

ÜBER DIE DYNAMIK DER BLASENBILDUNG BEIM BEGASEN VON FLÜSSIGKEITEN UNTER DRUCK

G. KLING

Badische Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen/Rhein, Germany

(Received 5 October 1961)

Zusammenfassung—Es werden Versuche über die Begasung von Wasser mittels Helium, Argon und Stickstoff unter Drücken von 1 bis 80 at abs beschrieben. Infolge ihrer grösseren kinetischen Energie bewirken Gase bei erhöhtem Druck eine wesentliche Verformung der Blasen und deren schnelleren Abriss gegenüber dem Vorgang bei normalem Druck. Eine auffallende Feststellung sind Sprungstellen, indem mit zunehmender Gaseinströmung ein plötzlicher Anstieg der Frequenz auftritt. Photographieen zeigen die Blasenformen und die Aufstiegsbewegungen in verschiedenen Druckbereichen vom Blasen- gasen bis zum Strahlgasen bei hohem Gasdurchsatz.

BEZEICHNUNGEN

A ,	ausgetauschte Stoffmenge (Mol/h);
K_L ,	Austauschkoeffizient (m/h);
a ,	Oberfläche aller Blasen im Austausch- apparat (m^2/m^3);
V ,	Volumen des Austauschapparates (m^3);
V_{Bl} ,	Volumen einer Blase (cm^3);
γ_{fl} ,	spezifisches Gewicht der Flüssigkeit (g/cm^3);
γ_g ,	spezifisches Gewicht des Gases (g/cm^3);
d_D ,	Durchmesser der Düsenbohrung (cm, mm);
d_{Bl} ,	Durchmesser der Blase (als volumen- gleiche Kugel gedacht) (cm, mm);
σ ,	Oberflächenspannung (g/cm);
V_g ,	Gasmenge an einer Düse (cm^3/s);
N_c ,	Konstante der Vorkammer (—);
g ,	Erdbeschleunigung (cm/s^2);
W_c ,	Schallgeschwindigkeit des Gases (cm/s);
V_v ,	Vorkammervolumen (cm^3);
V_c ,	Kritisches Vorkammervolumen (cm^3);
f ,	Blasenfrequenz (1/s);
Re_D ,	Reynoldszahl der Düse, bezogen auf d_D ;
w_s ,	Steiggeschwindigkeit der Blase (cm/s).

Reaktionsgefässen, in Anwendung und die in allen Fällen gleichartigen Vorgänge der Blasenbildung, ihrer Steiggeschwindigkeiten und Oberflächenformung sowie der Stoffübertragung zwischen Gas- und Flüssigkeitsphase sind Gegenstand zahlreicher wissenschaftlicher Veröffentlichungen über diesen wichtigen verfahrenstechnischen Grundprozess gewesen. Die technische Fragestellung ist die nach der Menge der auszutauschenden Gaskomponente A in einem bestimmten Gefässvolumen V und unter einem gegebenen Konzentrationsgefälle Δc . In der Gleichung

$$A = K_L \cdot a \cdot V \cdot \Delta c \quad (1)$$

sind jedoch zwei zumeist unbekannte Grössen, der Austauschkoeffizient K_L und die Oberfläche a aller Blasen innerhalb des Gefässes, enthalten, wodurch die unmittelbare Berechnung von Begasungsapparaten kaum möglich ist. Aus Betriebsmessungen lässt sich zwar das Produkt $K_L \cdot a$ (ähnlich dem $K \cdot F$ -Wert von Wärmeaustauschern) als Erfahrungswert ausgeführter Konstruktionen in bestimmten Verfahrensprozessen ermitteln, womit dem Praktiker die Möglichkeit einer abschätzenden Beurteilung seiner Apparate gegeben ist. Nicht jedoch kann man erkennen, in welcher Art die erreichte Austauschleistung erzielt wurde, durch die gebildete Blasenoberfläche oder durch die physikalischen Vorgänge der Stoffübertragung.

1. EINFÜHRUNG

DIE Begasung von Flüssigkeiten ist in verschiedenartigen Apparaten der chemischen Technik, wie z.B. Sättigern, Absorbieren und

Letztere sind ausserordentlich kompliziert und die Analyse gemessener $K_L \cdot a$ -Werte sollte deshalb in Richtung des einfacheren Weges, der Oberflächenbestimmung, erfolgen. Eine sichere Kenntnis von a , errechenbar aus der Frequenz der Blasen, ihrer geometrischen Form sowie der Aufstiegsbewegungen, würde verfahrenstechnisch einen wesentlichen Schritt vorwärts bedeuten, da somit auch eine Beurteilung von Begasungsvorgängen mittels des K_L -Koeffizienten, also hinsichtlich ihrer stofflichen und thermodynamischen Eigenarten, möglich wird. Vorliegende Arbeit befasst sich mit der Frage, wie die Erkenntnisse der zahlreichen Forschungsarbeiten über Blasenbildung und -formung, die sämtlich nur unter atmosphärischem Druck gewonnen wurden, auf den Zustand unter Druck übertragbar sind. Eine zusammenfassende Darstellung des bisherigen Forschungsmaterials sei vorangestellt.

2. VORGÄNGE BEI DER BLASENBILDUNG

Das aus einer Lochblende oder einem Röhrcchen austretende Gas reisst bei kleiner Mengenbelastung in einzelnen Blasen ab, deren Grösse durch das Kräftegleichgewicht zwischen Auftrieb und Haftkraft am Düsenrand bestimmt

ist. Für dieses Gebiet der statischen Blasenbildung gilt die Beziehung

$$V_{Bl} \cdot (\gamma_{fl} - \gamma_g) = \pi \cdot d_D \cdot \sigma \quad (2)$$

die aussagt, dass die Grösse der Blasen in einem bestimmten Begasungssystem gleichbleibend sei und die Veränderung der Gasmenge sich in der Proportionalität zur Blasenfrequenz zeigt. Van Krevelen und Hoftijzer [1] haben in einer Übersicht älterer Arbeiten [2-5] und an Hand eigener Messwerte den für Kugelblasen aus obiger Gleichung zu bildenden Quotienten

$$\frac{(\gamma_{fl} - \gamma_g) \cdot d_{Bl}^3}{d_D \cdot \sigma} = 6 \quad (3)$$

graphisch dargestellt. Das in Abb. 1 wiedergegebene Diagramm zeigt im Bereich kleinster Gasmengen V_g von 0,0001 bis 0,02 cm³/s die Messpunkte gehäuft zwischen den Ordinatenwerten 4 bis 5, bei grösseren Gasmengen etwa bis zu 1 cm³/s etwas höher zwischen 5 und 7. Der theoretische Wert 6 wird zwar nicht streng genau erreicht—eine weite Streuung ist bei derartigen Messungen kaum zu vermeiden—doch konnte die Voraussage konstanter Blasengrösse im Bereich geringer Gasbelastungen durch diese Versuche recht gut belegt werden.

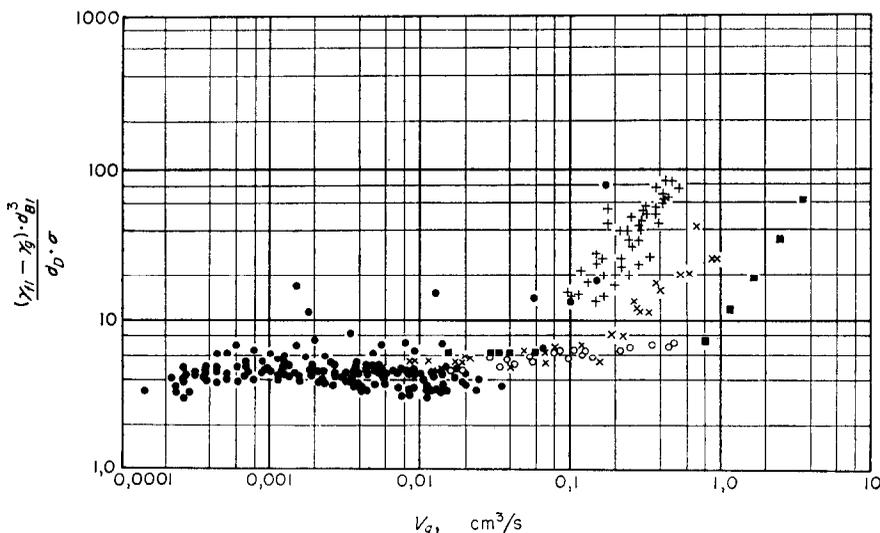


ABB. 1. Gebiet der statischen Blasenbildung nach einer Zusammenstellung verschiedener Forschungsarbeiten von van Krevelen und Hoftijzer [1].

