

Hochfrequenz PIV-Messungen zur Bestimmung der phasengemittelten Volumenkraft von dielektrischen Barriereentladungs-Plasma-Aktuatoren

High Speed PIV Analysis of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators to Investigate the Phase Resolved Volume Force

M. Kuhnenn¹, B. Simon¹, I. Maden¹, J. Kriegseis² und S. Grundmann¹

¹ Center of Smart Interfaces, Technische Universität Darmstadt, Flughafenstraße 19, 64347 Griesheim, Deutschland

² Institut für Strömungsmechanik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Kaiserstraße 10, 76131 Karlsruhe, Deutschland

Zusammenfassung

Dielektrische Barriereentladungs (DBD)-Plasma-Aktuatoren werden zur Strömungskontrolle in Gasströmungen eingesetzt. Neben quasistationären Untersuchungen der resultierenden Volumenkraftverteilung [6] hat die Bestimmung der zeitaufgelösten und phasengemittelten Volumenkraft an Bedeutung gewonnen [1, 2, 9, 13]. Trotz einer Vielzahl an Publikationen über die Entwicklung der Volumenkraft existieren nach wie vor teilweise widersprüchliche Erklärungsansätze. Es ist allgemein akzeptiert, dass der Einfluss der Hochspannung zur Erzeugung der Plasmaentladung in den positiven und negativen Halbzyklen unterschiedlich ist [4, 10]. Typischerweise nutzen die erwähnten Untersuchungen zur Bestimmung des phasengemittelten Einflusses der Volumenkraft ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von $f = 1$ kHz [1, 2, 13]. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der phasengemittelten Volumenkraftverteilung $f(x, y, \Phi)$ bei sehr hohen Frequenzen $f = 10$ kHz der Betriebsspannung V , wodurch die Grenzen der Messtechnik Particle Image Velocimetry (PIV) ausgereizt werden. Aufgrund der hohen Frequenz können im Vergleich zu bisherigen Untersuchungen extrem leichte Hochspannungstransformatoren genutzt werden, sodass eine Anwendung für Flugexperimente möglich wird [3]. Zum ersten Mal wird unter Verwendung der Lissajous-Figur (Zyklogramm) [5] die gemessene Volumenkraft der momentanen Kapazität des Plasma-Aktuators zugeordnet, anstatt dem bisher verwendeten Spannungssignal; siehe Abbildung 1. Dadurch wird ein tieferer Einblick in den unmittelbaren Zusammenhang zwischen Entladung und dem resultierenden Impulsübertrag ermöglicht.

Physikalische Grundlagen und Durchführung

Der prinzipielle Aufbau eines DBD-Plasma-Aktuators in Oberflächenentladungsbauweise ist in Abbildung 2a dargestellt. Er besteht aus den Komponenten obere (exponierte) Elektrode, Dielektrikum und untere (verdeckte) Elektrode. Das in dieser Arbeit eingesetzte Dielektrikum besteht aus Kapton[®]

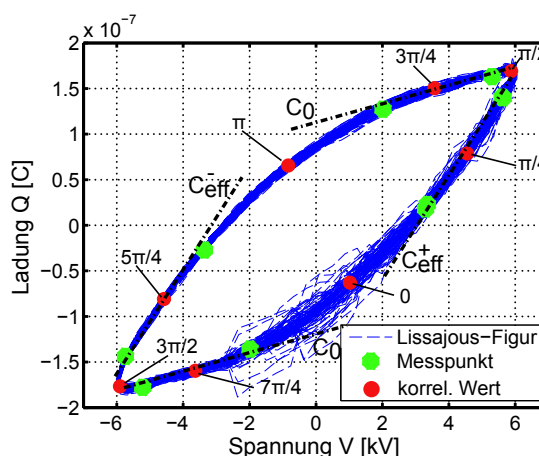


Abb. 1: Ladung Q und Spannung V des selben DBD Aktuators aufgetragen in einer Lissajous-Figur (Q-V-Zyklogramm) mit den charakteristischen Kapazitäten C_0 and C_{eff} . Die Messpunkte der PIV Messungen und die Ergebnisse der Korrelation sind hervorgehoben (vgl. [6]).

(Polyimid), das eine hohe Durchschlagfestigkeit besitzt. Die beiden Elektroden werden so angeordnet, dass zwischen ihnen keine Lücke entsteht, d. h. der horizontale Abstand zwischen b_1 und b_2 ist Null. An die obere Elektrode wird eine Wechselspannung von mehreren Kilovolt angelegt und die untere Elektrode wird geerdet, wodurch ein elektrisches Feld entsteht. Wird die Durchbruchspannung V_b bzw. die Durchbruchfeldstärke E_b erreicht, werden die Luftmoleküle ionisiert und es entsteht Plasma.

