

Ein neues Modell zur Beschreibung der thermo-akustischen Schallerzeugung

Maxim Daschewski¹, Marc Kreutzbruck¹, Jens Prager¹

¹ Bundesanstalt für Materialforschung und Prüfung (BAM), Unter den Eichen 87, 12205 Berlin,
E-Mails: maxim.daschewski@bam.de, marc.kreutzbruck@bam.de, jens.prager@bam.de

Einleitung

Ultraschallbasierte Methoden für die zerstörungsfreie Materialprüfung (ZfP) aber auch für biomedizinische Anwendungen und Echoortung sind unverzichtbarer Bestandteil unseres Lebens. Besonders Luftultraschallanwendungen als berührungslose Verfahren gewinnen zunehmend an Bedeutung und werden vermehrt in der Auto-, Luft- und Raumfahrtindustrie als koppelmittelfreie ZfP-Methode für die Qualitätskontrolle und die wiederkehrende Prüfung angewandt.

Zumeist werden piezoelektrische oder elektrostatische Ultraschallwandler verwendet, die gedämpfte Masse-Feder-Systeme darstellen. Der Einfluss des resonanten Masse-Feder-Systems wird bei Luftultraschallwandlern durch die häufig verwendeten resonanten Anpassschichten zusätzlich verstärkt, was sich in einer langen Abklingzeit des erzeugten akustischen Signals äußert. Dieses Nachschwingen behindert die Empfangsfunktion des Wandlers und hat somit einen negativen Einfluss auf die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Prüfergebnisse und reduziert die Wahrscheinlichkeit der Fehlererkennung. Ein weiterer Nachteil des resonanten Systems ist die daraus resultierende Schmalbandigkeit der Wandler.

Die Entwicklung neuartiger Wandlerprinzipien, welche die beschriebenen Nachteile nicht aufweisen, würde neue, innovative Einsatzgebiete für Ultraschallverfahren eröffnen.

In diesem Beitrag präsentieren wir als alternative Methode die thermo-akustische Ultraschallanregung unter Verwendung von stromdurchflossenen Nano-Beschichtungen aus Indium-Zinn-Oxid (ITO) auf Quarzglassubstrat und schlagen ein neues, verallgemeinertes physikalisches Modell der thermischen Schallerzeugung in Gasen vor.

Im Gegensatz zur existierenden analytischen Näherungen [1 - 3] erlaubt das neue Energie-Dichte-Fluktuation-Modell (EDF-Modell) [4] die exakte analytische Vorhersage des thermisch generierten Schalldrucks in Gasen und berücksichtigt die akustischen Nahfeld- und Schallschwächungseffekte. Es ist davon auszugehen, dass das Modell auf beliebige thermische Energiequellen, z.B. Plasmabrennen, Laseranregung aber auch chemische Reaktionen, erweiterbar ist.

Da die thermische Schallerzeugung ohne mechanisch bewegliche Komponenten auskommt, arbeiten diese thermo-akustischen Emittoren resonanzfrei. Somit ist es möglich, beliebig geformte Schallsignale exakt und frei vom Nachschwingen zu erzeugen.

Thermo-akustische Schallemitter haben damit das Potenzial für eine breite Anwendung in der angewandten Akustik als leistungsfähige und resonanzfreie Schallsender mit einer Bandbreite bis in den Megahertz-Bereich.

Theorie

Das EDF-Modell [4] sagt für die Amplitude Δp des Schalldruckes generiert von einer thermo-akustischen Punktquelle auf einem Substrat in einem realen Gas voraus

$$\Delta p(\bar{r}, f_{th}) = \frac{3 \cdot P_{el\,eff} \cdot f_{th}}{8 \cdot \pi \cdot c_{gas}^2 \cdot |\bar{r}|} \cdot \frac{f_{transl}}{f_{ges}} \cdot E_{gas}(f_{th}) \cdot A_{gas}(r, f_{th}) \quad (1)$$

wobei $P_{el\,eff}$ der Effektivwert der umgesetzten elektrischen Leistung, f_{th} die thermische Anregungsfrequenz, c_{gas} die Schallgeschwindigkeit im Gas, $f_{transl} = 3$ die Anzahl der Translationsfreiheitsgrade und f_{ges} die Anzahl der gesamten Freiheitsgraden für gegebene Gasmoleküle ist.