Bei erhöhtem Gasdurchsatz wird die Bildungsgeschwindigkeit der Blasen durch die Trägheit der zu verdrängenden Wassermasse vermindert. Hinzu tritt mit zunehmender Ausstosseschwindigkeit ein mehr und mehr merkbarer Strömungswiderstand der um die Blase herum rückfliessenden Flüssigkeit. In beiden Fällen treten Kraftwirkungen in Erscheinung, die das Abreissen der Blase verzögern und die, da fortlaufend Gas weiter zuströmt, zu einer Vergrösserung der Blasen führen. Dieser erste Bereich der dynamischen Blasenbildung macht sich in Abb. 1 in einem starken Anstieg der Ordinatenwerte bei Gasbelastungen oberhalb $0,1 \text{ cm}^3/\text{s}$ bemerkbar. Den eben erwähnten negativen dynamischen Kräften wirkt die durch die Gasausströmung gegen die obere Blasenhälfte wirkende Stosskraft im positiven Sinne entgegen. Dass diese von recht beachtlicher Einwirkung ist, lässt sich aus einer merklichen Blasenverformung erkennen, wenn Gase verschiedener Dichte aus einer Düse ausströmen. In Abb. 2 sind Blasen kurz vor ihrem Abriss gezeigt. Bei kleiner Gasmenge $V_g \approx 1,4 \text{ cm}^3/\text{s}$ bildet Helium eine vollkommene Kugel aus, wohingegen das 10 mal dichtere Argon eine deutliche Ausbuchtung nach oben hin zeigt. Den gleichen Effekt kann man aus dem Bildvergleich bei grösserer Gasmenge ($\sim 5,4 \text{ cm}^3/\text{s}$) erkennen. Erst bei sehr grosser Gasmenge ($12 \text{ cm}^3/\text{s}$) bildet sich auch die Heliumblase in Eiform aus, infolge des Strahldruckes der hier schon sehr hohen Gasgeschwindigkeit von

14 m/s in der Düse. Hayes, Hardy und Holland [6] haben die Kräftewirkungen aus dem Gleichgewicht der bisher genannten statischen und dynamischen Kräfte mathematisch formuliert und in gewissen Strömungsbereichen gute Übereinstimmung der aus ihren Berechnungen erhaltenen Blasengrössen und Bildungsfrequenzen mit zahlreichen Messwerten erhalten. In Abb. 3 sind die kurz vor Abriss einer Blase wirksamen Kräfte durch Pfeile angedeutet. Zu den bisher genannten Wirkungen tritt noch die durch den Rückstrom hinter die Blase gegen deren Einschnürung gerichtete Stosswirkung, die den Abriss begünstigt. Siemes [7] hat aus dieser Erkenntnis folgern können, dass bei breitrandigen Düsen, d.h. also auch bei Blenden, eine geringere, bei dünnwandigen Röhrcchen eine stärkere Abrisswirkung auftritt, da im letzteren Fall die Flüssigkeit nicht von der Seite, sondern mehr von unten her gegen den Blasen Hals anströmen kann. Schliesslich sei noch auf einen den Abriss begünstigenden Effekt hingewiesen; das ist die an der Innenfläche des Blasenhalbes wirkende Reibung des Gasstromes. Die Einwirkungen aller dieser Kräfte auf den Blasenabriss ist infolge der verschiedenartigen

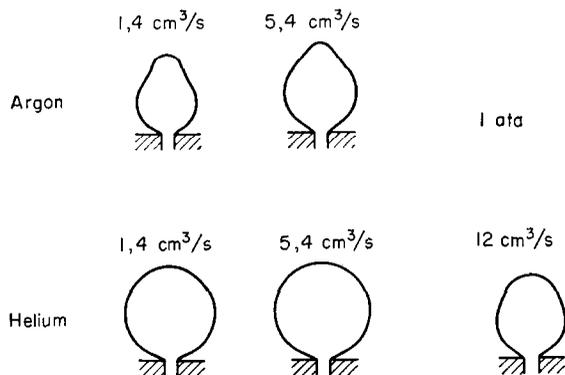


Abb. 2. Blasenverformungen infolge des Stosses vom Gasstrahl gegen die obere Blasenwandung. $d_D = 1,05 \text{ mm } \varnothing$.

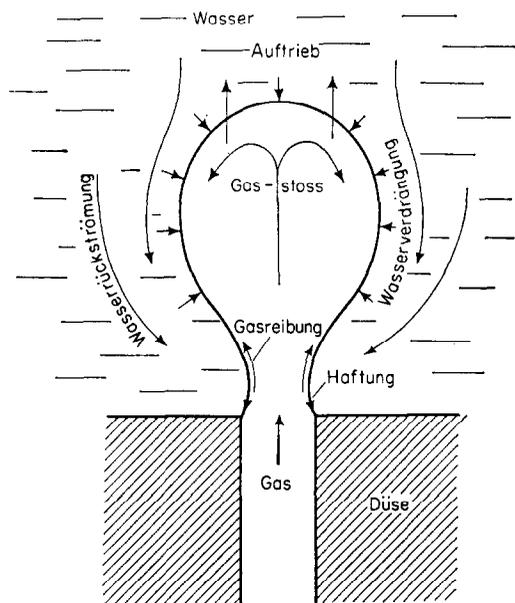


Abb. 3. Darstellung der Kräfte bei der Blasenablosung.

stofflichen Eigenschaften recht schwer zu übersehen.

Aus dem reichen Versuchsmaterial, das in der Literatur zu finden ist, [1, 2, 8-14] sind in Abb. 4 und 5 die Bildungsfrequenzen und die Volumina von Blasen bei der Begasung von Wasser durch Luft zusammengestellt. Die Abweichungen der verschiedenen Forschungsarbeiten voneinander sind sehr gross, auch bei Betrachtung gleicher Düsendurchmesser. Entsprechend den vorstehenden Ausführungen deutlich erkennbar ist die Unterscheidung

zwischen dem statischen Gebiet der Blasenbildung mit annähernd konstantem Volumen und einer dem Gasdurchsatz proportionalen Frequenz, und dem dynamischen Gebiet, in dem die Frequenz einem Endwert zustrebt, dagegen das Blasenvolumen dem Gasdurchsatz proportional wächst. Für diese beiden Fälle gelten die oben erwähnten Gleichungen von Hayes, Hardy und Holland [6] und zwar einmal für die Berechnung der Frequenzen von etwa $f=0,2$ bis 10 und andermal zur Berechnung der Blasengrösse im Bereich von etwa $V_{Bl} = 0,6$ bis 20 cm^3 . Die

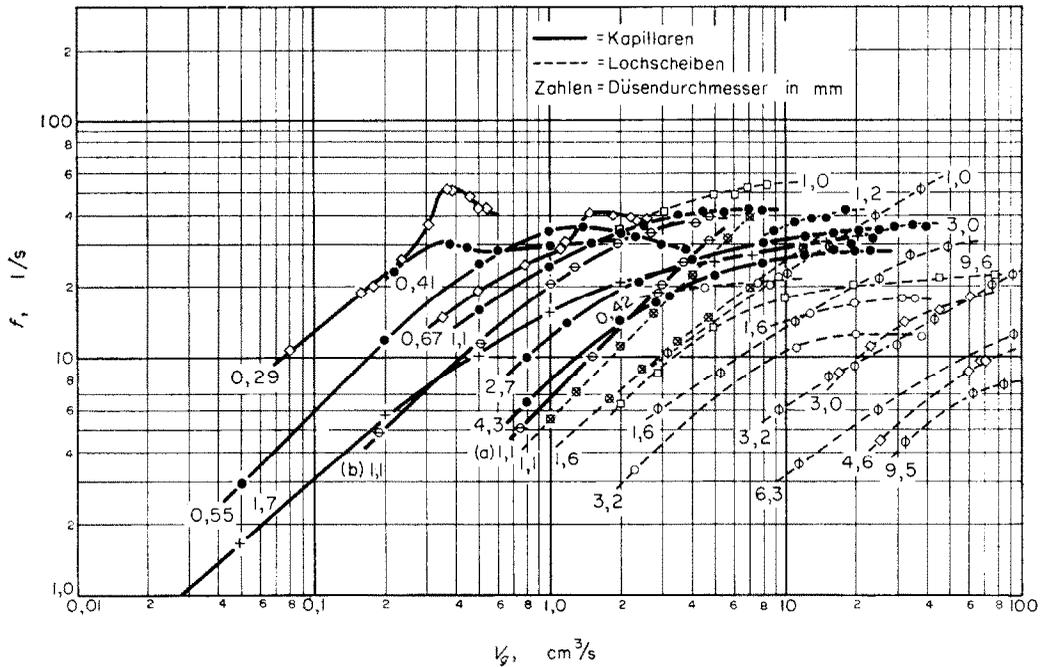


Abb. 4. Bildungsfrequenzen von Luftblasen beim Begasen von Wasser durch Kapillaren und Lochscheiben.

