

## ANWENDUNGEN VON FEMTOSEKUNDEN-LASERPULSEN UND ZEITLICH INTEGRIERENDER EMPFÄNGER ZUR CHARAKTERISIE- RUNG KLEINER PARTIKEL

### APPLICATIONS OF FEMTOSECOND-LASERPULSES AND TIME-INTEGRATING DETECTORS FOR CHARACTERISATION OF SMALL PARTICLES

**S.Bakic<sup>1</sup>, F.Xu<sup>1</sup>, T. Anous<sup>1</sup>, N.Damaschke<sup>2</sup> and C.Tropea<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, Petersenstr.30, D-64287 Darmstadt, [s.bakic@sla.tu-darmstadt.de](mailto:s.bakic@sla.tu-darmstadt.de) <sup>2</sup>Universität Rostock, Institut für Elektrotechnik, Albert-Einstein-Strasse 2, 18051 Rostock

Femtosekunden-Laserpulse, Kohärenz, Regenbogen, Glanzpunkte, Sauterdurchmesser  
Femtosecond-Laserpulses, Coherence, Rainbow, Glarepoints, Sauter Mean Diameter

#### Zusammenfassung

Im Beitrag werden numerische und experimentelle Untersuchungen der Anwendung von Femtosekunden-Laserpulsen im Bereich der Partikelgrößenbestimmung mit kleinen Empfangsaperturen vorgestellt. Dazu wurde erstmalig eine axialsymmetrische Paulfalle mit einer neuen Geometrie eingesetzt, welche durch einen optischen Zugang von 360° horizontal und mehr als 40° vertikal die Positionierung von Laserquelle und Detektor erheblich erleichtert (Heinisch et al. 2006). Dadurch konnte für die Streuung von Femtosekundenpulsen numerisch und experimentell die fast monotone Abhängigkeit der Intensität von der Partikelgröße auch für kleine Empfängeraperturen nachgewiesen werden (Bakic et al. 2008). Somit können für die Partikelcharakterisierung relevante messtechnische Anwendungen in den Bereich kleiner Partikel erweitert werden, darunter die Regenbogenmesstechnik, die Glanzpunktanalyse und die Ermittlung des Sauterdurchmessers.

#### Einleitung

Die Charakterisierung kleiner Partikel und Tropfen ist unerlässlich für das Verständnis und die Optimierung industrieller Schlüsselprozesse wie z.B. die Zufuhr von Kraftstoff in einen Verbrennungsmotor (Frohn und Roth 2000). Beleuchtet man Einzelpartikel mit elektromagnetischer Strahlung, ergibt sich eine winkelabhängige Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von Partikeldurchmesser, Brechungsindex, Wellenlänge und Strahlgeometrie. Darüber hinaus ist die Kohärenzlänge, und damit die spektralen Eigenschaften, von entscheidender Bedeutung. Optische Messtechniken wie Laser Doppler und Phasen Doppler benötigen aufgrund der Interferenzen monochromatischer Laserstrahlung mit einer relativ langen Wellenlänge. Leider behindern an kleinen Partikeln Interferenzen zwischen den Streulichtordnungen eine Reihe von Partikelmessverfahren (Schaller 2000). Darüber hinaus treten bei monochromatischer Beleuchtung, ähnlich wie in einem Laserresonator, für bestimmte Partikelgrößen (bzw. Mie-Parameter) im Abstand von ca. 100nm Strukturresonanzen auf (Roll 1999). Da kleine Tropfen ( $d_p < 20\mu\text{m}$ ) meist ideal sphärisch sind, treten diese Probleme gerade im unteren  $\mu\text{m}$ -Durchmesserbereich auf und verringern die relative Genauigkeit der Größenbestimmung erheblich.

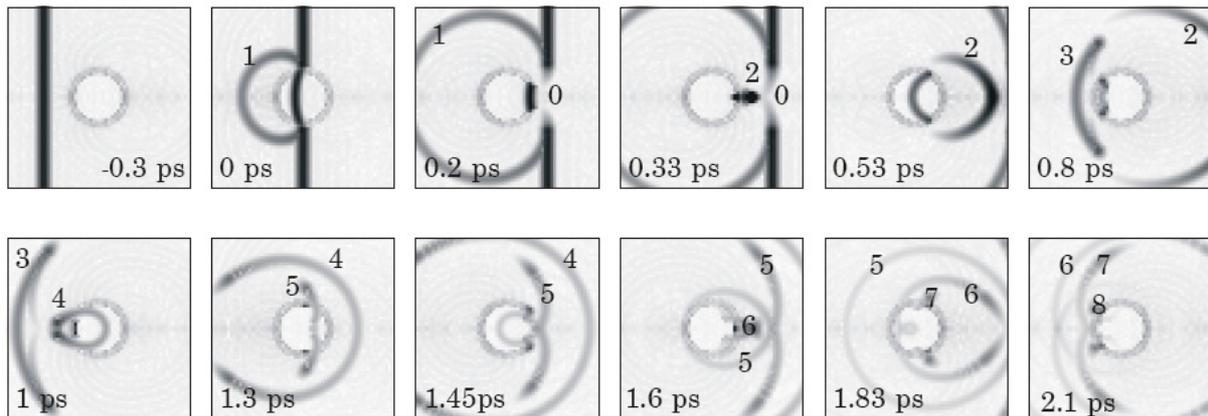


Abb.1: Simulation der Streuung eines linksseitig einfallendem 50fs-Laserpuls an einem sphärischen, homogenen Partikel mit  $m = 1,33$  und  $d_p = 100\text{nm}$  (siehe Damaschke 2003).

