L^3 \quad (1)$$

gelten (zur Vertiefung siehe [1]).

2 Kräfte, welche die Fortbewegung hemmen

2.1 Die trägheitsbedingte Widerstandskraft

Die am eigenen Leibe spürbare Widerstandskraft des umgebenden Mediums beim Laufen oder Schwimmen läßt sich qualitativ sehr einfach studieren. Man braucht dazu nur Platten unterschiedlicher Größe mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durchs Wasser zur führen, wobei die Platten senkrecht zur Bewegungsrichtung gehalten werden.

Dabei zeigt sich, daß bereits zur Aufrechterhaltung einer konstanten Geschwindigkeit eine Kraft erforderlich ist. Sie kompensiert die von der Flüssigkeit auf den bewegten Körper wirkende Widerstandskraft \vec{F}_W , welche dadurch zustande kommt, daß die vor dem Körper ruhende Flüssigkeit angestoßen und weggeschoben werden muß. F_W also durch die Trägheit des umgebenden Mediums bedingt. Der genannte Freihandversuch zeigt, daß die Größe von \vec{F}_W sowohl mit der Größe der Körpergeschwindigkeit als auch mit der Plattenfläche wächst.

Diese Beobachtungen erlauben eine einfache, Modellierung: Ein Körper mit Querschnittsfläche A bewege sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch das umgebende Medium, so daß er in der Zeit Δt die Strecke $\Delta s = v \cdot \Delta t$ zurücklegt. Dann übt er mit einer zur Fläche A proportionalen effektiven Fläche $A' = 1/2 \cdot c_W A$ auf eine Säule der Länge Δs des umgebenden Mediums eine Kraft aus. Diese Kraft beschleunigt in der Zeit Δt die Massen $\Delta m = \kappa \cdot A' \cdot \Delta s$ der genannten Säule aus der Ruhe auf die Geschwindigkeit v (κ bezeichnet die Dichte des umgebenden Mediums). Nach dem dritten *Newtonschen*

Axiom wirkt dann eine gleich große, aber entgegengesetzt gerichtete Widerstandskraft vom Betrage

$$F_w = \Delta m \cdot \frac{v}{\Delta t} = \frac{1}{2} \cdot \rho c_w A v^2$$

auf den Körper.

c_w , heißt Widerstandsbeiwert und berücksichtigt die Tatsache, daß nicht das gesamte vor A liegende Medium, sondern nur ein Teil davon für die Größe von g , bestimmend ist. Denn auch wenn zunächst über die gesamte Fläche A Wasser bzw. Luft in Bewegung versetzt wird, um anschließend am Körper vorbeizugleiten und das "Loch" auf der Körperrückseite "aufzufüllen", so ist doch nur ein bestimmter Bruchteil der dabei ans Medium abgegebenen Energie verloren. Ein Teil wird nämlich bei der Umströmung an den Körper wieder zurückübertragen, und nur der Anteil des in Bewegung versetzten Mediums, welcher sich hinter dem Körper von diesem löst und sich durch Wirbelbildung "totläuft", ist widerstandswirksam. c , ist also anschaulich gesehen ein Maß für die Größe des verwirbelten Totgebiets, was formal durch die Einführung der effektiven Fläche $A' = 1/2 \cdot c_w A$ berücksichtigt wurde.

Damit wird gleichzeitig plausibel, daß c , (und damit auch F .) wesentlich von der Körperform abhängt. Abb. 1 veranschaulicht diesen Sachverhalt.

Genau genommen hängt der c_w -Wert auch noch von der Geschwindigkeit ab (genauer: von der sog. Reynoldszahl, welche aber zu der Geschwindigkeit proportional ist; vgl. Abschnitt 2.3). Diese Abhän-

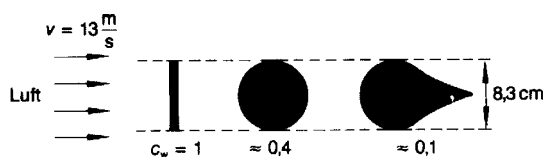


Abb. 2: Beispiele von Widerstandsbeiwerten
 gigkeit muß berücksichtigt werden, wenn man Bewegungen betrachtet, bei denen extrem hohe Geschwindigkeiten auftreten. In einem solchen Fall kommt es zu einem plötzlichen Abfall von c_w . Ursache dafür sind Vorgänge in der unmittelbaren Grenzschicht zwischen dem Körper und der Luft. Solange die Strömung in dieser Grenzschicht laminar ist, löst sie sich relativ früh vom Körper ab (siehe Abb. 2) und führt zu einem vergleichsweise großen energiezehrenden und damit c_w vergrößern den Totgebiet hinter dem Körper. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten (genauer: großen Reynoldszahlen) schlägt die Grenzschichtströmung in Turbulenz über. Turbulente Grenzschichten haften jedoch länger am Körper und verringern das Totgebiet und damit c_w erheblich (Abb. 3).

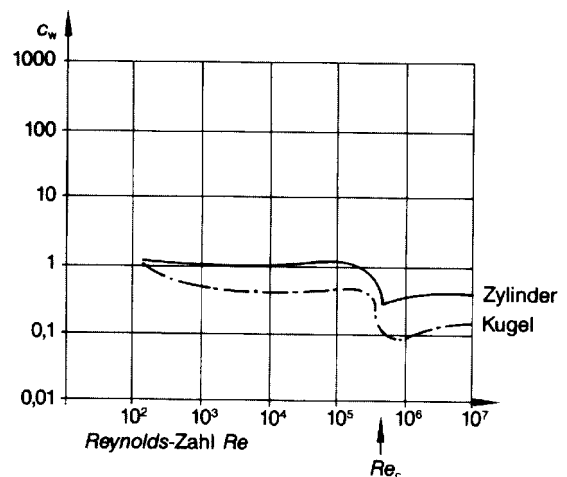


Abb. 3: c_w , als Funktion der Reynoldszahl Re . Re_c bezeichnet die kritische Reynoldszahl bei der die Grenzschichtströmung turbulent wird

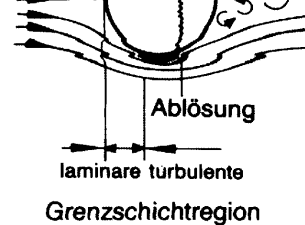


Abb. 1: Abhängigkeit der Größe des Totgebietes von der Art der Grenzschichtströmung

Der sprunghafte Umschlag von der laminaren in die turbulente Strömungsform ist aus dem Alltag gut bekannt:

- Wasser, das aus einem Hahn fließt, bildet bei kleiner Geschwindigkeit einen glatten, klaren Strahl (Laminarität). Bei einer bestimmten Geschwindigkeit wird der Strahl jedoch milchig und seine Oberfläche rau (Turbulenz).

