

Untersuchung zum Counterjet von Kavitationsblasen

OLGERT LINDAU und WERNER LAUTERBORN
Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen
Bürgerstr. 42-44, 37073 Göttingen

Eine Blase, die in der Nähe einer festen Grenzfläche kollabiert, entwickelt einen Flüssigkeitsstrahl (Jet). Der Jet schießt durch die Blase hindurch und löst mit dem Aufprall auf die Blasenwand eine Struktur aus, die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitet. Diese Struktur wird Counterjet genannt. Die Höhe des Counterjets und seine Entstehungsgeschwindigkeit werden in Abhängigkeit vom Abstand der Blase zur Grenzfläche untersucht. Dazu wird eine „Counterjetgleichung“ aufgestellt, deren Parameter bestimmt werden. Mit fallendem Grenzflächenabstand nimmt die Counterjethöhe zu, seine Entstehungsgeschwindigkeit ab.

Einleitung

Der Jet, der entsteht wenn eine Kavitationsblase in der Nähe einer festen Grenzfläche kollabiert, löst im Aufprall auf die Blasenwand eine Art „Gegenjet“ aus. Dies ist der Counterjet. Der Counterjet entsteht schnell und bleibt lange sichtbar. Obwohl er schon auf älteren Aufnahmen zu sehen ist (etwa in [1]), kommt die erste Beschreibung des Counterjets von Lauterborn [2]. Er vergleicht die Entstehung von Jet und Counterjet mit der Strahl und Gegenstrahlbildung eines auf eine Wasseroberfläche fallenden Wassertropfens. „Der Tropfen erzeugt zunächst einen Trichter analog zu den Ausbeulungen der Blase durch den Strahl, aus dem dann ein Wasserfinger hervorwächst. Das wäre bei der Blase der Gegenstrahl.“

Es spricht sehr viel dafür, dass der Counterjet durch die im Aufprall des Jets auf die untere Blasenwand entstehende torusförmige Stoßwelle ausgelöst wird (siehe [3]). Im Nachlauf der Durchdringungspunkte dieser Stoßwelle entsteht der Counterjet in Form von lokaler Kavitation. Aus den Aufnahmen ist ersichtlich, dass er genau an den Stellen einsetzt, durch die kurz vorher die Durchdringungspunkte gelaufen sind. Numerische Simulationen haben gezeigt, dass durch den Jetaufprall ein geeigneter Druckpuls entstehen kann, der in der Flüssigkeit vorhandene Kavitationskeime aufzieht [4, 5]. Ein ähn-

licher Kavitationseinsatz ist von der Stoßwellen-Lithotripsie bekannt [6] und kann auch vor der Spitze einer Glasfaser erzeugt werden, durch die ein starker Laserpuls geschickt wird [7].

Counterjetentstehung

Um die Entstehungsgeschwindigkeit des Counterjets zu quantifizieren, wird eine systematische Untersuchung vorgenommen. Dazu wird der Abstand variiert, den die Blase zur Grenzfläche hat. Der durch den Maximalradius der Blase dividierte Abstand der Blasenmitte zur Grenzfläche wird mit γ bezeichnet. Für verschiedene γ -Werte werden Sequenzen aufgenommen, die den Counterjet von der Seite zeigen. Die Aufnahmezeiten innerhalb einer Sequenz sind etwa der Entstehungsgeschwindigkeit angepasst und der Abstand wird von Bild zu Bild länger. Der Beobachtungszeitraum ist $8 \mu\text{s}$.

Abbildung 1 zeigt vier solcher Sequenzen für $\gamma = 2.6, 2.2, 1.8$ und 1.4 . Das erste Bild jeder Sequenz zeigt die Blase kurz nach der Emission der ersten Stoßwelle. Bereits ab dem zweiten Bild ist der nach oben aus der Blase wachsende Counterjet erkennbar. Der Counterjet wächst dabei sowohl in die Höhe als auch in die Breite. Es fällt auf, dass die maximale Größe des Counterjets mit fallendem γ zunimmt. Die Höhen relativ zur oberen