Die Pulslänge, und damit die Kohärenzlänge, eines Femtosekunden-Laserpulses liegt in der Größenordnung einiger Mikrometer. Bakic *et al.* 2005 haben gezeigt, dass sich die durch Interferenz der Streulichtordnungen ergebenden Oszillationen durch den Einsatz von Femtosekunden-Laserpuls in bestimmten Streuwinkelbereichen für kleine Partikel unterdrückt lassen. Da der Effekt auf der Kohärenzlänge basiert, lässt er sich auch durch Beleuchtung mit Feedback-Lasern erzielen (Peil *et al.* 2006). Auch Strukturresonanzen können durch Femtosekunden-Laserpulse geglättet werden, da einer mikroskopischen Kohärenzlänge eine äußerst weite spektrale Intensitätsverteilung entspricht. Vorteile der Laserstrahlung gegenüber breitbandigen Quellen sind gute Fokussierbarkeit und hohe Leistungsdichten. Im Folgenden werden die Eigenschaften von Femtosekunden-Laserpuls weiter ausgeführt, das beschriebene Streulichtverhalten verdeutlicht und Anwendungsmöglichkeiten aufgezeigt.

### Femtosekunden-Laserpulse

Bei der Streuung von Femtosekunden-Laserpuls interferieren die elektromagnetische Wellen der Streulichtordnungen nicht miteinander, sondern erreichen den Detektor zeitlich versetzt (Mees *et al.* 2001 sowie Bech und Leder 2004). Abb. 1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Streuung eines linksseitig einfallenden 50 fs langen Laserpuls auf einem sphärischen Partikel ( $m = 1,33$ ;  $d_p = 100\text{nm}$ ). Im zweiten bis dritten Teilbild der Abb. 1 ist die Reflexion an der Oberfläche des homogenen Partikels deutlich zu erkennen. Da die Brechung 2. Ordnung dieselbe räumliche Position erst

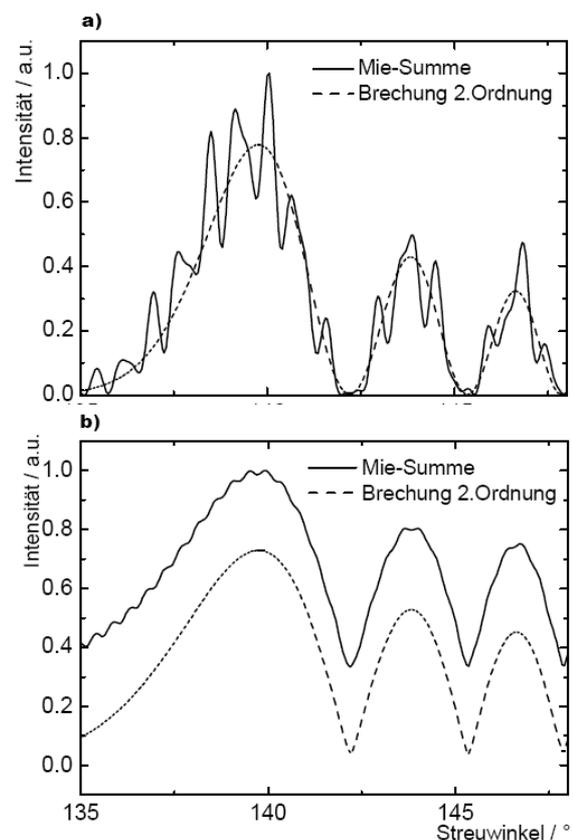


Abb. 2: a) Numerisch ermittelte, durch Oszillationen gestörte Intensitätsverteilung des Regenbogens an einem Wassertropfen bei kontinuierlicher Beleuchtung, b) Berechnete, oszillationsfreie Intensitätsverteilung durch Beleuchtung mit einem 200fs Laserpuls.

zeitlich versetzt erreicht (Teilbilder 6 und 7 in Abb. 1), kann keine Interferenz mit dem reflektierten Anteil stattfinden. Nicht die Feldstärken, sondern die Intensitäten der Streulichtordnungen werden durch einen zeitlich integrierenden Empfänger addiert. In Abhängigkeit von Pulslänge und Partikeldurchmesser können so Oszillationen nur bei zeitlicher Überlappung der Pulse der Streulichtordnungen entstehen und sind daher unterschiedlich stark ausgeprägt. Somit entsteht die in Abb. 2 b) dargestellte Intensitätsverteilung aus der Addition der Intensitäten der dominierenden Brechung 2. Ordnung (gestrichelte Linie) und den Intensitäten der weiteren Streulichtordnungen. Da die Reflexion im Bereich des Regenbogens einen wesentlichen Anteil zur Streuleistung beiträgt, aber einem flachen monotonen Verlauf folgt, ist die Kurve der Gesamtstreuung in Abb. 2b zu positiven Intensitätswerten hin verschoben (Bakic et al. 2005).

