

## Experimentelle Untersuchung der Blasendynamik von laserinduzierten Kavitationsblasen in Flüssigkeiten

### Experimental investigation of laser-induced cavitation bubbles dynamics

**W. Garen<sup>(1)</sup>, F. Hegedüs<sup>(2)</sup>, S. Koch<sup>(1)</sup>, B. Meyerer<sup>(1)</sup>, W. Neu<sup>(1)</sup>, U. Teubner<sup>(1)</sup>**

<sup>(1)</sup> Hochschule Emden/Leer, University of Applied Sciences, Institut für Lasertechnik Ostfriesland, Constantiaplatz 4, 26723 Emden, Germany

<sup>(2)</sup> Budapest University of Technology and Economics, Department of Hydrodynamic Systems, P.O.Box 91, 1521 Budapest, Hungary

Kavitationsblase, Stoßwellen, Viskosität, Dampfdruck, Oberflächeneffekte  
Cavitation bubble, shock waves, viscosity, vapor pressure, surface influence

### Zusammenfassung

Es wurde der Einfluss der Anfangszustandsgrößen Temperatur  $T_1$  und des statischen Drucks  $p_1$  sowie der Einfluss der temperaturabhängigen Größen der Viskosität  $\eta(T)$  und des Dampfdruckes der Flüssigkeit  $p_v(T)$  auf die Blasendynamik und auf die Existenz von Stoßwellen im Blasenanfang und im Blasenkolllaps untersucht. Die Messung erfolgte in einem Temperaturbereich von  $25^\circ\text{C} < T_1 < 190^\circ\text{C}$  an reinem Glycerin (hohe Viskosität, sehr geringer Dampfdruck) und  $20^\circ\text{C} < T_1 < 100^\circ\text{C}$  an destilliertem Wasser (geringe Viskosität, höherer Dampfdruck).

Die Blasenwachstumsphase  $r_{in} \leq r \leq r_{max}$  zeigt folgendes experimentelles Verhalten: Die Anfangsgeschwindigkeit  $v_{in}$  ist in Glycerin nahezu unabhängig von der Temperatur  $T_1$  und relativ niedrig. In Wasser sind die Anfangsgeschwindigkeiten  $v_{in}$  wesentlich höher und wachsen mit steigender Temperatur. Die Blasengeschwindigkeit im Kollaps ist in Glycerin mit  $v_{col}(66^\circ\text{C}) > v_{col}(30^\circ\text{C})$  temperaturabhängig, was möglicherweise auf die rapide Abnahme der Viskosität zurückzuführen ist. Im Gegensatz dazu zeigt sich in Wasser mit steigender Temperatur  $T_1$  eine Erniedrigung in der Kollapsphase  $v_{col}(75^\circ\text{C}) < v_{col}(24^\circ\text{C})$ . Wasser ist deutlich von der Erhöhung des Dampfdruckes beeinflusst, der in Glycerin bis  $100^\circ\text{C}$  wenig Einfluss hat.

### Einleitung

Ein intensiver Laserpuls, der in ein kleines Volumen einer Flüssigkeit fokussiert wird, kann infolge eines optischen Durchbruchs ein Plasma mit einem sehr hohen Druck und einer hohen Temperatur erzeugen. Als Folge des hohen Druckes wird eine nahezu kugelförmige Stoßwelle emittiert, die hinter sich eine dampfgefüllte Kavitationsblase erzeugt. Diese Kavitationsblase wächst auf ein maximales Volumen und verkleinert sich anschließend mit zunehmender Geschwindigkeit wieder zu einem Minimalvolumen und kollabiert. In diesem Augenblick wird in der Regel eine mehr oder weniger kugelförmige Kollapsstoßwelle ausgesandt.

In der Vergangenheit wurden zahlreiche grundlegende experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Dynamik von Kavitationsblasen publiziert. Grundlegende theoretische Ansätze wurden von Brennen 1995 publiziert. Eine Übersicht der für diese Untersuchung relevanten Arbeiten ist in „Fundamentals of Cavitation“, Franc und Michel 2004, zu finden.

Die charakteristischen Lebensdauern von solchen Kavitationsblasen reichen typischerweise von einigen Zehn- bis Hundert Mikrosekunden, während die Kollapsstoßwellen üblicherweise den Zeitbereich von einigen Nanosekunden bis zu wenigen Mikrosekunden umfassen.

