

# Steiggeschwindigkeit von Luftblasen in Flüssigkeiten <sup>1)</sup>

Von T. BRYN, Oslo

1. Ziel der Untersuchung — 2. Versuche — 3. Versuchsergebnisse und Auswertung — 4. Zusammenfassung

**1. Ziel der Untersuchung.** Messungen von in Flüssigkeiten aufsteigenden Luftblasen<sup>2)</sup> sind früher ausgeführt u. a. von Allen<sup>3)</sup> und Hoefler<sup>4)</sup>. Die Messungen von Allen beziehen sich nur auf sehr kleine Blasen von  $d < 0,4$  mm, und die von Hoefler wurden ausschließlich mit Wasser als Versuchsflüssigkeit durchgeführt und konnten demnach keinen Aufschluß über die Beeinflussung der Steiggeschwindigkeit durch die Flüssigkeitseigenschaften geben.

Zweck und Ziel vorliegender Untersuchungen war, die Steiggeschwindigkeit einer in einer weit ausgedehnten, ruhenden Flüssigkeit aufsteigenden Luftblase als Funktion der Blasengröße und der Flüssigkeitseigenschaften zu bestimmen. Ohne näher auf die theoretische Grundlage einzugehen, soll hier nur angegeben werden, daß als maßgebende Flüssigkeitseigenschaften in erster Linie die kinematische Zähigkeit  $\nu$  und die Laplacesche Konstante angenommen werden können.

**2. Versuche.** Als Versuchsflüssigkeiten wurden Glycerin-Wassergemische und Alkohol-Wassergemische gewählt.

Die Glycerin-Wassergemische hatten einen fast konstanten Wert  $a$ , während von den Alkohol-Wassergemischen je zwei denselben Wert von  $\nu$  aufwiesen, Zahlentafel 1.

Zahlentafel 1

Versuchsflüssigkeiten  
Die Werte gelten für die mittlere Meßtemperatur  $t_m$

Nummer . . . . .	Glycerin					Alkohol				Wasser
	1	2	3	4	5	1a	1b	2a	2b	
Gew.-% rd. . . . .	81	68	56	42	19	92,5	13	70	28	100
Mittlere Temperatur $t_m$ . . °C	17,0	18,0	18,5	18,5	18,5	19,5	17,5	20,0	20,5	18
Kin. Zähigkeit $\nu$ . . . cm <sup>2</sup> /s	0,64	0,19	0,08	0,039	0,018	0,019	0,019	0,027	0,027	0,01
Spez. Kohäsion $a^2$ . . . mm <sup>2</sup>	11,1	11,4	11,8	12,4	13,5	6	9,8	6,3	7,6	14,8

Zum Erzeugen von Blasen verschiedener Größe dienten drei Verfahren:

Ganz kleine Blasen von  $d = 0,5$  bis  $3,5$  mm wurden mit Glaskapillaren erzeugt, die in eine feine Spitze ausgezogen wurden. Wie auch Hoefler angibt, wird die Blasenbildung dadurch regelmäßig gemacht, daß man Watte in die Kapillare bis kurz vor die Mündung preßt.

Größere Blasen von  $d = 2$  bis  $20$  mm wurden mit einer besonders konstruierten Blasendüse nach Abb. 1 erzeugt. Einem waagerechten Messingrohr, das mit einem breiten Schlitz versehen und an den Seiten mit Korkstopfen abgeschlossen war, wurde Luft von oben zugeführt. Die Luft trat durch den Schlitz in Form einer Blase aus, deren Größe durch Verschieben der Korkstopfen reguliert werden konnte.

Sehr große Blasen bis  $d = 120$  mm wurden mit Hilfe eines Kippgefäßes erzeugt (s. Hoefler<sup>4)</sup>).