Im Unterschied zu einer angularen Intensitätsverteilung wie in Abb.2 zeigt Abb.3 numerisch ermittelte Streuintensitäten für verschiedene Partikeldurchmesser bei a) kontinuierlicher (continuous wave, cw) und b) gepulster Beleuchtung. Der Separation einzelner Streuordnungen durch Femtosekunden-Laserpulse folgt eine Monotonisierung der Streufunktion bezüglich des Partikeldurchmessers. Dieses Ergebnis ist im Hinblick auf die Glättung des Regenbogens nicht selbstverständlich, da nicht nur Streukeulen am Empfänger Oszillationen hervorrufen. Abb. 3 a) zeigt zum einen Oszillationen die auf Interferenzeffekte zwischen einzelnen Streuordnungen zurückzuführen sind. Darüber hinaus ist deutlich der Beitrag von Strukturresonanzen zur Gesamtintensität zu erkennen (Bakic et al. 2007). Strukturresonanzen (Morphology Dependent Resonances, MDR) entstehen bei genau definierten Größenparametern und zeichnen sich gegenüber den durch Interferenz zwischen den Streuordnungen entstandenen Oszillationen durch eine Halbwertsbreite auf der Skala von Nanometern aus (Roll 1999). Abb.3 b) zeigt die monotonisierte Streufunktion im selben Durchmesserbereich als Folge der numerisch ermittelten Beleuchtung durch Femtosekunden-Laserpulse. Die Abwesenheit der Strukturresonanzen ist auf die erhebliche Breite der spektralen Intensitätsverteilung von ultrakurzen Laserpulsen zurückzuführen. Dadurch wird verhindert, dass die gesamte Intensität des Laserstrahls eine einzelne Resonanz anregt. Wegen der nicht trivialen Wechselwirkung zwischen den einzelnen Streuordnungen ist die Monotonisierung der Streufunktion für gleich bleibende Laserpulslängen und verschiedene Streuwinkel unterschiedlich stark ausgeprägt. Für mögliche Anwendungen ist also eine sorgfältige Auswahl des Detektionswinkels notwendig. Aufgrund beherrschbarer Strahleigenschaften wie z.B. Polarisation,

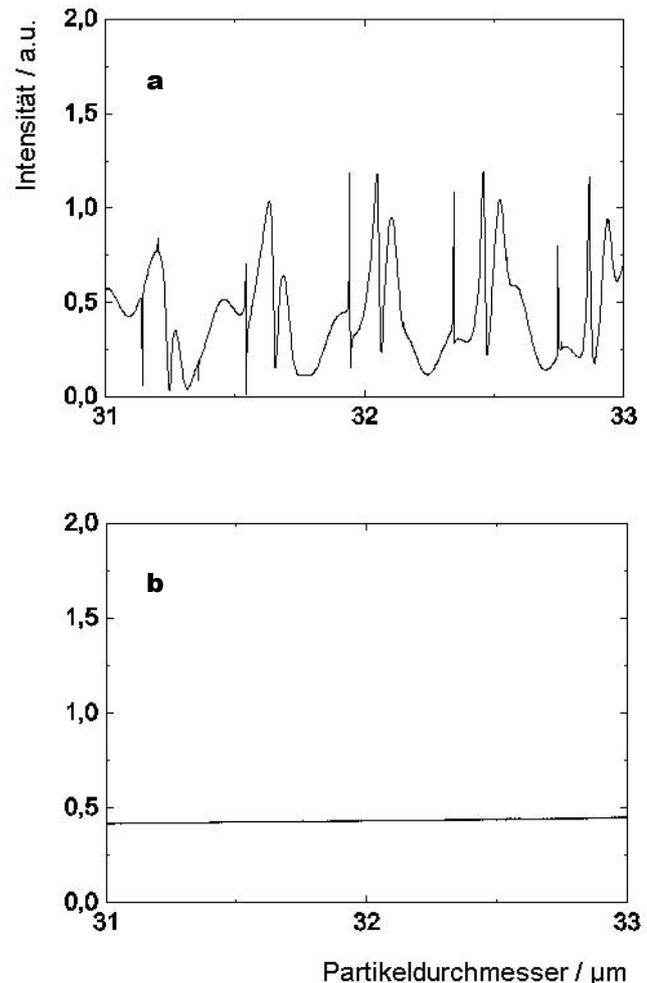


Abb. 3: Numerisch ermittelte Intensitätsverteilung für verschiedene Partikeldurchmesser eines sphärischen, homogenen Partikels ( $n=1,333$ ). a) Kontinuierliche Beleuchtung ( $\lambda = 780\text{nm}$ ), b) gepulste Beleuchtung ( $t_p = 200\text{fsec}$ ,  $\lambda = 780\text{nm}$ )

Wellenlänge und insbesondere Energiedichte ist der Laser natürlich einer Weißlichtquelle vorzuziehen, die ebenfalls eine breite spektrale Intensitätsverteilung und eine Kohärenzlänge im Bereich von Mikrometern aufweist. Darüber hinaus benötigt die Erweiterung der Regenbogenmesstechnik eine kurze, aber nicht verschwindend geringe Kohärenzlänge. Einerseits sollen Reflexion und Brechung 2. Ordnung am Partikel zeitlich und räumlich getrennt werden, andererseits muss die Interferenz innerhalb der Brechung 2. Ordnung aber erhalten bleiben um die angularen Positionen der dazugehörigen Intensitätsmaxima ermitteln zu können. Diese bilden die Basis für eine genaue in-situ Durchmesser- und Brechungsindexbestimmung von kleinen Partikeln.

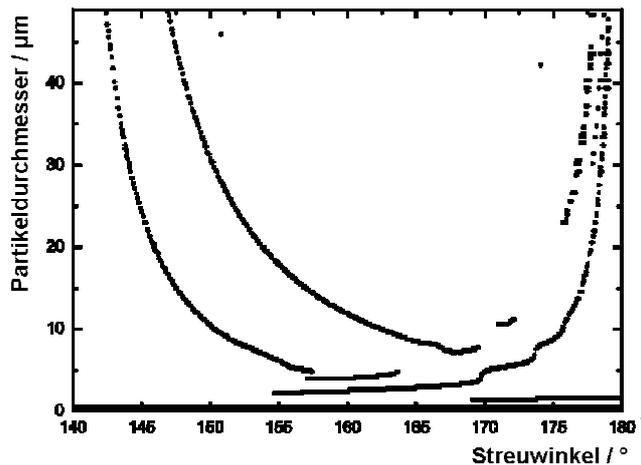


Abb.4: Regenbogenbereich der angularen Intensitätsverteilung lokaler Maxima der Streufunktion. Beleuchtung durch Femtosekunden-Laserpulse, simuliert durch Anwendung von FLMT ( $t_p = 10$  fs,  $\lambda = 780$  nm,  $n = 1.333$ , senkrechte Polarisation)