Normalerweise werden laserinduzierte Kavitationsblasen und die damit verbundenen Stoßwellen mit schnellen CCD- oder CMOS-Aufnahmen bzw. mit Hochgeschwindigkeitskameras untersucht. Problematisch dabei sind die beiden sehr unterschiedlichen Zeitbereiche und der nicht exakt festzulegende Kollapszeitpunkt, der nur durch häufiges Wiederholen der Experimente erreicht werden kann.

Wir haben eine neue Meßmethode entwickelt, die eine kontinuierliche Messung des gesamten Blasenzyklus einschließlich der auftretenden Stoßwellen mit einer zeitlichen- und räumlichen Auflösung von 20 ns bzw. 3 µm ermöglicht und dadurch beide Zeitbereiche mit hoher zeitlicher- und räumlicher Auflösung erfasst, Koch et al. 2012.

In der hier vorliegenden Arbeit wird der Einfluss der Anfangszustandsgrößen Temperatur  $T_1$  und statischer Druck  $p_1$  sowie der Einfluss der temperaturabhängigen Größen Viskosität  $\eta(T)$  und Dampfdruck der Flüssigkeit  $p_v(T)$  auf die Blasendynamik und auf die Existenz von Stoßwellen im Blasenanstieg und im Blasenknall untersucht. Als Testflüssigkeiten wurden reines Glycerin (hohe Viskosität, sehr geringer Dampfdruck) und destilliertes Wasser (geringe Viskosität, höherer Dampfdruck) benutzt. Der untersuchte Temperaturbereich für Wasser beträgt  $20^\circ\text{C} < T_1 < 100^\circ\text{C}$  und für Glycerin  $25^\circ\text{C} < T_1 < 190^\circ\text{C}$ .

## Grundlegende theoretische Betrachtungen

Aus den physikalischen Zusammenhängen der Blasendynamik und einer Grenzbetrachtung der singulären Anfangs- und Kollapsphasen ergibt sich die Rayleigh-Plesset-Gleichung:

$$\rho_1 \left[ r \cdot \ddot{r} + \frac{3}{2} (\dot{r})^2 \right] = \pm (p_v - p_1) + p_{g0} \left( \frac{r_{max}}{r} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{r} - 4\eta \frac{\dot{r}}{r} \quad (1)$$

mit:  $\rho_1$ : Dichte,  $p_1$ : Anfangsdruck,  $\sigma$ : Oberflächenspannung,  $\eta$ : kin. Viskosität,  $\gamma$ : Adiabatenexponent eines nicht kondensierbaren Gases. Das Vorzeichen vor dem ersten Term auf der rechten Seite berücksichtigt das Blasenwachstum (-) bzw. die Blasenschrumpfung (+).

Bei Nichtberücksichtigung der Materialwerte  $\sigma$ ,  $\eta$  und ohne Einschluss von nicht kondensierbaren Gasen ist Gl. (1) integrierbar, wobei sich folgende Zusammenhänge ergeben:

$$t_{col} = 0,915 r_{max} \sqrt{\frac{\rho_1}{p_1 - p_v}} \quad (2)$$

$$\frac{dr}{dt} = v = - \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_1 - p_v}{\rho_1} \left[ \frac{r_{max}^3}{r^3} - 1 \right]} \quad (3)$$

Gl. (2) wird als ‚charakteristische Kollapszeit‘ oder auch als ‚Rayleigh-time‘ bezeichnet. Von besonderem Interesse ist das zeitliche Verhalten in der Nähe des Blasenknalles ( $(t_{col} - t)/t_{col} \ll 1$ ; diese Unabhängigkeit kann unmittelbar aus den Gleichungen 2 und 3 ermittelt werden als:

$$\frac{r}{r_{max}} \cong 1,87 \cdot \left[ \frac{t_{col} - t}{t_{col}} \right]^{\frac{2}{5}} \quad (4)$$

$$|\dot{r}| \cong 0,747 \frac{r_{max}}{t_{col}} \left[ \frac{r}{r_{max}} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (5)$$

Die Gleichungen (4) und (5) bilden die Grundlage für den theoretischen Vergleich mit den in dieser Arbeit ermittelten experimentellen Ergebnissen für die beiden Testflüssigkeiten reines Glycerin ( $\approx 99\%$ ) bzw. destilliertes Wasser.