Zum Messen der Blasengröße wurde die Blase in der Nähe der Flüssigkeitsoberfläche unter einer mit der Flüssigkeit gefüllten Glasglocke aufgefangen und der Auftrieb mit einer Waage

<sup>1)</sup> Kurze Zusammenfassung der Ergebnisse einer im Maschinenlaboratorium der Techn. Hochschule Dresden, ausgeführten experimentellen Untersuchung.

<sup>2)</sup> Bezeichnungen

Versuchsflüssigkeit:

Spezifisches Gewicht . . . . .  $s$  [g/cm<sup>3</sup>]  
 Kinematische Zähigkeit . . . . .  $\nu$  [cm<sup>2</sup>/s]  
 Kapillaritätskonstante . . . . .  $K$  [mg/mm]  
 Laplacesche Konstante . . . . .  $\sqrt{2K/s} = a$  [mm]

Luftblase:

Volumen . . . . .  $v$  [mm<sup>3</sup>]  
 „Ideeller Kugeldurchmesser“ . . .  $\sqrt[3]{6v/\pi} = d$  [mm]  
 Waagerechter Durchmesser . . . . .  $D$  [mm]  
 Steiggeschwindigkeit . . . . .  $w$  [cm/s]

<sup>3)</sup> H. S. Allen, Philos. Mag. Ser. 5 Bd. 50 (1925) S. 323.

<sup>4)</sup> K. Hoefler, VDI-Forschungsheft 138, Berlin 1913 u. VDI-Zeitschr. Bd. 57 (1913) S. 1174. Vgl. a. F. Pickert, Forschung Bd. 3 (1932) S. 308.

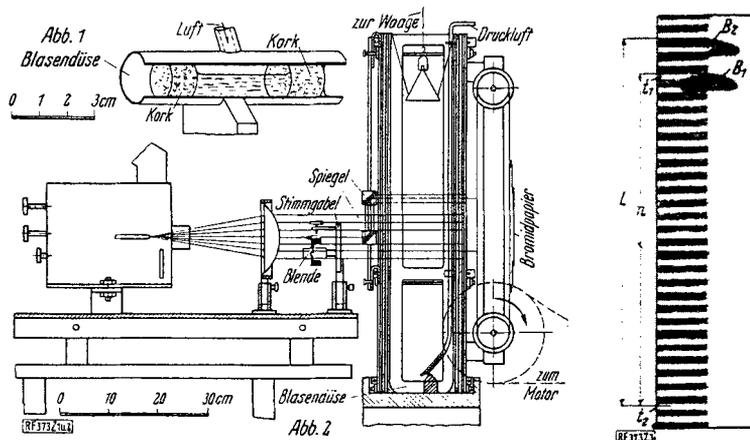


Abb. 1. Blasendüse zum Erzeugen mittelgroßer Luftblasen  
a Messingrohr mit seitlichem Schlitz; b verschiebbare Korkstopfen

Abb. 2. Einrichtung zum photographischen Messen der Form,  
Größe und Steiggeschwindigkeit großer Luftblasen

Abb. 3 (Mitte). Photographische Aufnahme aufsteigender Luftblasen  
 $B_1, B_2$  sind Bilder einer Blase hinter Schlitz 1 und 2 zur Zeit  $t_1$  und  $t_2$ . Die schwarzen Querstreifen sind Zeitmarken; der Abstand zweier Marken entspricht einer Zeit  $T = 0,00986$  s.

Aus der Anzahl  $n$  der Zeitmarken zwischen  $B_1$  und  $B_2$  und dem Abstand  $L$  der Blasenbilder ergibt sich die Steiggeschwindigkeit  $w = L/nT$ .

