

Verhalten des Rauschpegels bei der Kavitationsschwelle für unterschiedliche Frequenzen

Andreas Hertz-Eichenrode, Reinhard Sobotta und Christoph Jung

Elma Hans Schmidbauer GmbH & Co. KG, D-Singen

1. Einführung

Zum Ultraschall- (US-)Reinigen wird meist die US-induzierte Kavitation genutzt, vor allem die transiente Kavitation. Diese wirkt dabei durch die beim Blaskollaps erzeugte Strömung und Stoßwelle auf die zu reinigende Oberfläche ein und ihre mechanische Einwirkung hängt von der anregenden US-Grundfrequenz f_0 ab. Für unterschiedliche Reinigungsanwendungen werden deshalb gezielt verschiedene Frequenzen aus dem Bereich von 20 kHz – 80 kHz verwendet.

Apfel /1/ beschreibt die Schwelle des Einsetzens transientser Kavitation bei steigendem Schalldruck als Schalldruckamplituden-Schwelle. Basierend auf /2/ wird in dieser Arbeit die Kavitationsschwelle der transientsen Kavitation bei steigender logarithmisch aufgetragener US-Intensität als US-Intensitätsschwelle (Beginn des linearen Verlaufs 1. Ordnung des Rauschpegels) ermittelt. Die Messungen erfolgen in handelsüblichen klein-volumigen Tisch- und groß-volumigen Stand-Geräten, an räumlich verschiedenen Bad-Positionen jeweils bei unterschiedlichen Frequenzen.

2. Messaufbau und räumliche Mittelung

Das rechteckförmige, doppelhalbwellige Signal eines Generators wird über einen Leistungsmesser auf einen kompensierten piezoelektrischen US-Wandler gegeben (s. Abb. 1). Der Wandler koppelt den Ultraschall in eine mit deionisiertem Wasser gefüllte Edelstahlwanne und erzeugt darin Kavitation. Der Füllstand beträgt vor dem Wandler $\geq 2 \cdot \lambda_0 / 2$ mm der anregenden Wellenlänge λ_0 . Mit einem Hydrophon, Bandbreite 500 kHz, wird das Geräusch im beschallten Volumen gemessen. Das aufgenommene Signal wird auf einen 12-Bit-AD-Konverter mit einer Abtastrate von 1,5 MS/s gegeben. Der Rauschpegel L_{krz} wird im Frequenzband $(2,25 \pm 0,1) \cdot f_0$ als 10-fache des dekadischen Logarithmus des Median des gemittelten Leistungsdichtespektrums berechnet.

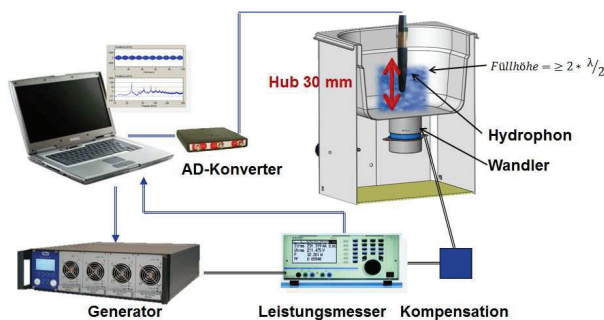


Abb. 1: Aufbau zur Messung der Kavitationsschwellen

Das Hydrophon wird dabei mit einem Hub von ca. 30 mm vor der Abstrahlfläche des Wandlers auf-/ab-oszilliert. Der höchste Punkt der Oszillation wurde so eingestellt, dass das akustische Zentrum des Hydrophons ca. 6 mm unter der Badoberfläche liegt. Das Hydrophon wurde dabei mit einer Geschwindigkeit von 15mm/s bewegt. Bei einer Oszillation des Hydrophons während der Rauschpegelmessung stellt sich die Frage, welche Mittelungen zulässig sind. Bei Untersuchungen von Schallfeldern /3/ hat sich gezeigt, dass der Rauschpegel im gesamten beschallten Volumen gleichmäßig von der abstrahlenden Fläche steigt. Auch haben Messungen an unterschiedlichen Stellen im beschallten

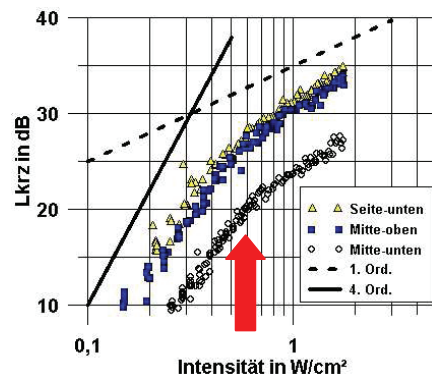


Abb. 2: Kurvenverlauf Rauschpegel L_{krz} über der US-Intensität an unterschiedlichen Positionen im beschallten Volumen.

