

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 78 (1960)
Heft: 9: Sonderheft Stahlbau

Artikel: Über Luftkissen-Fahrzeuge
Autor: Ackeret, J. / Baumann, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-64842>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 23.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

SONDERHEFT STAHLBAU

Nur keine Angst vor der Tradition, wenn es eine gute Tradition ist! Schon zum vierten Mal¹⁾ beansprucht der Schweizer Stahlbauverband Gastrecht in unsern Spalten, das wir ihm umso lieber gewähren, als seine Mitglieder uns wiederum sehr interessante Aufsätze aus ihrem vielfältigen Arbeitsgebiet zur Verfügung gestellt haben. Sie sollen wie Herolde der übermorgen in Lausanne stattfindenden Schweizer Stahlbau-Tagung²⁾ vorangehen und deren Erfolg vergrössern helfen.

¹⁾ Frühere Stahlbau-Sonderhefte: Bd. 122, Nr. 5 (1943); 1953, Nr. 23 und 25; 1956, Nr. 14, 20 und 24 (jeweils in Sonderdrucken zusammengefasst).

²⁾ Programm siehe SBZ 1960, Heft 6, S. 102.

Ein Ereignis, noch strenger zeitgebunden als diese Tagung, ist der 70. Geburtstag eines treuen Freundes unserer Zeitschrift: Prof. Dr. *Franz Tank* feiert ihn am nächsten Sonntag. Wir danken seinem Kollegen Jakob Ackeret, dass er unserm gemeinsamen Freund Tank zu diesem Anlass eine Arbeit widmet, die ein Thema von grosser Aktualität behandelt und Konstruktionen betrifft, die ebenfalls dem Metallbau angehören. Unsere herzlichsten Wünsche begleiten Prof. Tank in seinen Ruhestand; nicht nur die ETH, ebenso sehr die Praxis wird ihm allzeit dankbar bleiben für seinen unermüdlichen, von menschlicher Wärme durchpulsten Einsatz, den er als Wissenschaftler, als Ingenieur und als Schweizer auf den verschiedensten Gebieten geleistet hat und heute noch leistet!

Red.

Über Luftkissen-Fahrzeuge

Von Prof. Dr. *J. Ackeret* und *H. Baumann*, dipl. Ing., Institut für Aerodynamik ETH, Zürich

Herrn Prof. Dr. *Franz Tank* zum siebzigsten Geburtstag (6. März 1960) freundschaftlich gewidmet

DK 629.1.035.5

In den letzten Jahren wurden an verschiedenen Orten Vorschläge für Fahrzeuge gemacht, die über festem Grund, Sümpfen oder Wasserflächen dadurch zum Schweben gebracht werden, dass unter ihnen eine Luftschicht mit erhöhtem Druck aufrecht erhalten wird. Eine Anzahl solcher Fahrzeuge ist gebaut und teilweise erprobt worden, und in einer etwas optimistischen Reklame wurden ungeheure Ozean-Luftkissenschiffe als bald erscheinend beschrieben.

Es ist wohl nicht ohne Interesse, die zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge anschaulich zu beschreiben. Die Idee eines Fahrzeuges, das ohne Räder oder Schwimmer auf einer dünnen Flüssigkeitsschicht gleitet, ist allerdings nicht völlig neu, hat doch schon *Girard* (der Erfinder einer früher viel verwendeten Wasserturbinen-Bauart) 1864 eine seltsame Eisenbahn ohne Räder entworfen und in kleinerem Masstab gebaut, bei der ebene Gleitflächen durch herausfliessendes Druckwasser einige Millimeter angehoben wurden¹⁾. Er versprach sich praktische Reibungsfreiheit und damit die Möglichkeit erhöhter Fahrgeschwindigkeit. Die Versuche zeigten zwar die prinzipielle Richtigkeit des Gedankens, aber auch die vielen Schwierigkeiten praktischer Art, die zu überwinden gewesen wären. Die Girardsche Bahn wurde nicht weiter verfolgt und geriet in Vergessenheit. Das zugrunde liegende Prinzip wird heute bis zu einem gewissen Grad im sog. *Levypad*-Fahrzeug der Ford-Gesellschaft verwendet.

Die neuen Vorschläge arbeiten mit Luft. Man kann dank den Fortschritten der Aerodynamik und dem Vorhandensein von starken Leichtmotoren mit besseren Wirkungsgraden und kleineren Gewichten rechnen. Es ist in der Tat verblüffend zu sehen, wie ein kleiner Ventilator schon genügt, um eine Versuchseinrichtung mit einem darauf stehenden Mann etwas anzuheben, und wie das Fahrzeug dann dem leisesten Anstoss mit grosser Geschwindigkeit «reibungsfrei» folgt (Versuch von *C. Weiland*).

Ein grösseres Luftkissenschiff ist von *C. S. Cockerell* zusammen mit der Firma *Saunders-Roe* (East Cowes, I. o. W.) gebaut worden. Es hat den Aermelkanal (am 50. Jahrestag des Blériot-Fluges) überquert (Bild 1).