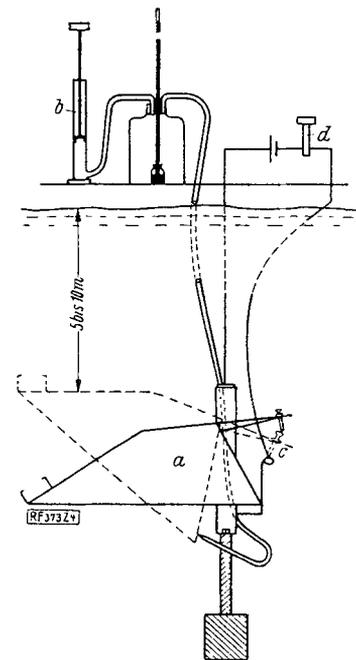


Abb. 4. Einrichtung zum Messen der Steiggeschwindigkeit sehr großer Blasen bis  $400 \text{ cm}^3$  im Mylla-See bei Oslo  
a Kippgefäß; b Luftpumpe; c Kontaktvorrichtung; d Telefon

bestimmt. Von den ganz kleinen Blasen wurde eine größere Anzahl abgezählt und aufgefangen und die Größe der einzelnen Blasen durch Mittelwertbildung aus dem gesamten Auftrieb bestimmt.

Die Steiggeschwindigkeit wurde teils durch Messung der Steigzeit mittels Stoppuhr für 1 m Steighöhe, teils photographisch gemessen, indem die Blase in zwei verschiedenen Höhen auf einem bewegten Bromidpapierstreifen abgebildet wurde, während gleichzeitig eine Stimmgabel Zeitmarken auf dem Papier erzeugte.

Die Messungen wurden teils in einem 140 cm langen Glasrohr von rd. 70 mm l. W., teils in einem aus planparallelen Spiegelglasplatten hergestellten Steiggefäß von quadratischem Querschnitt  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  ausgeführt. Abb. 2 zeigt die Versuchseinrichtung für die Messungen in diesem Gefäß. Die rechte Seite des Gefäßes war mit schwarzem Papier zugedeckt, in welchem zwei Schlitze angeordnet waren.

Nachdem die Lichtbogenlampe eingeschaltet und die Stimmgabel zum Schwingen gebracht war, wurde der Motor zum Antreiben des Bandes mit dem Bromidpapierstreifen angelassen, während das Band vorläufig festgehalten wurde. Nun wurde eine Blase mit Hilfe der Blasendüse erzeugt, indem der Hahn für die Luftzufuhr aufgedreht wurde. Während die Blase hochstieg, wurde das Band losgelassen, das Bromidpapier lief an den Schlitzen vorbei und wurde zweimal belichtet. Die Blase wirft einen Schatten auf das Papier und erzeugt so hinter jedem Schlitz je ein Bild, aus dessen Abstand ihre Steiggeschwindigkeit mit Hilfe der gleichzeitig aufgenommenen Zeitmarken bestimmt werden kann. Diese Zeitmarken werden dadurch erzeugt, daß die Stimmgabel, die mit einer Schlitzblende versehen ist, so aufgestellt ist, daß die eine Hälfte des unteren Schlitzes nur dann belichtet wird, wenn die Stimmgabelzinken auseinanderschwingen.

Abb 3 zeigt einen belichteten Bildstreifen, mit den zwei Blasenbildern  $B_1$  und  $B_2$ .

Die nach dieser Methode erhaltenen Bilder der Blasen konnten auch dazu dienen, die Deformation der Blasen zahlenmäßig zu bestimmen. Nur die ganz kleinen Blasen sind kugelförmig, die größeren werden abgeplattet, so daß sie einen größeren waagerechten Durchmesser  $D$  haben, als der Kugel ( $d$ ) entspricht. Das Verhältnis  $D/d$  kann als ein Maß für die Deformation angenommen werden.