Zeichen	Literaturstelle	Forscher
◇	[8]	Davidson und Schüler
□	[10]	Davidson und Amick
○	[9]	Leibson, Holcomb, Cacosu und Jacmic
+	[12]	Helsby und Tuson
⊕	[13]	Quigley, Johnson und Harris
⊖	[14]	Hughes, Handlos, Evans und Maycock
●	[11]	Siemes
○	[2]	Guyer und Peterhans
⊗	—	Kling (N ₂).

(a) Vorkammer $V_v = 61 \text{ cm}^3$
 (b) Vorkammer $V_v = 4 \text{ cm}^3$

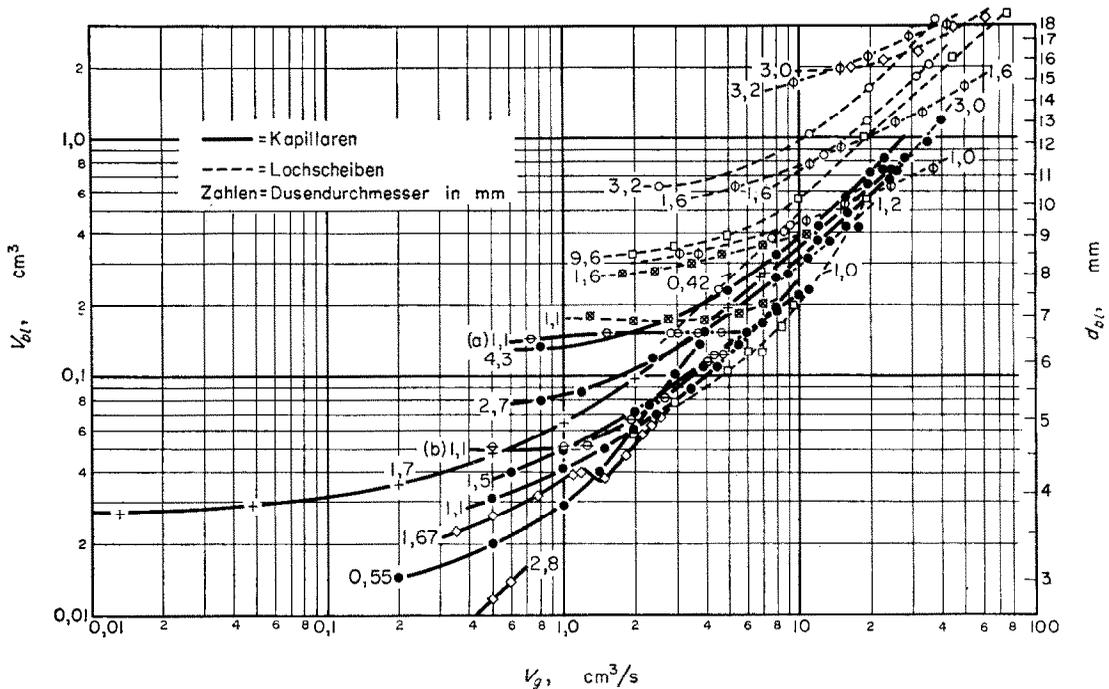


ABB. 5. Blasenvolumen und Blasendurchmesser beim Eingasen von Luft in Wasser durch Kapillaren und Lochscheiben.

Zeichen	Literatur- stelle	Forscher
◇	[8]	Davidson und Schüler
○	[10]	Davidson und Amick
□	[9]	Leibson, Holcomb, Cacosu und Jacmic
+	[12]	Helsby und Tuson
⊕	[13]	Quigley, Johnson und Harris
⊖	[14]	Hughes, Handlos, Evans und Maycock
●	[11]	Siemes
○	[2]	Guyer und Peterhans
⊗	—	Kling (N ₂).

(a) Vorkammer $V_v = 61$ cm³
(b) Vorkammer $V_v = 4$ cm³

Anwendung muss auf Lochblenden mit grossem Vorraum eingeschränkt werden, ein Einflussfaktor, der im folgenden weiter beschrieben sei. In der technischen Praxis wäre damit die Berechnung von Siebplatten möglich, allerdings sind die Gleichungen recht umfassend, weshalb sie hier auch nicht angeschrieben, sondern nur erwähnt seien.

Tiefere Einblicke in die Vorgänge der Blasenbildung verdanken wir Siemes [11]. Er unter-

suchte den Druckverlauf im Inneren einer Blase, der während ihrer Bildungszeit infolge ändernder hydrostatischer Höhe und des sich mit dem Blasendurchmesser d_{Bl} ändernden Kapillardruckes $4 \sigma/d_{Bl}$ ($\sigma =$ Oberflächenspannung) periodischen Schwankungen unterliegt. Demzufolge wird die Gasmenge entsprechend dem Druckgefälle zwischen Vorratsgefäss und Blasenraum ebenfalls periodisch schwanken. Ist die Zuleitung zur

Lochmündung widerstandsreich, d.i. bei Kapillarrohren der Fall, so spielen die Druckschwankungen während der Blasenbildung keine Rolle, der Gaszustrom ist konstant. Ist dagegen der Druck kurz vor der Lochmündung konstant wie z.B. bei Lochblenden oberhalb einer Druckkammer, dann variiert der Gaszustrom zur Blase je nach dem Blaseninnendruck. Letzterer nimmt gegen Ende der Bildungszeit stark ab und hat einen verstärkten Restgasstrom zur Folge. Da aber die Bildungszeit der Blase von der äusseren Flüssigkeitsbewegung und der radialen Abschnürgeschwindigkeit am Blasenhalshängt, damit unbeachtet der Gaszufuhr konstant ($\sim 0,02$ bis $0,03$ s) ist, bilden sich etwas grössere Blasen aus, als wenn der Gasstrom während der ganzen Bildungszeit gleichbleibend wäre. Bezogen auf die mittlere Gesamtgasmenge erfolgt daher die Blasenbildung an Lochblenden mit niedriger Frequenz als bei Kapillarrohren. Das zeigt deutlich die Zusammenstellung in Abb. 4, insbesondere die Messungen von Davidson und Schüler [8] unter sonst gleichartigen apparativen Verhältnissen einmal mit Gaszufuhr durch Kapillaren, andermal mit Lochblenden.