### Experimenteller Aufbau und Messverfahren

Abb. 1a zeigt den schematischen Versuchsaufbau: Die Kavitationsblase wird durch einen Nd:YAG-Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\tau = 6 \text{ ns}$ , Propagation in z-Richtung) in einer Quarzküvette oder einem speziellen Edelstahlbehälter erzeugt. In y-Richtung werden zeitgesteuerte CCD-Aufnahmen der wachsenden oder schrumpfenden Blasen aufgenommen; die Beleuchtung erfolgt durch eine Blitzlampe ( $1 \mu\text{s}$  Pulsdauer) oder für die genaue Erfassung der Stoßwellen durch einen zweiten Nd-YAG-Laser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $\tau = 6 \text{ ns}$ ). In x-Richtung wird die kontinuierliche Blasendimension erfasst. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens ist in Koch et al. 2012 zu finden; hier soll nur kurz das Prinzip (Abb.1b) erläutert werden.

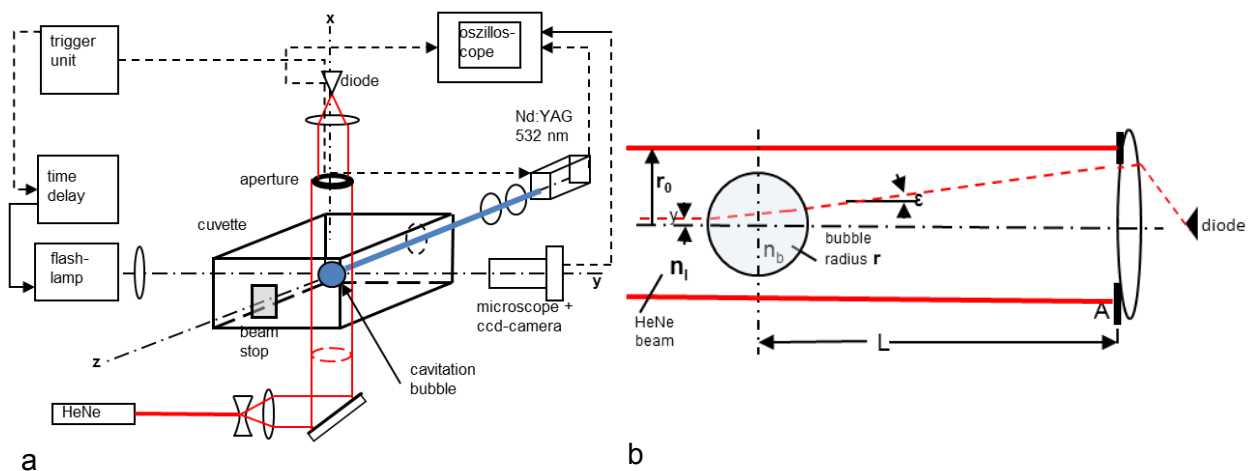


Abb. 1: a) Schematischer Versuchsaufbau b) Prinzip des Meßverfahrens zur kontinuierlichen Erfassung des Blasendurchmessers  $2r$ .

In Abb.1b befindet sich die (dampfgefüllte) Blase genau zentrisch in einem aufgeweiteten HeNe-Strahl mit einem ‚Gaußförmigen Querschnitt im TEM-00-Mode‘. Die Strahlen, die die Blase durchdringenden, erfahren eine kleine Ablenkung, weil die Blase (maximaler Durchmesser  $d_{B \text{ max}}$ ) zufolge des kleineren Brechungsindex  $n_b$  gegenüber der Flüssigkeit  $n_l$  wie eine Zerstreulinse wirkt. Die in einer Entfernung  $L \gg d_{B \text{ max}}$  angebrachte Aperturblende A verhindert prinzipiell, dass die durch die Blase hindurchtretenden Strahlen die Diode erreichen. Als Ergebnis wird nur die HeNe-Laserintensität registriert, die nicht von dem Blasenquerschnitt beeinflusst wird, erfasst, d.h. aus dem Diodensignal  $U_d$  kann direkt die Schattenfläche und damit der Blasenradius  $r$  bestimmt werden. Außerdem wirkt die Aperturblende A wie eine Schlierenblende für starke Dichtegradienten, wie sie typischer-

weise bei Stoßwellen auftreten. Damit können zeit- und orts aufgelöste Blasenradien  $r_B$  und die exakte Zeiten für die Stoßgradienten zeitgleich pro Einzelmessung erfasst werden.

