

LASERPULSINDUZIERTE LICHTSTREUUNG ZUR BESTIMMUNG VON TEILCHENGRÖSSEN UND TEILCHENABSTÄNDEN – NUMERISCHE UNTERSUCHUNGEN

H. Bech, A. Leder

Universität Rostock, Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik,
Lehrstuhl Strömungsmechanik
Albert-Einstein-Str. 2, 18051 Rostock

Zusammenfassung

Bei der Streuung eines ultrakurzen Laserpulses an transparenten sphärischen Teilchen lassen sich die Signale der einzelnen Streulichtordnungen zeitlich nacheinander detektieren. Die dabei auftretenden Zeitdifferenzen liegen in der Regel unterhalb 1 Picosekunde und können mit moderner Kurzzeit-Messtechnik erfasst werden. Für eine sichere Auswertung der pulsinduzierten Streulichtsignale sind numerische Simulationen erforderlich, die den Zusammenhang zwischen den gesuchten Teilcheneigenschaften und den Zeitdifferenzen der Streulichtgenerierung aufzeigen.

Zur Bestimmung von Teilchengrößen und Teilchenabständen werden mit Hilfe der geometrischen Optik Modelle für die betreffenden Strahlenwege entwickelt. Damit lassen sich die Zeitdifferenzen zwischen dem Erscheinen der Streulichtsignale einzelner Streulichtordnungen berechnen. Rückschließend können bei Vorgabe der Zeitdifferenzen Teilchengrößen und –abstände ermittelt werden. Bei Detektion im Rückstreubereich kann die Teilchengröße aus der Zeitdifferenz zwischen den Signalen der Reflexion und der Brechung 2. Ordnung bestimmt werden. Dabei muss für größere Teilchen auch das Streulicht von Oberflächenwellen berücksichtigt werden. Zur Bestimmung des Teilchenabstandes wird das Streulicht der Brechung 1. Ordnung als einfallendes Feld für ein benachbartes Teilchen angesehen und an diesem zum Detektor reflektiert. Auf grund des festen Detektionswinkels gibt es für jede transversale Verschiebung des Nachbarpartikels nur einen ausgezeichneten Strahlenweg für das Streulicht.

Die Streulichtsimulation erfolgt mit Hilfe zeitaufgelöster Mie-Rechnungen. Dabei kommt der Algorithmus der Fourier-Lorenz-Mie-Theorie (FLMT) zur Anwendung. Das einfallende Feld wird spektral aufgelöst. Die Fourier-Rücktransformation des Gesamtstreulichtes in den Zeitbereich ermöglicht die Bestimmung der Zeitdifferenzen zwischen den Signalen der einzelnen Streulichtordnungen.

Einleitung

Die Anwendung von Laserpulsen im Femtosekundenbereich erschließt völlig neue Möglichkeiten für die Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie. Viele Phänomene der nichtlinearen Optik, Resonanzen in Mikroteilchen, atomare und molekulare Reaktionen sowie Effekte der nichtlinearen Streuung wurden in den letzten Jahren mit Hilfe ultrakurzer Laserpulse analysiert. Auch auf dem Gebiet der elastischen Lichtstreuung eröffnen sich durch die Anwendung kurzer Laserpulse neue Wege für die Teilchencharakterisierung. Weil die Länge eines fs-Pulses im Vergleich zu den charakteristischen Transitwegen des Lichtes durch die zu untersuchenden Streuteilchen sehr klein ist (eine Pulsdauer von $t_p=10$ fs entspricht einer Weglänge von $3 \mu\text{m}$ im Vakuum), kann eine Teilchengrößenmessung im Falle transparenter dielektrischer Teilchen auf die Messung der Zeitdifferenzen zurückgeführt werden, die bei der pulsinduzierten Streulichtgenerierung

in der zeitlichen Abfolge der einzelnen Streulichtordnungen entstehen. In Abhängigkeit der Detektorposition kann für eine Teilchengrößenmessung die Zeitdifferenz zwischen der direkten Reflexion an der Teilchenoberfläche und dem Streulichtsignal der Brechung 1. Ordnung (in Vorwärtsstreuung) oder dem Streulichtsignal der Brechung 2. Ordnung (in Rückwärtsstreuung) ausgewertet werden. Somit müssen Zeitdifferenzen gemessen werden, die in der Größenordnung liegen, die das Licht für ein einfaches bzw. ein zweifaches Durchdringen des Teilchens benötigt (Abb. 1). In Abhängigkeit von Brechungsindex und Teilchengröße sind daher im Allgemeinen Zeitdifferenzen unterhalb einer Picosekunde zu analysieren. Nur mit modernen Geräten der Ultrakurzzeit- Messtechnik lassen sich diese Anforderungen erfüllen.

