

Akustische Charakterisierung tieffrequent modulierter NRP-Plasmaentladungen und Kontrolle thermoakustischer Instabilitäten

Olaf Bölke¹, Deanna A. Lacoste², Jonas P. Moeck¹

¹ *Inst. f. Strömungsmechanik u. Technische Akustik, TU-Berlin, 10623 Berlin, Germany, email: olaf.boelke@tu-berlin.de*

² *Clean Combustion Research Center, KAUST, Thuwal 23955-6900, Saudi Arabia*

Zusammenfassung

Untersucht wurde experimentell der Einfluss von Nanosekunden- (NRP-) Plasmaentladungen auf das akustische Feld. Hochspannungspulse mit Spannungen von mehr als 10 kV und einer Dauer von 10 ns gewährleisteten hierzu ein schnelles Aufheizen der Luft. Mittels der Burst-Modulation konnten aus Pulsfolgen mit Pulswiederholraten von 15 bis 30 kHz Signalformen mit hohen Amplituden im Frequenzbereich von 50 bis 1000 Hz erzeugt werden. Mikrofonmessungen im Impedanzrohr ermöglichten die Ermittlung der akustischen Quellamplitude, wobei der Einfluss von Modulationsfrequenz, Elektrodenabstand, Einschaltdauer und Pulswiederholrate untersucht wurde. Ein Modell für akustisch kompakte Quellen auf Grundlage der Wärmefreisetzung ermöglicht die analytische Bestimmung der Quellamplitude. Gute Übereinstimmungen mit den experimentell bestimmten Amplituden konnten mit diesem Modell über die elektrische Leistung erzielt werden. Eingesetzt wurden die NRP-Plasmaentladungen zudem in einem Regelkreis zur Kontrolle von thermoakustischen Instabilitäten in einem Rijke-Rohr. Hierbei konnte die Druckamplitude um mehr als zwei Größenordnungen reduziert werden.

Einleitung

Thermoakustische Instabilitäten stellen noch immer eine hohe Herausforderung bei der Entwicklung moderner Verbrennungssysteme dar. Durch Kopplung von Wärme- und Druckschwankungen werden teilweise so hohe Druckamplituden erzeugt, dass es zur Beschädigung umliegender Strukturen kommen kann. Mittels passiver Maßnahmen als auch aktiver Kontrolle wird versucht, diesen Effekt abzuschwächen [1, 2]. Passive Methoden wirken meist lediglich in einem festen Frequenzbereichen wohingegen aktive Kontrollmechanismen in einem schmalen, flexiblen Frequenzbereich einsetzbar sind. Durch aktive Aktuationsmechanismen ist es aktuell meist nicht möglich einen signifikanten Einfluss auf das System zu nehmen. Zudem müssen sie anspruchsvollen Umgebungsbedingungen wie hohen Temperaturen und Drücken widerstehen können [3].

Jüngste Arbeiten haben gezeigt, dass gepulste Nanosekunden- (NRP-) Plasmaentladungen zur Beeinflussung thermoakustischer Instabilitäten eingesetzt werden können [4–6]. Das hierzu verwendete Nichtgleichgewichtsplasma (engl. non-equilibrium plasma) wird durch 10 ns lange elektrische Pulse mit Spannungen von 10–20 kV und Wiederholraten von 10–80 kHz zwischen zwei Elektroden erzeugt. Bereits mit einer elektrischen Leistung von weniger als 1% der thermischen Flammenleistung wurde ein positiver Effekt auf grundlegende Verbrennungsprozesse wie zum Beispiel die Zündfähigkeit oder das Ausblasen beobachtet [7]. Dabei beeinflussen die Entladungen das Gesamtsystem auf thermischer, chemischer und auch akustischer Ebene. Zur Bestimmung der jeweiligen Einflussfaktoren wurden im Rahmen dieser Arbeit die Schallerzeugungsmechanismen für niederfrequent-modulierte NRP-Entladungen untersucht.