- Der Rauch einer glühenden Zigarette steigt zunächst als feiner Faden aufwärts (Laminarität). In einer bestimmten Höhe jedoch, wo die Rauchteilchen hinreichend schnell geworden sind, beginnt der Rauchfaden sich unregelmäßig in der umgebenden Luft zu verteilen (Turbulenz).

Die mit der Verringerung des c_w -Werts bei großen Geschwindigkeiten einhergehende drastische Abnahme des Luftwiderstands tritt z. B. bei heftig geschlagenen Golfbällen auf. Die weiteren Ausführungen werden zeigen, daß dieser c_w -Abfall auch im Tierreich bedeutsam ist.

2.2 Die zähigkeitsbedingte Widerstandskraft

Nach Gleichung (2) sollte eine dünne Platte nur einen vernachlässigbar kleinen Widerstand erfahren, wenn man sie mit ihrer Oberfläche parallel zur Be-

wegungsrichtung führt. Das ist in Wasser auch der Fall, stimmt jedoch nicht mehr in anderen Flüssigkeiten wie z. B. Glycerin oder Honig. Hier ist es vor allem die Zähigkeit (Viskosität) des Mediums, welche die Bewegung hemmt. Sie ist Ursache für eine Widerstandskraft \vec{F}_Z , deren Größe offensichtlich mit der Oberfläche der Platte und der Größe seiner Geschwindigkeit wächst.

Auch diese Kraft läßt sich durch eine einfache Modellvorstellung erfassen: Hierzu denke man sich einen Körper, der mit der Geschwindigkeit \vec{v} an einer Flüssigkeit oder einem Gas entlanggleitet und folglich in der Zeit Δt den Weg $\Delta s = v \cdot \Delta t$ zurücklegt. Über die Oberfläche A_Z hat er Kontakt mit dem umgebenden Medium, deren Teilchen in unmittelbarer Nachbarschaft zum Körper mitgerissen werden. Diese Teilchen beeinflussen wiederum die ihnen benachbarten Teilchen usw., so daß nach der Zeit Δt eine Verschiebung der Teilchen des umgebenden Mediums auftritt, wie sie in Abb.4 skizziert ist.

Das Medium wird also in der Zeit Δt um den Winkel $\Delta \vartheta \approx \Delta s/D$ "geschert". Die Größe dieser Scherung, welche pro Zeiteinheit erreicht wird, $\Delta \vartheta/\Delta t$ ist natürlich von der "Schubspannung" F/A_Z abhängig, wobei \vec{F} die Zugkraft ist: $\Delta \vartheta/\Delta t = f(F/A_Z)$. Bei konstanter Schubspannung ist $\Delta \vartheta/\Delta t$ offensichtlich charakteristisch für das jeweilige Medium und umso kleiner, je größer dessen Zähigkeit ist.

Führt man analog zur Hooke'schen Näherung bei Festkörpern auch den hier vorliegenden funktionalen Zusammenhang nur bis zur linearen Approximation aus, so folgt mit 1/0 als Proportionalitätsfaktor die Beziehung

$$\frac{\Delta \alpha}{\Delta t} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{F}{A_Z}$$

Wegen $\Delta \vartheta/\Delta t = v/D$ und des Prinzips von actio und reactio ergibt sich hieraus für den Zähigkeits-

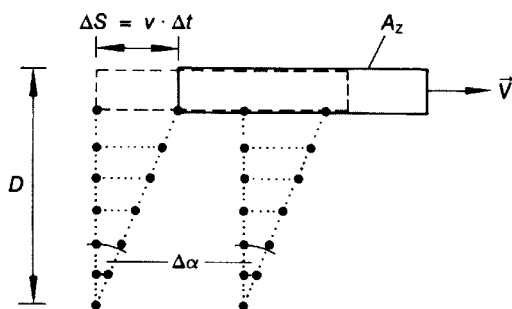


Abb. 4: Modellvorstellung zum Zähigkeitswiderstand

widerstand \vec{F} :

$$F_Z = F = 0A_Z v/D \quad (3)$$

0 ist die sog. Zähigkeitskonstante des umgebenden Mediums. Tabelle 1 gibt einige typische Werte wieder. D ist die Dicke der körpernahen Grenzschicht, in der Verschiebungen auftreten.

Die letzte Bemerkung macht verständlich, daß äh-

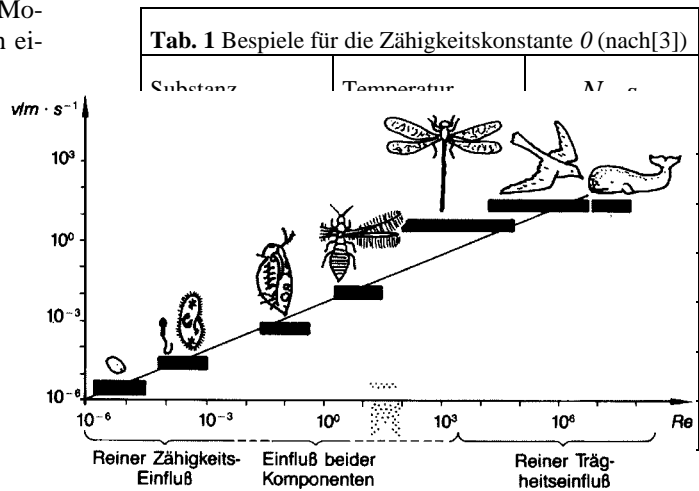


Abb. 5: Einordnung biologischer Objekte in verschiedene Reynoldszahlbereiche (nach [5])

lich wie c_w auch die Größe 0 im Detail von der Strömungssituation in der Grenzschicht abhängen sollte. In der Tat wurde festgestellt, daß in dem Strömungsbereich, in welchem die laminare Grenzschicht turbulent wird, sich F_Z genau entgegengesetzt zu F_W verhält: F_Z steigt beim Strömungsumschlag sprunghaft an [4]. Durch die stärkere Teilchenwechselwirkung bei Turbulenz nimmt nämlich die Grenzschicht pro Wegabschnitt eine größere Energie auf als im laminaren Fall, was zur Aufrechterhaltung einer bestimmten Geschwindigkeit eine größere Zugkraft erforderlich macht.

