

## UNTERSUCHUNG DES GESCHWINDIGKEITSFELDES EINES SPRAYS MIT VERBESSERTER ÖRTLICHER AUFLÖSUNG

### INVESTIGATION OF THE VELOCITY FIELD OF A SPRAY WITH INCREASED SPATIAL RESOLUTION

**Christian Pfeifer, Christian Bruzzese, Dietmar Kuhn, Gerald Fast**

Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kern- und Energietechnik,  
Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen

Schlagworte : LDA, Spray, Radon-Transformation, Rekonstruktion, Tomografie

Key words: LDA, Spray, Radon transformation, reconstruction, tomography

#### Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden experimentelle Ergebnisse einer Untersuchung von Geschwindigkeitsfeldern eines Brennstoffsprays sowie theoretische Grundlagen der tomographischen Rekonstruktion vorgestellt. Um detaillierte Informationen über die Geschwindigkeitsverteilung von Partikeln in einem Freistrahle zu erhalten, muss bei einer Messung mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) das Messvolumen hinreichend klein sein. Falls durch äußere Gegebenheiten das Messvolumen eine räumlich große Ausdehnung besitzt, ist eine hohe lokale Auflösung nicht mehr gegeben. Mittels eines neuartigen tomographischen Auswerteverfahrens, der tomographischen Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA), wird das rotationssymmetrische Geschwindigkeitsfeld aus integralen Geschwindigkeitsinformationen mit einer inversen Radon-Transformation rekonstruiert. Damit wird eine verbesserte örtliche Auflösung erzielt. Mit diesem Verfahren wurde das Geschwindigkeitsfeld von Brennstofftropfen bei Variation des Verhältnisses von Injektions- zu Kammerdruck bestimmt.

#### Einleitung

Angesichts der Bestrebungen nach Verbrauchsreduzierung sowie Schadstoff- und Rußminderung bei Verbrennungsmotoren, insbesondere bei direkteinspritzenden Verbrennungsmotoren, ist ein tiefes Verständnis jeder einzelnen Phase des instationären Mischungs- und Verbrennungsprozesses notwendig. Zu diesen Phasen gehören Spraybildung, Verdampfung, Mischung, Zündung und Flammenausbreitung. Die detaillierten Mechanismen dieser einzelnen Schritte sowie deren Wechselwirkung untereinander sind noch nicht ausreichend verstanden. Bei einem solchen Verbrennungsvorgang spielt die Spraybildung, als erster Schritt des Gesamtprozesses, eine entscheidende Rolle. Sie hat einen maßgeblichen Einfluss auf den Mischungsvorgang und wirkt sich somit auch auf die nachfolgende Zündung und Verbrennung aus. Im Hinblick auf die Vorgabe von quantitativen Randbedingungen bei der numerischen Simulation von Sprays, ist eine experimentelle Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern der Brennstofftropfen am Austritt des Injektionssystems von großer Bedeutung.

Am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe wurde zur Untersuchung von gasförmigen Brennstofffreistrahlen sowie von Brennstoffsprays in eine Hochdruck-/Hochtemperaturatmosphäre die Versuchsanlage *TROJA* (Transient Open Jet for Auto-Ignition) errichtet. Die Anlage erlaubt optische Untersuchungen bei Kammerdrücken von bis zu *40bar* und einer Temperatur von bis zu *720K*. Zur Vermeidung von Wandeinflüs-

sen auf die Prozesse im Messbereich ist der Abstand der Fenster zum Mittelpunkt der Kammer groß. Für eine Messung mit LDA führt dies aufgrund des kleinen Überlagerungswinkels  $\phi$  der beiden Laserstrahlen zu einer Vergrößerung des Messvolumens. Dadurch kann die Messung nicht mehr als punktförmig betrachtet werden. Bei Czarske et al. 2001 wird ein Verfahren mit einem differentiellen LDA-System vorgestellt, welches die örtliche Zuordnung eines Bursts in einem Messvolumen erlaubt. In der vorliegenden Arbeit werden, mit einem bewusst verlängerten Messvolumen, Geschwindigkeitsinformationen von Tropfen integral über den gesamten Querschnitt aufgenommen. Im Anschluss wird aus diesen integralen Geschwindigkeitsinformationen mittels einer inversen Radon-Transformation die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung der Brennstofftropfen rekonstruiert und dadurch eine erhöhte örtliche Auflösung erzielt.