Aus den eben beschriebenen Erscheinungen wird es erständlich, dass auch die Grösse des Vorratsgefässes unterhalb von Lochblenden von grossem Einfluss auf die Blasenbildung ist. Wird das Gefäss zu klein gehalten, dann sinkt der Druck vor der Blende während der Gaseinströmung in die Blase ab und es wird, im Gegensatz zum oben erklärten Vorgang, gegen Ende der Bildungszeit weniger Gas zuströmen, als der mittleren Gaszufuhr während der Abschnürzeit entspräche. Die Blase bleibt etwas kleiner und die Frequenz, bezogen auf den gesamten mittleren Mengenstrom, wird höher. In Abb. 6 sind zwei Versuchsreihen von Davidson und Amick [10] sowie von Hayes, Hardy und Holland [6] wiedergegeben. Je kleiner die Kammer vor der Düse ist, umso höhere Frequenzen bilden sich aus. Huges, Handlos, Evans und Maycock [14] haben aus einer theoretischen Betrachtung der Druckschwankungen und Strömungswiderstände in Analogie zu einem elektrischen Schwingungskreis eine Kammerkonstante N_c abgeleitet. Das kritische Kammervolumen V_c ist danach

$$V_c = N_c \cdot \frac{\pi \cdot d_d^2 \cdot \gamma_g \cdot W_c^2}{4 \cdot g \cdot (\gamma_{fl} - \gamma_g)} \quad (4)$$

wobei W_c die Schallgeschwindigkeit des Gases bedeutet und N_c den Wert $\sim 0,85$ hat. Ist das Vorratsgefäss unter der Düse grösser als V_c , dann bleibt der Kammerdruck konstant. Für Luft oder Stickstoff von 1 at abs und 1 mm Düsenbohrung würde V_c bei Eingassung in Wasser etwa 10 cm^3 betragen. Technische Begasungsvorrichtungen sind meist als Rohrringleitung, mit Bohrungen versehen, ausgebildet. Die Frequenz der Blasenbildung wird dabei stark vom Durchmesser des benutzten Rohres abhängen. Natürlich erschwert auch dieser Effekt den Vergleich verschiedener Forschungsarbeiten.

3. BLASENBILDUNG UNTER ERHÖHTEM GASDRUCK

Die bisherigen Darlegungen lassen vermuten, dass die Gasströmung aus einer Düse unter Druck infolge ihrer hohen kinetischen Energie eine wesentlich andere Blasenbildung ergeben wird, als die gleiche Volumenmenge unter Normaldruck. Um hierüber Klarheit zu gewinnen, wurden einige Messungen mit Helium, Stickstoff und Argon beim Begasen von Wasser unter Drücken von 0 bis 80 at durchgeführt. Als Düse wurden Scheiben von 15 mm Durchmesser und 4 mm Dicke benutzt, in deren Mitte sich die Bohrung von 1,05 bzw. 1,64 mm Durchmesser befand. Diese Scheibe bildete den waagrechten Deckel über einer kleinen Druckkammer von 17 mm Durchmesser und 40 mm Höhe, in die das Gas von unten eingeführt wurde und unterhalb deren sich ein Ablass für eingedrungenes Wasser befand. Die Druckkammer war am Bodenflansch eines 2,5 Liter Druckgefässes von 90 mm Innendurchmesser angeschraubt. Innerhalb eines Glaseinsatzes von 75 mm \varnothing stand das zu begasende Wasser bis auf 200 mm Höhe über der Düse. Das durchgepepelte Gas wurde am Deckel entspannt und in verschiedenen Blenden gemessen. Durch zwei Schaugläser konnte man die Blasen beobachten und mittels eines Lichtstrahles, der auf eine Photozelle fiel, wurden die Blasenfrequenzen aus dem Diagramm eines Oszilloskript entnommen.

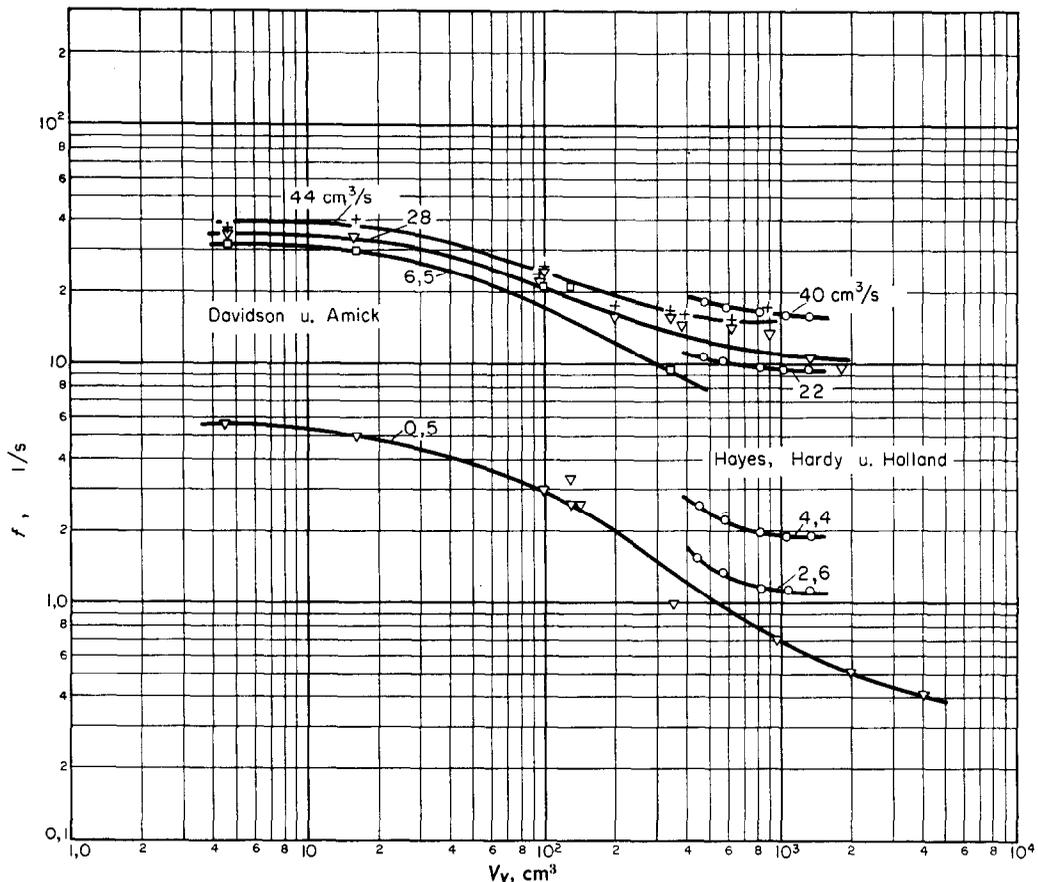


ABB. 6. Einfluss der Kammergrösse unterhalb einer Lochblende auf die Blasenfrequenz ($d_D = 3,2 \text{ mm}$).

Die Einwirkung der dynamischen Kräfte war bereits im Vergleich der Blasenformen beim Eingasen von Argon und Helium (Abb. 2) gezeigt worden. Nunmehr sei dieser Impulseinfluss, als Folge der Druck- bzw. Dichtesteigerung, in den Bildern der Abb. 7 für beide Gase dargestellt. Die Gasmengen dieser Vergleichsaufnahmen sind zwar nicht genau dieselben, jedoch auch nicht allzuweit voneinander abweichend, für Argon zwischen 0,8 und 1,4 cm^3/s und für Helium zwischen 0,7 und 1,5 cm^3/s , jeweils bezogen auf den Druckzustand. Die Blasenformen unter Druck sind gänzlich andersartig als unter Normaldruck. Man erhält wesentlich kleinere Blasen, da der energiereichere Gasstoss tiefer in das Wasser eindringt und dieses schneller vordrängt. Die Blasen erhalten eine langgestreckte Form und schnüren sich

leichter ab. Auf gleiche Volumenmenge des zuströmenden Gases bezogen, ist die Frequenz unter Druck höher als unter Normaldruck. Das

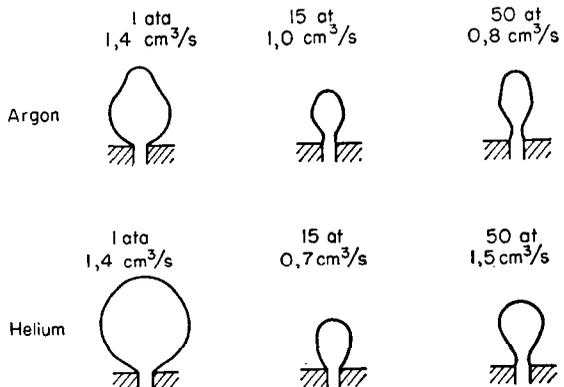


ABB. 7. Blasenformen bei verschiedenen Drucken.

zeigen verschiedene Messreihen unter Drücken bis 80 at an der 1,05 mm Düse, die in Abb. 8 für Stickstoff, in Abb. 9 für Argon dargestellt sind. Es liegt demnach eindeutig fest, dass

Begasungseinrichtungen, die unter Normaldruck experimentell erprobt wurden, nach Einbau in einem Druckgefäß eine ganz andere Arbeitsweise besitzen, jeweils im Vergleich desselben Volumenstromes.