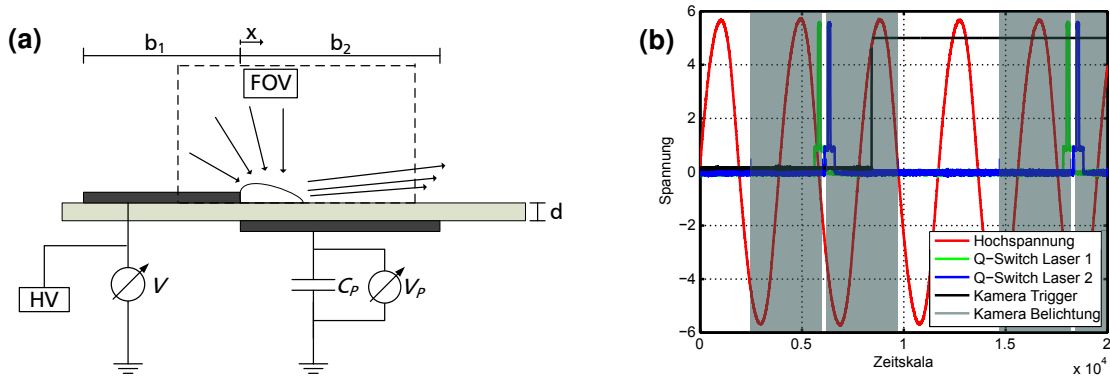


Abb. 2: **(a)** Aufbau eines DBD-Plasma-Aktuators. Dargestellt sind die obere Elektrode der Breite b_1 , die untere Elektrode der Breite b_2 und das Dielektrikum der Dicke d . An die obere Elektrode wird eine Wechselspannung von mehreren Kilovolt angelegt (gekennzeichnet mit HV) und die untere Elektrode wird geerdet. Weiterhin gekennzeichnet ist das Untersuchungsfenster (FOV) der Strömungsmessungen. **(b)** Zuordnung des ersten Bildes mit Hilfe des Kamera-Triggers und dem Q-Switch Signal des Lasers.

Wird eine Wechselspannung angelegt, folgt die Entladung dem Muster Zündung, Ausdehnung und Zusammenbruch in jedem Halbzyklus. Das bedeutet, dass dieser Vorgang zweimal innerhalb eines Sinus-Zyklus der Wechselspannung stattfindet. Aufgrund des Vorzeichenwechsels der Hochspannung erfolgt eine Einteilung in den positiven Halbzyklus und den negativen Halbzyklus entsprechend dem Vorzeichen der angelegten Hochspannung. Enloe et al. [4] und Orlov et al. [10] haben die Entladungsstruktur der unterschiedlichen Halbzyklen charakterisiert. Hierbei wird die positive und negative Flanke des Sinus-Zyklus untersucht, da dort jeweils die Zündung des Plasmas stattfindet. Die beiden Flanken unterscheiden sich stark hinsichtlich des Erscheinungsbilds der Entladung. Enloe et al. [4] bezeichnen die im Bereich der negativen Flanke (negative Steigung) stattfindende Entladung als sogenannte „diffusive (glow)“-Entladung und die der positiven Flanke als eine mit Filamenten versehene „streamer“-Entladung.

In einem Q-V-Zyklogramm, der sogenannten Lissajous-Figur, wird die Spannung $V(t)$ über der Ladung $Q(t)$ des Plasma-Aktuators aufgetragen. Obwohl die Flanken in der Lissajous-Figur (vgl. Abbildung 1) gleichmäßig aussehen, ist das reale Verhalten des Plasma-Aktuators im aufsteigenden und im absteigenden Bereich stark unterschiedlich. Die Lissajous-Figur ermöglicht einen tieferen Einblick in das Verhalten von Plasma-Aktuatoren. Nach dem Erreichen des Maximalwerts der Spannung kommt es zu einer abrupten Änderung und die Entladung des Aktuators endet schlagartig. Durch die Berechnung der Steigung des Zyklogramms kann die Kapazität $C(t)$ des Aktuators zu einer bestimmten Phasenlage $\Phi(t)$ der Hochspannung $V(t)$ ermittelt werden [5]:

$$C(t) = \frac{dQ(t)}{dV(t)} \quad (1)$$

In Abbildung 1 sind die charakteristischen Größen C_0 und C_{eff} eingezeichnet. C_0 kennzeichnet die elektrisch rein passive (kalte) Kapazität des Plasma-Aktuators. Die passive Kapazität C_0 tritt in den sogenannten „dark-periods“ (dunkle Bereiche) auf, in denen keine Entladung stattfindet [7]. In der Lissajous-Figur sind zwei dieser dunklen Bereiche vorhanden; jeweils kurz nach Überschreiten des Maximalwerts der Spannung und nach dem Zusammenbruch des Plasmas. Die effektive Kapazität C_{eff} ist eine Kombination der rein passiven Kapazität C_0 und dem Beitrag des Plasmas selbst. Daher

stellt C_{eff} eine Art virtuelle Kapazität dar, die den Aktuator im Betrieb näher beschreibt [5].

Zur Ermittlung der vom Plasma-Aktuator erzeugten Volumenkraft wird in dieser Arbeit eine implizite Messmethode angewendet. Das bedeutet, dass das resultierende Geschwindigkeitsfeld des Aktuators erfasst und mit Hilfe strömungsmechanischer Gleichungen ausgewertet wird. Die Bestimmung der Volumenkraft erfolgt hierbei implizit, da die Kraft nicht explizit gemessen wird, sondern aufgrund des entstehenden Geschwindigkeitsfelds Rückschlüsse auf die Volumenkraft gezogen werden. Hierzu wird die Messtechnik PIV eingesetzt. Um äußere Einflüsse auf die Strömung auszuschließen wird der Aktuator in ruhender Luft in einem Plexiglasbehälter betrieben. Der Plasma-Aktuator wurde mit einer Spannung von $V_{pp} = 12 \text{ kV}$ und einer Frequenz von $f = 10 \text{ kHz}$ betrieben. Ein Nd:YLF Doppelpulslaser (Litron LDY303-PIV) und eine Hochgeschwindigkeitskamera (Phantom V12) mit einer Auflösung von $800 \times 600 \text{ px}$ sowie ein umgekehrt montiertes Schneider-Kreuznach SKR SYMMAR 120/5.6 Objektiv wurden benutzt, um die 2D2C PIV-Daten aufzuzeichnen. Das Field of View (FOV) hatte eine Größe von $9 \times 6,7 \text{ mm}$ (vgl. Abbildung 2a), woraus eine Auflösung von $88,46 \text{ px/mm}$ resultiert. Die Hochspannung wird von einem Minipuls 6 erzeugt und als Seeding wird *Di-ethyl-hexyl-sebacat* (DEHS) mit einem mittleren Durchmesser von $0,9 \mu\text{m}$ eingesetzt. Zur Korrelation wurde ein multi-grid Kreuzkorrelations-Algorithmus mit einer anfänglichen/finalen Größe der Interrogation Areas von $64 \times 64 / 8 \times 8 \text{ px}$ genutzt.