2.3 Die Reynoldszahl

Zähigkeitswiderstand und Trägheitswiderstand sind in jedem Medium gleichzeitig vorhanden. Die einleitend genannten Beispiele zeigen jedoch, daß sehr oft einer dieser Einflüsse dominiert. Um ein Maß für die jeweilige Dominanz zu haben, liegt es nahe, den Quotienten aus Trägheitswiderstand F_W und Zähigkeitswiderstand F_Z zu betrachten. Nach Gleichung (2) und (3) gilt für diesen:

$$\frac{F_W}{F_Z} \sim \frac{\rho A v^2}{\eta A_Z v/D} \sim \frac{\rho L v}{\eta}$$

Dabei wurde eine für den bewegten Körper charakteristische Länge L eingeführt und die nach (1) gültigen Proportionalitäten

$$D \sim L, A \sim L^2, A_z \sim L^2$$

benutzt.

$$Re = \frac{\rho L v}{\eta} \quad (4)$$

heißt *Reynoldszahl*.

Je kleiner also z. B. ein Objekt ist, desto größer wird der Zähigkeitseinfluß, desto zäher wirkt das

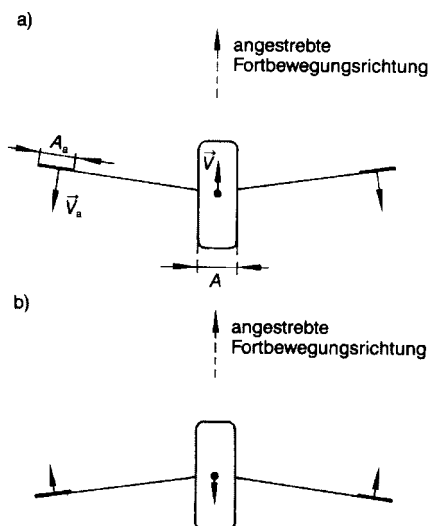


Abb. 6: Ruder als Antriebsmechanismus: a) Schlag nach unten, b) Zurückführen der Ruder nach oben

Medium (die Materialgröße 0 sagt für sich genommen hierüber noch nichts aus). Zum Beispiel haben Pilzsporen einen Durchmesser von 0,005 mm, eine Fallgeschwindigkeit von ca. 4,5 mm/s und damit wegen $\rho_{Luft} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$ und $\kappa_{Luft} = 1,3 \text{ kg/m}^3$ eine *Reynoldszahl* $Re \approx 0,0016$. Damit wirkt für diese Sporen die Luft ausgesprochen klebrig, sie fallen also sehr langsam und können daher durch Wind sehr weit getragen werden. Ein Mensch ($L = 1,7 \text{ m}$) mit einer Gehgeschwindigkeit von 5 km/h hat dagegen die *Reynoldszahl* $Re \approx 1,7 \cdot 10^5$. Er spürt daher allenfalls die Trägheit der Luft.

Die beiden genannten Beispiele kennzeichnen bereits die extreme Breite des biologisch bedeutsamen *Reynoldszahlbereichs*. Ein Bakterium *Escherichia coli* von $1,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ Länge zum Beispiel, das sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von $1 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}$ ins Wasser bewegt

$$(\rho_{H_2O} = 10^{-3} \text{ Ns/m}^2; \kappa_{H_2O} = 10^3 \text{ kg/m}^3)$$

besitzt nach Def. (4) die *Reynoldszahl* $1,8 \cdot 10^{-6}$. Viele Vögel und Fische dagegen liegen im *Reynoldszahlbereich* von 10^4 bis 10^7 , und ein Blauwal von 33 m Länge und einer mittleren Geschwindigkeit von 18 m/s (welche er kurzfristig erreichen kann) hat sogar eine *Reynoldszahl* von $4,6 \cdot 10^8$ [5].

Abb. 5 gibt einen Überblick über verschiedene Lebewesen und deren *Reynoldszahlen*. Da einem Menschen der Bereich $Re \sim 10^5$ - 10^6 relativ vertraut ist, werden wir zunächst mit dem Grenzfall großer *Reynoldszahlen* beginnen, um die Konsequenzen dieser Kräftesituation für die Biologie zu erörtern.

3 Leben bei großen Reynoldszahlen

Wie Abb. 5 andeutet, geht es hier um das Leben von Fischen und Vögeln, welche im wesentlichen nur die Trägheit des umgebenden Mediums zu spüren bekommen. Ihre Anpassung an diese Situation hat Einfluß auf ihre Körperform und Fortbewegungsmöglichkeiten, d. h. auf das Schwimmen im Wasser bzw. im "Luftmeer". Da Fische etwa die gleiche Dichte ρ wie Wasser haben, schweben sie bereits aufgrund ihres statischen Auftriebs im Wasser und benötigen nur Energie für den Vortrieb. Vögel dagegen haben eine fast tausendmal größere Dichte als Luft und müssen deshalb nicht nur für ihren Vortrieb, sondern bei ihrer Bewegung auch für einen "künstlichen", sog. dynamischen Auftrieb sorgen, indem sie zunächst mit der einfacheren Situation des Schwimmens von Fischen. Ein Teil der Überlegungen ist dann unmittelbar auf den Vortrieb bei Vögeln übertragbar.