¹⁾ *L. D. Girard*: Chemin de fer glissant. 1864 Paris Gauthier-Villars.

Gegenwärtig wird ein ähnliches Schiff auf dem Zürichsee erprobt. Sein Konstrukteur, Ing. *C. Weiland*, hat ziemlich hohe Fahrgeschwindigkeiten erreichen können (Bild 2).

1. Elementare Theorie des schwebenden Luftkissenfahrzeuges

Wir beginnen mit der einfachsten Ausführung, der Druckkammer (plenum chamber) (Bild 3). Die Einrichtung soll ohne Fahrt schweben. Ein Gebläse (Axial-Ventilator) *G* saugt Luft aus der Umgebung (Druck p_a) an und bringt sie auf den Druck $p_i = p_a + \Delta p_G$. Da Δp_G gegen p_a oder p_i sehr klein ist (z. B. $1/200$), so darf unbedenklich inkompressibel gerechnet werden. Die Luft mit dem Druck p_i und vernachlässigbarer Innengeschwindigkeit strömt nun durch den Spalt h am ganzen Umfang U der Druckkammer nach



Bild 1. *SRN-1 Hovercraft* von *Saunders-Roe* bei einer Fahrt über Wasser. Als unerwünschte Begleiterscheinung äussert sich dabei der das Fahrzeug einhüllende Sprühregen

Bild 2. Schnitt durch das Luftkissenschiff von Ing. C. Weiland, das gegenwärtig Probefahrten auf dem Zürichsee durchführt. Zwei Motoren treiben die sechs in der Stirnwand nebeneinander angeordneten Ventilatoren, die die Luft in das Innere des Bootskörpers fördern. Von dort entweicht diese durch der Peripherie entlang laufende schräge Schlitz nach unten und erzeugt das Luftkissen. Auf dem Bootskörper befinden sich zwei weitere Motoren mit Propellern, die den erforderlichen Schub für die Vorwärtsfahrt liefern (auf der Zeichnung nicht sichtbar)

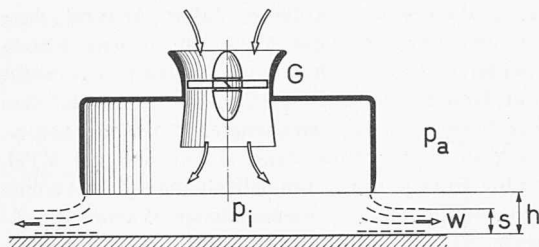
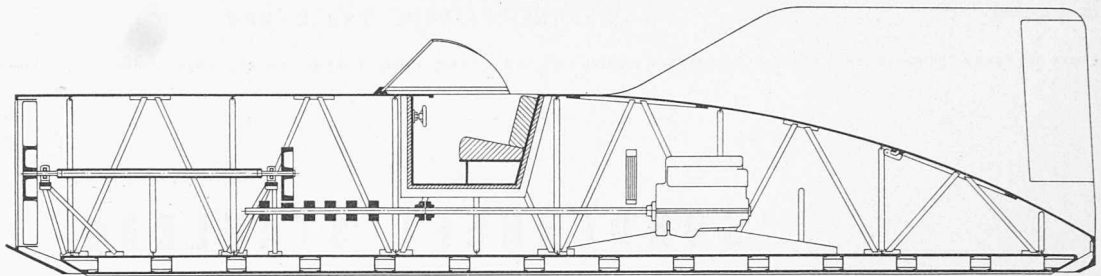


Bild 3. Prinzipskizze eines Luftkissenfahrzeuges mit Druckkammer (plenum chamber). Die Luft in der Kammer steht unter erhöhtem Druck und entweicht durch den infolge der Schwebehöhe h entstehenden Spalt, wobei eine Kontraktion auf die Dicke s erfolgt

aussen ab. Die Projektionsfläche, die durch die Austrittskante gegeben ist, sei F . (Bei kreisförmigem Grundriss ist also $U = \pi D$, $F = \pi D^2/4$.) Es tritt eine, hier nützliche, Strahlkontraktion auf, die wir durch

$$\mu = s/h$$

einführen wollen. Für die gezeichnete Anordnung ist μ etwa 0,6²⁾.

Der Auftrieb wird

$$A = (p_i - p_a) F$$

die Austrittsgeschwindigkeit

$$\text{mit } q = \frac{\rho}{2} w^2 = p_i - p_a = \Delta p_G$$

$$(1) \quad w = \sqrt{\frac{2 \Delta p_G}{\rho}} \quad (\rho = \text{Luftsdichte})$$

die Luftmenge (Volumen)

$$(2) \quad Q = \mu U h w = \mu U h \sqrt{\frac{2 \Delta p_G}{\rho}}$$

Schliesslich wird die theoretische Leistung:

$$L_0 = Q \Delta p_G$$

und mit $\Delta p_G = \frac{A}{F}$:

$$(3) \quad L_0 = \mu U h \sqrt{\frac{2}{\rho}} \left(\frac{A}{F} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Offenbar ist es günstig, wenn U/F möglichst klein ist. Das ist beim Kreis der Fall. Hier haben wir

$$(4) \quad L_0 = \mu \frac{h}{D^2} \frac{8 \sqrt{2}}{\sqrt{\pi \rho}} \sqrt{A^3}$$