Die Triggerung und Synchronisierung von Kamera und Laser wurde mit LABview und einer NI counter Karte realisiert. Unter Berücksichtigung der Taktfrequenz der Karte von $f_{NI} = 80 \text{ MHz}$ können nur diskrete Frequenzen mit einem ganzzahligen Teiler dieser Frequenz für die Ansteuerung von Laser und Kamera genutzt werden. Die Messungen wurden im double-frame Modus mit einer Frequenz $f_{kam} = 3200 \text{ Hz}$ und einem Zeitabstand $\Delta t = 12,5 \mu\text{s}$ durchgeführt. Bei einer Spannung von $V_{pp} = 12 \text{ kV}$ erreicht der Wandstrahl charakteristische Geschwindigkeiten von bis zu $u = 7 \text{ m/s}$. Mit Hilfe der charakteristischen Geschwindigkeit, dem Zeitabstand und der Auflösung kann der maximale Pixelversatz auf ungefähr $\Delta x_{max} \approx 7 \text{ px}$ abgeschätzt werden. Der Phasenversatz zwischen den Frequenzen von Aktuator (10 kHz) und Kamera/Laser (3,2 kHz) erlaubt es, acht unterschiedliche Phasenlagen zu beliebigen Phasenwinkeln in nur einer Messung aufzuzeichnen. Der gesamte Speicher der Kamera (8 GB) wird mit 10000 Bildern beschrieben, woraus 625 Bilder pro Phasenlage resultieren. Die erste Aufnahme der Messungen wurde mit Hilfe des Kameratriggers und dem Q-Switch Signal von Laser 1 zugeordnet (vgl. Abbildung 2b).

Die Lage der Messpositionen in Abbildung 1 wurde dabei so gewählt, dass die Eckpunkte der Lissajous-Figur geschnitten werden, da in diesen Bereichen aufgrund der maximalen Plasmaausdehnung und dem kurz darauf folgenden Zusammenbruch ein starkes Rauschen der PIV-Daten vermutet wird. Gleichzeitig wird durch diese Wahl der Transitionsbereich zwischen C_0 und C_{eff} ausgespart, in dem durch einen variablen Zündzeitpunkt des Plasmas ebenfalls starkes Rauschen vorherrscht. Weiterhin ist es möglich, durch die Wahl der Phasenlagen Informationen zu den Zeitpunkten ohne Plasma (C_0) zu erfassen.

Ergebnisse

Die Berechnung der Volumenkraft f_i erfolgt mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichung und unter Vernachlässigung des Druckgradienten [13] mit der Dichte ρ , den Geschwindigkeiten u und v und der dynamischen Viskosität η :

$$f_i = \underbrace{\rho \frac{\partial u_i}{\partial t}}_{\text{zeitabhängig}} + \underbrace{\rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{konvektiv}} - \underbrace{\eta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}}_{\text{diffusiv}} \quad (2)$$

Die einzelnen Terme der rechten Seite lassen sich unterteilen in einen konvektiven, einen diffusiven und zusätzlich einen zeitabhängigen Anteil. Der zeitabhängige Anteil beinhaltet die Zeitableitung der Geschwindigkeit, d. h. es handelt sich hierbei um einen Beschleunigungsterm. Die einzelnen

Terme der Navier-Stokes-Gleichung tragen unterschiedlich stark zur Entstehung der Volumenkraft bei. Den größten Einfluss hat der zeitabhängige Beschleunigungsterm. Der konvektive Term hat einen im Vergleich zum Beschleunigungsanteil konstanten Beitrag, der jedoch relativ gering ausfällt (vgl. Abbildung 3a). Durch die starke Beschleunigung und Verzögerung der Strömung während eines Entladungszyklus wird die Kraft durch den Zeitterm dominiert. Bei einer quasi-stationären Betrachtung entfällt der Zeitterm und der dominierende Einfluss folgt aus dem konvektiven Term. Für diesen Fall ergibt sich als gesamte Volumenkraft ein Anteil, der dem konvektiven Anteil aus der zeitabhängigen Betrachtung entspricht. In Abbildung 3b ist die Reproduzierbarkeit der untersuchten Volumenkraft dargestellt. Während eines Großteils des Zyklus sind die Ergebnisse deckungsgleich, lediglich bei einer Phasenlage von $\Phi = \pi$ kommt es zu einer sichtbaren Abweichung. Dies betrifft genau den Transitionsbereich von C_0 zu C_{eff} in der Lissajous-Figur und markiert somit den Bereich während der filamentierten „streamer“-Entladung, in dem das Plasma nicht immer zum gleichen Zeitpunkt zündet. Da bereits durch kleine Geschwindigkeitsänderungen große Änderungen in der Volumenkraft entstehen können, fällt eine leichte Variation des Zündzeitpunktes hier besonders stark ins Gewicht.