Volumen ergeben, dass die Kavitationsschwellen stets bei gleicher US-Intensität liegen, wenngleich bei unterschiedlichen Rauschpegeln (Abb. 2). Die Kurvenformen im doppeltlogarithmischen Maßstab für unterschiedliche Positionen im beschallten Volumen sind einander ähnlich. Auf Grund der Linearität oberhalb der Kavitationsschwelle dürfen die Kurven dort räumlich gemittelt werden.

3. Messungen in Kleingeräten

Die Abb. 3 stellt die Rauschpegel für unterschiedliche US-Frequenzen f_0 als Funktion des Logarithmus der US-Intensität dar. Um die Kavitationsschwellen zu verdeutlichen wurden Asymptoten an die Messwerte der jeweiligen US-Frequenz gelegt. Die Schnittpunkte der beiden Asymptoten kennzeichnen zu jeder US-Frequenz die zugehörige Kavitationsschwelle. Für die Frequenzen f_0 27, 45 und 65 kHz ist ein proportionaler Bereich oberhalb der US-Intensitätsschwelle erkennbar.

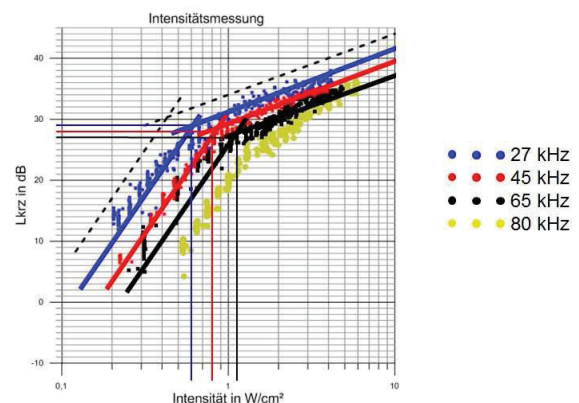


Abb. 3: Intensitätsabhängigkeit der Rauschpegel L_{krz} für unterschiedliche Frequenzen f_0 im Kleingerät.

Bei dem Kurvenverlauf für $f_0 = 80$ kHz ist für diese Messung eine Kavitationsschwelle nicht eindeutig erkennbar. Gemäß der Theorie von Apfel (s. u.) wäre die Kavitationsschwelle bei 1,7 W/cm² zu erwarten. Vergleicht man die Kavitationsschwellen zwischen 27, 45 und 65 kHz zeigt sich:

1. Die Kavitationsschwellen verschieben sich mit zunehmender US-Frequenz hin zu höheren US-Intensitäten.
2. Die Kavitationsrauschpegel verschieben sich bei den Kavitationsschwellen mit zunehmender US-Frequenz hin zu niedrigeren Pegelwerten.

Das Verschieben über der Intensität ist mit der Theorie von Apfel (s. u.) vereinbar. Erkennbar ist in Abb. 3, dass der Kavitationsrauschpegel mit der Frequenzzunahme von ca. 20 kHz um ca. 1 dB fällt.

3. Messergebnisse in Großgeräten

Im Großgerät betrug der Füllstand bei jeder Frequenz ca. 280 mm. Gemessen wurde in der Bad-Mitte des beschallten Volumens.

Wie in Kleingeräten ist auch hier eine Verschiebung der Kavitationsschwelle hin zu höheren Frequenzen erkennbar. Im Vergleich mit den Kleingeräten wird die Kavitationsschwelle jedoch erst bei höheren US-Intensitäten erreicht. Die Rauschpegel sind für beide Frequenzen im Rahmen der Messgenauigkeit im linearen Bereich gleich hoch.

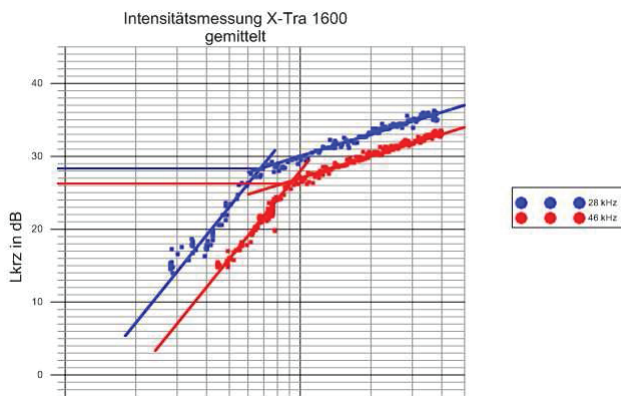


Abb. 4: Intensitätsabhängigkeit der Rauschpegel L_{krz} für unterschiedliche Frequenzen f_0 im Großgerät.