Durch die Plasmaentladungen kommt es zu un stetigen Wärmefreisetzen sowie zur Generierung von Teilchen durch Dissoziation [8, 9]. Hierdurch werden unter ande-

rem ausbreitungsfähige Druckwellen erzeugt [10, 11]. Die hierbei bisher untersuchten Zeit-Skalen sind jedoch wesentlich kleiner als für die Brennkammerakustik notwendig. Die durchgeführten Untersuchungen fokussieren sich daher auf die Charakterisierung des Einflusses von tieffrequent modulierten Plasmaentladungen auf das akustische Feld. Durch Messungen im Impedanzrohr wurden die akustischen Quellamplituden bestimmt. Untersucht wurden hierbei die Einflüsse der Modulationsfrequenz, der Pulswiederholrate, der Einschaltdauer als auch des Elektrodenabstandes. Eingesetzt wurden die NRP-Plasmaentladungen zudem in einem geschlossenen Regelkreis zur Dämpfung tieffrequenter thermoakustischer Instabilitäten in einem Rijke-Rohr.

Tonerzeugung mittels tieffrequent modulierter NRP-Plasmaentladungen

Zur Generierung der NRP-Plasmaentladungen wird der Hochspannungspulsgenerator FPG-10-30NM10 von FID Technologies verwendet. Erzeugt werden können Entladungen von ca. 10 ns Dauer und Pulswiederholraten f_{PRF} von 5–30 kHz. Die Energie pro Puls beträgt 2, 2 mJ, wobei diese für Wiederholraten von über 29 kHz absinkt.

Durch Burst-Modulation (siehe Abbildung 1) werden tieffrequente Signale in dem für moderne Verbrennungssysteme relevanten Frequenzbereich (≈ 100 –1000 Hz) erzeugt. Bei Idealisierung der Entladungen durch Dirac-Pulse konstanter Energie ergibt sich die höchste Amplitude bei der Modulationsfrequenz f_{mod} mit einer Einschaltdauer der Pulsfolge von $DC = 50\%$. Abbildung 2 zeigt einen im Impedanzrohr gemessenen Druckverlauf

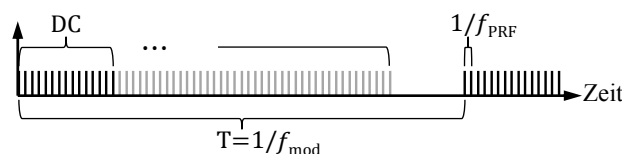


Abbildung 1: Idealisiertes Pulssignal mit Burst-Modulation bei f_{mod} .

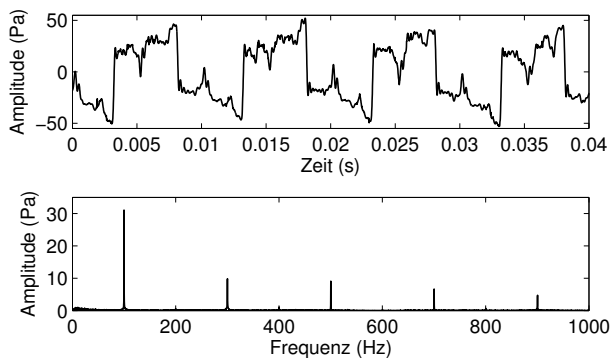


Abbildung 2: Akustische Antwort auf burst-modulierte NRP-Plasmaentladungen bei $f_{\text{mod}} = 100$ Hz mit $f_{\text{prf}} = 30$ kHz, DC = 50 %. Signal wurde tiefpassgefiltert bei 4 kHz. Oben: Drucksignal; Unten: Dazugehöriges Amplitudenspektrum.

sowie das dazugehörige Spektrum bei einer Modulationsfrequenz von $f_{\text{mod}} = 100$ Hz mit $f_{\text{prf}} = 28$ kHz und DC = 50 %. Zu erkennen ist eine deutliche Amplitude bei 100 Hz sowie den höheren Harmonischen.