## Versuchsbeschreibung und Messaufbau

Die Untersuchungen des Sprays erfolgen an der Versuchseinrichtung *TROJA*. Dieser Versuchsaufbau ermöglicht Untersuchungen von Freistrahlen in einer Hochdruck-/Hochtemperaturatmosphäre. Die zylindrische Hochdruckkammer hat eine axiale Länge von  $500\text{mm}$  und einen Innendurchmesser von  $102\text{mm}$  (Abb. 1a). Durch vier Quarzglasscheiben, welche rechtwinklig zueinander angeordnet sind, ist die Kammer optisch zugänglich. Für reaktive Versuche, bei denen Brennstoffe durch die Kammerbedingungen zu Selbstzündung gebracht werden können, wird die Kammer mit Luft gefüllt. Für inerte Versuche zur Untersuchung des Strömungsfeldes ohne chemische Reaktion befindet sich Stickstoff in der Kammer. Während des Experiments wird die Kammer kontinuierlich gespült um für statistische Aussagen vergleichbare Bedingungen bei jeder einzelnen Injektion zu schaffen. Dabei wird das Kammergas mit einer solch geringen Geschwindigkeit zugeführt, dass es innerhalb der Kammer nicht zur Ausbildung einer großskaligen Strömungsstruktur kommt, welche die Dynamik des Freistrahls beeinflusst. Mittels eines sehr schnell schaltenden Ventils ( $<1\text{ms}$ ) wird der Brennstoff in eine Vorkammer injiziert, welche über einen Trichter mit dem Injektionsrohr verbunden ist (Abb. 1b). Das Injektionsrohr hat eine Länge von  $200\text{mm}$  und einen Innendurchmesser von  $2\text{mm}$  und mündet in die Kammer. Damit die Tropfen des Brennstoffsprays die lange Wegstrecke von der Ventilöffnung bis zur Einmündung in die Kammer zurücklegen können, wird der flüssige Brennstoff in eine Trägerströmung aus Stickstoff injiziert. Der mit den Brennstofftropfen beladene Stickstoff strömt durch den Trichter in das Injektionsrohr und mündet an dessen Ende in die Kammer.