Die effektiv (an der Gebläsewelle) erforderliche Leistung ist um den Faktor $1/\eta_G$ grösser, wo η_G der Wirkungsgrad des Gebläses mit Einschluss der Verluste in Zu- und Ableitungen ist. Damit wird

$$(5) \quad L_p = \frac{\mu}{\eta_G} \frac{h}{D^2} \frac{8 \sqrt{2}}{\sqrt{\pi \rho}} \sqrt{A^3}$$

²⁾ Durch andere Kantenausgestaltung (Borda-Mündung) könnte μ gegen 0,5 gedrückt werden; der Gewinn ist aber nicht erheblich.

Mit $\eta_G \approx 0,64$, was erreichbar scheint, erhalten wir den Wert

$$L_p = 10 \frac{\mu h}{D^2} \frac{1}{\sqrt{\rho}} \sqrt{A^3}$$

Ein grosser Durchmesser wäre also vorteilhaft, doch wachsen damit Gewicht und Kosten, so dass ein Kompromiss, der wohl eher bei kleinen Abmessungen enden wird, sich aufdrängt. Von besonderer Bedeutung ist das sekundliche Luftvolumen Q . Ausgedrückt in A und D erhalten wir dafür

$$(6) \quad Q = 2 \mu h \sqrt{\frac{2 \pi A}{\rho}}$$

interessanterweise vom Durchmesser unabhängig. Das bedeutet allerdings nicht, dass der Gebläsedurchmesser auch konstant bleiben kann. Wenn man bei festen A und h den Durchmesser verdoppelt und damit w halbiert, muss die Durchtrittsgeschwindigkeit im Gebläse auch halbiert werden, wenn nicht beträchtliche kinetische Verluste entstehen sollen. Das würde heissen, dass der Gebläsedurchmesser etwa mit \sqrt{D} wachsen müsste.

Wir tragen für ein Beispiel ($A = 20\,000$ kg, $\mu = 0,6$ und Meereshöhe) einige Werte der Luftmenge, Austrittsgeschwindigkeit und Leistung ($\eta_G = 0,64$) auf, um einen Einblick in die hier vorkommenden Grössenordnungen zu geben (Bild 4).

Ein sehr wichtige praktische Frage dürfte diejenige nach der minimal zulässigen Höhe sein. Zunächst ist klar, dass h grösser sein muss als die Höhe der grössten Unebenheiten auf Land oder der Wellen auf Wasser, ansonst bei hohen Geschwindigkeiten (100 bis 150 km/h) sehr heftige Schläge und Beschädigungen auftreten würden. Wenn also die Luftkissen-Fahrzeuge, wie es doch beabsichtigt ist, von ebenen Strassen unabhängig sein sollen, so muss h mindestens 30 bis 40 cm betragen, in vielen Fällen (bei Wellengang im Meer z.B.) aber noch einiges grösser sein. Es kommt hinzu, dass bei äusseren Störungen, etwa durch Windböen, Schwankungen auftreten werden, die ebenfalls einen grösseren Bodenabstand verlangen.

Damit fällt die einfache Druckkammer praktisch aus, und man muss zu einer etwas verschiedenen Anordnung greifen. Es handelt sich um die Anwendung des in der Lüftungstechnik neuerdings oft gebrauchten *Luftvorhanges* (Bilder 5 und 6). Wir können näherungsweise die Strömung als eine *ebene* betrachten. Der Impulssatz liefert uns leicht die Druckdifferenz $p_i - p_a$, die zurückgehalten werden kann. Der Luftstrom von der Dicke s soll mit einer (mittleren) Geschwindigkeit w unter dem Winkel φ gegen die Senkrechte in den Raum unter dem Fahrzeug geblasen werden. Er führt in jeder Sekunde einen x -Impuls ein, der sich für eine Breite b schreibt:

$$J_1 = -\rho s b w^2 \sin \varphi$$

Dieses Luftband wird vom Druckunterschied $p_i - p_a$ praktisch ohne Aenderung des Geschwindigkeitsbetrages horizontal umgelenkt und führt den sekundlichen Impuls weg:

$$J_2 = \rho s b w^2$$

Es gilt nun

$$(p_i - p_a) h b = \rho s b w^2 (1 + \sin \varphi) \quad \text{oder}$$

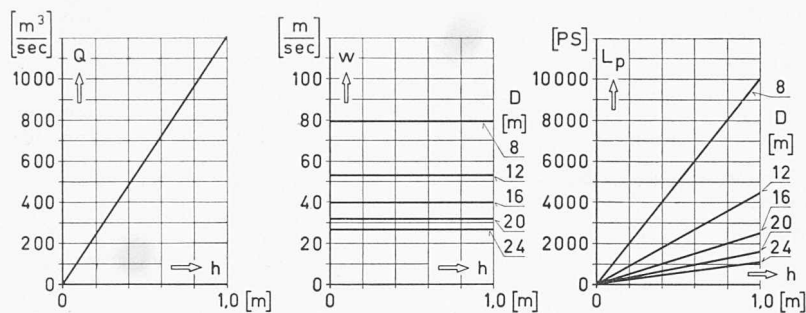


Bild 4. Luftkissenfahrzeug mit Druckkammer (Gewicht: 20 000 kg, kreisförmiger Grundriss, Kontraktionsziffer $\mu = s/h = 0,6$). Für den Fall des stationären Schwebens sind für verschiedene Fahrzeugdurchmesser D die Luftmenge Q , die Austrittsgeschwindigkeit w und die Leistung L_p in Abhängigkeit von der Schwebehöhe h aufgetragen. Der Wirkungsgrad der Gebläseanordnung η_G ist zu 0,64 angenommen. Man beachte das starke Anwachsen der erforderlichen Luftmenge bei grösseren Schwebehöhen

$$(7) \quad \Delta p = p_i - p_a = \frac{\rho}{2} w^2 2 \frac{s}{h} (1 + \sin \varphi)$$

Während also bei der Druckkammer $\Delta p = \frac{\rho}{2} w^2$ ist, kann hier mit grösserem Staudruck $q = \frac{\rho}{2} w^2$ und entsprechend kleinerer Menge gefahren werden.

Der Auftrieb kann ebenfalls mit dem Impulssatz (angewendet auf die y -Richtung) gefunden werden. Es ist

$$A = \Delta p F + \rho w s U w \cos \varphi$$

bei kreisförmiger Anordnung:

$$(8) \quad A = \frac{\rho}{2} w^2 \frac{\pi}{4} D^2 \frac{2s}{h} \left(1 + \sin \varphi + \frac{4h}{D} \cos \varphi \right)$$

Es gibt einen Winkel φ^* für grössten Auftrieb unter sonst gleichen Umständen:

$$\operatorname{tg} \varphi^* = \frac{D}{4h}$$

Sei z.B. $h/D = 1/30$, so folgt für φ^* der Wert $82,5^\circ$, der Strahl würde also sehr flach gegen die Horizontale eintreten. Aus konstruktiven Gründen wird man kaum über 45° Neigung gehen. Dafür wird

$$A = \frac{\rho}{2} w^2 \frac{\pi}{4} D^2 \frac{2s}{h} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{4h}{D} \frac{1}{\sqrt{2}} \right)$$

$$= \frac{\rho}{2} w^2 \frac{\pi}{4} D^2 \frac{2s}{h} \left(1,707 + 2,828 \frac{h}{D} \right)$$

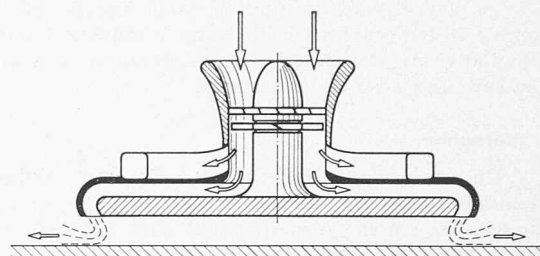
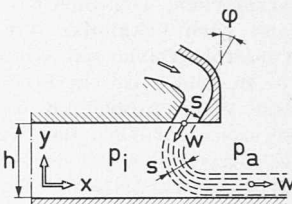


Bild 5. Prinzipskizze eines Luftkissenfahrzeuges mit Luftvorhang. Die durch das Gebläse geförderte Luft tritt durch einen Ringspalt aus und schliesst unter dem Fahrzeug einen Raum mit höherem Druck ein. Ein Teil der Luft wird in spezielle Kanäle abgeleitet und dient zum Vortrieb und Manövrieren

Bild 6. Schnitt durch einen Luftvorhang. Aus der Strahlgeschwindigkeit w , der Strahldicke s und dem Strahlwinkel φ kann mit Hilfe des Impulssatzes die Druckdifferenz $p_i - p_a$ berechnet werden



Daraus:

$$(9) \quad w = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{A}{\rho}} \frac{1}{D} \sqrt{\frac{h}{s}} \frac{1}{\sqrt{1,707 + 2,828 \frac{h}{D}}}$$

$$(10) \quad Q = \pi D s w = 2 \sqrt{\frac{\pi A}{\rho}} \frac{\sqrt{h s}}{\sqrt{1,707 + 2,828 \frac{h}{D}}}$$

Man sieht jetzt, dass man durch Verkleinerung der Schlitzweite s die Luftmenge reduzieren kann. Freilich steigt dann der Druckunterschied im Gebläse Δp_G stark an. Bei Abwesenheit von Reibungsverlusten ist nämlich:

$$(11) \quad \Delta p_G = \frac{\rho}{2} w^2 = \frac{A}{\frac{\pi}{4} D^2} \frac{h}{2s} \frac{1}{1,707 + 2,828 \frac{h}{D}}$$

Die theoretische Leistung:

$$(12) \quad L_0 = Q \Delta p_G = \sqrt{A^3} \sqrt{\frac{h^3}{s}} \frac{4}{\sqrt{\pi} \rho} \frac{1}{D^2} \frac{1}{\sqrt{(1,707 + 2,828 \frac{h}{D})^3}}$$

zeigt wiederum eine starke Abhängigkeit von D , während die Menge Q hier von D sehr wenig abhängig ist.