3.1 Über das Schwimmen

a) Der Antrieb

Um die grundlegenden Prinzipien für die Fortbewegung bei hohen *Reynoldszahlen* zu erarbeiten, betrachten wir als Musterbeispiel zunächst die *Ruderbewegung*, wie sie beispielhaft an einem Modelllebewesen in Abb. 6 skizziert ist. Dort sind zur Vereinfachung weit vom Rumpf entfernte Ruderschaukeln angenommen, so daß deren Geschwindigkeit \vec{v}_a , näherungsweise parallel zur Bewegungsrichtung des Rumpfes liegt. A_a bezeichnet die Größe der antriebswirksamen Schaukelfläche, A gibt die Querschnittsfläche des Rumpfes an, und \vec{v} bezeichnet dessen Geschwindigkeit.

Antrieb und Widerstand sind damit deutlich voneinander getrennt. Der Antrieb erfolgt durch "Abdrücken" der Ruderschaukeln vom umgebenden Medium, was (nach Gl. (2)) genauer heißt: Eine antreibende Kraft vom Betrage

$$F_a = \frac{1}{2} \cdot \rho c_{w_a} \cdot A_a \cdot v_a^2 \quad (5)$$

wirkt durch das Medium an jeder Schaukel; dieses ist die "reactio" der Schaukelkräfte, welche das Medium entgegen der Fortbewegungsrichtung wegzudrücken suchen (c_{w_a} ist der c_w -Wert der antreibenden Schaukeln). Die Kraft \vec{F}_a überträgt sich auf

den Rumpf und treibt diesen mit einer Geschwindigkeit \vec{v} voran. \vec{v} ist beim Abschlag nach oben und beim Aufschlag nach unten gerichtet.

Der Widerstand dagegen ist vor allem mit der Bewegung des Rumpfes verknüpft, denn dieser ist bei den meisten Schwimmtieren im Vergleich zu deren Ruderwerkzeugen (Bein, Flossen, ...) relativ groß. Die Größe seines Strömungswiderstands ist nach (2) durch

$$F_w = \frac{1}{2} \cdot \rho c_w A v^2 \quad (6)$$

gegeben.

Aus den Beziehungen (5) und (6) lassen sich einige grundsätzliche Schlussfolgerungen für die Fortbewegung ziehen:

Eine stetige Fortbewegung erfordert eine periodisch sich wiederholende Hin- und Herbewegung der Ruder. Doch nur der Abschlag treibt den Körper voran, der Aufschlag bringt ihn wieder zurück oder bremst zumindest die Vorwärtsbewegung ab. Um daher möglichst schnell voranzukommen, muß \vec{F}_a während des Abschlags deutlich größer als \vec{F}_a während des Aufschlags sein. Nach Gl. (5) gibt es hierfür mehrere Möglichkeiten:

- Die Hin- und Herbewegung erfolgt in unterschiedlich dichten Medien. Dieses nutzt man beim Fahren im Ruderboot aus, wo die Ruder durch die Luft wieder in ihre Ausgangsstellung gebracht werden und nur der Abschlag im weitaus dichteren Medium Wasser erfolgt. Eine derartige Technik ist für Fische offensichtlich nicht möglich.
- Der Widerstandsbeiwert c_{w_a} , wird beim Aufschlag gegenüber dem Abschlag deutlich verringert. Dieses ist z. B. durch einen anderen Anstellwinkel der Ruderschaukel möglich. Von der Führung der Handflächen beim Brustschwimmen ist diese Möglichkeit jedem vertraut. Unter den Fischen nutzt sie z. B. der Stichling beim Anstellen seiner schwingenden Brustflossen.
- Die Fläche A_a wird beim vorwärtstreibenden Schlag gegenüber der Zurückholphase vergrößert. Diese Fähigkeit besitzen z. B. viele Schwimmkäfer. Deren Beine besitzen Schwimmhaare, die sich beim Ruderschlag automatisch spreizen und beim Zurückholen zusammenlegen.
- Die Ruder werden schneller geschlagen als zurückgeführt. Auch diese Möglichkeit führt im Mittel zu einem Vortrieb, wie man durch entsprechende Armführung beim Schwimmen selbst erfahren kann. Viele im Wasser lebende Insektenlarven, der Tin-

tenfisch und z. B. die Kammuschel machen von diesem Prinzip Gebrauch. So klappt die Muschel ihre Schalentteile (die "Ruder") langsam auseinander und schließt sie schnell unter kräftigem Rückstoß von Wasser.

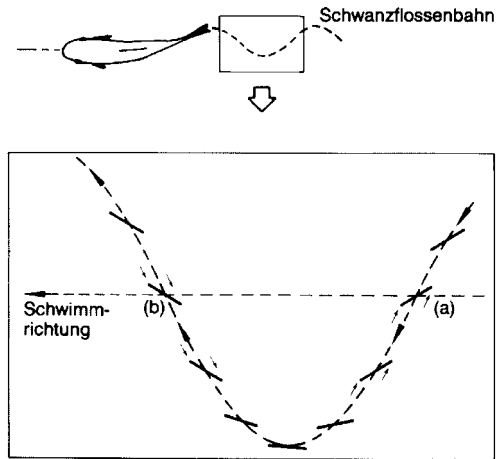


Abb. 7: Vortrieb durch Schwanzflossenschlag (Die Schwanzflosse ist durch ein Geradenstück symbolisiert, die Pfeile geben die Strömungsrichtung, des Wassers relativ zur bewegten Flosse an)

Nicht nur die Kammuschel, sondern auch viele Wasserinsekten nutzen den Ruderschlag zur Fortbewegung, indem sie ihre Beine als Ruder einsetzen. Auch die Schlagbewegung des hinteren Beinpaars bei Fröschen und Bibern, die Bewegung der Vorderextremitäten bei Pinguinen und der Schlag der Antennen von Kleinkrebsen genügen diesem Fortbewegungsprinzip. Bei Fischen ist dieser Antriebsmechanismus jedoch relativ selten zu finden. Indem diese Tiere meistens ihre Schwanzflosse hin- und herbewegen, führen sie zwar auch eine Schlagbewegung aus, jedoch hat die Vorwärtsbewegung beim *Schwanzflossenschlag* andere physikalische Ursachen als beim Rudern.