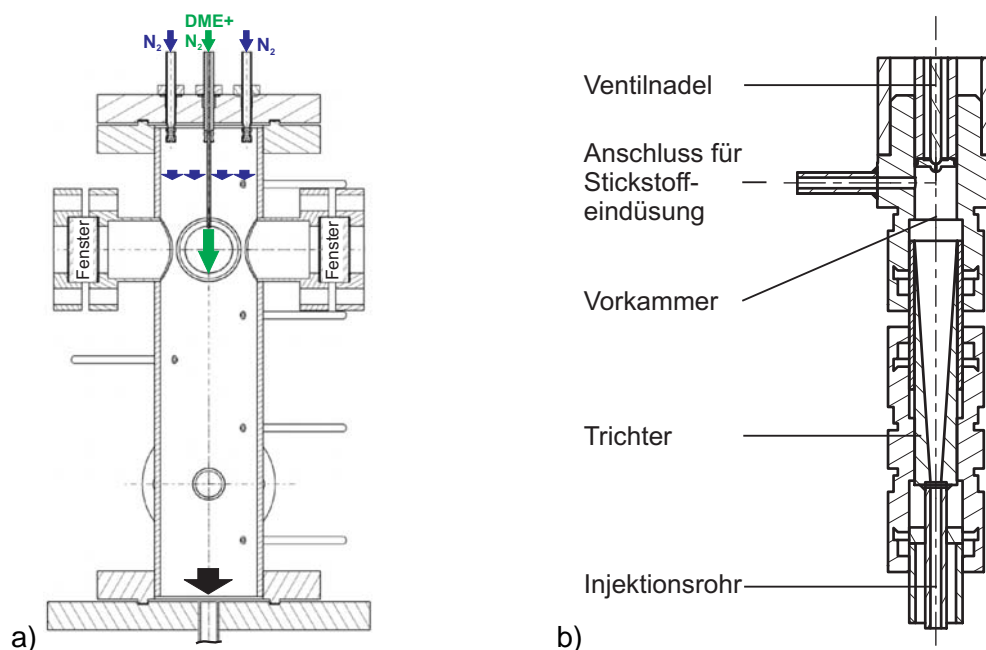


Abb. 1: Experimenteller Aufbau: a) Kammer, b) Injektionssystem.

Als zu untersuchender Brennstoff wird Dimethylether (DME) eingesetzt. DME wird für die Injektion mittels Hubkolbenverdichter auf einen Druck von  $70\text{bar}$  verdichtet. Der Stickstoff für die Trägerströmung hat ebenfalls einen Vordruck von  $70\text{bar}$ . In vorangegangenen Untersuchungen wurde DME vor der Injektion in die Kammer durch eine Beheizung in den thermodynamisch superkritischen Zustand gebracht und gasförmig in die Kammer injiziert (Fast 2007). Für die aktuellen Untersuchungen eines DME-Sprays wird DME jedoch nicht erwärmt und liegt dadurch vor der Injektion in der flüssigen Phase bei Raumtemperatur vor. Die Temperatur in der Kammer entspricht ebenfalls Raumtemperatur.

Als Messsystem kommt ein eindimensionales LDA-System mit Rückwärtsstreuung zum Einsatz. Die eingesetzte Sendelinse besitzt eine Brennweite von  $F=405\text{mm}$ . Als Lichtquelle wird ein Argon-Ionen-Laser bei dessen dominanter Wellenlänge von  $\lambda=514.5\text{nm}$  eingesetzt. Die Ausgangsleistung beträgt  $80\text{mW}$ . Der Laserstrahldurchmesser beträgt  $w_0=1.3\text{mm}$ . Die daraus resultierende Längsausdehnung des Messvolumens beträgt (nach Albrecht et al. 2003)  $l_m=4.4\text{mm}$  und ist somit größer als die Querausdehnung des zu vermessenden Geschwindigkeitsfeldes (Abb. 2). Der Durchmesser des Ellipsoids beträgt  $d_m=0.2\text{mm}$ . Der Messkopf wird auf einer Traverse seitwärts mit einer Schrittweite von  $\Delta t_j=0.1\text{mm}$  verfahren. Dabei überlappen sich die einzelnen Messvolumina.

Die Längsausdehnung des Messvolumens erlaubt es, integrale Geschwindigkeitsinformationen entlang der gesamten Längsausdehnung des Messvolumens aufzunehmen.

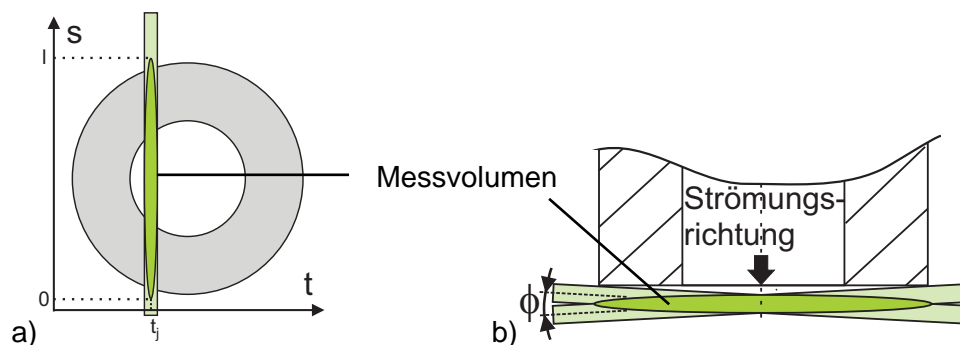


Abb. 2: LDA-Messvolumen am Düsenrohraustritt: a) Draufsicht, b) Schnittansicht.