Eine merkwürdige Erscheinung sind die Sprungstellen in den Kurven, die mit zunehmender Gasmenge eine plötzliche Frequenzerhöhung bzw. Blasenverkleinerung zeigen. Die Erklärung hierfür ist im Einfluss der Gasreibung am Blasenhalz zu sehen. Darauf weist die Beobachtung hin, dass solche Sprünge nur bei den gestreckten Blasenformen, die sich vorwiegend unter Druck ausbilden, auftreten, nicht dagegen bei den Kugelblasen unter Normaldruck. Die Frequenzsprünge sind bei Stickstoff und Argon stark ausgeprägt; bei Helium waren sie viel kleiner und nur bei 50 und 80 at festzustellen. In Abb. 10 und 11 sind die Blasenvolumen für Stickstoff und Argon aufgetragen.

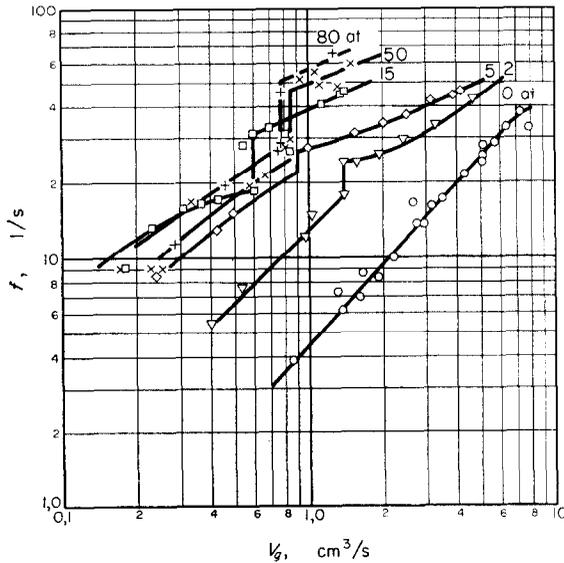


ABB. 8. Blasenfrequenz bei Begasung von Wasser mit Stickstoff unter Druck.

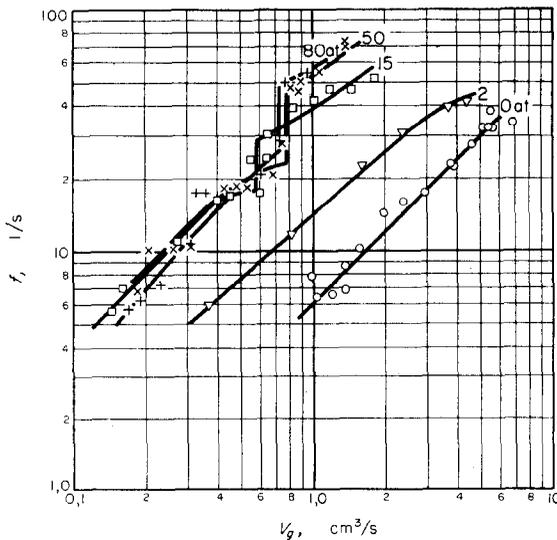


ABB. 9. Blasenfrequenz bei Begasung von Wasser mit Argon unter Druck.

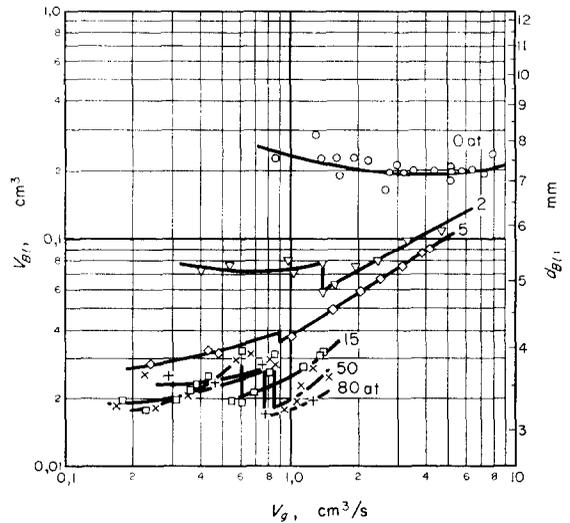


ABB. 10. Blasenvolumen bei Begasung von Wasser mit Stickstoff unter Druck.

In dem Bestreben, eine allgemeinere Gesetzmässigkeit zu finden, wurden sämtliche Versuchswerte der Frequenzen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Düsenströmung Re_D aufgetragen. Abb. 13 enthält neben den Messungen an der 1,05 mm Düse noch diejenigen an

einer 1,64 mm Düse. Lässt man die Kurvenstrecken unterhalb der Sprungstellen ausser Acht, dann kann man sämtliche Versuche durch eine gemeinsame Gesetzmässigkeit gemäss der stark ausgezogenen Kurve ausdrücken. Diese gibt die erreichbaren Maximalfrequenzen für

Damit wird

$$\frac{\gamma w^2}{2g} \text{ proportional } \tau \cdot Re. \quad (7)$$

In Abb. 13 sind an den Sprungstellen die Werte $\gamma w^2/2g$ angeschrieben und man erkennt deutlich, dass diese Werte umso grösser werden,

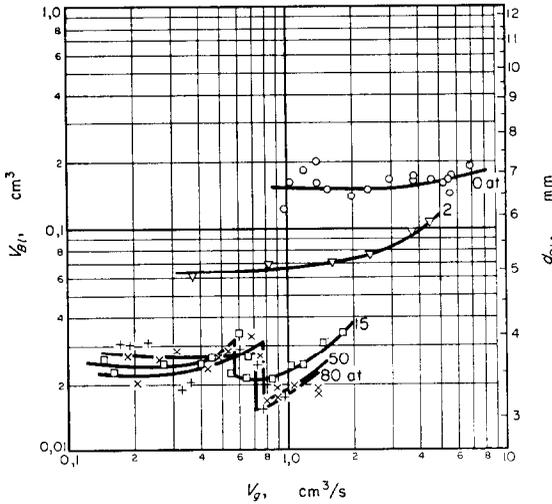


ABB. 11. Blasenvolumen bei Begasung von Wasser mit Argon unter Druck.

die benutzte Düsenform an. Da man bestrebt ist, den eingedüsten Gasstrom in möglichst viele Blasen aufzuteilen, um damit eine grösste Oberflächenaufteilung a in einem Gefäss zu erreichen, wird es immer vorteilhaft sein, Düsen mit Gasmengen oberhalb der Sprungstellen zu betreiben.

Es war bereits angedeutet worden, dass der Frequenzsprung aus der Reibung am Blasenhalss erklärbar ist. Stellt man sich die Halsverengung als ein kurzes Rohrstück der Länge l und des Durchmessers d vor, so kann für die Wandschubspannung τ die Beziehung angeschrieben werden:

$$\tau \cdot \pi \cdot d \cdot l = \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \Delta p. \quad (5)$$

Der Druckverlust Δp infolge Reibung folgt bei laminarer Strömung einer Gesetzmässigkeit

$$\Delta p = \frac{C}{Re} \cdot \frac{\gamma w^2}{2g} \cdot \frac{l}{d}. \quad (6)$$

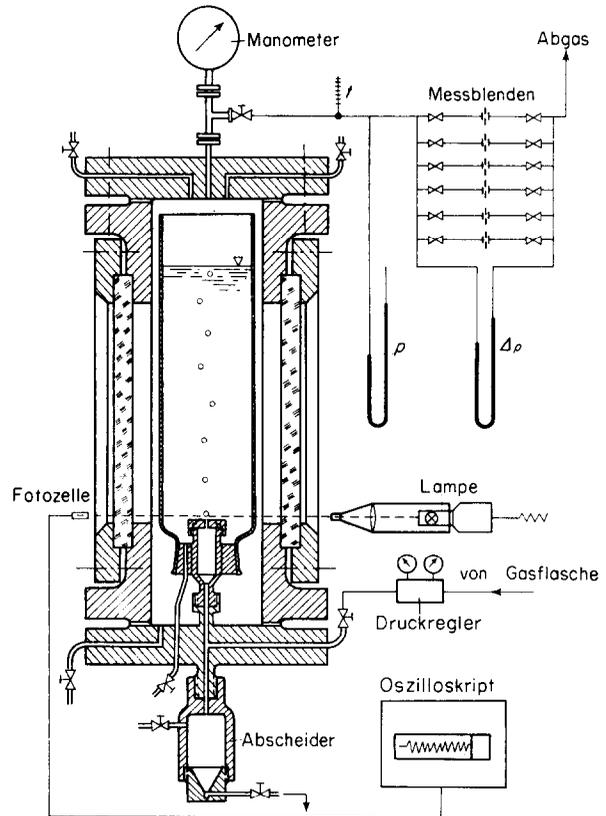


ABB. 12. Versuchs apparatur.