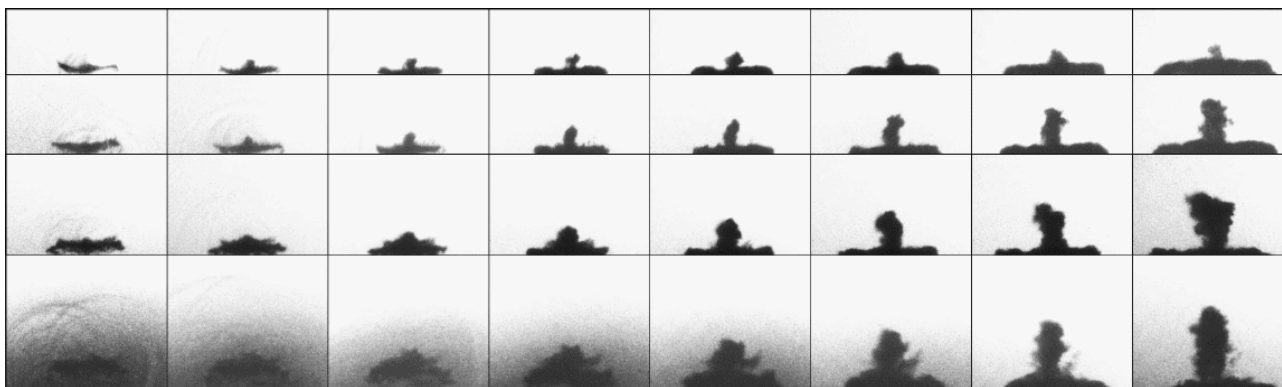


Abb.1: Einsatz des Counterjets für $\gamma = 2.6, 2.2, 1.8$ und 1.4 (von oben nach unten). Aufnahmezeitpunkt 10, 120, 250, 500, 1000, 2000, 4000 und 8000 ns nach der Stoßwellenentstehung im Kollaps (von links nach rechts), Belichtungszeit 10 ns, $R_{max} = 1.5 \text{ mm}$, Bildbreite 1.16 mm.

Blasenwand im ersten Bild jeder Sequenz sind in Abbildung 2 aufgetragen. An die gemessenen Werte ist die unten beschriebene Counterjetfunktion gefittet. Die Kurven sind als Linien im Diagramm eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den Messwerten ist sehr gut. Die Werte der Fitparameter werden weiter unten angegeben und besprochen.

Zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der Counterjethöhe h wird die Funktion

$$h(t) = h_{\infty} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right) + v_a \cdot (t - t_0), \quad t \geq t_0$$

verwendet. Diese Counterjetfunktion hat zwei Terme. Der erste Term beschreibt das Wachstum bis zu einer maximalen Höhe h_{∞} , das bei $t = t_0$ beginnt. Dies ist der Zeitpunkt des Counterjet-Einsatzes. Bei $t - t_0 = 2.3 \cdot \tau$ ist die mit dem ersten Term beschriebene Counterjethöhe $h = 0.9 \cdot h_{\infty}$. Der zweite Term gibt ein zusätzliches Wachstum mit der konstanten Geschwindigkeit v_a wieder. Die gesamte Counterjethöhe übersteigt h_{∞} bei großen Werten von t . Die gesamte Wachstumsgeschwindigkeit beim Counterjet-Einsatz ist $h_{\infty}/\tau + v_a$ und geht für $t \rightarrow \infty$ gegen v_a .