## Grundzüge der Radon-Transformation

Im Folgenden werden die relevanten Zusammenhänge bezüglich der Radon-Transformation in Kürze erläutert. Eine ausführliche Herleitung ist in Fast et al. 2006 und Trächtler 2001 zu finden.

Sei  $f(x, y)$  ein zweidimensionales Objekt im Ortsraum  $(x, y)$ . Ein um den Winkel  $\theta$  gegenüber  $(x, y)$  gedrehtes Koordinatensystem habe die Koordinaten  $t$  und  $s$ . Die Parallelprojektion  $q_\theta(t)$  von  $f(x, y)$  in Richtung  $s$  unter dem Winkel  $\theta$  sei gegeben durch

$$q_\theta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t, s) ds. \quad (1)$$

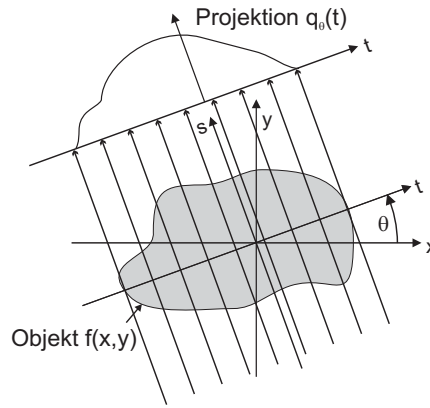


Abb. 3: Veranschaulichung der Parallelprojektion.

Die Parallelprojektion  $q_\theta(t)$  beinhaltet die integrale Information des Objekts entlang der Linien welche eindeutig durch  $(t, \theta)$  gegeben sind (siehe Abb. 3). Die Gesamtheit aller Parallelprojektionen für jeden Winkel  $\theta$  ist die Radon-Transformierte von  $f(x, y)$ . Mit Hilfe der inversen Radon-Transformation ist es dann möglich, das Objekt  $f(x, y)$  zu rekonstruieren. Im hier behandelten Fall wird Rotationssymmetrie des Objekts angenommen. Dadurch ist die Parallelprojektion  $q_\theta(t)$  für jedes  $\theta$  identisch. Somit ist es möglich das Objekt durch Kenntnis einer einzelnen Parallelprojektion zu rekonstruieren. Eine einzelne Parallelprojektion wird in der vorliegenden Untersuchung aus integralen Werten an diskreten Traversierpositionen  $t_j$  ermittelt.

### Prinzip zur tomographischen Rekonstruktion des Geschwindigkeitsfeldes

Für ein gegebenes Verhältnis von Injektions- und Kammerdruck wird an jeder Traversierposition  $t_j$  die gleiche Anzahl  $N_i$  von Injektionen untersucht. Die dabei gemessenen Bursts werden zeitlich auf das Ende der jeweiligen Injektion bezogen. Anschließend werden alle Injektionen der Position  $t_j$  zusammengefasst (siehe Abb. 4). Innerhalb dieser gesammelten Datenmenge wird ein Zeitfenster  $\Delta\tau_{stat} = \tau_2 - \tau_1$  definiert, in welchem das Spray einen stationären Charakter hat. Für jede Traversierposition werden die gleichen Zeitpunkte  $\tau_1$  und  $\tau_2$  gewählt. Für jedes  $t_j$  liegen somit  $N_{ij}$  Bursts mit zugehöriger Geschwindigkeitsinformation vor. Die gemessenen Einzelgeschwindigkeiten  $v$  an einer Position  $t_j$  liegen nach der LDA-Messung als Ensemble vor, deren Erwartungswert sich wie folgt berechnet:

$$\bar{v}_{Ensemble}(t_j) = \sum_{i=1}^b v_i p_i. \quad (2)$$

Hierbei wird der gesamte gemessene Geschwindigkeitsbereich in  $b$  Klassen der jeweiligen Geschwindigkeit  $v_i$  aufgeteilt. Dabei ist  $p_i$  die diskrete Auftretenswahrscheinlichkeit der Geschwindigkeitswerte innerhalb der Klasse  $v_i$ . Das Produkt  $p_i \cdot N_{ij}$  beschreibt somit die Gesamtanzahl an gemessenen Geschwindigkeitswerten innerhalb der Klasse  $v_i$ .