Das Verhalten extrem großer Blasen wurde in der Weise untersucht, daß im Mylla-See bei Oslo Blasen bis  $v = 400 \text{ cm}^3$  gemessen wurden. Das Kippgefäß  $a$ , Abb. 4, zum Erzeugen der großen

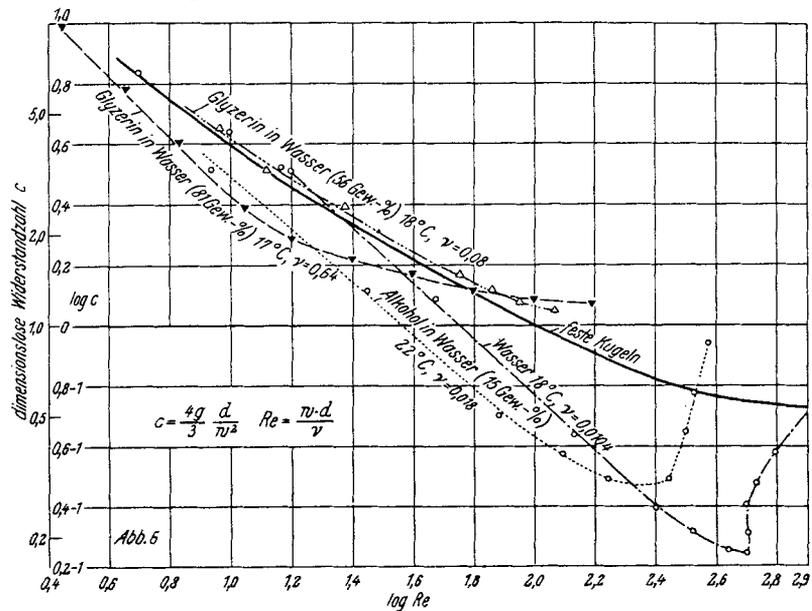
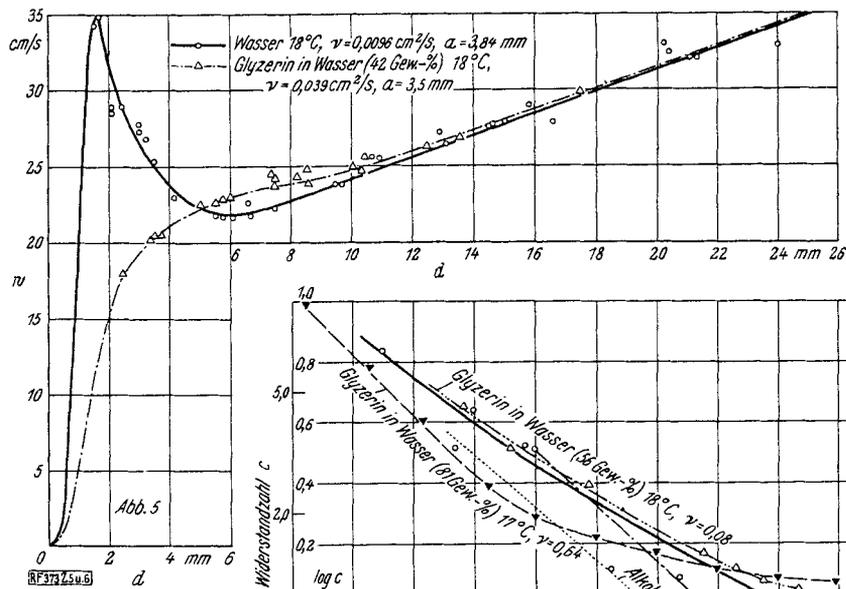


Abb. 5 (oben). Steiggeschwindigkeit  $w$  von Luftblasen abhängig von ihrem „ideellen Kugeldurchmesser“  $d$  und von der Flüssigkeit (Zähigkeit)

Abb. 6 (unten). Dimensionslose Darstellung des Aufstieg-Widerstandes von Luftblasen in Flüssigkeiten verschiedener Zähigkeit. Zum Vergleich ist der Widerstand fester Kugeln eingetragen

Blasen wurde bis zu 10 m Tiefe herabgelassen, dann wurde Luft eingeblasen. Die Steigzeit der Blasen wurde mittels Telefons, das auf einen Kontakt am Kippgefäß ansprach, und Stoppuhr bestimmt.