Messung der akustischen Quellamplitude im Impedanzrohr

Zur Bestimmung der akustischen Quellamplitude wurde ein Impedanzrohr angefertigt, welches für die wandbündige Montage von jeweils fünf Mikrofonen stromauf (us) sowie stromab (ds) einer akustischen Quelle (s) ausgelegt ist (Abbildung 3). Die Mikrofone (G.R.A.S. 40BP mit Vorverstärker 26AC) sind über einen eigens angefertigten Verstärker mit dem Datenverarbeitungssystem (NI 9220 mit cRIO 9074 von National Instrument) verbunden. Erzeugt werden die NRP-Plasmaentladungen zwischen zwei Wolframelektroden mit einem Durchmesser von 2,4 mm. Montiert sind diese auf halber Länge des Rohres, sodass die Entladungen in der Mitte des Rohres stattfindet. Abgeschlossen ist das Rohr an beiden Enden mit schallabsorbierenden Schaumstoffelementen, wodurch modale Resonanzen gedämpft und die Messgenauigkeit erhöht wird. Eine schwache Spülströmung (< 5 m/s) ermöglicht den Abtransport von Schadstoffen, welche bei den Entladungen entstehen.

Unterhalb der Cut-On Frequenz der ersten azimuthalen Mode (ca. 5 kHz) sind lediglich ebene Wellen im Rohr ausbreitungsfähig. Das Druckfeld kann hier beschrieben werden durch

$$\hat{p}(x, \omega) = \hat{f}(\omega)e^{-ikx} + \hat{g}(\omega)e^{ikx}, \quad (1)$$

wobei $\hat{p}(x, \omega)$ die spektrale Druckamplitude an der axialen Position x , ω die Kreisfrequenz, ρ die Dichte sowie c

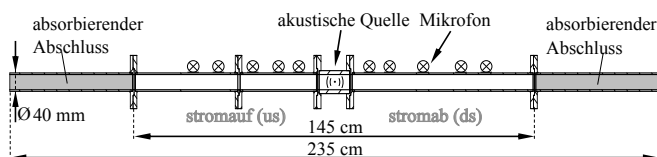


Abbildung 3: Experimenteller Aufbau zur Messung der akustischen Quellamplitude im Impedanzrohr

und $k = \omega/c$ die Schallgeschwindigkeit bzw. die Wellenzahl kennzeichnen. Die Gleichung (1) entspricht der Summe aus dem links- und rechtsläufigen Wellenteil, wobei \hat{g} und \hat{f} den jeweiligen Amplituden entsprechen. Für N_{mic} axiale Messpositionen ergibt sich das lineare Gleichungssystem

$$\begin{pmatrix} \hat{p}_1 \\ \hat{p}_2 \\ \vdots \\ \hat{p}_{N_{\text{mic}}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-ikx_1} & e^{ikx_1} \\ e^{-ikx_2} & e^{ikx_2} \\ \vdots & \vdots \\ e^{-ikx_{N_{\text{mic}}}} & e^{ikx_{N_{\text{mic}}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{f} \\ \hat{g} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

welches sich mittels Pseudoinversion nach \hat{f} und \hat{g} auflösen lässt.

Das akustische Gesamtsystem aus Abbildung 3 kann mit Hilfe der Streumatrix \mathbf{S} sowie der Quellkomponenten \hat{f}_s und \hat{g}_s charakterisiert werden [12]:

$$\begin{pmatrix} \hat{f}_{\text{ds}} \\ \hat{g}_{\text{us}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{f}_{\text{us}} \\ \hat{g}_{\text{ds}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{f}_s \\ \hat{g}_s \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Die Streumatrix beschreibt hierbei die Reflexion sowie die Transmission der auftreffenden Wellen am Quellsegment. Durch Anwendung der Zwei-Quellen-Methode [13] wurde die Streumatrix ermittelt. Im Rahmen der Messungenauigkeiten entspricht diese der Einheitsmatrix. Wie zu erwarten ist, der Einfluss der Elektrodengeometrie und der geringen Aufheizung durch die Entladungen (≤ 20 K) auf das akustische Feld vernachlässigbar klein. Die Quellamplituden ergeben sich somit zu