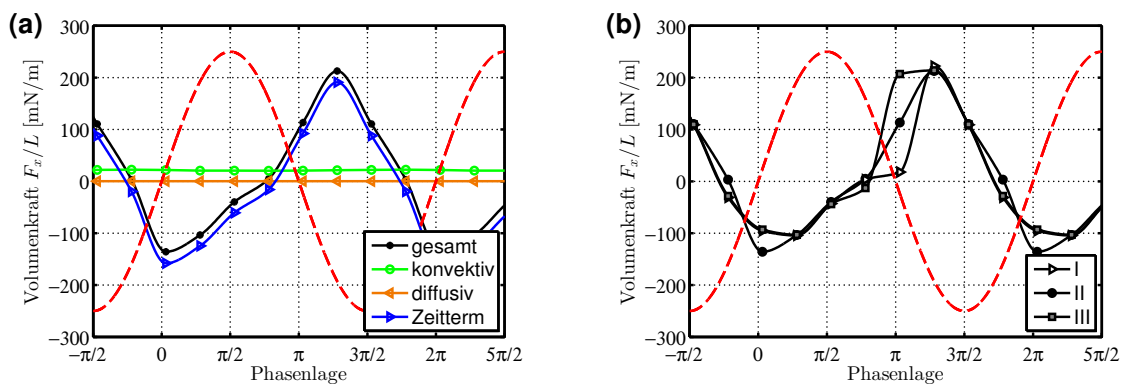


Abb. 3: **(a)** Einteilung der Volumenkraft in konvektiven, diffusiven und zeitabhängigen Anteil. Der Zeitterm leistet den größten Beitrag zur Volumenkraft. **(b)** Reproduzierbarkeit der Messergebnisse der Volumenkraftberechnung über der Phasenlage bei drei durchgeführten Messungen (I, II, III). Die Abweichung im Transitionsbereich von C_0 zu C_{eff} um $\Phi = \pi$ kommt durch einen variablen Zündzeitpunkt des Plasmas und damit einhergehenden kleinen Geschwindigkeitsunterschieden, die in der Volumenkraftberechnung zu einer großen Änderung führen.

In Abbildung 4 ist der Anteil der einzelnen Terme exemplarisch für eine Phasenlage von $\Phi = 180^\circ = \pi$ aufgetragen. Man erkennt den dominierenden Einfluss des Zeitterms und den deutlich verminderten Beitrag des konvektiven Anteils. Aufgrund der konvektiven Beschleunigung $\partial u/\partial x$ entsteht in horizontaler Richtung im linken Bereich des FOV eine stark positive Volumenkraft (vgl. Abbildung 4b). Scherkräfte in der Grenzschicht rufen eine Verzögerung der Strömung hervor und erzeugen somit den negativen Beitrag des konvektiven Anteils weiter stromabwärts [6]. Der diffusive Term, der die Viskosität (die innere Reibung) des Fluids berücksichtigt, verfügt über einen vernachlässigbaren Kraftbeitrag (vgl. Abbildung 4c).

Wie aus den Abbildungen 3a und 3b hervorgeht, ist die Volumenkraft in x-Richtung im Bereich der positiven Flanke der Hochspannung negativ und sobald die Steigung negativ wird, ist sie positiv. In der Lissajous-Figur entspricht dies dem Bereich oben rechts, bei dem der Übergang von C_{eff} zum folgenden C_0 erfolgt. In Abbildung 5 sind die einzelnen Phasenlagen der horizontalen Volumenkraft f_x dargestellt. Bei $\Phi = 90^\circ = \pi/2$, am Übergang von positiver zu negativer Flanke (bzw. C_{eff} zu C_0), überwiegt der negative Anteil der Kraft. Der positive Anteil steigt daraufhin an und gleicht zum Zeitpunkt $\Phi = 135^\circ = 3\pi/4$ den negativen Anteil aus, wodurch die resultierende Volumenkraft zu Null wird. Es folgt ein starker Anstieg der positiven Anteile bis $\Phi = 225^\circ = 5\pi/4$. Die positive Volumenkraft beginnt sich 0,5 mm stromabwärts der oberen Elektrode auszubilden und wächst räumlich stark an. Zum Zeitpunkt der maximalen positiven Volumenkraft ($\Phi = 225^\circ = 5\pi/4$) reicht diese bis hin zur Hinterkante der oberen Elektrode. Dies geschieht im Bereich des negativen Halbzyklus, wenn