### Regenbogenmesstechnik für kleine Partikel

Die Bestimmung des Brechungsindex von Tropfen wurde wegen des Zusammenhangs mit der Tropfentemperatur bereits in zahlreichen Arbeiten untersucht (Card und Jones 1991, Onofri et al. 1996, van Beeck 1997, Massoli et al. 1993, Schaller 2000). Statistische Messtechniken wie die „Global Rainbow Thermometry“ (GRT) gewinnen Daten durch Mittelung über viele Tropfen (van Beeck et al. 1999). In-situ Messungen hingegen entnehmen Informationen aus der Lichtstreuung an Einzeltropfen. Im Prinzip wird so zusätzlich die Quantifizierung von Durchflussmengen und der Konzentration von Partikelensembles ermöglicht. Für kleine Partikel wird jedoch, bei Beleuchtung durch kohärentes Laserlicht, die Vermessung der Intensitätsverteilung des Regenbogens an kleinen Tropfen durch die Interferenz mit der Streuordnung der Reflexion verhindert (Ripple-Struktur). Wie bereits in Abb.2 dargestellt, ermöglicht die Beleuchtung mittels Femtosekunden-Laserpulse hingegen die Charakterisierung kleiner Partikel durch die Regenbogenmesstechnik durch Separation der Streuordnungen.

Abb. 4 zeigt die numerisch ermittelte Verteilung lokaler Maxima der Streufunktion im Bereich des Regenbogens ( $\Theta = 140^\circ$  bis  $170^\circ$ ) bei Beleuchtung durch Laserpulse mit einer Pulsdauer von  $t_p = 10$  fs. Dadurch wird Interferenz zwischen unterschiedlichen Streuordnungen verhindert. Nur die ersten beiden Intensitätsmaxima der Brechung 2. Ordnung, und somit des Regenbogens, bleiben erhalten. Diese Oszillationen entstehen durch Interferenz innerhalb der selben Streuordnung. Für höhere Streuwinkel ist die Kohärenzlänge der Pulse zu gering um innerhalb dieser Streuordnung weitere Oszillationen der Intensität zu verursachen. Die beiden verbleibenden Intensitätsmaxima ändern ihre angular Position stetig in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers bis hin zu einem Wert von  $d_p = 5 \mu\text{m}$ . Es ist von Wichtigkeit für die Anwendbarkeit der Regenbogenmesstechnik, dass die ersten beiden Intensitätsmaxima des Regenbogens selbst für Pulse mit  $t_p = 10$  fs erhalten bleiben. Ihre genaue Position bildet die Grundlage für in-situ Größen- und Brechungsindexmessungen.

Ultrakurze Pulse in der Größenordnung von  $t_p = 10$  fs entsprechen einer sehr großen spektralen Breite. Die Halbwertsbreite der verwendeten Pulse im Spektrum beträgt  $\Delta\lambda = 90$  nm für

$t_p = 10$  fs. Die Ausbreitung eines Ultrakurzen Pulses durch ein transparentes aber dispersives Medium führt unter anderem zu einer Verlängerung der Pulsdauer und zu einem Frequenz-Chirp. Diese Effekte nehmen mit der zurückgelegten Distanz im Medium zu und müssen im Experiment insbesondere bei der Verwendung von Linsen berücksichtigt werden. Bei der Charakterisierung eines Partikels mit  $d_p = 5 \mu\text{m}$  hingegen entspricht die vom Puls im Medium zurückgelegte Strecke gerade einige Wellenlängen. Deswegen, und weil die für die Ripple-Struktur verantwortliche Streuordnung der Reflexion das Medium nicht durchdringt, kann die Dispersion in diesem Fall vernachlässigt werden.

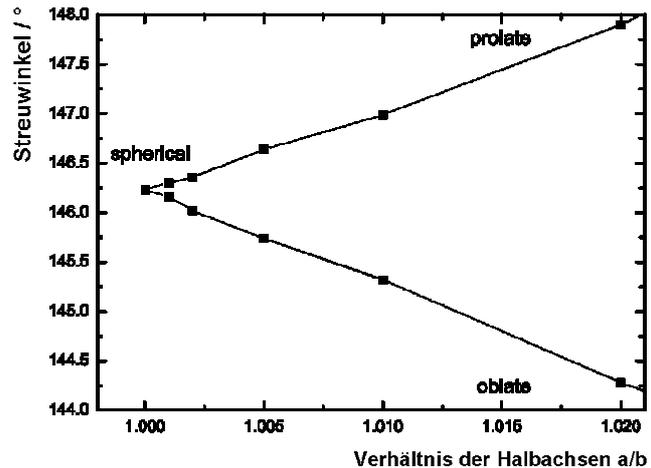


Abb.5: Angulare Abweichung des Hauptmaximums des Regenbogens für einen nicht-sphärischen Tropfen. Beleuchtung durch Femtosekunden-Laserpulse, simuliert durch Anwendung der erweiterten GLMT ( $d_p = 8 \mu\text{m}$ ,  $t_p = 10$  fs,  $n = 1.33$ ,  $\lambda = 800$  nm, senkrechte Polarisation)