Bild 7. Luftkissenfahrzeug mit Luftvorhang (Gewicht 20 000 kg, kreisförmiger Grundriss, Strahlwinkel $\varphi = 45^\circ$). Für den Fall des stationären Schwebens sind für verschiedene Fahrzeugdurchmesser D die Luftmenge Q , die Austrittsgeschwindigkeit w und die Leistung L_p aufgetragen (Gebläsewirkungsgrad $\eta_G = 0,64$, inklusive Verluste in den Leitungen). Das obere Bild (7a) zeigt die Abhängigkeit von der Schwebehöhe h für eine feste Spaltbreite ($s = 12$ cm). Das untere Bild (7b) zeigt die Abhängigkeit von der Spaltbreite s für eine feste Schwebehöhe ($h = 0,6$ m). Die Reduktion der Luftmenge und, je nach Grösse von s und h , auch des Leistungsbedarfes gegenüber dem Druckkammerprinzip ist beträchtlich

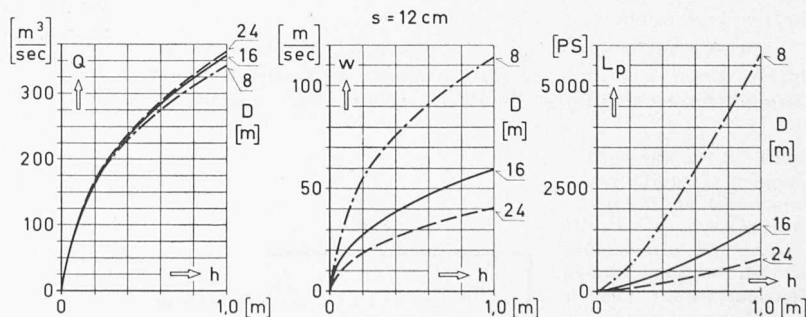


Bild 7 a.

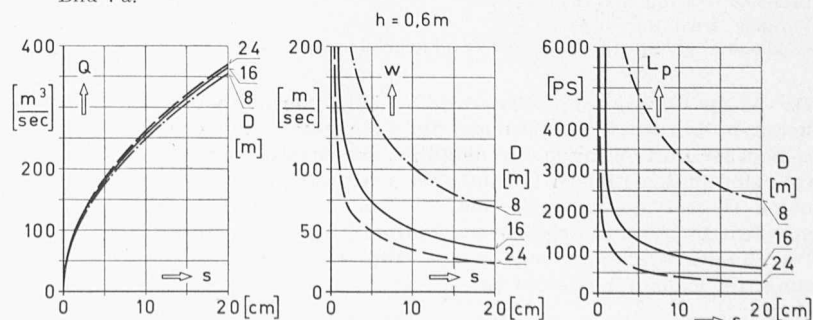


Bild 7 b.

In den Bildern 7a und 7b sind für die gleichen allgemeinen Daten wie im Druckkammer-Beispiel Luftmenge, Geschwindigkeit und Leistung aufgetragen. φ wurde zu 45° gewählt und s sowie h variiert.

2. Versuche

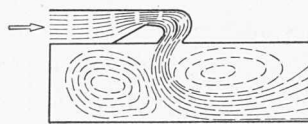
Um die Impulsbetrachtung, die auf einigen Vereinfachungen beruht, zu prüfen, wurden Strömungsbeobachtungen an einem Wassermodell und Druckmessungen an einem mit Luft betriebenen Kanal angestellt.

a. Strömungsbeobachtungen

Bei dem zur Betrachtung der Strömung verwendeten Wassermodell wurde die in Bild 6 durch den Luftvorhang gezeichnete Ebene in die Horizontale umgelegt. Damit ist es möglich, die ganze Anordnung in einem flachen Wassertank, der mit den entsprechenden Einbauten versehen ist, darzustellen. Die Sichtbarmachung der Strömung erfolgte dann nach bekannter Art durch Bestreuen der gesamten Wasseroberfläche mit Aluminiumpulver.

In Bild 8 ist ein Strömungsbild gezeichnet, wie es auf diese Weise beobachtet werden konnte. In erster Linie interessiert natürlich das Verhalten des Vorhanges während der Umlenkung. Bei der Anwendung des Impulssatzes in x -Richtung wurde ja die Annahme gemacht, der Betrag des

Bild 8. Strömungsbild nach Beobachtungen im Wassertank. $\varphi = 45^\circ$, $s/h = 0,2$. Der von oben einströmende Vorhang erzeugt links einen höheren Druck



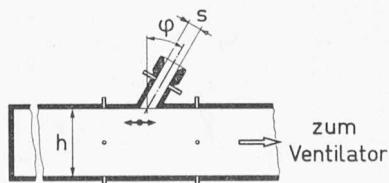
Impulsstromes bleibe erhalten und sei auch nach erfolgter Umlenkung parallel zum Boden noch gleich. Die Strömungsbeobachtungen bei verschiedenen Werten für s/h und φ zeigen nun, dass dies annähernd der Fall ist, so dass erwartet werden kann, die auf dieser Annahme beruhenden Berechnungen entsprächen ungefähr der Wirklichkeit.