$$\hat{f}_s = \hat{f}_{\text{ds}} - \hat{f}_{\text{us}}, \quad (4)$$

$$\hat{g}_s = \hat{g}_{\text{us}} - \hat{g}_{\text{ds}}. \quad (5)$$

Als Bezugsgröße der Quellamplitude wurde die elektrische Leistung durch Messung von Spannung und Stromstärke ermittelt. Da zu Beginn jeder Periode schwache Pulse ohne Energieeintrag auftraten wurden vier phasengemittelte Energiemessungen von jeweils 40 Pulsen durchgeführt. Bei jeder Messung wurden die jeweils ersten 25 Pulse, sowie 15 auf der verbleibenden Einschaltdauer gleichmäßig verteilte Pulse, vermessen. Nicht gemessene Pulsenergien konnten aufgrund der geringen Schwankung der Energie nach den ersten Pulsen mittels Interpolation ermittelt werden. Aufgrund der geringen Dauer der Entladung von wenigen Nanosekunden im Vergleich zur tieffrequenten Periodendauer, können die Entladungen als Dirac-Pulse idealisiert werden. Nach Gewichtung mit den jeweiligen Energien wurde die elektrische Leistung bei der Modulationsfrequenz über den ersten Fourierkoeffizienten der Fourier-Reihe des Dirac-Signales ermittelt:

$$\hat{W} = \left| \frac{2}{T} \sum_{n=1}^N e_n e^{-i\Omega t_n} \right|. \quad (6)$$

e_n und t_n beschreiben die Pulsenergie sowie zeitliche Position des n -ten Pulses, wobei N der Anzahl aller Pulsen in einer Periode entspricht. $\Omega = 2\pi f_{\text{mod}}$ ist die Kreisfrequenz bei der Modulationsfrequenz.

Ergebnisse und Diskussion

Tabelle 1 zeigt alle getesteten Kombinationen von Elektrodenabstand d und Puls wiederholrate f_{prf} , die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden. Zudem ist das reduzierte elektrische Feld E/N angegeben, welches sich im Mittel während der Messung ergab. Dieses ist proportional zu der mittleren Elektronenenergie und ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung von Plasmaentladungen [7]. Die maximale Pulsenergie betrug in allen Fällen $(2, 2 \pm 0, 2)$ mJ. Für jede Kombination wurden akustische sowie elektrische Messungen bei verschiedenen Werten der Einschaltdauer ($DC=0.2-0.9$) und Modulationsfrequenz ($f_{\text{mod}} = 100-1000$ Hz) durchgeführt.

Tabelle 1: Liste aller untersuchten Kombinationen der akustischen und elektrischen Messungen

Konfig.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
d (mm)	4	4	4	4	4.5	4.5	4.5	4.5	5	5	5	5
f_{prf} (kHz)	20	25	27	29	20	25	27	29	20	25	27	29
E/N (Td)	96	95	96	92	90	90	86	85	87	83	80	79

Effekt der Einschaltdauer der Pulsfolge auf die akustische Quellamplitude

Unter der Annahme, dass die Pulsenergie für alle Pulse konstant ist, und dass jeweils ein konstanter Anteil der elektrischen Leistung in die Tonerzeugung übergeht, ist die Quellamplitude proportional zu $\sin(\pi DC)$. Abbildung 4 zeigt das theoretische Verhalten im Vergleich zu den gemessenen Quellamplituden nach Gleichung (4) und (5) in Abhängigkeit der Einschaltdauer. Der generelle Verlauf der gemessenen Werte hat eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen: Das Maximum liegt bei $DC \approx 50\%$ und die Quellamplitude geht für Werte von $DC = 0\%$ und $DC = 100\%$ gegen Null. Die Verschiebung zu höherer Einschaltdauer mit steigender Modulationsfrequenz kann durch die 3–7 nicht gezündeten Initialisierungspulse zu Beginn jeder Periode erklärt werden. Bei gleichbleibender Anzahl nicht gezündeter Pulse nimmt die Gewichtung dieser mit steigender Pulsanzahl und somit mit sinkender Modulationsfrequenz ab.