Für größere Partikel scheitert die Realisierung der Regenbogenmesstechnik an der hohen Empfindlichkeit der angularen Position des Regenbogens gegenüber der Nicht-Sphärizität des Tropfens. Kleine Partikel hingegen ( $d_p < 30 \mu\text{m}$ ) sind wegen des starken Einflusses der Oberflächenspannung von hoher Sphärizität. Um die Abweichungen in der angularen Intensitätsverteilung durch fehlende Sphärizität numerisch abzuschätzen, wurde mit Hilfe der erweiterten „General Lorenz Mie Theory“ (extended GLMT) die angular Position des ersten Regenbogenmaximums für prolate und oblate Verformungen an einem Partikel mit  $d_p = 8 \mu\text{m}$  ermittelt (31,32,33). Dazu wurde eine Beleuchtung der Sphäroiden mit Femtosekunden-Laserpulsen simuliert ( $t_p = 10$  fs). Abb. 5 zeigt die angular Abweichung des ersten Regenbogenmaximums für prolate und oblate Deformation eines sphärischen Partikels. Bereits für ein Halbachsenverhältnis von lediglich  $\pm a/b = 1+1E-2$  wird das Intensitätsmaximum im oblaten Fall um einen Winkel von  $\Delta\theta = 1^\circ$  und im prolaten Fall um  $\Delta\theta = 0.75^\circ$  verschoben. Um eine, für die Temperaturbestimmung sinnvolle, Auflösung von  $\Delta T = 1$  Kelvin zu ermöglichen, darf die Abweichung der Winkelposition  $\Delta\theta = 0.01^\circ$  nicht überschreiten. Das entspricht einem Verhältnis der Halbachsen a und b von  $\pm a/b = 1+1E-4$  (Bakic 2008 b).

## Glanzpunktanalyse

Wie bereits diskutiert ist eine attraktive Eigenschaft der Streuung von Femtosekunden-Laserpulsen bzw. Laserstrahlung mit kurzer Kohärenzlänge die monotone Beziehung zwischen Intensität und Partikeldurchmesser, wie sie in Abb. 3 verdeutlicht und in Bakic *et al.* (2008) experimentell und numerisch nachgewiesen wurde. Somit kann über die Streuintensität in bestimmten Winkelbereichen direkt die Partikelgröße bestimmt werden. Dies entspricht einer breitbandigen Anregung wie beim Weißlichtpartikelzähler mit den Vorteilen der Laserlichtbeleuchtung. Dabei bleiben die monotonen Abhängigkeiten der Streufunktion auch für kleine Empfangsaperturen erhalten, da keinerlei Streukeulen auftreten. Dies ist von großem Vorteil für in-situ Verfahren, da der optische Zugang sehr klein sein kann. Zur Bestimmung von Partikelparametern über die Intensität ist allerdings zusätzlich zu einer monotonen Beziehung ein Referenzintensitätswert notwendig, da die gemessene absolute

Intensität nicht nur von den Partikelparametern, sondern auch von der eingestrahnten Intensität, dem optischen Weg und der Position des Partikels abhängig ist (Randzonenfehler).

Wird ein Partikel mit Laserlicht beleuchtet und mit einem Detektor mit räumlich begrenzter Apertur scharf abgebildet, so sind lediglich die Glanzpunkte auf der Partikeloberfläche zu erkennen (Abb.6). Die Glanzpunkte sind die Austrittspunkte des Streulichts der unterschiedlichen Streulichtordnungen. Der Abstand der Glanzpunkte ist dabei bereits ein Maß für die Partikelgröße, soweit die Form des Partikels bekannt ist. Schaller (2000) hat das Intensitätsverhältnis der Glanzpunkte der Brechung und der Reflexion berechnet und gemessen. Laut der geometrischen Optik ist dieses Intensitätsverhältnis monoton vom Partikeldurchmesser und vom Brechungsindex abhängig. Die Berechnungen zeigen jedoch, dass zwar die Position der Glanzpunkte linear mit dem Partikeldurchmesser anwächst, jedoch das Intensitätsverhältnis starke Oszillationen aufweist (Abb.7) Für einen Winkelbereich von  $90^\circ \pm 10^\circ$  dominieren die Reflexion und die Brechung 1. Ordnung. Aus dem Verhältnis der Intensitäten können aufgrund der starken Oszillationen keine Partikelparameter abgeleitet werden. Addieren sich jedoch, wie im Falle der Femtosekundenstreuung, die Intensitäten der Streulichtordnungen, sind die einzelnen Streulichtordnungen und das Intensitätsverhältnis nahezu monoton vom Partikeldurchmesser abhängig. Somit sind Messverfahren zur Partikelcharakterisierung durch die Glanzpunktanalyse, die auf dem

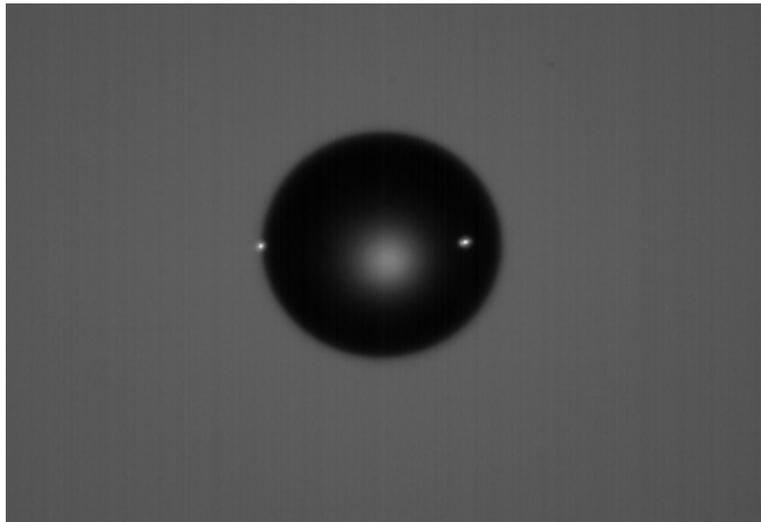


Abb. 6: Glanzpunkte der Reflexion (links) und der Brechung erster Ordnung ( $n = 1,33$ ;  $d_p \approx 400 \mu\text{m}$ ). Gepulste Beleuchtung mit  $t_p = 200 \text{ fsec}$