je höher Re ist. Eine Auftragung von $\gamma w^2/2g \cdot d_D$, das entspricht der Proportionalität zur Schubkraft am Düsenumfang, in Abb. 14 gibt trotz beträchtlicher Streuungen eine Rechtfertigung der Gleichung (7). Das bedeutet, dass ein Sprung immer dann stattfindet, wenn eine gewisse Schubkraft überschritten wird, wodurch der Blasenhalss aufgerissen wird. Die im ursprünglichen Gedankengang auf einen als Zylinder gedachten Blasenhalss bezogene

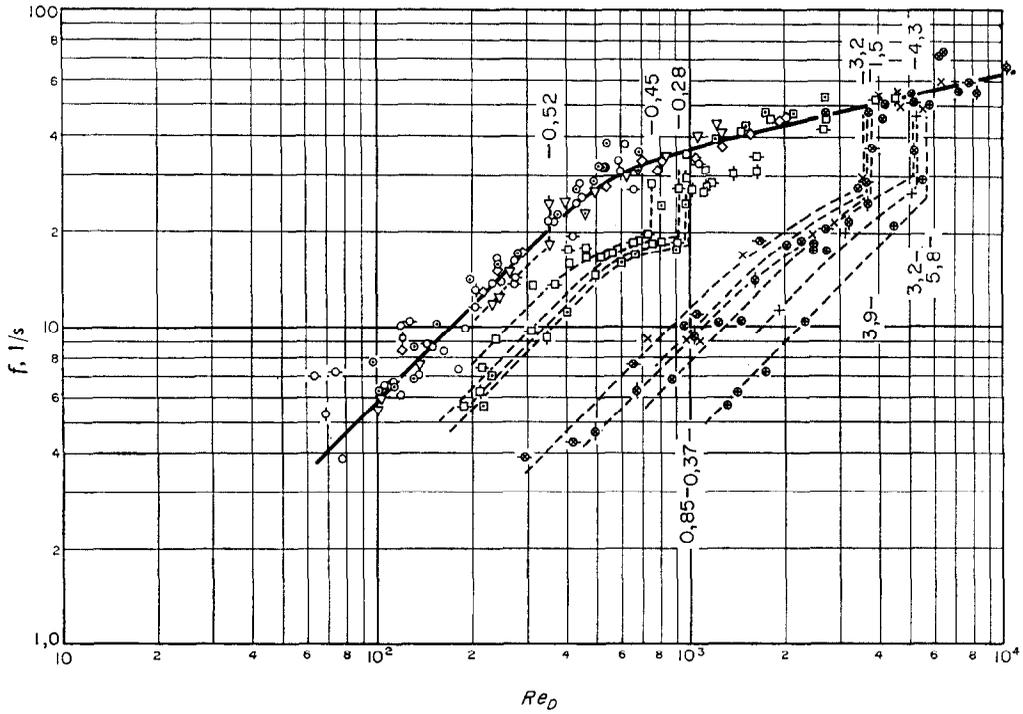


Abb. 13. Bildungsfrequenzen von Gasblasen in Wasser in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Düse Re_D .

	Düse 1,05		Düse 1,64 (mm Ø)	
	Gasart N_2	Ar	Gasart N_2	Ar
Druck	0 at	○	○	○
	2 at	▽	▽	▽
	5 at	◇	◇	◇
	15 at	□	□	□
	50 at	×	⊗	⊗
	80 at	+	⊕	⊕

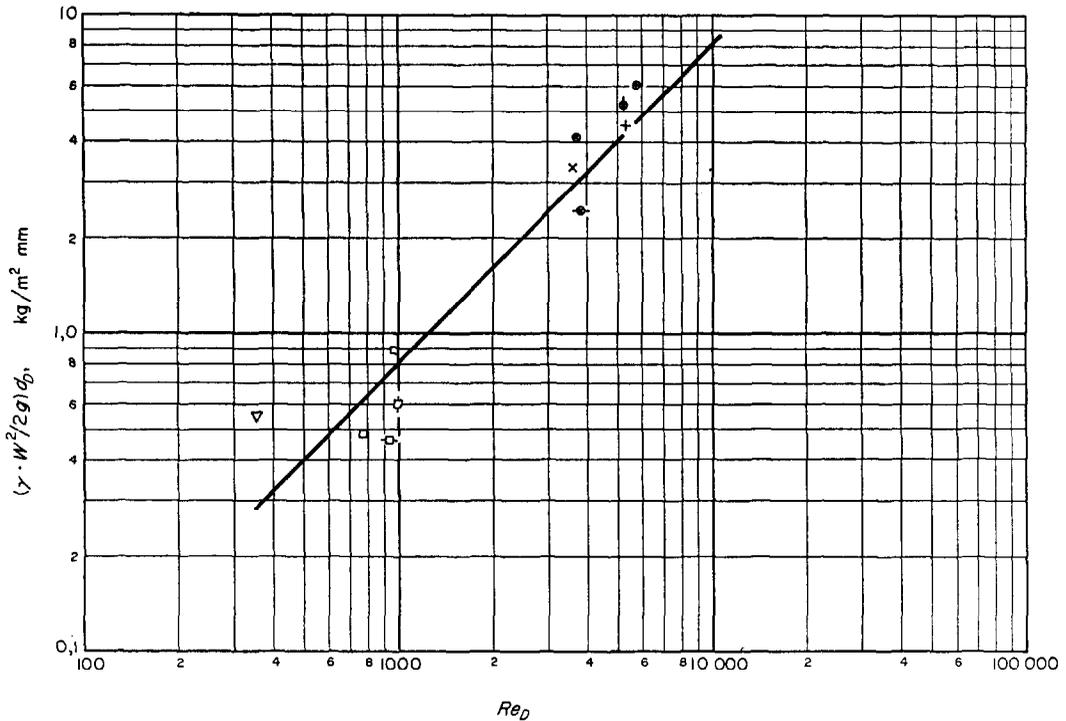


ABB. 14. Darstellung der Funktion $(\gamma w^2/2g) \cdot d_D = f(Re_D)$ (für die Werte an den Sprungstellen der ABB. 13).

Düse		1,05		1,64 (mm Ø)	
Gasart		N ₂	Ar	N ₂	Ar
Druck	0 at	○	⊙	○-○	⊙-⊙
	2 at	△	▽		
	5 at	◇			
	15 at	□	⊠	□-□	⊠-⊠
	50 at	×	⊗	×-×	⊗-⊗
	80 at	+	⊕		

Gleichung (7) musste allerdings unter Vernachlässigung der Strahlkontraktion auf die Strömungsbedingungen in der Düse bezogen werden, da nur diese praktisch erfassbar sind. Die in Abb. 14 auftretenden Abweichungen von der 45° Linie, entsprechend der Proportionalität nach Gleichung (7), sind wohl durch den bei verschiedenen Drücken und Gasen jeweils etwas andersartig geformten Blasen Hals erklärbar.