Um diesen Sachverhalt zu verstehen, betrachten wir die Abb. 7, in der die Schwanzflossenbahn eines von rechts nach links schwimmenden Fisches zu sehen ist. Auffällig daran ist, daß die Schwanzflosse nicht in Richtung der momentanen Bewegung entlang dieser Bahn weist, sondern zu dieser Bahn schräg angestellt ist. Die Größe dieses Abbiegewinkels zwischen Rumpf und Schwanzflosse ist darüber hinaus nicht konstant, sondern ändert sich im Rhythmus des Schwanzschlags [2, S. 154 ff.].

Begibt man sich jetzt als Beobachter in das Bezugssystem der bewegten Schwanzflosse, so strömt einem das Wasser aus der durch die Pfeile \rightarrow markierten Richtung entgegen. Genauso wie beim Rudern erfährt hierbei die Schwanzflosse wegen der Trägheit des Wassers eine Kraft, welche der Flos-

senbewegung entgegengerichtet ist und somit in Richtung der Pfeile - zeigt. Während diese Kraft beim Rudermechanismus jedoch in Richtung der Fortbewegung weist, besitzt sie offensichtlich in keiner der gezeichneten Schwanzflossenstellungen eine Komponente in Vorwärtsrichtung. Wir müssen hieraus schließen, daß beim Schwanzflossenschlag Kräfte für den Vortrieb sorgen, welche wir bisher noch nicht betrachtet haben.

In der Tat erfährt ein umströmter Körper nicht nur die Widerstandskraft \vec{F}_W , welche in Strömungsrichtung weist, sondern auch eine hierzu senkrecht stehende Kraft. Diese Kraft wird als *Querkraft oder Auftriebskraft* \vec{F}_A , bezeichnet. Über sie findet der Leser. ausführliche Informationen z. B. in [6].

Abb. 8 zeigt beispielhaft diese Querkraft F_A an der Schwanzflosse in den Schlagphasen a und b der Abb. 7. Man erkennt, daß es für diese Fortbewegungsart die Kraft \vec{F}_A ist, welche eine in Schwimmrichtung weisende antreibende Komponente \vec{F}_a , besitzt. Auch bei den übrigen Schwanzflossenstellungen ist diese Vortriebskomponente vorhanden (lediglich an den Umkehrpunkten der Schwanzflossenbahn fehlt sie).

b) der Widerstand

Neben der Möglichkeit, den Antrieb optimal zu nutzen, gibt es die Möglichkeit, den Strömungswiderstand zu minimieren, um den Energieeinsatz zur Fortbewegung möglichst gering zu halten. Auch hier hat die Natur verschiedene Möglichkeiten bei der Gestaltung der Fische entwickelt. Eine davon ist das sog. *Laminarprofil*, was hier kurz beschrieben werden soll. Als besonders strömungsgünstig erwartet man im Bereich hoher *Reynoldszahlen* nach Abschnitt 2.1 (vgl. Abb. 1) zunächst das stromlinienförmige Profil. Indem durch diese Form jedoch die absolute Größe des Trägheitswiderstandes \vec{F}_W herabgesetzt wird, wird die zähigkeitsbedingte Kraft \vec{F}_Z im Hinblick auf eine Profilloptimierung wieder bedeutsam. Damit auch dieser Widerstandsanteil möglichst klein bleibt, muß man von dem tropfenförmigen Stromlinienprofil abweichen, da dessen Stelle größter Dicke relativ weit vorne liegt (Abb. 9). An dieser Stelle wird jedoch erfahrungsgemäß eine laminare Grenzschicht turbulent, was nach Abschnitt 2.2 die Kraft \vec{F}_Z , vergrößert. Im Hinblick auf \vec{F}_Z , müßte die Stelle größter Dicke also möglichst dicht am Rumpfende _liegen; dieses aber würde das Totgebiet und damit \vec{F}_W wieder vergrößern. Die beste Lösung liegt also irgendwo dazwi-

chen und ist durch das Laminarprofil gegeben. Diese relativ plump wirkende Form ist in Abb. 9b) wiedergegeben.

In der Tat besitzen große Dauerschwimmer wie die Haie, Thunfische und Makrelen Rumpfe, die dem technisch optimierten Laminarprofil sehr nahe kommen. Und u. a. auch beim Delphin, Wal und Pinguin findet man diese Form wieder (Abb. 10).

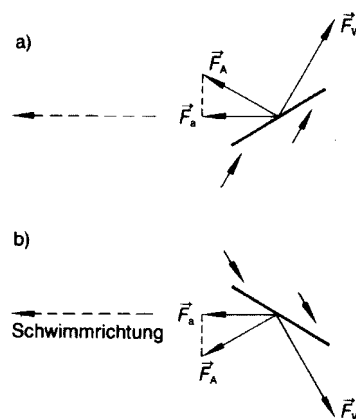


Abb. 8 Der Auftrieb F_A als Ursache für eine antreibende Kraftkomponente in den Schlagphasen (a) und (b) der Abb. 7

Nun ist aber eine laminare Grenzschicht relativ empfindlich gegen örtliche Störungen wie z. B. Rauigkeiten, Wundränder oder Ablagerungen. Hinter solchen Störungen treten Turbulenzen auf, und diese können schließlich zum Umschlag der gesamten weiteren Grenzschichtströmung führen - insbesondere dann, wenn die Störungen im Bereich der näherungsweise konstanten Rumpfdicke auftau-

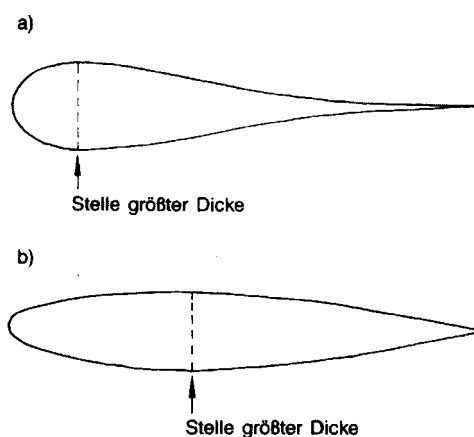


Abb. 9: Vergleich eines tropfenförmigen Profils (a) mit dem sog. Laminarprofil (b)

chen. Der Reibungswiderstand kann dadurch auf ein Mehrfaches ansteigen [5].