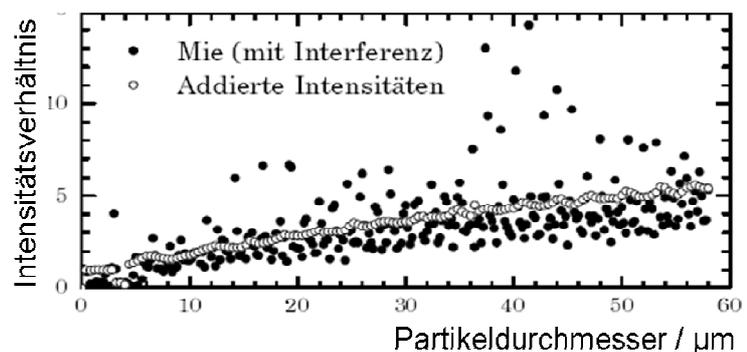


Abb.7: Intensitätsverhältnis der Glanzpunkte der Reflexion und der Brechung erster Ordnung unter einem Streulichtwinkel von  $90^\circ \pm 10^\circ$

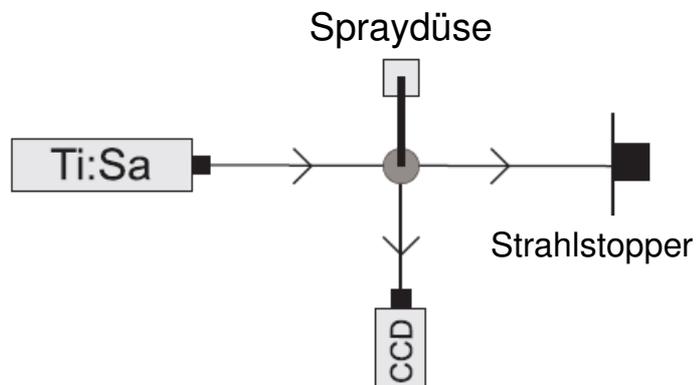


Abb.8: Experimenteller Aufbau für die Verifikation des Intensitätsverhältnisses Intensitätsverhältnis zwischen den Glanzpunkte der Reflexion und der Brechung erster Ordnung unter einem Streulichtwinkel von  $90^\circ$  ( $t_p = 200 \text{ fs}$ ,  $n = 1,33$ )

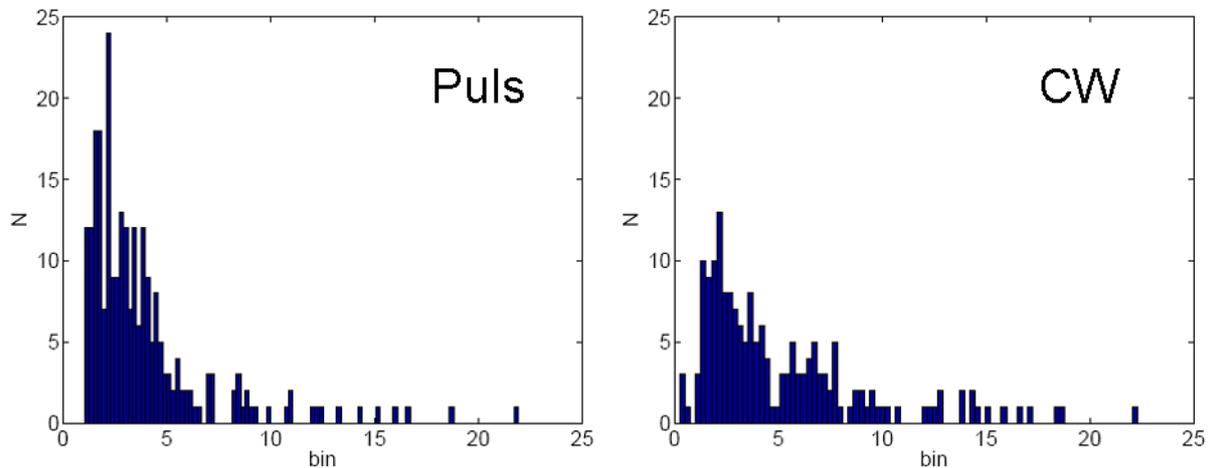


Abb.9: Anzahl der identifizierten Glanzpunktverhältnisse (N) für gepulste und kontinuierliche (cw) Beleuchtung, aufgetragen über den Betrag des Verhältnisses (bin) zwischen den Glanzpunkten der Reflexion und der Brechung erster Ordnung ( $t_p = 200$  fs,  $n = 1,33$ )

relativen Intensitätsverhältnis beruhen, denkbar.

Zur experimentellen Verifikation wurde eine Spraydüse vom Typ Ultrasonic Aomizer US2 genutzt um Wassertropfen mit einem typischen Durchmesser zwischen 20 und 30  $\mu\text{m}$  zu erzeugen. Die Tropfen wurden mit einem Ti:Sa-Femtosekundenlaser gepulst ( $t_p = 200$  fs) und kontinuierlich (cw) beleuchtet. Die Glanzpunkte wurden in einem Streulichtwinkel von  $90^\circ$  von einer Sensicam QE cooled digital 12bit CCD Kamera mit Abbildungsoptik detektiert und anschließend ausgewertet. Abb.9 zeigt die aus zahlreichen Aufnahmen summierte Anzahl der identifizierten Glanzpunktverhältnisse für gepulste und kontinuierliche Beleuchtung. Während die Glanzpunkte der Reflexion und Brechung erster Ordnung bei gepulster Beleuchtung überwiegend Verhältnisse im erwarteten Durchmesserbereich von 20 bis 30  $\mu\text{m}$  annehmen und somit die monotone Abhängigkeit für addierte Intensitäten in Abb.7 bestätigen, werden erwartungsgemäß viele der Intensitätsverhältnisse bei kontinuierlicher Beleuchtung betragsmäßig überschätzt.