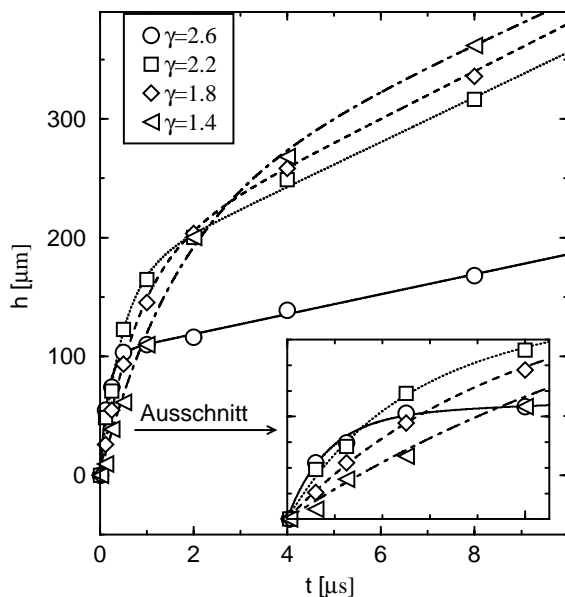


Abb.2: Zeitliche Entwicklung der Counterjethöhe in Abhängigkeit von γ (im Ausschnitt sind die ersten $1.1 \mu\text{s}$ gezeigt). Die Symbole zeigen die Höhen aus Abb. 1, die Linien die Graphen der Counterjetfunktion mit den gefitteten Werten.

Die Graphen der angepassten Funktionen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten (siehe Abb 2). Der Fitparameter t_0 liegt im Bereich von wenigen Nanosekunden. Dies entspricht der Erwartung, da in den Aufnahmesequenzen der Counterjet-Einsatz etwa im ersten Bild liegt (siehe Abb. 1). Die lineare Wachstumsgeschwindigkeit v_a ist fast unabhängig von γ und hat einen mittleren Wert von $\langle v_a \rangle =$

$16(5) \text{ m/s}$. Die um den linearen Anteil reduzierte maximale Counterjethöhe h_{∞} liegt für $\gamma = 2.6$ etwa bei $100 \mu\text{m}$ und verdoppelt sich mit fallendem γ bei $\gamma = 1.4$. Der Zeitparameter τ ist für $\gamma = 2.6$ etwa 170 ns und wächst mit fallendem γ um eine Größenordnung. Damit nimmt die Schnelligkeit der Counterjet-Entstehung mit geringer werdendem γ ab.

Diskussion

Im Vergleich zur gesamten Blasendynamik ist der Counterjet-Einsatz im gesamten γ -Bereich schnell. Eine für die Blasendynamik charakteristische Zeit ist die Zeit, die eine aufgeblasene Blase zum Kollabieren braucht. Für die hier untersuchten Blase liegt diese Zeit etwa bei $150 \mu\text{s}$, und ist um zwei bis drei Größenordnungen länger als die für die Counterjet-Entstehung charakteristische Zeit τ . Der in der Einleitung genannte Mechanismus der Stoßwellendurchdringung ermöglicht eine Counterjet-Entstehung, die in einem so kurzen Zeitraum abläuft.

Wir danken den Mitgliedern der Kavitationsarbeitsgruppe am Dritten Physikalischen Institut für anregende Diskussionen und der DFG für finanzielle Unterstützung.

Literatur

- [1] C. L. Kling, F. G. Hammitt. A photographic study of spark-induced cavitation bubble collapse. *Journal of Basic Engineering D*, **94** (1972) 825–833.
- [2] W. Lauterborn. Kavitation durch Laserlicht. *Acustica*, **31** (1974) 52–78.
- [3] O. Lindau, W. Lauterborn. Stoßwellen im Kollaps von Kavitationsblasen: Ein vertracktes Ausbreitungs-Szenario. In: A. Sill, Ed., *Fortschritte der Akustik*, Oldenburg. DEGA e. V. Oldenburg, 2000, 694–695.
- [4] O. Lindau, C. D. Ohl, W. Lauterborn. Zur Entstehung des Counterjets beim Kollaps von Kavitationsblasen in der Nähe von festen Grenzflächen. In: A. Sill, Ed., *Fortschritte der Akustik*, Kiel. DEGA e. V. Oldenburg, 1997, 184–185.
- [5] C. D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau, W. Lauterborn. Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. *Phil. Trans. R. Soc. London A*, **357** (1999) 269–294.
- [6] A. Philipp, M. Delius, C. Scheffczyk, W. Lauterborn A. Vogel. Interaction of lithotripter-generated shock waves with air bubbles. *J. Acoust. Soc. Am.*, **93** (1993) 2496–2509.
- [7] M. Frenz, G. Paltauf, H. Schmidt-Kloiber. Laser-generated cavitation in absorbing liquid induced by acoustic diffraction. *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3546–3548.