### 3. Versuchsergebnisse und Auswertung.

a) Einteilung der Blasen. Die Versuche zeigten, daß die Blasenbewegung rein qualitativ so verschiedenartig sein kann, daß es zweckmäßig ist, die Blasen nach der Art der Bewegung in mehrere Gruppen aufzuteilen. Im folgenden soll eine Aufteilung in drei Gruppen durchgeführt werden, und zwar so, daß sowohl die Form der Blase als auch die Bewegungsart berücksichtigt werden. Die Blasenform ist dabei in erster Linie durch das Verhältnis  $d/a$ , die Bewegungsart durch das Verhältnis  $d/\nu$  bestimmt.

1. Die „kleinen Blasen“ haben annähernd Kugelform und steigen geradlinig auf. Für Wasser bei Zimmertemperatur wird diese Gruppe alle Blasen von  $d < 1,5$  mm umfassen.

2. Die „mittleren Blasen“ sind mehr oder weniger abgeplattet, und führen beim Aufsteigen schaukelnde, pendelnde, drehende oder schraubenförmige Bewegungen aus. (Wasser:  $1,5 < d < 8$  mm).

3. Die „großen Blasen“ sind sehr stark deformiert, so daß sie eine pilzförmige Form annehmen. Sie steigen verhältnismäßig geradlinig hinauf, sie sind aber wenig stabil und können sich leicht in mehrere kleinere Blasen aufteilen. (Wasser:  $8 \text{ mm} < d < 120 \text{ mm}$ ).

b) Graphische Auswertung. Die Messungen wurden ausgewertet, indem die Steiggeschwindigkeit  $w$  [cm/s] als Ordinate über  $d$  [mm] als Abszisse für jede Versuchsflüssigkeit aufgetragen und eine glatte Kurve durch die Punkte gezogen wurde. Abb. 5 zeigt zwei Kurven für

42 Gew.-% Glycerin in Wasser, und für Wasser von 18°C. Daraus ist auch ersichtlich, wie verschieden das Verhalten der großen und der kleinen Blasen ist.

**Große Blasen:** Für  $(d/a) > 2$  können die Geschwindigkeitskurven sehr gut durch gerade Linien wiedergegeben werden, und zwar zeigt es sich, daß die Steiggeschwindigkeit ausschließlich von der Blasengröße und der Laplaceschen Konstante bestimmt wird und von der Zähigkeit der Flüssigkeit ganz unabhängig ist. Es konnte die empirische Formel

$$w = A \sqrt{a} + B \frac{d}{\sqrt{a}} \text{ [cm/s]}$$

aufgestellt werden, wobei  $a$  und  $d$  in mm gemessen werden.  $A$  und  $B$  sind Konstanten, und zwar wurde  $A = 9,26$  und  $B = 1,33$  gefunden.

Der Gültigkeitsbereich dieser Formel ist durch  $2 < (d/a) < 20$  und Reynoldssche Zahlen  $Re > 60$  festgelegt.

**Kleine Blasen:** Für ganz kleine Blasen gilt nach *Allen* dasselbe Widerstandsgesetz wie für feste Kugeln. Durch Einführung einer dimensionslosen Widerstandszahl  $c = \text{Strömungswiderstand}/(\text{Staudruck} \cdot \text{Querschnittsfläche})$  und der Reynoldsschen Zahl  $Re = w d/\nu$  kann man das Widerstandsgesetz für Kugeln durch eine einzige Kurve im  $c, Re$ -Diagramm darstellen.

Um für die kleinen Blasen den Vergleich mit Kugeln durchzuführen, wurden die Geschwindigkeitskurven für kleine Blasen umgerechnet und in einem  $\log c, \log Re$ -Diagramm aufgetragen.

Abb. 6 zeigt ein solches Diagramm mit vier Kurven, nach Messungen in vier verschiedenen Versuchsflüssigkeiten. Zum Vergleich ist die Widerstandskurve für feste Kugeln nach den Messungen in Göttingen<sup>5)</sup> eingetragen.