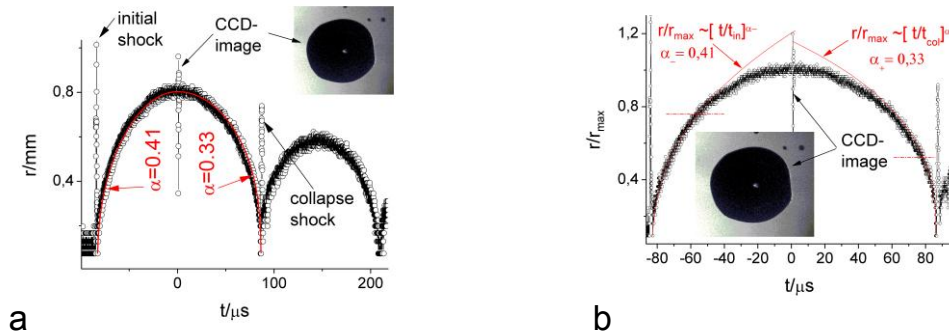


Abb. 2: a) Typisches Messergebnis  $r(t)$  des neuen Messverfahrens (Beispiel mit Stoßwellenerzeugung) mit CCD-Kontrollaufnahme;  
b) Kurvenannäherung durch Potentialgesetz (rote Kurve)

Abb. 2a zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf der Blasendimension einschließlich der steilen Stoßwellengradienten am Beginn und im Kollaps der Blase. Die Auflösung beider Größen erfordert ein sehr hohes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen ( $\Delta t \leq 40$  ns;  $\Delta r \leq 0,02$  mm). Zum Vergleich wurden CCD-Aufnahmen für ausgewählte Zeiten mit aufgenommen; hier beispielsweise für die maximale Blasenausdehnung  $r_{max}$ . Ein kleiner Teil der Pulsbeleuchtung für die CCD-Aufnahme wird auch von der Diode im HeNe-Strahl registriert, wodurch die genaue zeitliche Synchronisierung von Blasenkontur und CCD-Aufnahme gesichert ist (erkennbar am Peak im Maximum von  $r(t)$  bzw.  $r(t)/r_{max}$ ). Um aus den Messungen der Radien (Abb. 1a) die Blasenwandgeschwindigkeit  $v(t)$  und die -beschleunigung  $a(t)$  zu ermitteln, werden die gemessenen Radien  $r(t)$  (Abb.1a) mit dem folgenden Ansatz angepasst:

$$\frac{r}{r_{max}} = \left( \cos\left[\frac{\pi}{2} \cdot \frac{t}{t_1}\right] \right)^\alpha \quad (6)$$

mit  $\alpha = \alpha_-$  für das Blasenwachstum und  $\alpha = \alpha_+$  für die Schrumpfung der Blase. Für  $t/t_{in} \ll 1$  ergibt sich aus Gl. (6):

$$\frac{r}{r_{max}} \cong \left( \left[ \frac{\pi}{2} \cdot \frac{t-t_{in}}{t_{in}} \right] \right)^{\alpha_-} \quad (7)$$

und für  $(t_{col} - t)/t_{col} \ll 1$  ist

$$\frac{r}{r_{max}} \cong \left( \frac{\pi}{2} \cdot \left[ \frac{t_{col}-t}{t_{col}} \right] \right)^{\alpha_+} \quad (8)$$