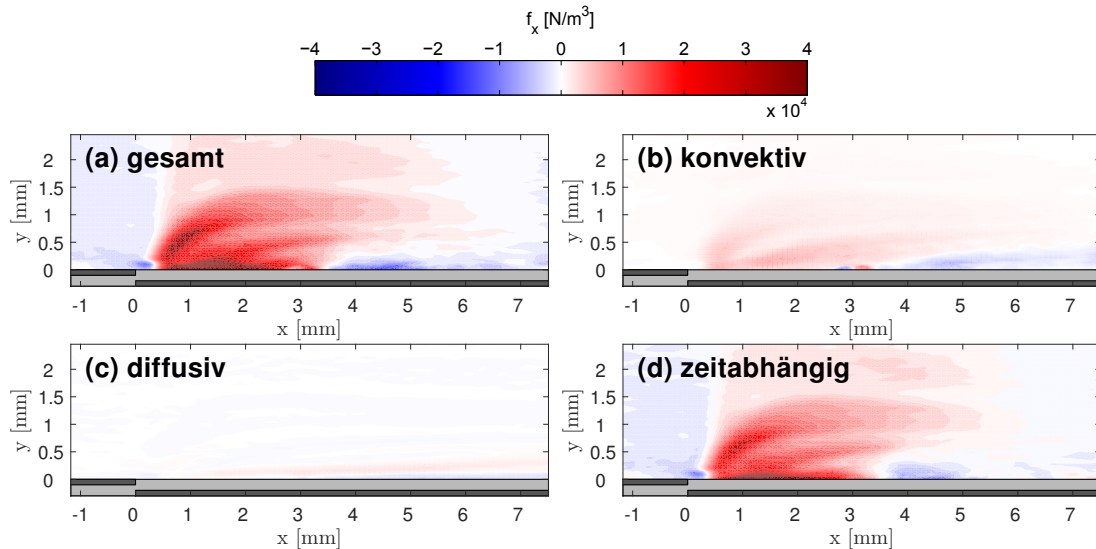


Abb. 4: Einteilung der **(a)** Volumenkraft in die einzelnen Bestandteile: **(b)** konvektiver Term, **(c)** diffusiver Term und **(d)** zeitabhängiger Term. Dargestellt ist die Phasenlage $\Phi = 180^\circ = \pi$. Im Gegensatz zu den zeitlich gemittelten Untersuchungen erzeugt der Zeitterm den größten Teil der Volumenkraft, gefolgt vom konvektiven Beitrag. Der diffusive Term leistet einen vernachlässigbaren Anteil.

sich die Elektronen von der exponierten Elektrode auf die Oberfläche des Dielektrikums bewegen und eine „diffusive (glow)“-Entladung stattfindet. Am Übergang von negativer zu positiver Flanke ($\Phi = 270^\circ = 3\pi/2$) bzw. von C_{eff}^- zu C_0 beginnt sich im Bereich der oberen Elektrode eine negative Kraft auszubilden. Diese wächst ebenfalls stark an, dehnt sich räumlich aus und der positive Kraftanteil verschwindet ($3\pi/2 \leq \Phi \leq 2\pi$). In diesem Bereich findet keine „diffusive“- und auch keine „streamer“-Entladung statt. Nach dem Überschreiten des negativen Peaks ($\Phi = 3\pi/2$) bricht das Plasma zusammen und es muss sich erst erneut eine ausreichende Potentialdifferenz ausbilden, d. h. es liegt die passive Kapazität C_0 vor. Das Maximum der negativen Volumenkraft ist bei $\Phi = 0^\circ$ erreicht. Der Hauptanteil der negativen Kraft bildet sich hauptsächlich im Bereich zwischen 2 mm und 5 mm aus, während sich die positive Kraft von der oberen Elektrode bei 0 mm bis hin zu 5 mm ausdehnt. Während der „streamer“-Entladung und C_{eff}^+ ($\pi/4 \leq \Phi \leq \pi/2$) ist die Amplitude der Kraft vergleichsweise gering. Die negative Volumenkraft wird geringer und eine leicht positive Kraft dehnt sich aus. Der negative Anteil verschwindet jedoch nicht, was sich durch Energiedissipation infolge von Reibung an der Wand erklären lässt. Insgesamt ist der positive Kraftbeitrag der „streamer“-Entladung vernachlässigbar klein gegenüber der „glow“-Entladung. Durch die Struktur der „streamer“- und „glow“-Entladung (vgl. [4]), wird ersichtlich, dass die „streamer“ durch ihre Form Einfluss auf einen deutlich kleineren Bereich nehmen. Die Form der „glow“-Entladung ermöglicht es, einen größeren Bereich abzudecken und einen Einfluss geltend zu machen.

Betrachtet man die Entstehung der Volumenkraft in Abhängigkeit von der Lissajous-Figur unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Bereiche, fällt auf, dass der Hauptanteil der positiven Volumenkraft entlang der konvex gekrümmten oberen Flanke verläuft. In Abbildung 6a ist der Verlauf der Kapazität $C(t)$ gemittelt über alle aufgezeichneten Zyklen und die resultierende Volumenkraft F_x/L der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen aufgetragen. Die Bereiche für C_0 und C_{eff} sind zur Verdeutlichung hervorgehoben. Entlang der konvex gekrümmten oberen Flanke der Lissajous-Figur liegt C_0 im Bereich $\pi/2 \leq \Phi \leq 3\pi/4$, in dem die rein passive Kapazität vorliegt. Dies entspricht dem Beginn der negativen Flanke der Wechselspannung, in dem es bei Erreichen von C_{eff}^- ($\pi \leq \Phi \leq 3\pi/2$) zur Bildung eines Großteils der positiven Volumenkraft kommt. Das liegt am Zünden des Plasmas und der entstehenden „glow“-Entladung, die den Hauptanteil der Volumenkraft erzeugt. Nach dem Zusammenbruch des Plasmas bei $\Phi = 3\pi/2$ liegt die Kapazität C_0 vor. In dem folgenden Bereich ($7\pi/4 \leq \Phi \leq \pi/4$) überwiegt der negative Anteil der Volumenkraft, der auch beim Erreichen der Kapazität C_{eff}^+ des positiven Halbzyklus und dem Zünden des Plasmas im „streamer“-Modus