Aus Abb. 6 geht klar hervor, daß Luftblasen nicht als feste Kugeln betrachtet werden können, selbst wenn sie so klein und steif sind, daß sie Kugelform haben. Nur sehr kleine Blasen oder kleine Blasen in sehr zähen Flüssigkeiten verhalten sich hydrodynamisch wie feste Kugeln.

Es fällt auf, daß der Widerstand einer Blase, z. B. in Wasser, sehr viel geringer sein kann als der Widerstand einer Kugel vom selben Volumen. Ebenso erstaunlich ist es aber, daß dies nur für einige Flüssigkeiten der Fall ist (z. B. Alkohol-Wassergemisch) während es für andere nicht zutrifft (z. B. 56 Gew.-% Glycerin-Wassergemisch).

Der Grund hierfür muß in dem Verhalten der Oberflächenschicht zu suchen sein. Es ist wahrscheinlich, daß die Oberflächenschicht um die Blase herum während des Hochsteigens der Blase teilweise neu gebildet wird<sup>6)</sup>. Wenn die Neubildung sehr rasch vor sich geht, „gleitet“ die Blase sozusagen durch die Flüssigkeit, während sie, wenn die Neubildung langsamer vor sich geht, einer festen Kugel ähnlich ist, indem die Flüssigkeit in der Nähe der Blasenoberfläche von dieser mitgerissen wird.

Der Platz erlaubt mir nicht, näher auf diese physikalisch interessante Frage einzugehen, ich will nur darauf hinweisen, daß es *Kleinmann*<sup>7)</sup> im Jahre 1926 und später anderen gelungen ist, durch Messungen festzustellen, daß eine vollkommen neu gebildete Oberfläche eine viel größere Oberflächenspannung besitzt als eine „alte“. Hieraus folgt, daß die Neubildung der Oberfläche an der Oberseite der Blase eine größere Arbeit erfordert, als an der Unterseite der Blase wiedergewonnen wird. Die Relaxationzeit der Oberflächenspannung ist demnach eine wichtige, aber vorläufig wenig bekannte Flüssigkeitseigenschaft, die die Blasenbewegung beeinflusst.

Die Gruppe der mittelgroßen Blasen kann nur schwierig theoretisch behandelt werden, da die Blasenform sehr verschieden ist und die Blasenbewegung sowohl vom Gleiten der Oberflächenschicht als auch von der Turbulenz beeinflusst wird.

**4. Zusammenfassung.** Die Steiggeschwindigkeit von Luftblasen verschiedenen Volumens in Flüssigkeiten verschiedener Zähigkeit wird gemessen. Die Blasenform wird photographiert. Auf Grund des Verhaltens der Blasen läßt sich eine Unterscheidung in „kleine“, „mittelgroße“ und „große“ Blasen treffen. Die „kleinen“ Blasen haben Kugelform, die „großen“ Pilzform; bei den „mittelgroßen“ sind die Blasenformen sehr verschieden. Bei „großen“ Blasen wird die Steiggeschwindigkeit ausschließlich durch die Blasengröße und die Laplacesche Konstante bestimmt, während die Zähigkeit der Flüssigkeit ohne Einfluß ist. „Kleine“ Blasen verhalten sich trotz ihrer Kugelform nicht wie feste Kugeln; ihr Strömungswiderstand und damit ihre Steiggeschwindigkeit ist in hohem Maße davon abhängig, wie die Neubildung ihrer Oberflächenschicht stattfindet.

[RF 373]

<sup>5)</sup> L. Prandtl, *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, II. Lfg., München-Berlin 1923.*

<sup>6)</sup> Vgl. H. Behringer, *Forschung Bd. 3 (1932) S. 310.*

<sup>7)</sup> E. Kleinmann, *Ann. Physik 4. Folge Bd. 80 (1926) S. 245.*