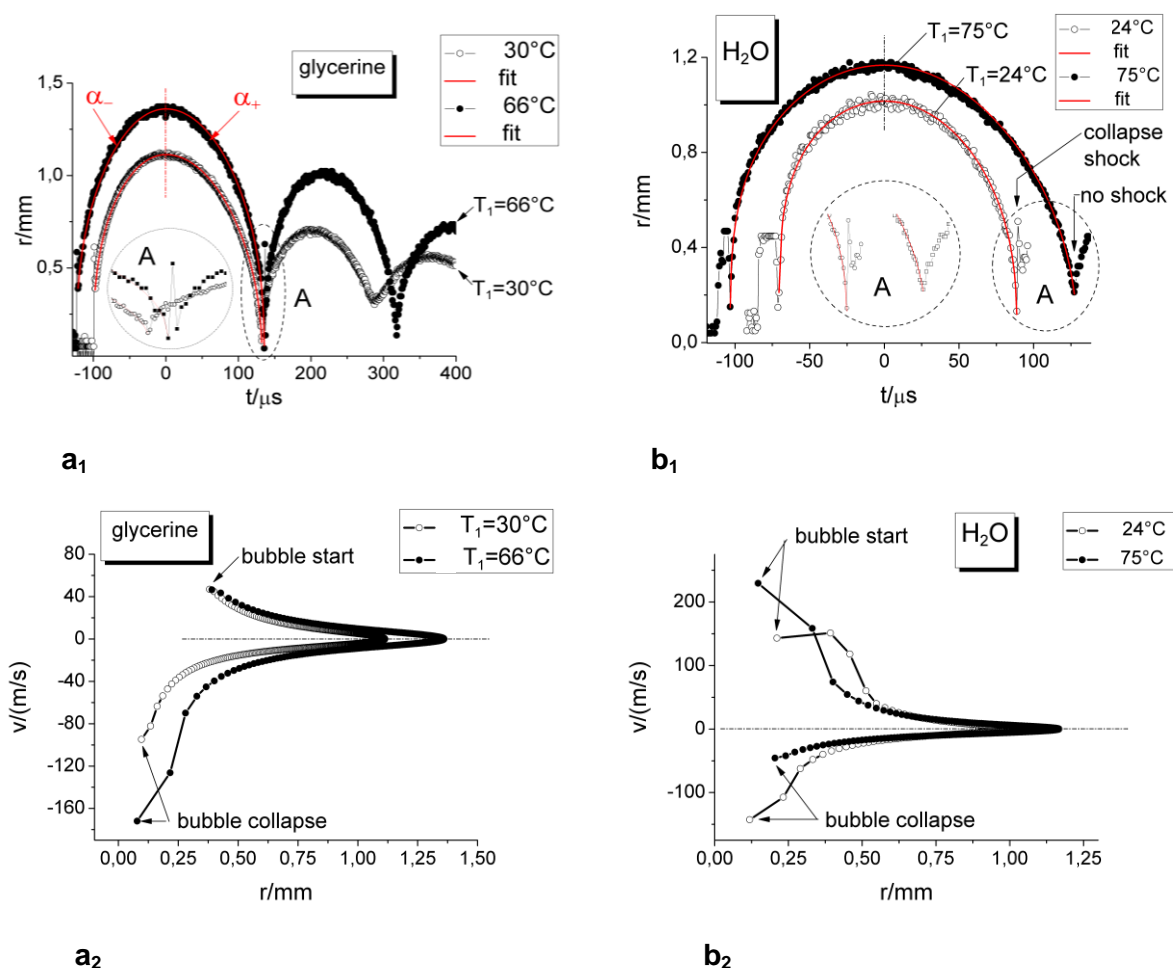
Das Anpassen der Messwerte ist für die Weiterverarbeitung der zeitlichen Ableitungen erforderlich, da bereits aufgrund des Rauschens wegen der hohen Auflösung der Messwerte eine direkte Differentiation nicht möglich ist. Der relative Fehler liegt bei  $<10\%$ .

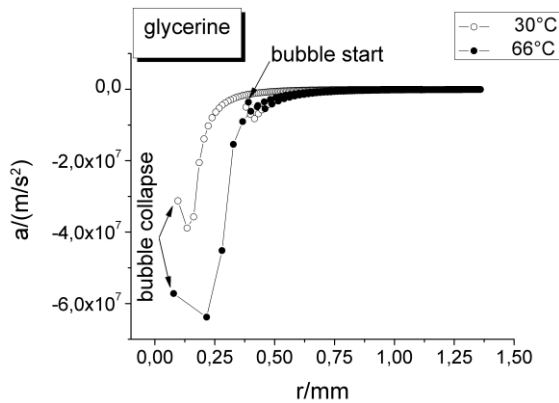
## Messergebnisse und Diskussion

In Abb. 3 sind die gemessenen Blasenradien  $r$  als Funktion der Zeit und die Blasenwandgeschwindigkeit  $v$  bzw. -wandbeschleunigung als Funktion der Blasenradien dargestellt.

Die Blasendynamik kommt besonders deutlich durch die Darstellung  $v(r)$  und  $a(r)$  zum Ausdruck. Man erkennt die Asymetrie d.h. die Blasenausdehnungsphase unterscheidet sich deutlich von der Blasenkollapsphase. In Abb. 3a<sub>2</sub> ist erkennbar, dass die Blasenanzugsgeschwindigkeit  $v(t_{in})$  in Glycerin nahezu unabhängig von der Temperatur ist:  $v_{in}(30^\circ\text{C}) \approx v_{in}(66^\circ\text{C})$ . Andererseits ist  $v_{col}(66^\circ\text{C}) > v_{col}(30^\circ\text{C})$  was möglicherweise auf die rapide Abnahme der Viskosität zurückzuführen ist.