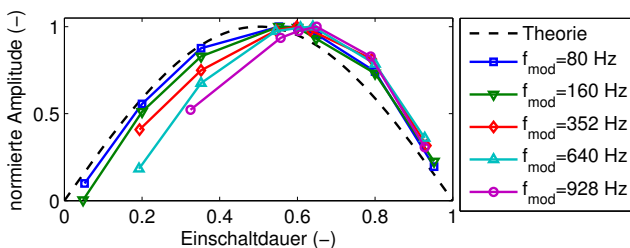


Abbildung 4: Abhängigkeit der Quellamplitude von der Einschaltdauer im Vergleich mit theoretischem Verhalten für verschiedene Modulationsfrequenzen; $f_{\text{prf}} = 20$ kHz, $d = 5$ mm

Theoretische Bestimmung der Quellamplitude und Vergleich mit Messergebnissen

Aus der adiabaten Zustandsgleichung für Fluide mit chemischem Umsatz lässt sich zusammen mit der linearisierten Massen- und Impulsbilanz die akustische Wellenglei-

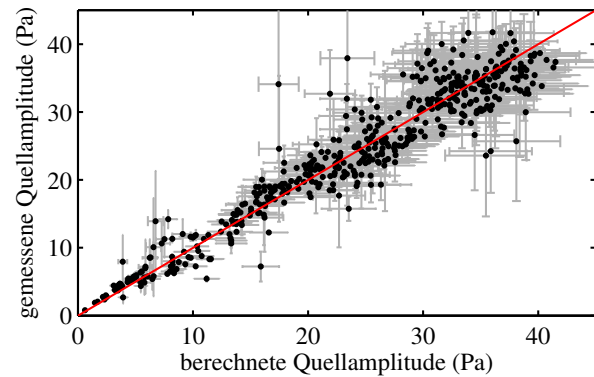


Abbildung 5: Vergleich von experimentell ermittelter und rechnerisch nach Gleichung (9) bestimmter Quellamplitude. Fehlerbalken repräsentieren Ungenauigkeiten der Messungen von elektrischer Energie und akustischer Quellamplitude.

chung auf bekannte Weise herleiten [14]. Im Frequenzbereich ergibt sich die Helmholtz-Gleichung zu

$$c^2 \nabla^2 \hat{p} + \omega^2 \hat{p} = -i\omega \rho_0 c^2 \hat{\sigma}, \quad (7)$$

wobei ρ_0 der mittleren Dichte und $\hat{\sigma}$ der Summe aus Teilchenanzahländerung und Wärmefreisetzung durch das Brechen von chemischen Verbindungen entspricht (engl. thermicity). Für akustisch kompakte Quellen in Rohren konstanten Querschnittes ergibt sich die Quellamplitude nach Gleichung (7) zu

$$\hat{f}_s = \hat{g}_s = \frac{\rho_0 c}{2A} \int_V \hat{\sigma} dV, \quad (8)$$

wobei das Volumenintegral die Quelle beinhaltet und A der Querschnittsfläche des Rohres entspricht. Bei der Annahme, dass die gesamte elektrische Energie bei der Modulationsfrequenz in Wärme umgesetzt wird, ergibt sich hieraus

$$\hat{f}_s = \hat{g}_s = \frac{\gamma - 1}{2Ac} \hat{W}. \quad (9)$$

Bei den durchgeführten Untersuchungen lies sich zeigen, dass die Werte nach Gleichung (9) in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten der Quellamplitude sind. In Abbildung 5 sind hierzu die berechneten über die gemessenen Quellamplituden aufgetragen. Gezeigt werden die Werte aller untersuchten Kombinationen aus Tabelle 1.