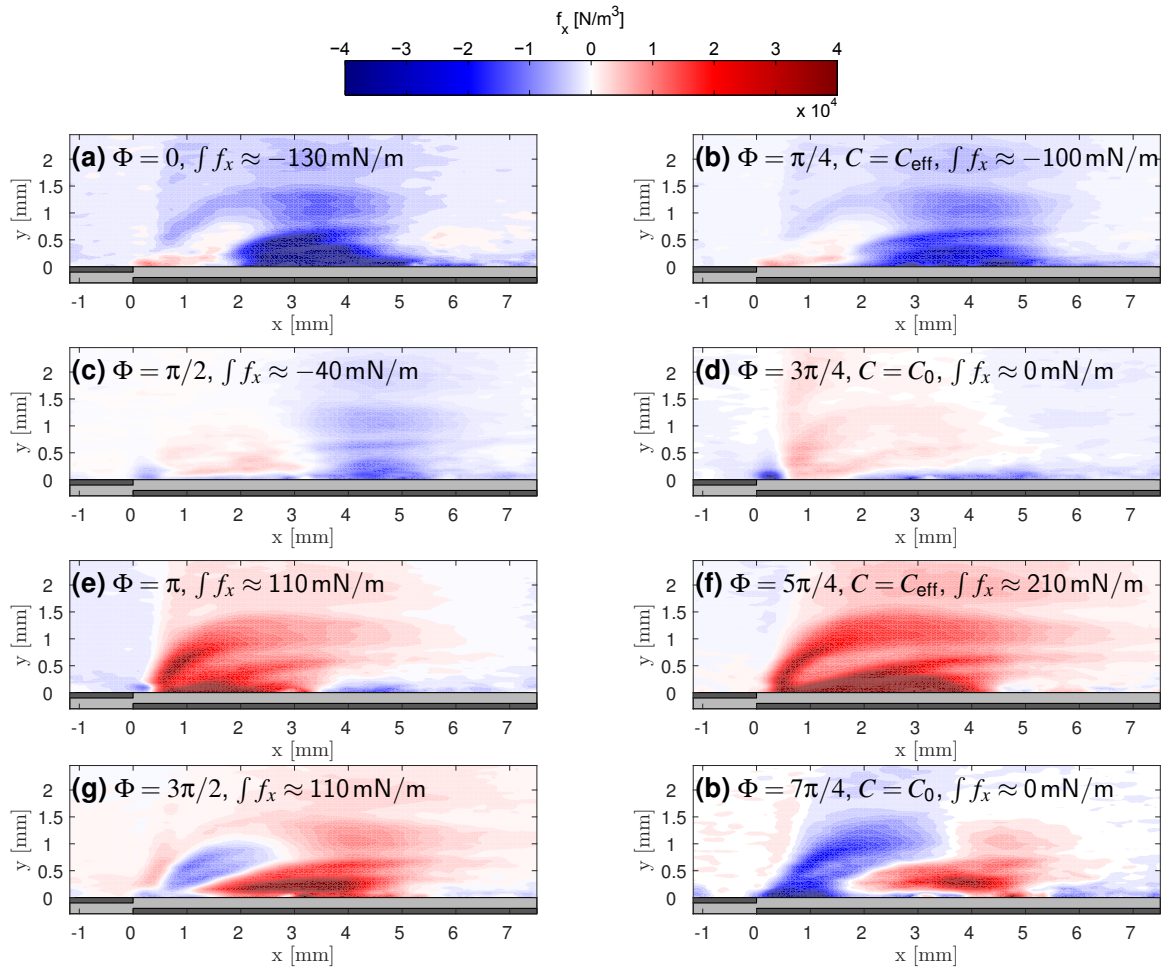


Abb. 5: Verteilung der Volumenkraft f_x zu unterschiedlichen Phasenlagen. Zu den Zeitpunkten $\Phi = \pi/4$ und $\Phi = 5\pi/4$ liegt die effektive Kapazität C_{eff} vor und in den Phasenlagen $\Phi = 3\pi/4$ und $\Phi = 7\pi/4$ die passive Kapazität C_0 .

($\pi/4 \leq \Phi \leq \pi/2$) nicht verschwindet. Obwohl die Entladung in den Halbzyklen stark unterschiedlich verläuft und auch die Kraftentwicklung von der Phasenlage abhängig ist, hat dies keinen Einfluss auf die effektive Kapazität des Aktuators. Die Peaks der Kapazitäten C_{eff}^- und C_{eff}^+ unterscheiden sich nach Untersuchungen von Kriegseis et al. [5] kaum. Auch in Abbildung 6a lässt sich dieses Verhalten erkennen. Dennoch lässt sich festhalten, dass es während des Durchlaufens der konvex gekrümmten Flanke der Lissajous-Figur und der vorherrschenden „glow“-Entladung bei C_{eff}^- zu einem Großteil der Erzeugung der positiven Volumenkraft kommt. Das Zünden des Plasmas bei C_{eff}^+ ($\Phi = 90^\circ = \pi/2$) und die stattfindende „streamer“-Entladung erzeugt eine schwache positive Volumenkraft, die negativen Anteile können jedoch nicht ausgeglichen werden.