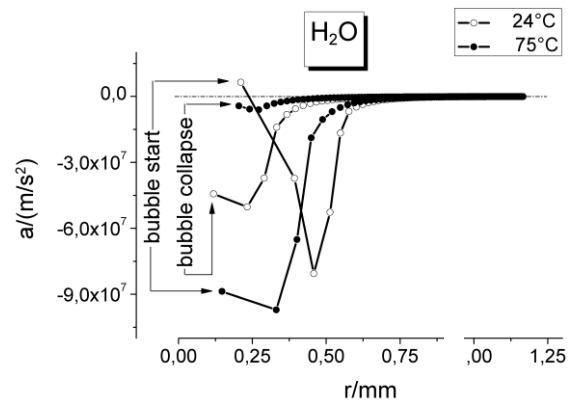
Ganz anders verhält sich Wasser (Abb.3b<sub>2</sub>): Mit steigender Temperatur  $T_1$  erhöht sich die Blasenwandgeschwindigkeit in der Wachstumsphase:  $v_{in}(75^\circ\text{C}) > v_{in}(24^\circ\text{C})$  hingegen erniedrigt sich die Geschwindigkeit mit steigender Temperatur in der Kollapsphase:  $v_{col}(75^\circ\text{C}) < v_{col}(24^\circ\text{C})$ . Dieses - verglichen mit Glycerin - umgekehrte Verhalten ist durch die Erhöhung des Dampfdruckes in Wasser erklärbar (Erhöhung des Dampfvolumenthaltes). Umgekehrt spielt dieser in Glycerin bis  $100^\circ\text{C}$  kaum eine Rolle.





a<sub>3</sub>

Abb. 3: a) Glycerin:  $r(t); v(r); a(r)$



b<sub>3</sub>

b) Wasser:  $r(t); v(r); a(r)$

In Tabelle 1 sind die Blasenabmessungen und die Geschwindigkeiten zusammengestellt. Überraschend hoch sind die auftretenden Beschleunigungen, die sowohl für Glycerin als auch für Wasser die Größenordnung von  $10^6 \text{g}$  in der Entstehungsphase wie auch in der Kollapsphase erreichen (Abb.3a<sub>3</sub> und b<sub>3</sub>).

Unter der Annahme, dass weder die Oberflächenspannung, die Viskosität noch ein nichtkondensierbares Gas innerhalb der Blase berücksichtigt wird, können mit Hilfe der Gleichungen (4), (7) und (8) die Ergebnisse direkt mit der Lösung der Rayleigh-Plesset-Gleichung verglichen werden. Für diesen beträgt der Exponent  $\alpha = \alpha_+ = 0.4$  und ist unabhängig von der Temperatur  $T_1$ .

Der Vergleich des theoretischen  $\alpha$ -Wertes mit den experimentellen, temperaturabhängigen  $\alpha_+$ -Werten in Tab. 1 (letzte Spalte) ist deutlich unterschiedlich bis auf Glycerin  $T_1 = 66^\circ\text{C}$ . Interessante Einblicke gewährt die Darstellung der Wandgeschwindigkeit  $v$  als Funktion des Blasenradius  $r$ , der wiederum von der Zeit  $t$  abhängt.

Tab. 1: Messwerte in Glycerin und in Wasser

Glycerin								
$T_1/^\circ\text{C}$	$r_{\text{max}}/\text{mm}$	$t_{\text{col}}/\mu\text{s}$	$r_{\text{in}}/\text{mm}$	$r_{\text{col}}/\text{mm}$	$v_{\text{in}}/(\text{m/s})$	$v_{\text{col}}/(\text{m/s})$	$\alpha$	$\alpha_+$
30	1,11	132	0.38	0.096	46.4	-95	0.335	0.45
66	1.36	136	0.38	0.078	46.4	-172	0.38	0.4