Kontrolle von thermoakustischen Instabilitäten mit NRP-Plasmaentladungen im Rijke-Rohr

Verwendet wurden die NRP-Plasmaentladungen in einem Feedback-Regelkreis zur aktiven Kontrolle von thermoakustischen Instabilitäten. Ohne NRP-Entladungen ergaben sich in dem untersuchten Rijke-Rohr durch Kopplung von Wärmefreisetzungs- und Druckschwankung Amplituden von mehreren hundert Pascal. Erzeugt wurden diese durch ein Heizgitter, welches sich im unteren Drittel eines 102 cm langen Rohres mit 60 mm Durchmesser befand. Die thermoakustischen Instabilitäten setzten ab einer Heizleistung von 175 W ein und

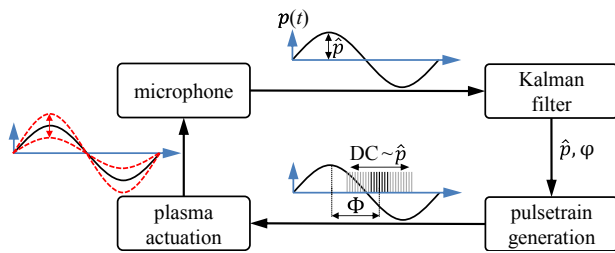


Abbildung 6: Regelkreis zur Kontrolle tieffrequenter Amplituden mit modulierten NRP-Plasmaentladung.

erreichten ihr Maximum bei ca. 300 W. Abbildung 6 zeigt den schematischen Aufbau der Regelkette. Das Drucksignal $p(t)$ wurde über ein Mikrophon unterhalb des Heizgitters aufgenommen und an einen Kalman-Filter übergeben. Dieser ermittelte die Schwingungsamplitude \hat{p} und Phase φ des Druckfeldes im Rohr. Letztere wurde zur Bestimmung der relativen Phasenverschiebung Φ zwischen dem Modulationssignal und dem aufgenommenen Druckfeld verwendet. Die Einschaltzeit der Modulationssignals war hierbei proportional zur Schalldruckamplitude. Die Einschaltzeit von DC= 50% wurde hierzu der maximalen Amplitude zugeordnet und reduzierte sich linear mit sinkender Druckamplitude. Die Phasenverschiebung Φ wurde manuell gewählt.

Abbildung 7 zeigt den gemessenen Schalldruckverlauf. Ungefähr 2,5 s nach Aktivierung des Regelkreises reduziert sich der RMS-Wert des Druckes von 500 Pa auf nahezu Null. Gezeigt ist zudem im Spektrum der dazugehörige Peak bei 176 Hz ohne und mit Kontrolle. Die Schwingungsamplitude ist durch die NRP-Plasmaentladungen um mehr als 40 dB reduziert worden.

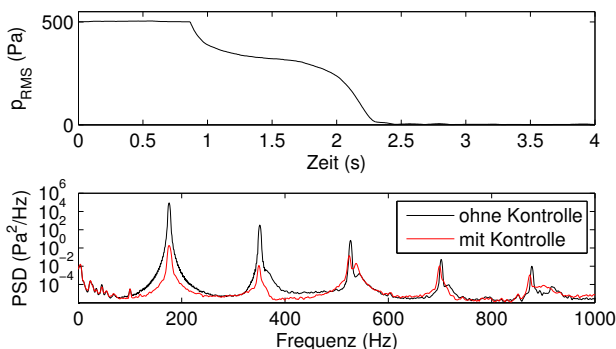


Abbildung 7: Regelung mit modulierten NRP-Plasmaentladungen. Oben: Druckverlauf mit zugeschalteter Regelung; Unten: Spektrum ohne und mit Regelung.