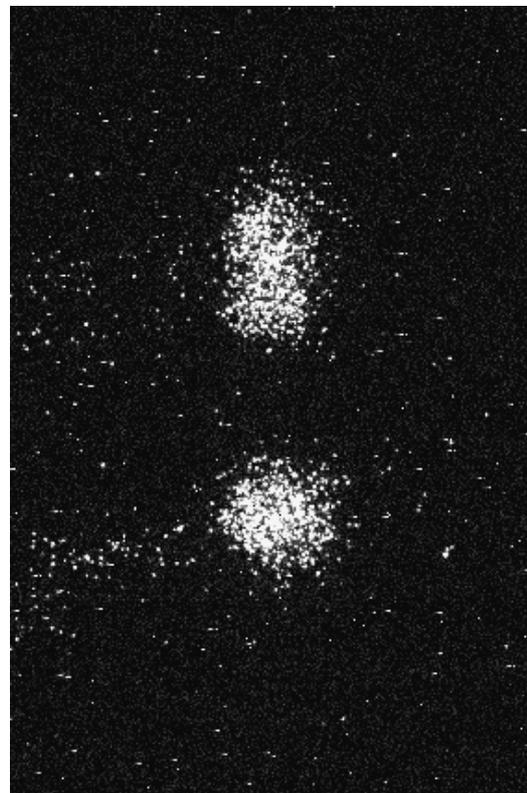


Abb.10: Fluoreszenz von Partikeln eines monodispersen Tropfenstrahls bei kontinuierlicher Beleuchtung ( $n = 1,36$  (Ethanol), Beobachtungswinkel  $\Theta = 90^\circ$ , einfallende Wellenlänge  $\lambda = 780\text{nm}$ , beobachtete Wellenlänge  $\lambda = 824$  nm, verwendeter Fluoreszenz-Farbstoff : HDITCP )

### Bestimmung des Sauterdurchmessers

Bei der Technik „Planar Droplet Sizing, PDS“ (Yeh et al. 1993, Domann und Hardalupas 2003) werden die Intensität der elastischen Lichtstreuung (häufig als Mie-Streuung bezeichnet) und der inelastischen Lichtstreuung, also z.B. der Fluoreszenz, ins Verhältnis gesetzt. Da die Mie-Streuung nach der geometrischen Optik (Mie-Parameter wesentlich größer als 1) für einzelne Streulichtordnungen mit  $d^2$  anwächst und die Fluoreszenzintensität vom Volumen des Partikels abhängt ( $\sim d^3$ ), kann mittels des Verhältnisses der beiden Intensitäten auf den verbrennungstechnisch relevanten Sauterdurchmesser  $D_{32}$  der Partikel geschlossen werden. Diese

Messtechnik funktioniert allerdings nur dann, wenn über eine Anzahl von Partikeln räumlich oder zeitlich integriert wird, damit sich die nichtmonotonen angularen und durchmesserabhängigen Fluktuationen der Streufunktion mitteln (Domann und Hardalupas 2001). Somit wird diese Messtechnik sehr häufig in der Verbrennungstechnik, allerdings nur als statistisches Verfahren angewendet. Durch die Monotonisierung der Streufunktion besteht mit Femtosekunden-Laserpulsen und inkohärentem Laserlicht die Möglichkeit dieses Verfahren auch für Einzelpartikel anzuwenden. Um das Volumen des Partikels bei Beleuchtung durch einen Ti:Sa-Femtosekundenlaser mit einer Zentralwellenlänge von  $\lambda = 780\text{nm}$  abschätzen zu können, wurde der Fluoreszenz-Farbstoff HDITCP in Ethanol gelöst. Abb.10 zeigt die Fluoreszenz von Einzeltropfen, die mit einem Tropfengenerator und einer Blende von  $50\ \mu\text{m}$  erzeugt wurden. Das spektrale Maximum der Fluoreszenzemission lag bei  $\lambda = 824\ \text{nm}$  und wurde mit einem entsprechenden Interferenzfilter von der Mie-Streuung getrennt. Somit sind, neben dem Nachweis der Monotonisierung der Streufunktion durch Femtosekunden-Laserpulse, die experimentellen Voraussetzungen für die Messung des Sauterdurchmessers für Einzeltropfen gegeben.

## **Zusammenfassung**

In der vorliegenden Arbeit wurde die Verteilung lokaler Maxima der Streufunktion für kleine Partikel für den Fall der Beleuchtung durch Femtosekunden-Laserpulse vorgestellt und der Einfluss von Nicht-Sphärizität auf die angulare Intensitätsverteilung diskutiert. Die beiden ersten Intensitätsmaxima der Brechung 2. Ordnung bleiben selbst für kürzeste Pulslängen und Durchmesser wahrnehmbar und sind weitgehend frei von störenden Oszillationen. Diese Ergebnisse deuten auf die Möglichkeit präziser in-situ Messungen, und somit einer Erweiterung der Regenbogenmesstechnik für kleine Partikel von hoher Sphärizität hin.

Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass die Monotonisierung der Streufunktion über weite Streuwinkelbereiche hinweg eine Durchmesserbestimmung kleiner Partikel durch das Intensitätsverhältnis der Glanzpunkte der Reflexion und der Brechung erster Ordnung ermöglicht. Es wurde durch die Beleuchtung mit Femtosekunden-Laserpulsen und anschließender Abbildung der Glanzpunkte der Durchmesser von vielen Partikeln eines Sprays bestimmt. Weiterhin zeichnet sich die Möglichkeit einer in-situ Messung des verbrennungstechnisch relevanten Sauterdurchmessers von Einzeltropfen ab. Hierfür wurden die notwendigen experimentellen Voraussetzungen geschaffen.

## **Dankesworte**

Besonderer Dank gilt Prof. W. Elsässer, Leiter der AG Halbleiteroptik am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt, für das Ermöglichen der experimentellen Umsetzung anhand des im Institut vorhandenen Ti:Sa-Femtosekundenlasers. Des Weiteren möchten sich die Autoren an dieser Stelle bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung des Vorhabens DA 600/2 bedanken.

## **Literatur**

Bakić, S., Damaschke, N., Michel, T., Tropea, C., 2005, „Regenbogenmesstechnik für kleine Partikel durch Femtosekunden-Laserpulse“, 13. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, 2005

Bakić, S., Heinisch, C., Damaschke, N., Tschudi, T., Tropea, C., 2008, “Time integrated detection of femtosecond laser pulses scattered by small droplets”, Appl. Opt. 47, 523-530.

Bakić S., Xu F., Damaschke N., Tropea C., 2008 b, “Feasibility of extending rainbow refractometry to small particles using fs-laserpulses”, Part. Part. Syst. Charact., under review.

- Card, J.B.A., Jones, A.R., 1991, "Measurement of the refractive index of atomised liquid drops by light scattering", *Part. Part. Syst. Charact.* 8, 267-273.
- Damaschke, N., 2003, "Light scattering theories and their use for single particle characterization", Dissertation, Shaker Verlag Aachen.
- Domann R., Hardalupas Y., 2001, "A study of parameters that influence the accuracy of the planar droplet sizing (PDS) technique", *Part. Part. Syst. Charact.* 18(1), 3-11.
- Domann R., Hardalupas Y., 2003, "Quantitative measurement of planar droplet sauter mean diameter in sprays using planar droplet sizing", *Part. Part. Syst. Charact.* 20(3), 209-218.
- Frohn, A., Roth N., 2000, "Dynamics of droplets", Springer.
- Gouesbet, G., Gréhan, G., Maheu, B., 1988, "Computations of the coefficients  $g_n$  in the generalized Lorenz-Mie theory using three different methods", *Appl. Opt.* 27, 4874-4883.
- Heinisch, C., Bakić, S., Petter, J., Damaschke, N., Tschudi, T., Tropea, C., 2006, „Neue Paulfallengeometrie zur Fixierung von Tropfen und Partikeln in Gasströmungen Mit 360°-Zugang für Laserdiagnostik“, 14. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, 2006.
- Massoli, P., Beretta, F., D'Alessio, A., Lazzaro, M., 1993, "Temperature and size of single transparent droplets by light scattering in the forward and rainbow regions", *Appl. Opt.* 32, 3295-3301.
- Mees, L., Gouesbet, G., Gréhan G., 2001, "Scattering of laser pulses (plane wave and focused Gaussian beam) by spheres", *Applied Optics* 40, 2546-2550.
- Onofri, F., Girasole, T., Gréhan, G., Gouesbet, G., Brenn, G., Domnick, J., Xu, T.-H., Tropea, C., 1996, "Phase-Doppler anemometry with the dual burst technique for measurement of refractive Index and absorption coefficient simultaneously with size and velocity", *Part. Part. Syst. Charact.* 13, 112-124.
- Peil, M., Fischer, I., Elsäßer, W., Bakic, S., Damaschke, N., Tropea, C., Stry, S., Sacher, J., 2006, "Rainbow refractometry with a tailored incoherent semiconductor laser source," *Appl. Phys. Lett.* 89, 091106.
- Roll, G., 1999, „Optische Mikroresonatoren: Beschreibung im Bild der geometrischen Optik“ Dissertation, Ruhr-Universität Bochum.
- Schaller, J.K., 2000, „Laseroptische Messtechnik: Erweiterung bestehender Verfahren und Entwicklung neuer Techniken“, Habilitationsschrift, RWTH Aachen.
- van Beeck, J.P.A.J., 1997, "Rainbow phenomena: development of a laser based, non-intrusive technique for measuring droplet size temperature and velocity", PhD thesis, Techn Uni Eindhoven, Eindhoven, Netherlands.
- van Beeck, J.P.A.J., Giannoulis, D., Zimmer, L., Riethmuller, M.L., 1999, "Global rainbow thermometry for droplet-temperature measurement", *Opt. Lett.* 24, 1696-1698.
- Xu, F., 2007, "Diffusion d'un Faisceau Quelconque par un Sphéroïde et Mesure en Ligne de la Vapeur Humide par l'Extinction Spectrale de la Lumière", PhD Thesis, Université de Rouen, France.
- Xu, F., Ren, K., Gouesbet, G., Gréhan, G., Cai, X., 2007, "Generalized Lorenz-Mie theory for arbitrarily oriented, located and shaped beam scattering by a homogeneous spheroid", *J. Opt. Soc. Am. A* 24, 119-131.
- Yeh C.-N., Kosaka H., Kamimoto T., 1993, "A fluorescence/scattering imaging technique for instantaneous 2-d measurement of particle size distribution in a transient spray", *Proceedings 3rd Congr. on Optical Particle Sizing, Yokohama Japan*, p. 355–361.