Abbildung 6a veranschaulicht die Entwicklung der Aktuorkapazität über der Phasenlage und den ermittelten integralen Wert der Volumenkraft pro Phasenlage. Die positive Volumenkraft wird im negativen Halbzyklus während der „glow“-Entladung erzeugt [4]. Auffällig ist das Vorhandensein von Bereichen mit nahezu keiner Volumenkraft in zwei Phasenlagen ($\Phi = 3\pi/4$ and $\Phi = 7\pi/4$). In beiden Fällen ist die Volumenkraft ungefähr Null während der dunklen Bereiche ohne Plasmaentladung [7] und einer rein passiven Kapazität C_0 im Zylogramm. Das Plasma bricht zu den Zeitpunkten $\Phi = \pi/2$ und $\Phi = 3\pi/2$ nach Überschreiten des Peaks der Hochspannung zusammen, wodurch der Beitrag des Plasmas selbst zur Kapazität C_{eff} verloren geht. Aufgrund dieser Tatsache liegt kurz nach dem Zusammenbruch die Kapazität C_0 vor, d. h. die passive Kapazität des Plasma-Aktuators. Nach dem Zusammenbruch bei C_{eff}^- verschwindet die positive Volumenkraft, da die Strömung verzögert wird. Das bedeutet, dass durch das Überschreiten der maximalen Hochspannung der Zusammenbruch

des Plasmas eingeleitet wird, wodurch die Strömung verzögert wird und zeitgleich die effektive Kapazität C_{eff} durch das fehlende Plasma in die passive Kapazität C_0 übergeht. Diese Effekte sorgen für einen Ausgleich von positiven und negativen Anteilen der Volumenkraft sowohl im positiven („streamer“-Entladung) als auch im negativen Halbzyklus („glow“-Entladung) und erzeugen somit eine Volumenkraft $F_x/L \approx 0$ mN/m (in Abbildung 6a durch rote Kreise markiert).

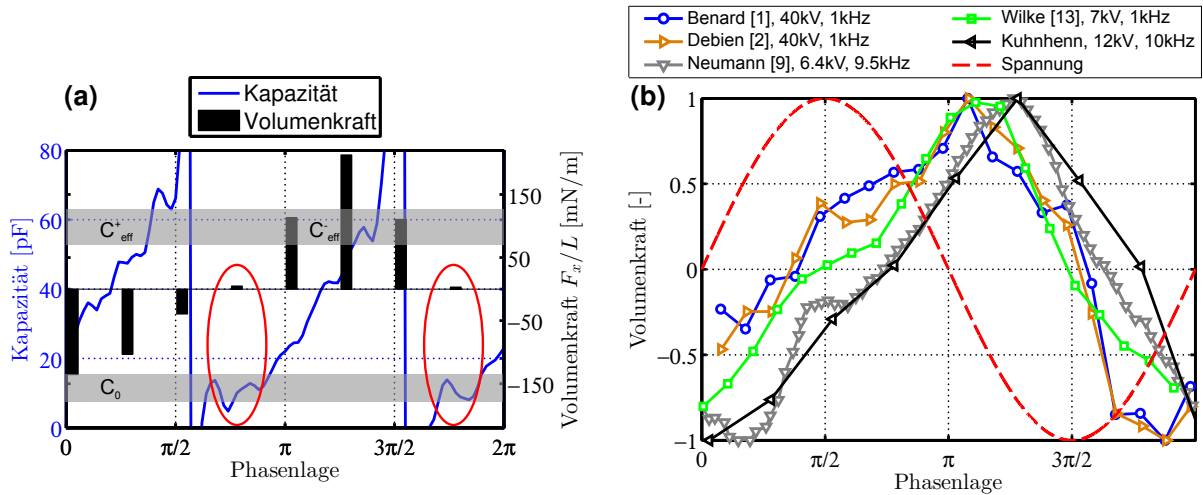


Abb. 6: **(a)** Entwicklung der gemittelten Kapazität und der Volumenkraft in horizontaler Richtung. Im Bereich um C_{eff}^- wird der größte Anteil der positiven Volumenkraft erzeugt. Beim Vorliegen der passiven Kapazität C_0 gleichen sich positive und negative Anteile aus und es entsteht keine Volumenkraft in horizontaler Richtung. Im positiven Halbzyklus (C_{eff}^+) überwiegt der negative Anteil der Volumenkraft. **(b)** Vergleich mit bisherigen Veröffentlichungen aus der Literatur.

Aufgrund der hohen Frequenz des Plasma-Aktuators wurde die Partikelimpulsantwort τ_p zur Einschätzung der Partikelträgheit näher betrachtet:

$$\tau_p = \frac{\rho_p r_p^2}{18\eta} = \frac{912 \text{ kg/m}^3 \cdot (0,9 \mu\text{m})^2}{18 \cdot 18,24 \times 10^{-6} \text{ Pa s}} = 2,25 \mu\text{s}, \quad St = \frac{\tau_p \cdot u}{l_c} = \frac{2,25 \mu\text{s} \cdot 7 \text{ m/s}}{1 \text{ mm}} = 0.0157 \quad (3)$$

Nach Gleichung (3) ergibt sich für $\tau_p = 2,25 \mu\text{s}$, mit der Dichte ρ_p der Seeding-Partikel, dem Radius r_p der Seeding-Partikel und der dynamischen Viskosität η der umgebenden Luft. Da die Frequenz des Plasma-Aktuators 10 kHz beträgt entspricht dies 2,25 % der Periodendauer eines Zyklus. Obwohl die Stokes-Zahl mit $St = 0,0157$ ein akkurates Partikelfolgevermögen vermuten lässt, kommt es verglichen mit bisherigen Veröffentlichungen bei 1 kHz Plasmafrequenz zu einem gewissen Zeitversatz im Verlauf der ermittelten Volumenkraft. Zur Ermittlung der Stokes-Zahl St wird eine charakteristische Geschwindigkeit u und eine charakteristische Länge l_c herangezogen [11]. Zur Abschätzung des ungünstigsten Falls wird die größte Geschwindigkeit und die kleinste charakteristische Länge verwendet.