Zusammenfassung

Untersucht wurde die Auswirkung von tieffrequent modulierten NRP-Plasmaentladungen auf das akustische Feld. Hierzu wurde der akustische Quellterm in einem Impedanzrohr messtechnisch bestimmt. Gezeigt werden konnte, dass der Verlauf der Schalldruckamplitude mit variabler Einschaltzeit in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Verhalten ist. Mittels der Fourier-Reihenentwicklung wurde die elektrische Leistung bei der Modulationsfrequenz bestimmt. Unter der Annahme, dass die gesamte elektrische Leistung als Wärme in die Tongenerierung eingeht, konnten die Quellam-

plituden mit Hilfe eines analytischen Modells für kompakte Schallquellen in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten bestimmt werden. Elektrodenabstand sowie Pulswiederholrate haben lediglich einen geringen Einfluss auf die Quellamplitude. Durch Anwendung in einem geschlossenem Regelkreis konnte zudem gezeigt werden, dass NRP-Plasmaentladungen zur Kontrolle thermoakustischer Instabilitäten eingesetzt werden können. Zur Bestimmung grundlegender Einflüsse der NRP-Plasmaentladungen auf das akustische Feld soll in weiterführenden Untersuchungen die Tongenerierung im Detail untersucht werden. Zudem soll ein erweiterter Algorithmus zur Kontrolle von thermoakustischen und auch Verbrennungs-Instabilitäten untersucht werden.

Literatur

- [1] McManus, K. R., T. Poinsoot und S. Candel (1993), "A review of active control of combustion instabilities", *Prog. Energy Combust. Sci.* 19(1):1–29.
- [2] Bellucci, V., P. Flohr und C. O. Paschereit (2004), "Numerical and experimental study of acoustic damping generated by perforated screens", *AIAA J.* 42(8):1543–1549.
- [3] Dowling, A. P. und A. S. Morgans (2005), "Feedback Control of Combustion Oscillations", *Annu. Rev. Fluid Mech.* 37(2):151–182.
- [4] Moeck, J. P. u. a. (2013), "Control of combustion dynamics in a swirl-stabilized combustor with nanosecond repetitively pulsed discharges", AIAA 2013-0565.
- [5] Lacoste, D. A. u. a. (2013), "Effect of Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges on the Dynamics of a Swirl-Stabilized Lean Premixed Flame", *J. Eng. Gas Turbines Power.* ASME GT2013-94769 135:101501 (7 Seiten).
- [6] Kim, W., J. Snyder und J. Cohen (2015), "Plasma assisted combustor dynamics control", *Proc. Combust. Inst.* 35:3479–3486.
- [7] Ju, Y. und W. Sun (2015), "Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry", *Prog. Energy Combust. Sci.* 48:21–83.
- [8] Rusterholtz, D. (2012), "Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges in Atmospheric Pressure Air". Diss. Ecole Centrale Paris.
- [9] Aleksandrov, N. u. a. (2010), "Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43:255201 (19pp).
- [10] Xu, D. A. u. a. (2011), "Experimental study of the hydrodynamic expansion following a nanosecond repetitively pulsed discharge in air", *Appl. Phys. Lett.* 99:121502 pp.
- [11] Xu, D. u. a. (2014), "Thermal and hydrodynamic effects of nanosecond discharges in atmospheric pressure air", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47(23):235202.
- [12] Lavrentjev, J., M. Åbom und H. Bodén (1995), "A measurement method for determining the source data of acoustic two-port sources", *J. Sound Vib.* 183(3):517–531.
- [13] Åbom, M. (1992), "A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices", *J. Sound Vib.* 155(1):185–188.
- [14] Poinsoot, T. und D. Veynante (2005), *Theoretical and Numerical Combustion*. 2nd. R.T. Edwards, Inc.