Die linke Begrenzung des Wassertanks (Bild 8) entspricht der Symmetrieaxe oder -ebene eines Fahrzeuges. Im Gebiet, wo der erhöhte Druck p_i herrscht, ist, wie das Strömungsbild zeigt, das Wasser (oder die Luft) nicht ganz in Ruhe, sondern es bildet sich eine Zirkulation aus, die mit wachsendem h grösser wird. Der Druck unter einem Luftkissen-Fahrzeug ist daher nicht genau konstant ($= p_i$). In horizontaler Lage ist die Druckverteilung symmetrisch in bezug auf die Fahrzeugmitte, und es ergibt sich somit kein resultierendes Drehmoment. Bei Schräglage hingegen wird ein Moment auftreten, von dessen Drehsinn die Frage der Stabilität der Luftkissen-Fahrzeuge abhängt.

b. Druckmessungen

Die Versuchseinrichtung, die zur direkten Messung der durch einen bestimmten Luftvorhang aufrechterhaltenen Druckdifferenz diente, ist in Bild 9 schematisch gezeichnet.

Bild 9. Schematischer Längsschnitt durch den Versuchskanal für die Druckmessungen am Luftvorhang mit den entsprechenden Druckanschlüssen. Kanalquerschnitt rechteckig (Höhe $h = 200$ mm, Breite $b = 400$ mm). Der Vorhang wird durch Absaugen erzeugt. Spaltbreite s und Strahlwinkel φ sind einstellbar



Da die Spaltbreite s und der Strahlwinkel φ variiert werden konnten, wurden die Messungen für eine ganze Reihe verschiedener Luftvorhänge durchgeführt. Die erhaltenen Resultate sind in den Bildern 10a und 10b den theoretisch berechneten Werten gegenübergestellt, die aus der weiter vorne aus dem Impulssatz abgeleiteten Formel 7 erhalten wurden. Die Geschwindigkeit w wurde mit Hilfe einer Mengenummessung am Einlauf bestimmt³⁾.

³⁾ Diplomarbeiten K. Eggenberger und G. Frick — 1959.

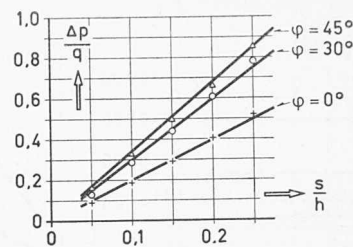


Bild 10a. Gemessene und berechnete Druckdifferenz am Luftvorhang in Abhängigkeit von s/h (φ als Parameter). Ausgezogene Linie: Formel 7; einzelne Punkte: Messungen, $\Delta p = p_i - p_a$; $q = (\rho/2) w^2$

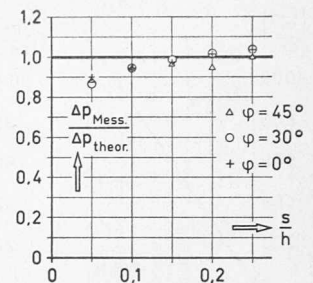


Bild 10b. Der Quotient der gemessenen und berechneten Druckdifferenzen zeigt erst bei kleinen Spaltbreiten eine Abweichung von 1

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung erweist sich als recht gut. Nur bei kleinen Vorhangdicken ergibt sich eine grössere Abweichung, indem dort die gemessenen Druckdifferenzen durchwegs geringer sind, als sie sich gemäss Theorie einstellen sollten. Das ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass bei dünnen Vorhängen die beidseitigen Mischungszonen mit der umgebenden Luft sich bis in die Vorhangmitte ausdehnen. Dann kann es vorkommen, dass Löcher in einen dünnen Vorhang gerissen werden, die den erzeugten Ueberdruck verringern. Es erscheint somit nicht ratsam, unter eine bestimmte minimale Vorhangdicke zu gehen, die noch einen sicheren Betrieb gewährleistet, obwohl es mit Rücksicht auf die Gebläsedimensionen wünschbar wäre, die erforderliche Luftmenge möglichst gering zu halten.

3. Das bewegte Luftkissenfahrzeug

Wir haben bisher nur das stationäre Schweben betrachtet. Hat aber das Fahrzeug zusätzlich eine horizontale Fahrgeschwindigkeit V , so tritt die Luft in das System mit erhöhter Energie ein. Ohne Reibung ergeben sich folgende Verhältnisse (Bild 11). Zu der vom Gebläse gelieferten Energiezunahme Δp_G tritt $\rho/2 V^2$ hinzu. Die Energiedichten sind dann (relativ zum Fahrzeug)

$$1 \text{ und } 2: p_a + \frac{\rho}{2} V^2$$

$$3 \text{ und } 4: p_a + \frac{\rho}{2} V^2 + \Delta p_G$$

Am Austritt steht also eine höhere Energie zur Verfügung als zum Schweben nötig wäre. Man kann sie aber nutzbar verwenden zur Kompensation eines zusätzlichen Widerstandes, der durch die Umlenkung der Luft von 1 nach 2 entsteht und der den Betrag hat:

$$W_U = \rho Q V$$

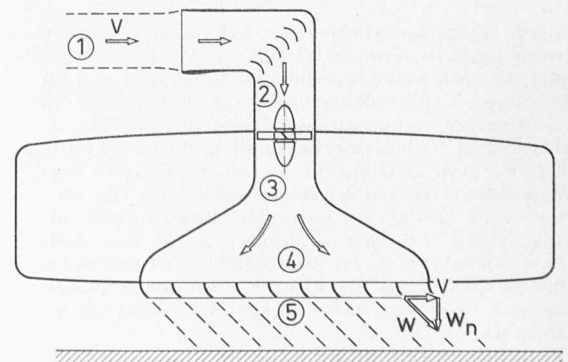
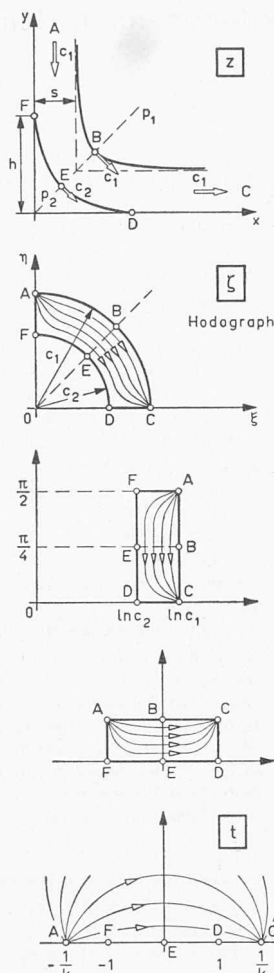


Bild 11. Ausnützung des Fahrt-Staudruckes durch die nach vorn gerichtete Lufteinlassöffnung. Der bei der Umlenkung vor dem Gebläse auftretende zusätzliche Widerstand W_U wird kompensiert durch Umlenkschaufeln, die die Luft schräg nach rückwärts austreten lassen (nur möglich beim Luftvorhang)

Bild 12. Konforme Abbildung des Strahls (z -Ebene, Bild 12a) in die Hodographenebene ζ (Bild 12b) und nach Schwarz-Christoffel in die t -Ebene (Bild 12c), wo das Strömungspotential angegeben werden kann. Im Punkt A befindet sich eine Quelle, im Punkt C eine Senke von gleicher Stärke



Bei geeignetem schrägem Austritt 5 kann man es aber einrichten, dass die Horizontalkomponente der Austrittsgeschwindigkeit gerade gleich V (nach hinten) ist. Der daraus entstehende Horizontalimpuls hebt W_U wieder auf. Uebrig bleibt Δp_G , das ausreicht, um das Fahrzeug schweben zu lassen.

Natürgemäss muss bei Vorwärtsfahrt V der Luftwiderstand des Fahrzeuges überwunden werden, bei Steigungen auch die Gewichtskomponente $G \sin \beta$ (β = Steigungswinkel). Ferner sind Schubkräfte nötig für das Befahren von Kurven (Zentripetalkraft). Es könnten solche Kräfte ausgeübt werden durch stärkere Ablenkung der austretenden Strahlen oder dann durch getrennte Luftstrahlen, die vermittelst schwenkbarer Düsen gerichtet oder mit Steuerflächen abgelenkt werden. Zahlreiche Anordnungen sind hier möglich, allen gemeinsam ist aber eine nicht unerhebliche Komplikation.

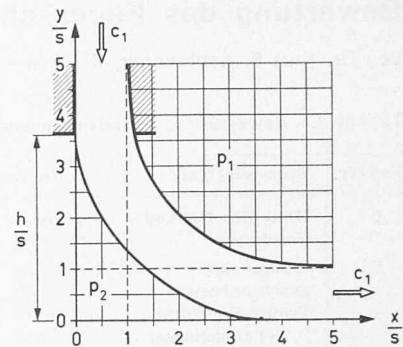
Ein besonderes Problem ist die Stabilität der Fahrt. Die Hauptfrage ist, ob es eine inhärente Stabilität gibt, so dass mit losgelassenen Steuern gefahren werden kann, oder ob dauernd Steuerkorrekturen nötig sind. Sodann ist auch das dynamische Verhalten von grösster Bedeutung für die Sicherheit der Fahrt. Es ist klar, dass man nicht wie beim Flugzeug Amplituden der Bahnschwingungen von Metergrösse zulassen kann. Nur eine sehr sorgfältige experimentelle Untersuchung kann darüber Klarheit verschaffen.

Es ist immer sehr schwierig, Voraussagen in der Technik zu machen. So, wie die Sache heute aussieht, dürfte es nicht leicht sein, ein wirklich betriebsbrauchbares und obendrein ökonomisches Luftkissen-Fahrzeug zu verwirklichen. Wir wollen gerne hoffen, dass die etwas hochgespannten Erwartungen der Erbauer sich in naher Zeit wenigstens zur Hauptsache erfüllen werden.