4. Diskussion der Messergebnisse

Mit steigender Grundfrequenz f_0 sinken die bei gleicher US-Intensität erreichten Rauschpegel und steigen die Schwellwerte der benötigten US-Intensität für das Einsetzen der transienten Kavitation, doch bleiben die Kurvenverläufe einander ähnlich. Für den bei gleicher US-Intensität mit steigender Frequenz f_0 fallenden Rauschpegel kann z. Zt. keine Erklärung angegeben werden.

Für das Ansteigen der Kavitationsschwelle mit steigender US-Frequenz f_0 liefert eine Theorie von Apfel [1] eine mögliche Erklärung (Abb. 5).

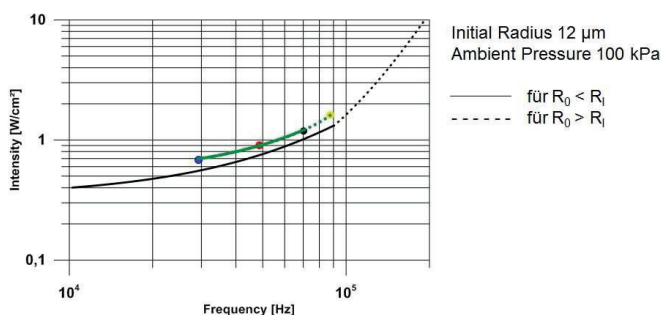


Abb. 5: Vgl. der gemessenen Schwellintensitäten mit der Theorie von Apfel.

Apfel beschreibt die Schwelle für transiente Kavitation als Schalldruckamplituden-Schwelle und einen Zusammenhang zwischen Frequenz, Anfangsblasenradius R_0 , intermediärer Blasenradius R_i und dem Umgebungsdruck.

Die Schalldruckschwelle lässt sich für eine ebene Welle in eine Intensität proportional dem Quadrat des Schalldrucks umrechnen.

Die Abhängigkeit der Schalldruckschwelle von der Frequenz nach [1] kann in eine Abhängigkeit der Schwellintensität von der Frequenz umgerechnet werden.

Die Schwellintensitäten aus den Messungen des Kleingerätes wurden in das auf Schwellintensitäten umgerechnete Diagramm eingezeichnet. Diese Werte kommen dem theoretischem Verlauf von Apfel nahe.

5. Bezug zur Vornorm DIN SPEC 40170

Für die veröffentlichte Vornorm zur „Messung und Beurteilung des Kavitationsrauschens“ werden auf der Basis der vorliegenden Messungen in Wasser (40°C +/- 10°C) Rauschpegel für das Erreichen der Kavitationsschwellen folgende Werte empfohlen:

Frequenz in kHz	Signalform DH räumlich gemittelter Rauschpegel L_{krz} in dB
27	≥ 28
45	≥ 26

Für die vorgeschlagenen Rauschpegel lässt sich eine Genauigkeit von +/- 2 dB aus den gemittelten Leistungsdichtespektren abschätzen.

Ferner gibt es eine Abhängigkeit des Rauschpegels vom Füllstand derart, dass mit steigendem Füllstand der an der gleichen Position gemessene Rauschpegel L_{krz} sinkt. Erste Messungen zeigen, dass der Rauschpegel um 1,5 dB je Verdoppelung des Füllstandes fällt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- (1) Die Messergebnisse legen nahe, den mit steigendem Logarithmus der US-Intensität linearen Bereich des Rauschpegels als den Bereich der transienten Kavitation zu identifizieren.
- (2) Das Einsetzen der transienten Kavitation an der US-Intensitätsschwelle zeigt sich als charakteristischer Knick, ab dem der Rauschpegel L_{krz} linear mit der US-Intensität steigt. Für die untersuchten Grundfrequenzen f_0 steigt in diesem Bereich der Rauschpegel linear mit dem Logarithmus der US-Intensität mit der Steigung ~ 1 .

Literatur:

- /1/ R.E. Apfel in: P.D. Edmunds (Ed): „Ultrasonics“, pp. 355ff., Academic Press, New York, London (1981).
- /2/ Ch. Jung, R. Sobotta: Fortschr. d. Akustik, DAGA 2009, S.1348.
- /3/ R. Sobotta, Ch. Jung: Fortschr. d. Akustik, DAGA 2010, S. 675.