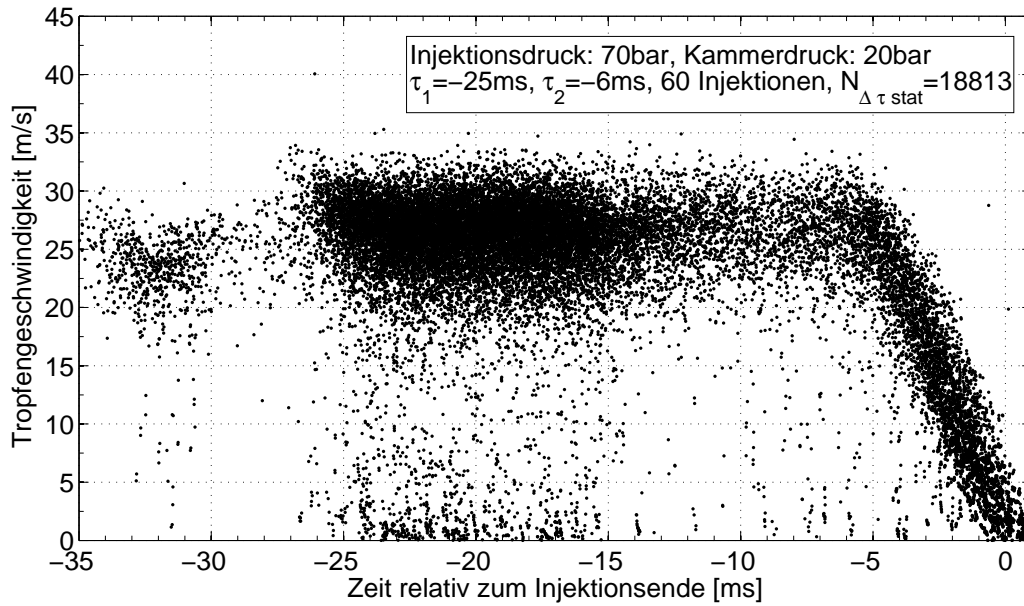


Abb. 4: Überlagerte Bursts aus 60 Injektionen in der Düsenmitte.

Der Wert  $N_{ij}$  an der Position  $t_j$  wird als diskreter Wert der stetigen Parallelprojektion  $N(t)$  eines stetigen Objekts  $H(x, y)$  interpretiert (vgl. (1)):

$$N_{ij} = \int_l H(t_j, s) ds. \quad (3)$$

Das Objekt  $H(x, y)$  stellt die stetige Häufigkeitsverteilung der Tropfen dar, die während des gesamten Zeitraums  $N_i \cdot \Delta \tau_{stat}$  im gesamten Messvolumen erfasst werden. Mit Hilfe der diskreten inversen Radon-Transformation lässt sich somit aus den Werten  $N_{ij}$  das Objekt  $H(x, y)$  rekonstruieren.

Für ein bestimmtes  $t_j$  ist der über die Ausdehnung  $l$  des Messvolumens gebildete räumliche Mittelwert  $\bar{v}_{spatial}$  der Geschwindigkeit, das Integral des örtlich gebundenen Produkts der Geschwindigkeit  $v(t_j, s)$  und der Auftretenswahrscheinlichkeit  $P(t_j, s)$  der Tropfen:

$$\bar{v}_{spatial}(t_j) = \int_l v(t_j, s) P(t_j, s) ds. \quad (4)$$

Nach dem Gesetz der großen Zahlen kann  $P(t_j, s)$  durch eine relative Häufigkeit angenähert werden:

$$P(t_j, s) = \frac{H(t_j, s)}{N_{ij}}. \quad (5)$$

Hierbei ist  $H(t_j, s)$  die absolute stetige Häufigkeitsverteilung der Tropfen an der Stelle  $t_j$ . Der räumliche Mittelwert (4) kann dann geschrieben werden als

$$\bar{v}_{spatial}(t_j) = \frac{1}{N_{ij}} \int_l v(t_j, s) H(t_j, s) ds. \quad (6)$$