4. DIE BLASENBEWEGUNGEN IN DER FLÜSSIGKEIT

Waren die bisherigen Betrachtungen ausschliesslich dem Vorgang der Blasenbildung gewidmet, so interessiert hinsichtlich der zu ermittelnden Austauschoberfläche a , welchen Aufstiegsweeg die Blase nimmt, wie gross also ihre Verweilzeit in der Flüssigkeit ist. Nach van Krevelen und Hoftijzer [1] ist die Aufstiegs-

geschwindigkeit stark abhängig vom Blasen-durchmesser, wie Abb. 15 dies darstellt. Da Blasen selten rein kugelförmig, vielmehr meist abgeplattet, elliptisch oder auch unregelmässig geformt sind, ist es üblich, einen ideellen Durchmesser d_{Bl} einer volumengleichen Kugelblase einzuführen. Nach der Ablösung, die durch Aufreissen des Blasenhalbes erfolgt, tritt eine kräftige Vertikalschwingung auf, die eine Abplattung, dann wieder Streckung der Blase hervorruft. Erst nach dem Abklingen dieser Abrisschwingungen und Deformationen beginnt

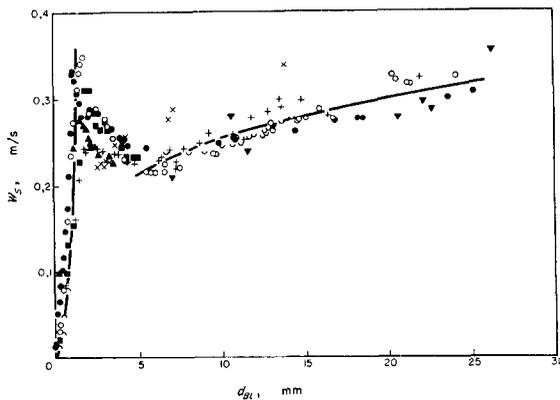


ABB. 15. Steiggeschwindigkeit von Luftblasen in Wasser nach Van Krevelen und Hoftijzer [1].

der gleichmässige Aufstieg. Dieser verläuft aber nur eine kurze Strecke geradlinig, dann treten im allgemeinen seitwärtige Pendelungen auf, die den Aufstieg verzögern. Sehr kleine Blasen und solche grösseren Durchmessers in zähen Flüssigkeiten steigen in gerader Linie nach oben. Diese Vorgänge sind in vielen Forschungsarbeiten ausführlich dargestellt. Hier interessiert, wie das Aufstiegsverhalten bei Druck ist.

In Abb. 16 sind eine Reihe fotografischer Aufnahmen dargestellt, die bei der Begasung von Stickstoff durch die 1,05 mm Düse unter 0 at in Wasser aufgenommen wurden. Die Bildreihe (1) bis (9) umfasst alle Erscheinungsformen vom Aufstieg einzelner Blasen bis zum Strahlgasen, gekennzeichnet durch den Volumendurchsatz an der Düse [Ncm^3/s]. Nur die kleinste Gasbelastung (1) zeigt einen fast vertikalen Aufstieg, bereits in (2) und (3) haben sich einige Doppelblasen gebildet und in (4)

Blasenballen. Sobald die obere Frequenzgrenze erreicht ist, können die Blasen nicht schnell genug hinweg und der Gasstrahl bläst sie zu grossen Gebilden (5) auf. Diese reissen von Zeit zu Zeit ab (6) und (7), wobei auch eine Anzahl kleiner Bläschen gebildet wird. Bei hohen Belastungen strahlt das Gas weit in die Flüssigkeit hinein und wird in Reibung mit dieser in zahlreiche Blasen und Bläschen (8) zerteilt. In (9) ist das Bild reinen Strahlgasens gegeben, wobei neben wenigen grösseren Restblasen ein gleichförmiges Gemisch feiner Blasen entsteht. Man kann hierfür einen Durchmesserbereich von etwa $d_{Bl} = 1,5$ bis 4 mm abschätzen. Untersuchungen von Leibson und Mitarbeitern [9] haben gezeigt, dass bei hohen Reynoldszahlen. Re_D oberhalb 6000 eine verhältnismässig gleichmässige Blasenbildung erfolgt, unabhängig vom Düsendurchmesser. Diese Forscher fanden $d_{Bl} = 3,8$ bis 5,5 mm, das sind etwas höhere Werte als in vorliegender Arbeit.

Wird der Gasdruck auf 15 at erhöht, so fallen nach Abb. 17 sofort die wesentlich kleineren Blasengrössen auf, die bis zu hohen Bildungsfrequenzen (10) bis (15) in etwas abgeplatteten Einzelblasen aufsteigen. Erst bei hohen Gasbelastungen schieben sich die Blasen über der Düse ineinander, trennen sich jedoch schon nach kurzer Steigstrecke (16) und (17) wieder voneinander. Schliesslich tritt wieder bei höchster Belastung (18) bis (20) das Strahlgasen auf, das wie bei (9) den Gasstrahl in viele kleine Blasen auflöst. Für den Gasdruck 80 at sind in Abb. 18 nur die Bilder geordneter Blasenbildung wieder gegeben; der Übergang zum Strahlgasen erfolgt ebenso wie in voriger Abbildung gezeigt war.

In den Bereichen messbarer Blasenfrequenzen f lässt sich die Steiggeschwindigkeit w_s aus der senkrechten Entfernung s zweier aufeinanderfolgender Blasen zu

$$w_s = s \cdot f \quad (8)$$

aus den Fotografien ermitteln. Auf die Standhöhe H der Flüssigkeit entfallen dann z Blasen gemäss

$$z = \frac{H}{s} \quad (9)$$

Werden alle Blasen als volumengleiche Kugeln

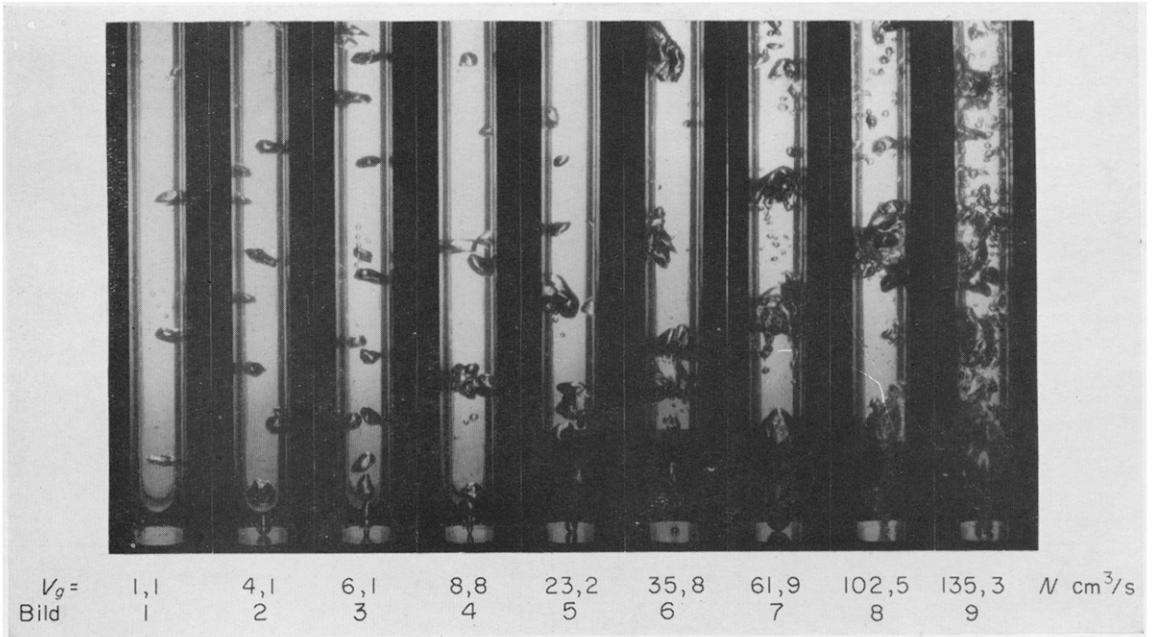


ABB. 16. Begasung von Wasser mit Stickstoff bei 0 at, Düse $d_D = 1,05 \text{ mm}$.