Um diese Störungen räumlich zu begrenzen und zu dämpfen, haben sich bei den genannten Schwimmern verschiedene Strukturen ausgebildet. Besonders untersucht wurde in dieser Hinsicht die Delphinhaut, bei der sich zwischen der äußeren und inneren Schicht ein sehr wasserreiches Gewebe befindet und welche dadurch sehr gute Dämpfungseigenschaften zu besitzen scheint. Bei den Pinguinen wirkt vermutlich das Stummelfederkleid dämpfend, und auch manche Fische wie z. B. die Barracudas sondern einen speziellen Schleim ab, der diesem Zweck dient.

3.2 Über das Fliegen

Da Vögel und Insekten beim aktiven Flug durch ihre Flügelbewegung eine nach oben gerichtete Hubkraft erzeugen müssen, um sich in der Luft halten zu können, stellt das Fliegen eine der energetisch aufwendigsten Fortbewegungsmöglichkeiten dar. Über die Aerodynamik des Vogelflugs und ihre Energetik ist in PRAXIS bereits ausführlich berichtet worden [6]. Wir beschränken uns daher an dieser Stelle darauf, die "Erfindungen der Natur" zur Widerstandsminderung und Auftriebsförderung zu ergänzen. Diese "Erfindungen" hängen mit der Tatsache zusammen, daß Vögel sich nahe der sog. kritischen *Reynoldszahl* Re_c bewegen, bei welcher der c_w -Wert sprunghaft, sinkt (vgl. Abschnitt 2.1). So ist für einen rasch angleitenden Star $Re \approx 5 \cdot 10^4$ und für eine Taube im Gleitflug $Re \approx 7 \cdot 10^4$. Das liegt dicht unterhalb des kritischen Wertes $Re_c \approx 10^5$, wie es z. B. an einem federlosen Holzmodell für eine Möwe ausgemessen wurde.

Abb. 11 gibt diese Messungen wieder und zeigt darüber hinaus, daß bei Re_c gleichzeitig der für den Auftrieb verantwortliche Beiwert c_A (Def. in [6]) drastisch ansteigt. Dieses Phänomen ist verständlich, denn indem die turbulente Grenzschicht länger

am

Körper anliegt, wird die Luft weiter durch den umströmten Körper geführt; das verstärkt ihre Ablenkung nach unten und damit als *reactio* ihre Auftriebskraft, was formal als c_A -Werterhöhung zum Ausdruck kommt.

Sowohl im Hinblick auf einen geringeren Widerstand als auch einen größeren Auftrieb wäre also eine sog. *überkritische* d. h. zum Teil turbulente Grenzschichtströmung günstiger.

In der Tat hat die Natur bei Vögeln und großen Insekten Vorrichtungen entwickelt, welche die kritische *Reynoldszahl* zu kleineren Werten verschieben und damit für eine überkritische, durch Turbulenz gekennzeichnete Grenzschicht sorgen. So kann man bei *Vögeln* die folgenden "Turbulenzzerzeuger" nennen [5]:

- Die Rauigkeit in der Gesamtstruktur eines Vogelflügels, insbesondere jedoch in der Bugregion; - die Rauigkeit der Haare der einzelnen Federn; diese Haare sind nach hinten gerichtet und wirken auf die umströmende Luft praktisch als "Rückstrombremse";
- das bei großen Anstellwinkeln periodisch aufklappende Deckgefieder;
- die schmale Vorderkante des Flügels (Flügelbügel)-
- die scharfen Kanten an der Vorderseite der Federn.

Diese Vorrichtungen sorgen für ein längeres Anliegen der Grenzschicht am umströmten Körper, liefern damit drastisch höhere c_A - und niedrigere c_w -Werte und machen so manchen Vogelflügel als Tragflügel überhaupt erst brauchbar.

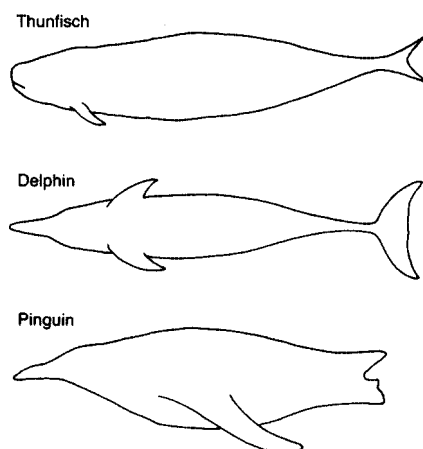


Abb. 10: Körperformen, die dem technischen Laminarprofil nahe kommen

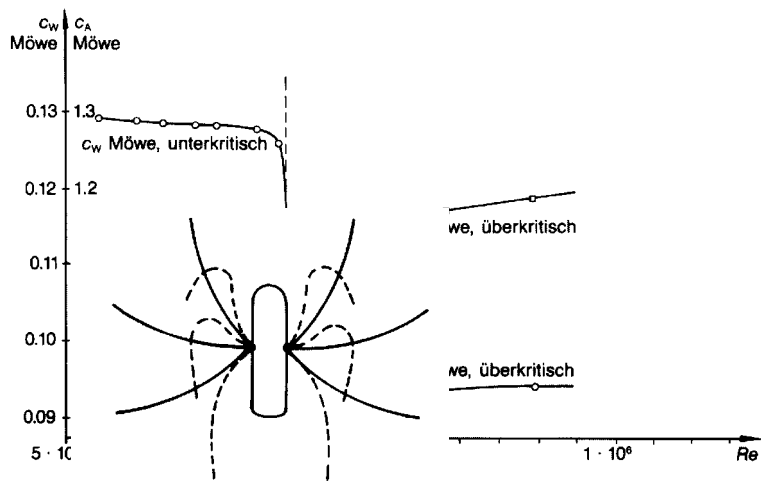


Abb. 12: Schlagbewegungen der Geißeln eines Kleinstlebewesens (durchgezogene Linien: vortriebserzeugender Schlag nach unten; gestrichelte Linien: Rückholbewegungen der Geißeln)

Wie man am Beispiel eines Libellenflügels mit einer maximalen Tiefe von 1,3 cm, einer ungefähren Bahngeschwindigkeit von ca. 20m/s des betrachteten Flügelabschnitts und demzufolge einem Re-Wert von ca. $1,7 \cdot 10^4$ sieht, bewegen sich auch große *Insekten im* angesprochenen kritischen *Reynoldszahlbereich*. Ähnlich wie bei den Vögeln kann man daher auch bei ihnen Vorrichtungen zur Erzeugung einer turbulenten Grenzschichtströmung finden.