Der Koeffizient $E_{gas}(f_{th})$ beschreibt das Verhältnis der Verteilung, der während der thermischen Periodendauer f_{th} freigesetzten thermischen Energie und gibt an, wie viel davon in das umgebende Gas gelangt:

$$E_{gas}(f_{th}) = \frac{e_{gas}}{e_{gas} + e_{sub} + d_{film} \cdot \rho_{film} \cdot c_{p\,film} \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot f_{th}}} \quad (2)$$

mit

$$e_{gas}(P, T) = \sqrt{\lambda_{gas}(P, T) \cdot \rho_{gas}(P, T) \cdot c_{v\,gas}(P, T)}, \quad (3)$$

$$e_{sub}(P, T) = \sqrt{\lambda_{sub}(P, T) \cdot \rho_{sub}(P, T) \cdot c_{p\,sub}(P, T)}. \quad (4)$$

e_{sub} und e_{gas} als Funktionen des Drucks P und der Temperatur T beschreiben die thermischen Effusivitäten des Substrats und des umgebenden Gases, d_{film} die Dicke der elektrisch leitfähigen Nano-Schicht und ρ_{film} und $c_{p\,film}$ deren Dichte und spezifische Wärmekapazität.

Der Koeffizient $A_{gas}(r, f_{th})$ beschreibt den abstands- und frequenzabhängigen Abfall der Schalldruckamplitude aufgrund der Schallschwächung und ist gegeben als

$$A_{gas}(r, f_{th}) = \exp\left(-\alpha(f_{th}) \cdot \left(|\bar{r}| - \frac{c_{gas}}{4 \cdot f_{th}}\right)\right) \quad (5)$$

mit $\alpha(f_{th})$ als frequenzabhängigen Stokes-Kirchhoffschen Schallschwächungskoeffizienten, gegeben als

$$\alpha(f_{th}) = \frac{(2 \cdot \pi \cdot f_{th})^2}{2 \cdot \rho_{gas} \cdot c_{gas}^3} \cdot \left(\frac{4}{3} \cdot \mu_{dyn} + \mu_{vol} + \lambda_{gas} \cdot \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p}\right)\right) \quad (6)$$

worin μ_{dyn} die dynamische und μ_{vol} die volumetrische Viskosität des Gases, λ_{gas} die Wärmeleitfähigkeit und c_v und c_p dessen isochore und die isobare Wärmekapazitäten sind.

Für einen realen, räumlich ausgedehnten Wandler (z.B. Linie, Kreis, Rechteck), muss die Oberfläche des Wandlers als Superposition von n Punktquellen betrachtet werden. Die gesamte umgesetzte Leistung $P_{el\,eff}$ muss entsprechend ihrer

Oberfläche auf alle diese Punktquellen verteilt werden. Die komplexen Amplituden jeder einzelnen Quelle werden an einem gewünschten Ort r superponiert. Der absolute Wert dieser Überlagerung ergibt die Schalldruckamplitude Δp am Beobachtungspunkt. Somit bekommen wir für die Schalldruckamplitude an einem Punkt r in einem Gas

$$\Delta p_{gas}(\bar{r}, f_{th}) = \sum_{k=1}^{k=n} \Delta p_k(\bar{r}, f_{th}) \cdot \exp(i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_{th} \cdot \frac{|\bar{r}_k|}{c_{gas}}) \quad (7)$$

Das Verfahren ermöglicht somit die Bestimmung von erzeugtem Schalldruck für beliebig geformte Wandler sowohl im Fern- als auch im Nahfeld.

Experiment

Zur Verifikation des Modells vergleichen wir die analytischen Ergebnisse mit experimentellen Schalldruckmessungen an einem thermo-akustischen Emitter in verschiedenen Gasen wie Luft, Helium und Argon in einem Frequenzband von 4 kHz bis 1 MHz.

Für die Messung des erzeugten Schalldrucks in diesem weiten Frequenzbereich verwenden wir einen Laser-Doppler-Vibrometer als resonanzfreies Mikrophon [4].

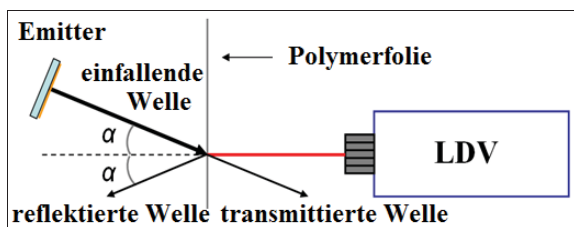


Abbildung 1: Prinzip der Messung von Schalldruckamplitude mit Hilfe des Laservibrometers.