Um einen einzelnen vergleichbaren Wert der Volumenkraft zu erhalten wird der räumliche Verlauf der Volumenkraft über das FOV aufintegriert [6]. Um die Ergebnisse dieser Arbeit zusätzlich mit bisherigen Veröffentlichungen auf dem Gebiet der phasengemittelten Volumenkraftmessungen vergleichen zu können, wird eine Normierung der Volumenkraft vorgenommen. Dadurch lassen sich unterschiedliche Plasma-Aktuator-Konfigurationen, Hochspannungen und Frequenzen miteinander vergleichen. Die Ergebnisse von Murphy et al. [8] und Debien et al. [2] beruhen auf der Verwendung der integralen Methode nach Versailles et al. [12], während alle anderen Untersuchungen mit Hilfe der differentiellen Methode nach Wilke [13] durchgeführt wurden. Wie aus Abbildung 6b hervorgeht, sind die Ergebnisse dieser Arbeit hinsichtlich der Phasenlage mit bisherigen Veröffentlichungen vergleichbar. Es zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf mit einem leichten Phasenversatz

zu den Messergebnissen von Benard et al. [1], Debien et al. [2] und Wilke [13]. Die Laser-Doppler-Anemometrie-Messungen (LDA) von Neumann et al. [9] werden sehr gut wiedergegeben. Neumann et al. [9] nutzen im Gegensatz zu den übrigen Experimentatoren Plasma-Aktuator-Frequenzen, die den in dieser Arbeit verwendeten 10 kHz sehr Nahe kommen. Aufgrund des Folgevermögens der Partikel und einer gewissen Reaktionszeit bei einer Frequenz von 10 kHz kann es zu einem leichten Phasenversatz kommen.

Fazit

In Übereinstimmung mit der Literatur zeigt sich, dass die positive Volumenkraft im negativen Halbzyklus während der Glow-Entladung erzeugt wird und die negative Volumenkraft im positiven Halbzyklus während der Streamer-Entladung entsteht. Die zusätzliche Berücksichtigung der Lissajous-Figur zeigt deutlich, dass die erzeugte Volumenkraft mehr auf der momentanen Kapazität des Plasma-Aktuators, als auf der Hochspannung beruht. Zum Zeitpunkt der dunklen Bereiche (passive Kapazität C_0) wird die gesamte Volumenkraft zu Null ausgeglichen. Im Gegensatz dazu erzeugt der Anteil der Plasmaentladung bei C_{eff} den Hauptanteil der resultierenden Volumenkraft.

Literatur

- [1] N. Benard, A. Debien, and E. Moreau. Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46(245201), 2013.
- [2] A. Debien, N. Benard, L. David, and E. Moreau. Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators. *Appl. Phys. Lett.*, 100(013901), 2012.
- [3] A. Duchmann, B. Simon, C. Tropea, and S. Grundmann. Dielectric barrier discharge plasma actuators for in-flight transition delay. *AIAA Journal*, 52(2):358–367, 2014.
- [4] C. L. Enloe, M. G. McHarg, and T. E. McLaughlin. Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator. *J. Appl. Phys.*, 103(073302), 2008.
- [5] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann, and C. Tropea. Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (dbd) plasma actuators. *J. Electrostat.*, 69:302–312, 2011.
- [6] J. Kriegseis, C. Schwarz, C. Tropea, and S. Grundmann. Velocity-information-based force-term estimation of dielectric-barrier discharge plasma actuators. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46(055202), 2013.
- [7] T. C. Manley. The electric characteristics of the ozonator discharge. *J. Electrochem. Soc.*, 84(1):83–96, 1943.
- [8] J. P. Murphy, J. Kriegseis, and P. Lavoie. Scaling of maximum velocity, body force, and power consumption of dielectric barrier discharge plasma actuators via particle image velocimetry. (113:243301), 2013.
- [9] M. Neumann, C. Friedrich, J. Czarske, J. Kriegseis, and S. Grundmann. Determination of the phase-resolved body force produced by a dielectric barrier discharge plasma actuator. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 46(042001), 2012.
- [10] D. M. Orlov, G. I. Font, and D. Edelstein. Characterization of discharge modes of plasma actuators. *AIAA J.*, 46(12):3142–3148, 2008.
- [11] C. Tropea, L. Yarin, and J. F. Foss. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Springer Science, Berlin, 2007. ISBN 978-3-540-25141-5.
- [12] P. Versailles, V. Gingras-Gosselin, and H. D. Vo. Impact of pressure and temperature on the performance of plasma actuators. (48: 859-863), 2010.
- [13] J. B. Wilke. *Aerodynamische Strömungssteuerung mittels dielektrischen Barriereentladungs-Plasmaaktuatoren*. PhD thesis, DLR Göttingen, 2009.