Hierzu gehört:

die Rauigkeit der Schuppen z.B. eines Schmetterlingsflügels;

- die Feinbehaarung von Insektenflügeln;
- der Flügel in der Form einer dünnen, gewölbten Platte, welche bei $Re \cdot 10^4$ bzgl. des Auftriebs den dicken Profilen überlegen ist [7, S. 626 ff.];
- die oft auftretende sägezahnartige Struktur an der Vorderkante von Insektenflügeln.

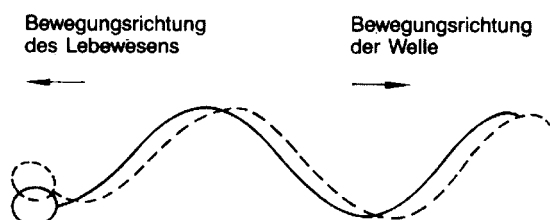


Abb. 13: Erzeugung des Vortriebs durch eine Wellenbewegung der Geißel (durchgezogene Linie: Anfangskonfiguration; gestrichelte Linie: Endkonfiguration)

4 Leben bei sehr kleinen Reynoldszahlen

Für die vielen Bakterien, für Spermien, Pantoffeltierchen und auch Wasserflöhe sieht die Welt ganz anders aus als wie bisher in Kapitel 3 geschildert. Für diese Lebewesen sind nämlich Trägheitseffekte völlig vernachlässigbar (Abb. 5). Während sich z. B. ein Radfahrer aufgrund seiner Trägheit auch dann noch vorwärts bewegt, wenn er für einen Augenblick einmal nicht in die Pedale tritt, kommen diese Kleinstlebewesen mit dem Aussetzen der Antriebskraft sofort zum Stillstand.

Bei kleinen *Reynoldszahlen* sind also nur die *im Augenblick* der Bewegung vorhandenen Kräfte für diese bestimmend. Damit wird ein Antrieb durch starre Ruder - wie oben diskutiert - unmöglich. Während nämlich ein Ruderboot bei schnellem Ruderschlag nach hinten und langsamen zurückholenden Rudern im Wasser immer noch vorantreibt und lediglich in der Rückholphase etwas abgebremst wird, würde ein Kleinstlebewesen in der Rückholphase wieder zu seinem Ausgangspunkt zurückgelangen.

Man kann eine derartige Situation fehlender Trägheit und dominierender Zähigkeit an einem Sirupbad experimentell leicht nachvollziehen. Dabei beobachtet man:

Sobald der Ruderschlag nach hinten beendet ist, stoppt sowohl der Schwimmkörper als auch die Bewegung von Teilchen der Flüssigkeit. Beim Zurückholen des Ruders in seine Ausgangslage gehen auch die Teilchen des umgebenden Mediums wieder in ihre Ausgangslage zurück. Die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen in der Schlagphase werden also in der Rückholphase wieder völlig umgekehrt - unabhängig davon, wie schnell das Ruder jeweils bewegt wird.

Dieser Modellversuch zeigt, daß ein Lebewesen in einer sehr zähen Umwelt durch derartiges Rudern nicht vom Fleck käme. Offensichtlich muß es seine Antriebsorgane so gebrauchen, daß bereits durchlaufene Körperformen *nicht* genau wieder "rückwärts" durchlaufen werden. Genau das geschieht bei den Mikroorganismen, wo fadenförmige Geißeln den Antrieb übernehmen [8].

Sitzen die Geißeln wie in Abb. 12 seitlich am Rumpf, so wäre aufgrund ihrer Biegsamkeit beim Schlag eine Verformung für sie möglich, wie sie dort angedeutet ist. Man trifft derartige Geißelschläge tatsächlich auch beim Trompetentierchen, dem Pantoffeltierchen und anderen Kleinstlebewesen an [9, S. 300].

Bei diesen Tieren ist die Vorwärtsbewegung viel ausgeprägter als die unvermeidliche Rückwärtsbewegung beim Zurückholen der Geißeln. Beim Zurückholen werden die Geißeln nämlich teilweise "zusammengeklappt" und eng am Rumpf entlanggeführt, was i. w. zu einer Verkleinerung der effektiv wirksamen Tieroberfläche führt. Dieses erniedrigt aber den Zähigkeitswiderstand des Mediums und damit auch den als Reaktionskraft entstehenden Rücktrieb.

Noch kleinere Tiere wie Spermien, Flagellaten und andere Einzeller besitzen eine (oder mehrere) biegsame Geißel(n) am Rumpfe. Bei diesen Tieren

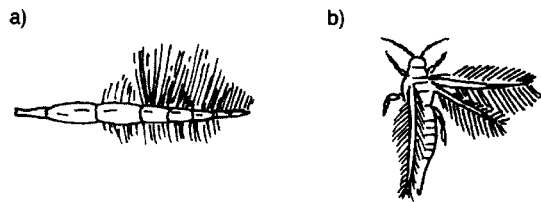


Abb. 15: Schwimmbein (a) und Borstenflügel (b) im Vergleich (nach [51])
verhilft ein "wellenartiger" Schlag zu einem Vortrieb. Verläuft nämlich wie in Abb. 13 eine Welle nach rechts, so entspricht das einem "Abdruck" der Geißelabschnitte von den rechts von ihnen liegenden Teilchen des "Mediums und hat eine Bewegung des Lebewesens nach links zur Folge. Da bei dieser Antriebsart eine fortlaufende Welle erzeugt wird, entsteht zu keinem Zeitpunkt eine Rückbewegung der Geißel. Dadurch besitzen derartige Lebewesen sogar ständig einen Vortrieb.