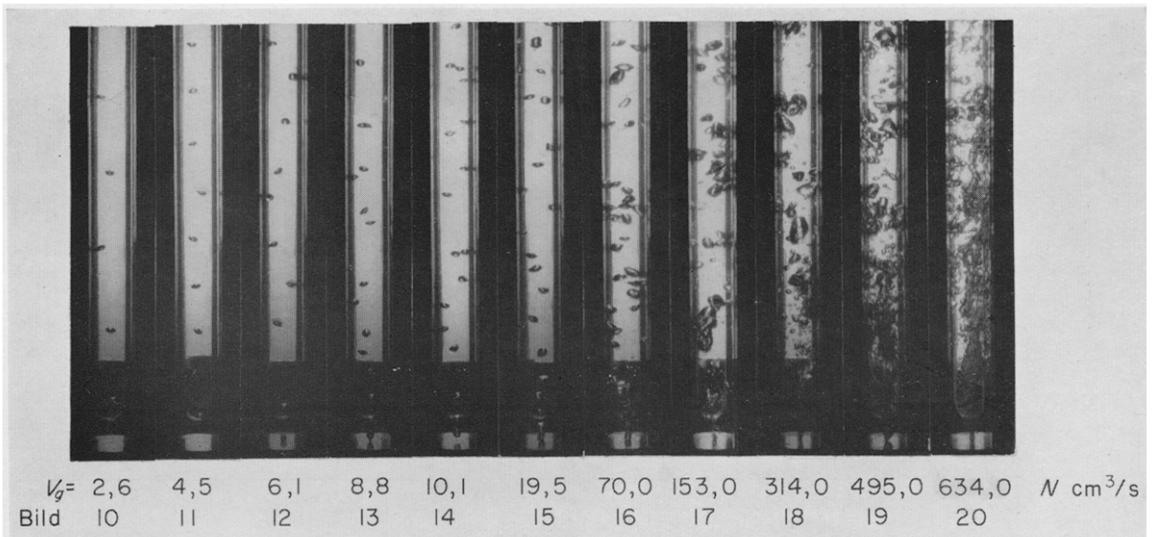


ABB. 17. Begasung von Wasser mit Stickstoff bei 15 at, Düse $d_D = 1,05 \text{ mm}$.

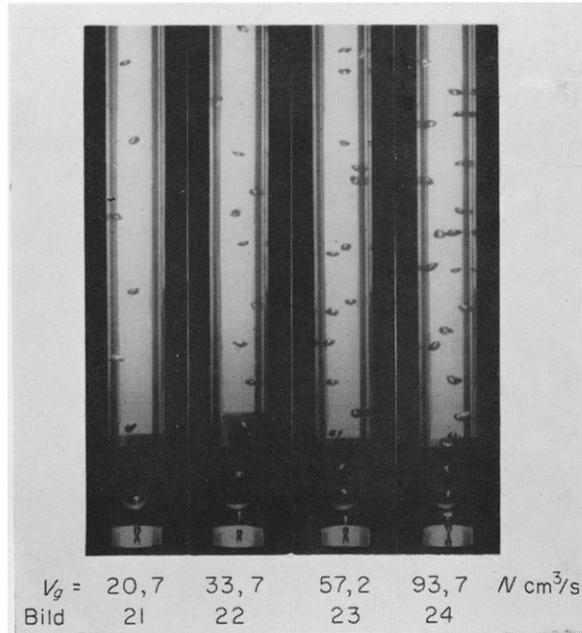


ABB. 18. Begasung von Wasser mit Stickstoff bei 80 at, Düse $d_D = 1,05 \text{ mm}$

mit dem Durchmesser d_{Bl} angesehen, dann ist die zu ermittelnde Austauschoberfläche a berechenbar als

$$a = z \cdot \pi \cdot d_{Bl}^2 \quad (10)$$

oder auch aus Volumenstrom V_o und Steiggeschwindigkeit w_s

$$a = \frac{6 \cdot H \cdot V_o}{w_s \cdot d_{Bl}} \quad (11)$$

Aus der Beziehung

$$\frac{\pi}{6} d_{Bl}^3 = V_{Bl} = \frac{V_g}{f} \quad (12)$$

kann an Stelle des Blasendurchmessers d_{Bl} in Gleichung (11) die Frequenz f treten und damit wird

$$a = 4,84 \cdot \frac{H}{w_s} \cdot V_g^{2/3} \cdot f^{1/3} \quad (13)$$

Wie aus den Blasenphotographien zu erkennen ist, sind Druckzustände für eine Berechnung günstig, da die Blasen hierbei nicht zu weit von der Kugelform abweichen und dadurch auch der Blasenauftstieg in einer verhältnismässig geordneten Bahn erfolgt. Gleichung (13) zeigt, dass die von einer Düse erzeugte Stoffaustausch-Oberfläche recht genau ermittelt werden kann, da eine unsichere Kenntnis der Frequenz f

durch die dritte Wurzel wenig ins Gewicht fällt, andererseits die Steiggeschwindigkeit w_s in verhältnismässig engen Grenzen liegt und aus bekannten Forschungsergebnissen gut abzuschätzen ist.

LITERATUR

1. D. W. VAN KREVELEN und P. J. HOFTIJZER, *Chem. Engng Progr.* **45**, 29-35 (1950).
2. A. GUYER und E. PETERHANS, *Helv. Chim. Acta* **26**, 1099-1113 (1943).
3. W. G. EVERSOLE, G. H. WAGNER und E. STACKHOUSE, *Industr. Engng Chem.* **33**, 1459 (1941).
4. H. J. BREITNER, *Kolloid-Zeitschrift* **100**, 335 (1942).
5. C. G. MAIER, *U.S. Bur. Mines, Bull.* **260** (1927).
6. W. B. HAYES, B. W. HARDY und C. D. HOLLAND, *J. Amer. Soc. Chem. Engrs* **5**, 319-24 (1959).
7. W. SIEMES und J. F. KAUFFMANN, *Chem. Engng Sci.* **5**, 127-39 (1956).
8. J. F. DAVIDSON und B. O. SCHÜLER, *Trans. Inst. Chem. Engrs*, **38**, 335-42 (1960).
9. J. LEIBSON, E. G. HOLCOMB, A. G. CACOSO und J. J. JACMIC, *A.J.Ch.E. Journal* **2**, 296-306 (1956).
10. L. DAVIDSON und E. H. AMICK, *A.J.Ch.E. Journal* **2**, 337-42 (1956).
11. W. SIEMES, *Chem. Ing. Techn.* **26**, 479-96 (1954).
12. F. W. HELSBY und K. R. TUSON, *Research* **8**, 270-75 (1955).
13. C. J. QUIGLEY, A. J. JOHNSON und B. L. HARRIS, *Chem. Engng Progr. Sympos. Ser.* **51** 31-45 (1955).
14. R. R. HUGHES, A. E. HANDLOS, H. D. EVANS und R. L. MAYCOCK, *Chem. Engng Progr.* **51**, 557-63 (1955).

Abstract—The author describes experiments for the treatment of water with helium, argon and nitrogen at pressures of 1 to 80 atm abs. The greater kinetic energy possessed by gases at elevated pressures causes considerable deformation of the bubbles, and more rapid disintegration of the gas stream into bubbles than in gassing at normal pressure. Striking discontinuities are observed, viz., a sudden rise in bubble frequency occurs at increased gas rates. Photographs show the bubble shapes and bubble ascent in various ranges of pressure, varying between introduction of the gas as single bubbles and as a coherent stream at high rates of throughput.

Résumé—L'auteur décrit des expériences de traitement de l'eau par de l'hélium, de l'argon et de l'azote à des pressions allant de 1 à 80 atmosphères absolues. L'énergie cinétique plus grande des gaz aux pressions élevées provoque une déformation considérable des bulles et une désintégration plus rapide du courant gazeux dans les bulles que dans une gazéification à pression normale. On observe des discontinuités frappantes, par exemple, une élévation soudaine de la fréquence des bulles se produit si l'on augmente la vitesse du gaz. Des photographies montrent les formes des bulles et leur ascension pour des domaines de pression très variés, allant d'une introduction du gaz bulle à bulle à un courant continu injecté à grande vitesse.

Аннотация—Автор описывает эксперименты по насыщению воды гелием, аргоном и азотом при давлениях от 1 до 80 ата. Из-за большей кинетической энергии при повышенных давлениях происходит значительная деформация пузырьков и более быстрое диспергирование газового потока в пузырьки, чем при насыщении под атмосферным давлением. При повышении скорости подачи газа наблюдается возрастание числа пузырьков. Фотографии показывают форму пузырьков и характер их подъема при различных давлениях, причём в одних условиях газ проходит в виде единичных пузырьков, а в других (при больших расходах) сплошной струей.