4. Anhang

Für den Fall reibungsfreier Strömung eines ebenen Strahls lässt sich eine exakte Lösung angeben. Gegenüber den wohlbekannten Aufgaben ist in unserem Problem ein Unterschied insofern vorhanden, als auf beiden Seiten des Strahls verschiedene, längs der Grenzen konstante Drücke herrschen. Auch hier ist es möglich, die Methode der konformen Abbildung anzuwenden, etwa in der Form, wie sie besonders von Prandtl und Betz verwendet wurde. Ohne hier auf Einzelheiten einzugehen, seien an Hand von Bild 12 die einzelnen Schritte der Abbildung skizziert. Die z -Ebene (Bild 12a) enthalte den Strahl und die geometrischen Begrenzungen (z. B. horizontaler Boden). Die Drücke auf den

Bild 13. Mit Hilfe der konformen Abbildungen nach Bild 12 gerechnete Strahlform für $c_1/c_2 = 1,3807$ (wobei c_1 die Geschwindigkeit längs der äusseren, c_2 längs der inneren Strahlbegrenzung bedeutet). Oberhalb von $y = h$ können die Strahlgrenzen materiell ausgeführt werden (Spalt in einem Fahrzeug), wenn dabei die entsprechenden Randbedingungen eingehalten werden



freien Strahlgrenzen seien gegeben und zwar als p_1 auf der äusseren (A-B-C), p_2 auf der inneren (F-E-D). Nach Bernoulli (Schwerkraft vernachlässigt, was bei Luftstrahlen erlaubt ist) sind dann auch die Geschwindigkeitsbeträge längs der Strahlgrenzen konstant. Der (gespiegelte) Geschwindigkeitsplan oder Hodograph ist in Bild 12b teilweise schematisch angegeben. Bekanntlich darf man die Hodographenebene als eine konforme Abbildung auffassen, da die Geschwindigkeit ja auch eine komplexe Funktion des Ortes z ist. Dem Unendlichen A entspricht dann ein Quellpunkt, dem Unendlichen C eine Senke. Die Endpunkte der Geschwindigkeitsvektoren liegen auf Kurven, die von A nach C verlaufen und Bilder der Stromlinien in z sind.

Man sieht, dass sie alle in einem Viertelsring A-C-D-F liegen müssen. Dieser ist nun leicht in ein Rechteck umzuformen (Bild 12 c/d), dessen Inneres durch die Schwarz-Christoffelsche Abbildung dann auf die obere Halbebene (Bild 12e) ausgelegt wird. Für diese Transformation kann man vorhandene Tabellen der elliptischen Integrale (bzw. der σ -Funktionen) verwenden. Schliesslich ist es einfach, in der t -Ebene das Potential und die Stromfunktion anzugeben. Damit wird es möglich, die Strahlgrenzen in die z -Ebene einzutragen (Bild 13). Das Beispiel beruht auf folgenden Annahmen:

$$c_1/c_2 = 1,3807; \text{ d. h. für } c_1 = 50 \text{ m/s:}$$

$$p_2 - p_1 = 7,28 \text{ mb. Man findet: } h = 3,63 \text{ s.}$$

Bemerkenswert ist, dass der Strahl nahezu konstante Dicke aufweist. Durch Vermischung mit der Aussenflüssigkeit ergibt sich in Wirklichkeit eine Verbreiterung des Strahles (Bild 8). Doch ist wesentlich, dass sich der Betrag des Impulsstromes dabei nicht ändert. Die elementare Betrachtung, die dies gerade voraussetzt, wird also einigermaßen zutreffen.

Man kann übrigens eine Abschätzung der Distanz h (Bild 12a) für nicht zu breite Strahlen (im Verhältnis zu h) leicht vornehmen, indem man Kreisbogenform annimmt und das Gleichgewicht der Zentrifugal- und Druckkräfte aufstellt. Seien c_1 und c_2 die Geschwindigkeiten an den Strahlrändern, s die (konstante) Strahldicke, \bar{c} die mittlere Strahlgeschwindigkeit [$\bar{c} = \frac{1}{2} (c_1 + c_2)$], so folgt:

$$\frac{h}{s} = \frac{1}{2} + \frac{\bar{c}}{c_1 - c_2}$$

Für das genau gerechnete Beispiel ergibt diese Formel $h = 3,63 \text{ s}$, was mit dem dort berechneten Wert übereinstimmt.

Literaturverzeichnis

In kurzer Zeit werden erscheinen:

R. W. Pinnes: The Propulsion Aspects of Ground Effect Machines. Institute of the Aeronautical Sciences, Paper No. 60-13 (Preprint January 1960).

R. E. Kuhn, A. W. Carter und R. O. Schade: Over-Water Aspects of Ground-Effect Vehicles, IAS Paper No. 60-14 (Preprint January 1960).

R. P. Jackson and M. F. Southcote: Potential of the Air-Cushion Vehicle, IAS Paper No. 60-15 (Preprint January 1960).

Dasselbst noch ausführliche Literaturverzeichnisse.