Die Erfassung einer Geschwindigkeitsinformation ist bei der LDA direkt gekoppelt an das Auftreten eines Tropfens. Somit ist die Auftretenswahrscheinlichkeit eines gemessenen Geschwindigkeitswertes von den Werten der Tropfen-Häufigkeitsverteilung an den Stellen abhängig, an denen der Geschwindigkeitswert gemessen wird. Folglich muss gelten

$$\sum_{i=1}^b v_i p_i N_{ij} = \sum_{n=1}^{N_p} v_{sn} H(s_n). \quad (7)$$

Die Summe auf der rechten Seite von (7) läuft über alle  $N_p$  Positionen  $s_n$  entlang der Richtung  $s$ , auf denen der Geschwindigkeitswert  $v_{sn}$  erfasst wird.  $H(s_n)$  ist die Anzahl der Tropfen die an der Stelle  $s_n$  (oder in der unmittelbaren Umgebung) registriert werden. Hier ist zu beachten, dass in (7)  $N_p$  und  $s_n$  sowie die Zuordnung einer Geschwindigkeit zu einer Position  $s_n$  nicht bekannt sind. Die rechte Seite von (7) ist die diskrete Formulierung von  $\bar{v}_{spatial}(t_j) \cdot N_{ij}$  und für eine ausreichend große Tropfenmenge kann diese Formulierung durch das stetige Integral aus (6) ersetzt werden. (7) schreibt sich dann

$$\sum_{i=1}^b v_i p_i N_{ij} = \int_l v(t_j, s) H(t_j, s) ds. \quad (8)$$

Der Ausdruck auf der linken Seite von (8) wird aus den LDA-Messungen gewonnen. Somit ist jetzt an jeder Position  $t_j$  das Linienintegral auf der rechten Seite bekannt, welches die Parallelprojektion des Produktes  $v \cdot H$  darstellt. Mit Hilfe der inversen Radon-Transformation ist es dann möglich das Objekt  $[v \cdot H](x, y)$  zu rekonstruieren. Das Geschwindigkeitsfeld  $v(x, y)$  wird schlussendlich aus der punktweisen Division der beiden Felder  $[v \cdot H](x, y)$  und  $H(x, y)$  berechnet:

$$v(x, y) = \frac{[v \cdot H](x, y)}{H(x, y)}. \quad (9)$$

## Ergebnisse

Zur Erfassung des Geschwindigkeitsprofils der Spraytropfen am Düsenausgang bei unterschiedlichen Kammerdrücken wird das Messvolumen direkt unterhalb des Düsenausgangs positioniert. Bei Eintritt der Tropfen in die ruhende Kammeratmosphäre besteht eine Relativgeschwindigkeit zwischen den Tropfen und dem umgebenden Gas, was zum Aufbrechen der Tropfen führen kann (Lefebvre 1998). Direkt am Düsenrohraustritt befinden sich die meisten Tropfen im Kern der Trägerströmung und nur wenige sind am Rand Scherung ausgesetzt. Deshalb kann der Einfluss von Tropfenaufbruch bei der Messung vernachlässigt werden. Der DME hat in der Hochdruckleitung vor dem Injektionsventil einen Druck von  $70\text{bar}$  und eine Temperatur von  $300\text{K}$  und liegt somit flüssig vor. Der Stickstoff für die Trägerströmung und der Stickstoff in der Kammer haben ebenfalls  $300\text{K}$ . Um sicherzustellen, dass bei Versuchen unter Selbstzündungsbedingungen der DME größtenteils flüssig aus dem Injektionsrohr in die heiße Kammeratmosphäre eintritt, wird das Injektionsrohr, welches in die Kammer ragt, mit Wasser gekühlt. Zusätzlich wird heißes Kammergas, welches unter Selbstzündungsbedingungen vor der DME-Injektion im Injektionsrohr ansteht, durch die Trägerströmung, welche  $5\text{ms}$  vor der Injektion eingeleitet wird, ausgeschoben. Somit sind die Bedingungen im inerten Versuch vergleichbar mit den Bedingungen bei reaktiven Versuchen. Für ein gegebenes Druckverhältnis wird das Geschwindigkeitsfeld folgendermaßen rekonstruiert.