5 Leben bei mittleren Reynoldszahlen

Typische Vertreter dieses *Reynoldszahlbereichs* sind die in Wasser und Luft lebenden kleinen Insekten. Aber auch die bewegten kleinen Körperteile größerer Insekten gehören dazu. Hierzu einige Beispiele:

Ein 2cm langer Wasserkäfer, der mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von 0,1m/s herumpaddelt, bewegt sich bei einer *Reynoldszahl* von $2 \cdot 10^3$, während für seine 1/100mm langen Haare an den Schwimmbeinen $Re \approx 1$ ist. Schmetterlinge fliegen bei $Re \approx 10^3$, eine Motte mit einer Flügeltiefe von 2 mm und einer Geschwindigkeit von 0,2 m/s dagegen bei $Re \approx 27$.

Im mittleren *Reynoldszahlbereich* spielen sowohl Trägheits- wie Zähigkeitseinflüsse eine Rolle. Da aber eine optimale Gestaltung einer Tierform bzgl. des Trägheitseinflusses oft eine sehr schlecht an die Zähigkeit angepaßte Form darstellt und umgekehrt, zeigt der Bau der hier angesprochenen Lebewesen und die Funktion ihrer Fortbewegungsorgane notwendigerweise Kompromißlösungen. So wäre bei

reinem Trägheitseinfluß ein stromlinienförmiger Körper sicherlich günstiger als eine Kugelform (vgl.

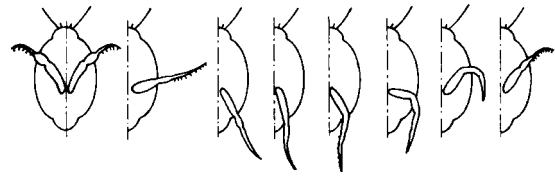


Abb. 14: Beinführung beim Wasserkäfer (zeitl. Abfolge von links nach rechts; nach [5]).

Abb. 1), die Kugel jedoch besitzt weniger Widerstand in einem vorwiegend zähen Medium, da sie eine kleinere Oberfläche besitzt (Az in Gl. (3)). Insektenkörper besitzen daher in der Regel eine Form, die dazwischen liegt (vgl. Abb. 14),

Ähnliche Zwischenlösungen zeigen sich bei den Antriebsorganen. Als Beispiel eines *Schwimminsekts* sei hierzu der Wasserkäfer näher betrachtet. Dieser Käfer nutzt den trägheitsbedingten Widerstand des Wassers aus, indem er sich durch Ruderschläge seiner Beine vorwärtsbewegt. Dabei erreicht er einen wirksamen Vortrieb durch Ausnutzen der.. in Abschnitt 3.1 geschilderten Möglichkeiten: Schlagen und Zurückholen der Beinruder erfolgen unterschiedlich schnell, die Schwimmhaare an den Beinen werden beim Zurückholen zusammengelegt und die Beine werden im gestreckten Zustand geschlagen und angewinkelt wieder in die Ausgangsstellung gebracht (Abb. 14). Da bei dieser Beinführung keine Position der Ruder während einer Hin- und Herbewegung zweimal durchlaufen wird, ist diese Bewegungsform darüberhinaus auch noch auf die Zähigkeit des umgebenden Mediums abgestimmt. Auch wenn diese größer wäre, würde damit ein Vortrieb entstehen.

Die kleinen *Fluginsekten*, die sich bei mittleren Reynoldszahlen fortbewegen, können als Tiere angesehen werden, welche "in der Luft rudern". In der Tat sehen ihre Flügel den behaarten Schwimmbeinen sehr ähnlich. Die kleinsten flugfähigen Insekten von ca. 1 mm Länge besitzen dünne, keulenartige Gebilde als Flügel, welche mit langen Haaren versehen sind (Abb. 15). Und auch bei den schon deutlich größeren Motten sind die Flügel noch eigentümlich geformt, denn nicht selten sind bei ihnen die Seit- und Hinterkanten der Flügel in langen "Fransen" ausgezogen. Derartige Flügel wirken eher als "Lufruder" denn als wirksame Auftriebshilfe. Auf diese Kleininsekten umströmten Körper ablöst, daß noch ein wesentlicher Auftrieb zustande kommt. Diese Tiere sind daher eher mit einem Wasserfloh zu vergleichen, er sich paddelnd fortbewegt, als mit den fliegenden Vögeln.

Literatur

- [1] *H. J. Schlichting, B. Rodewald*.- Von großen und kleinen Tieren. PdN-Ph (in diesem Heft)
- [2] *H. Hertel*- Struktur, Form, Bewegung. Main: Krausskopf-Verlag 1963
- [3] *R. W. Pohl*- Mechanik, Akustik und Wärmelehre. Berlin, Göttingen, Heidelberg, New York: Springer 1964
- [4] *I. Truelsen*. Strömungsmechanik. Berlin, Heidelberg, New York 1968
- [5] *W. Nachtigall*: Zur Bedeutung der *Reynoldszahl* und der damit zusammenhängenden strömungsmechanischen Phänomene in der Schwimmphysiologie und Flugbiophysik. In: *W. Nachtigall* (Hrsg.): Physiology of movement-Biomechanics. Bewegungsphysiologie - Biomechanik. Fortschritte der Zoologie, Bd. 24. Stuttgart, New York 1977, S. 13-56
- [6] *F. Langensiepen* (Hrsg.): Themenheft Aerodynamik. PdN-Ph 5/35, 1986
- [7] *W. Hoppe, W. Lohmann, H. Markl, H. Ziegler* (Hrsg.)- Biophysik. Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1982 [8] *E. M. Purcell*- Life at low Reynolds number. Am. J. Phys. 45, 3 (1977)
- [9] *D. Starck et al.* (Hrsg.): Biologie. Eine Vorlesungsreihe für Mediziner und Naturwissenschaftler. Weinheim, Basel: Verlag Chemie 1981