Dest. Wasser								
$T_1/^\circ\text{C}$	$r_{\text{max}}/\text{mm}$	$t_{\text{col}}/\mu\text{s}$	$r_{\text{in}}/\text{mm}$	$r_{\text{col}}/\text{mm}$	$v_{\text{in}}/(\text{m/s})$	$v_{\text{col}}/(\text{m/s})$	$\alpha$	$\alpha_+$
24	1,02	88.7	0.21	0.12	143	-143	0.235	0.36
75	1.17	127.2	0.15	0.20	230	-46	0.29	0.46

Abb. 4 zeigt den Unterschied beim Vergleich der gemessenen Werte mit dem Ergebnis der Rayleigh-Plesset-Gleichung für  $\sigma = \eta = \rho_{\text{v, gas}} = 0$  (durchgezogene Kurve). Diese theoretische Lösung gilt nur für die Blasen schrumpfung  $0 < r \leq r_{\text{max}}$  bzw. in der Nähe des Blasen kollapses  $r \approx r_{\text{col}}$ . Für Glycerin bei  $T_1 = 30^\circ\text{C}$  beträgt der theoretische Wert  $v_{\text{theor.}} = -245 \text{ m/s}$  während für  $v_{\text{exp.}} = -95 \text{ m/s}$  gefunden wurde. Es ist  $[v_{\text{theor.}}/v_{\text{exp.}}]_{30^\circ\text{C}} = 2,58$ . Bei der höheren Temperatur  $T_1 = 66^\circ\text{C}$  ist  $[v_{\text{theor.}}/v_{\text{exp.}}]_{66^\circ\text{C}} = 2,32$ . Die theoretischen Geschwindigkeitswerte der Blasenwand

$v(r)$  sind mehr als doppelt so hoch wie die gefundenen experimentellen Werte in Glycerin. Ein wesentlicher Grund dafür scheint u.a. die hohe Viskosität bei Glycerin zu sein. Allerdings nimmt bekanntlich die Viskosität sehr schnell mit steigender Temperatur ab, daher überrascht das nahezu gleiche Verhältnis  $v_{\text{theor.}}/v_{\text{exp}} = 2,32$  bei der doppelt so hohen Temperatur.