An jeder Traversenposition wird dieselbe Anzahl an Injektionen erfasst und die Bursts zeitlich auf das Ende der Injektion bezogen. Danach werden alle Injektionen einer Traversenposition zusammengefasst (Abb. 4) und der stationäre Bereich der Injektionen wird ausgewertet. Dieser ist durch seinen Startzeitpunkt  $\tau_1$  und Endzeitpunkt  $\tau_2$  definiert. Aus dem stationären Be-

reich der Injektionen an jeder Position  $t_j$  werden die Parallelprojektionen  $N_{ij}$  und

$\sum_{i=1}^b v_i p_i N_{ij}$  berechnet. Unter Annahme der Rotationssymmetrie der Strömung wird die Spiegelsymmetrie der Parallelprojektionen bezüglich der Mittelachse durch Spiegelung und Mittelwertbildung erzwungen. Mittels der inversen Radon-Transformation, welche im kommerziellen Programm MatLab implementiert ist, werden die Felder  $[v \cdot H](x, y)$  und  $H(x, y)$  einzeln rekonstruiert und daraus gemäß (9) das Geschwindigkeitsfeld berechnet. In Abb. 5 sind die Ergebnisse der Rekonstruktion von Geschwindigkeitsfeldern bei unterschiedlichen Kammerdrücken als Radialschnitt dargestellt.