Die Abbildung 1 zeigt schematisch das Messprinzip. Die einfallende Schallwelle versetzt eine leichte Polymerfolie in Bewegung. Der Laservibrometer detektiert die Geschwindigkeitsamplitude der Folie. Aus der Masse m_m , der Geschwindigkeit der Folie v_m und der akustischen Impedanz des umgebenden Gases Z_{gas} lässt sich die Schalldruckamplitude der einfallenden Welle berechnen als

$$\Delta p = Z_{gas} \cdot \Delta v_m \cdot \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \alpha} + \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot m_m}{2 \cdot Z_{gas}} \right)^2} \quad (8)$$

Der Schalldruckpegel ist definiert als

$$L_A[\text{dB}] = 20 \cdot \log(\Delta p / p_0) \quad \text{mit } p_0 = 20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \quad (9)$$

Abbildung 2(a) zeigt einen 3 x 3,5 mm großen thermo-akustischen Emitter bestehend aus einer 65 nm dicken ITO-Beschichtung auf Quarzglassubstrat. Der Emitter ist mit kleinen Federkontakten kontaktiert. Die Sensorspitze in der Mitte dient der Bestimmung der Emittertemperatur während des Experiments und anschließend zur Berechnung der temperaturabhängigen Parametern (3, 4, 6).

Abbildung 2(b) zeigt den Laboraufbau für Messung von Schalldruckamplituden in verschiedenen Gasen. Der Emitter und die Messfolie befinden sich unter einer Glasglocke. Alle Kabel und Schläuche sind Vakuumdicht durch die Platte unter die Glocke geführt. Mit einer Vakuumpumpe wurde

die Glocke evakuiert und anschließend mit Hilfe des Ventilsystems mit einem gewünschten Gas geflutet.

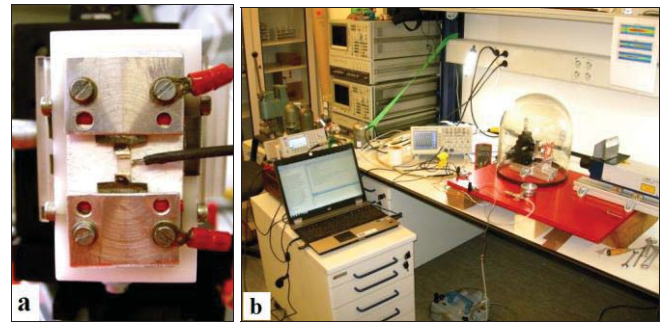


Abbildung 2: a) Thermo-akustischer Emitter in der Halterung. b) Laboraufbau zur breitbandigen Schalldruckmessung von Ultraschallsignalen in verschiedenen Gasen.

Ergebnis

Abbildung 3 präsentiert den Vergleich zwischen den gemessenen und den mit Hilfe des EDF-Modells errechneten Schalldruckpegeln für Argon, Luft und Helium bei gegebenen Experimentparametern: Sinusanregung mit $P_{el\text{ eff}} = 1,5$ Watt, $P = 100$ hPa, Distanz Emitter-Messfolie 2 cm.

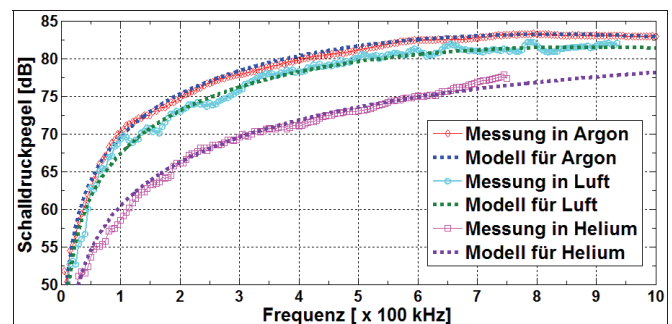


Abbildung 3: Vergleich der in Argon, Luft und Helium thermo-akustisch generierten Schalldruckpegel mit den Ergebnissen der analytischen Vorhersage des EDF-Modells.

Die experimentell ermittelten Schalldruckpegel sind in exzellenter Übereinstimmung mit der analytischen Vorhersage des EDF-Modells. Wie erwartet, arbeitet der thermo-akustische Emitter resonanzfrei. Der erzeugte Schalldruckpegel steigt entsprechend der Modellvorhersage mit steigender Anregungsfrequenz, wird aber durch die zunehmende Schallschwächung und die thermische Eigenkapazität der Nano-Beschichtung begrenzt.

Literatur

- [1] H.D. Arnold and I.B. Crandall: The thermophone as a precision source of sound, Phys. Rev. 10 (1917), pp. 22-38.
- [2] H. Shinoda *et al.*: Thermally induced ultrasonic emission from porous silicon, Letters to Nature, Vol. 400 (1999), pp. 853-855.
- [3] L. Xiao *et al.*: Flexible, Stretchable, Transparent Carbon Nanotube Thin Film Loudspeakers, Nano Letters, Vol. 8, No. 12 (2008), pp. 4539-4545.
- [4] M. Daschewski *et al.*: Physics of thermo-acoustic sound generation, J. Appl. Phys. 114, 114903 (2013), <http://dx.doi.org/10.1063/1.482112>.