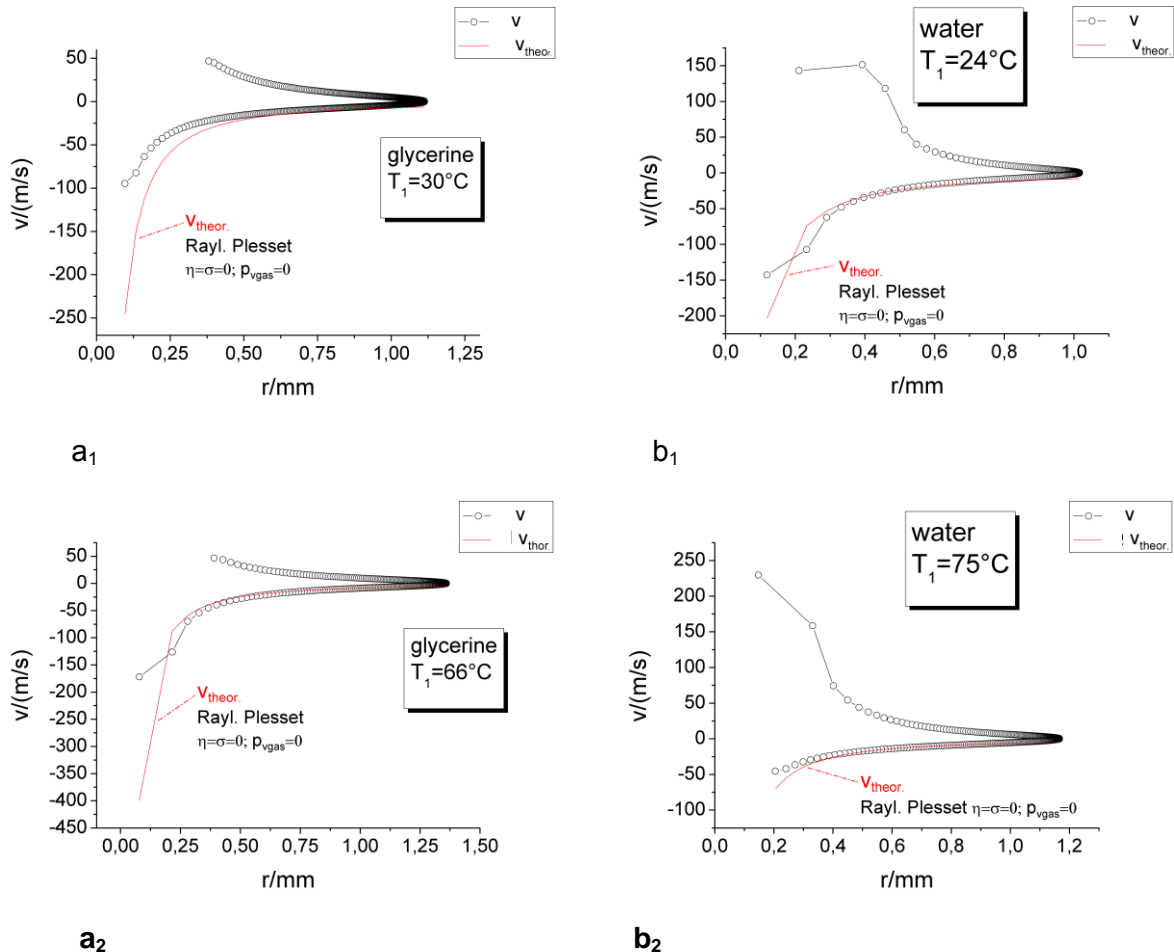


Abb. 4: Vergleich der gemessenen Geschwindigkeiten  $v(r)$  mit der einfachen Lösung der *Rayleigh-Plesset-Gleichung*  $\alpha_+ = 0.4$  (Glg. 3, durchgezogene Kurven): a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>: Glycerin ; b<sub>1</sub>, b<sub>2</sub>: Wasser.

Tendenziell ist das gleiche Verhalten - aber weniger ausgeprägt - bei Wasser zu beobachten:  $[v_{\text{theor.}}/v_{\text{exp}}]_{24^\circ\text{C}} = 1,42$  und  $[v_{\text{theor.}}/v_{\text{exp}}]_{75^\circ\text{C}} = 1,54$ . Hier dürfte die wesentlich kleinere Viskosität ( $\eta_{\text{Glycerin}} \approx 10^3 \eta_{\text{Wasser}}$ ) weniger entscheidend sein als vielmehr der, im Gegensatz zu Glycerin, nicht mehr zu vernachlässigter Dampfdruck  $p_v(T)$ .

Betrachtet man die  $\alpha_+$ -Werte (Blasenschrumpfungsprozess Tab.1 letzte Spalte) so ist:

$$0.4 \leq \alpha_+^{\text{glyc}} \leq 0.45 \quad \text{und} \quad 0.36 \leq \alpha_+^{\text{water}} \leq 0.46$$

Der theoretische  $\alpha_+ = \alpha_- = \alpha$ -Wert ist gemäß der einfachen Rayleigh-Plesset-Gleichung  $= 0.40$ . Kleinere  $\alpha$ -Werte bedeuten steilere Radialprofile  $r(t)$  bzw. höhere Geschwindigkeiten zum Blasenkollaps hin. Die experimentelle Geschwindigkeit für Wasser nimmt mit wachsender Temperatur deutlich ab (Abb. 3a<sub>2</sub>; Dampfdruckeinfluss), während sie für Glycerin mit wachsender Temperatur deutlich zunimmt (Abb. 3b<sub>2</sub>; Viskositätseinfluss).

Die Blasenwachstumsphase  $r_{in} \leq r \leq r_{max}$  zeigt folgendes experimentelles Verhalten (Abb. 3a<sub>2</sub> und b<sub>2</sub>): Die Anfangsgeschwindigkeit  $v_{in}$  ist in Glycerin nahezu unabhängig von der Temperatur  $T_1$  und relativ niedrig (Abb. 3a<sub>2</sub>). In Wasser sind die Anfangsgeschwindigkeiten  $v_{in}$  wesentlich höher und sie wachsen mit steigender Temperatur (Abb. 3b<sub>2</sub>).

## Literatur

Brennen, C.E., 1995: "Cavitation and bubble dynamics", Caltec, Pasadena, Oxford University Press  
Franc, J.P., Michel, J.M. (Eds.), 2004: "Fundamentals of cavitation", Fluid Mechanics and its Appl., Volume 76, Springer  
Koch S., Garen W., Hegedüs F., Neu W., Reuter R., Teubner U., 2012: "Time-resolved measurements of shock-induced cavitation bubbles in liquids", Applied Physics Volume B108, 345-351