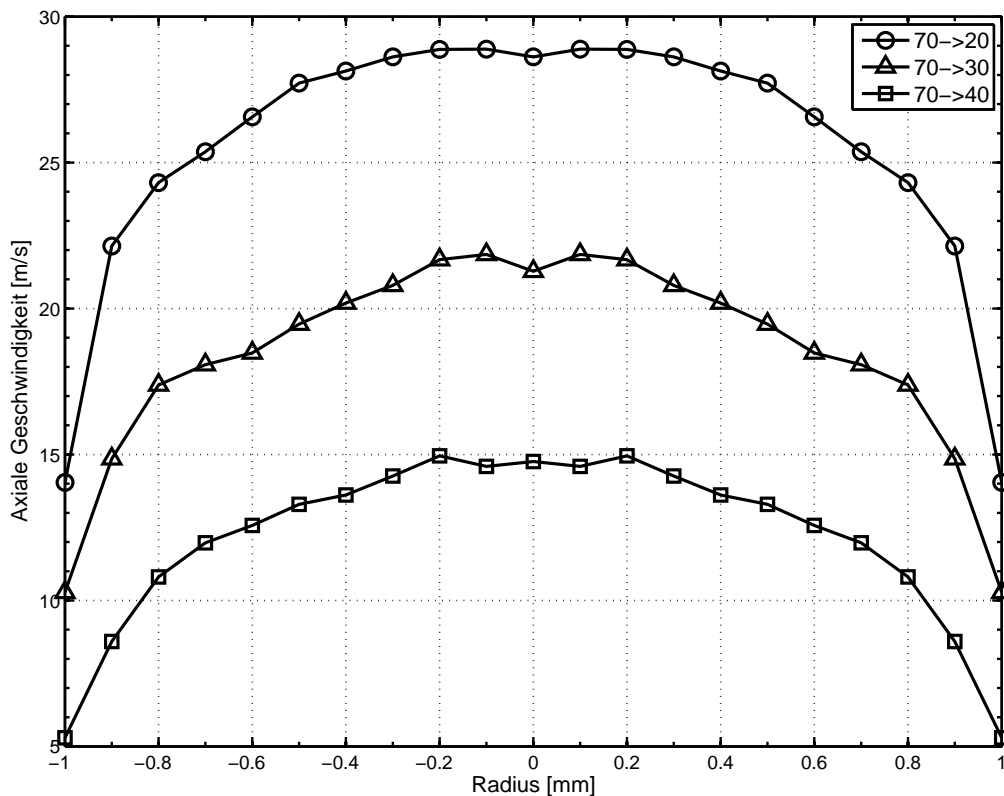


Abb. 5: Radialschnitte durch die rekonstruierten Geschwindigkeitsfelder bei den Kammerdrücken 20bar, 30bar und 40bar und einem Injektionsdruck 70bar.

Der Geschwindigkeitswert in der Strahlmitte bei 20bar Kammerdruck ist um 15% geringer als die Geschwindigkeit bei einer gasförmigen reibungsbehafteten Düsenströmung (Fast 2007). Dies lässt darauf schließen, dass die Tropfen aufgrund ihrer Größe der Trägerströmung am Messort nicht optimal folgen und ihre Setzengeschwindigkeit noch nicht erreicht haben. Bei den niedrigeren Druckverhältnissen entsprechen die rekonstruierten Geschwindigkeiten auf der Strahlachse denen einer gasförmigen Düsenströmung.

### Diskussion und Ausblick

In einer vorhergehenden Arbeit (Fast et al. 2006) wurde die Methode der tomographischen Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) hergeleitet und an künstlich generierten Messdaten verifiziert. In der vorliegenden Arbeit wurde mittels der TLDA das Geschwindigkeitsfeld eines Sprays aus gemessenen integralen Geschwindigkeitsinformationen rekonstruiert.

Aufgrund der endlichen Breite des Messvolumens liefert eine LDA-Messung zusätzlich zum integralen Wert in Längsrichtung des Messvolumens auch einen integralen Beitrag in der Breite. Dies führt am Düsenrohrtrand dazu, dass Bursts aus dem Spray von der nach innen gewandten Hälfte des Messvolumens erfasst werden, obwohl die Mittelachse des Messvolumens auf dem Rand des Düsenrohrs steht. Dies führt am Rand des Düsenrohrs zu einer Überhöhung des rekonstruierten Geschwindigkeitswertes (Abb. 5). Um auch im Randbereich einer Strömung genauere Messwerte zu erhalten, muss die Breite des Messvolumens verringert werden.

Mit dem eingesetzten tomographischen LDA-Verfahren ist es möglich, bei einer großen räumlichen Ausdehnung des LDA-Messvolumens eine hohe örtliche Auflösung bei der Messung der Geschwindigkeit von Partikeln in Strömungen zu erzielen.

## **Dankesworte**

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 606.

## **Literatur**

- Albrecht, H., Damaschke, N., Borys, M., Tropea, C., 2003: „Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques“, Springer Verlag Berlin Heidelberg
- Czarske, J. W., Buettner, L., Razik, T., Welling, H., 2001: “Measurement of velocity gradients in boundary layers by a spatially resolving laser Doppler sensor”, Optical Diagnostics for Fluids, Solids, and Combustion, SPIE, 4448, pp. 60-71
- Fast, G., 2007: „Orts- und zeitaufgelöste Untersuchung der Ausbreitung und Mischung eines Freistrahls zu Selbstzündungsexperimenten“, FZKA 7288, Forschungszentrum Karlsruhe
- Fast, G., Kuhn, D., Class, A., 2006: „Tomographische Laser-Doppler-Anemometrie (TLDA) - ein neues Verfahren zur Steigerung der Ortsauflösung“, Technisches Messen (tm), 73/10, pp. 527-536
- Lefebvre, A. H., 1998: ” Gas Turbine Combustion”, Thermal Science and Propulsion Center, School of Mechanical Engineering, Purdue University
- Trächtler, A., 2001: „Tomographische Methoden in der Messtechnik“, VDI-Verlag