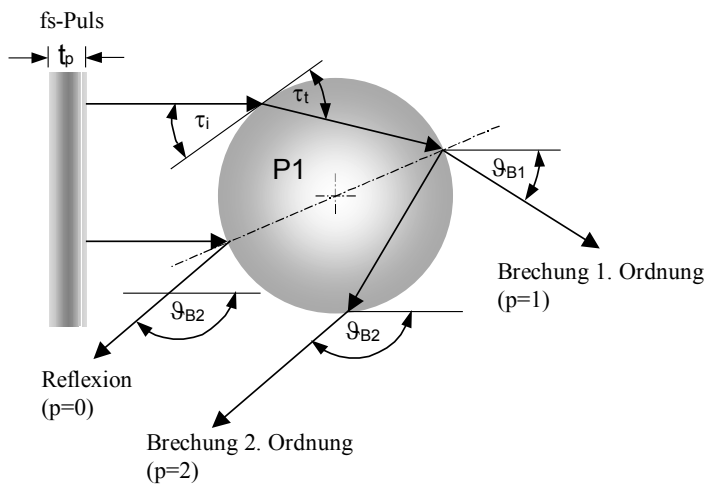


Abb. 1: Strahlengänge und Streulichtordnungen

Aus messpraktischen Erwägungen wurde für die numerische Simulation eine Empfängerposition im Rückstrebereich gewählt. Abb. 2 zeigt, dass sich im Detektionsbereich $\pi \geq \vartheta \geq \vartheta_{B2Rb}$ für die Reflexion und die Brechung 2. Ordnung vergleichbare Streulichtintensitäten einstellen (ϑ_{Rb} : Regenbogenwinkel der Brechung 2. Ordnung).

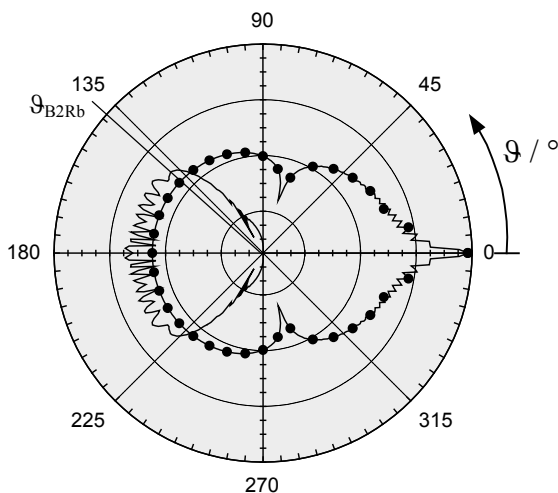


Abb. 2: Streulichtintensität der Reflexion (durchgezogen mit Symbol •) und der Brechung 2. Ordnung (durchgezogen ohne Symbol)

Wenn innerhalb einer Teilchenwolke ein benachbartes Teilchen eine geeignete Position einnimmt, kann ein Streulichtanteil des Primärteilchens derart auf das benachbarte Teilchen einfallen, dass reflektiertes Licht von diesem Teilchen ebenfalls vom ortsfesten Empfänger detektiert wird. Dann lässt sich aus der Zeitdifferenz, die sich zwischen dem Streulichtsignal des Primärteilchens P_1 und dem Streulichtsignal des Sekundärteilchens P_2 einstellt, auch der Teilchenabstand Δz ermitteln (Abb. 3).

Für den Rückschluss von den zwischen den eintreffenden Streulichtsignalen gemessenen Zeitdifferenzen auf Teilchengröße und Teilchenabstand ist die Kenntnis der Weglängen

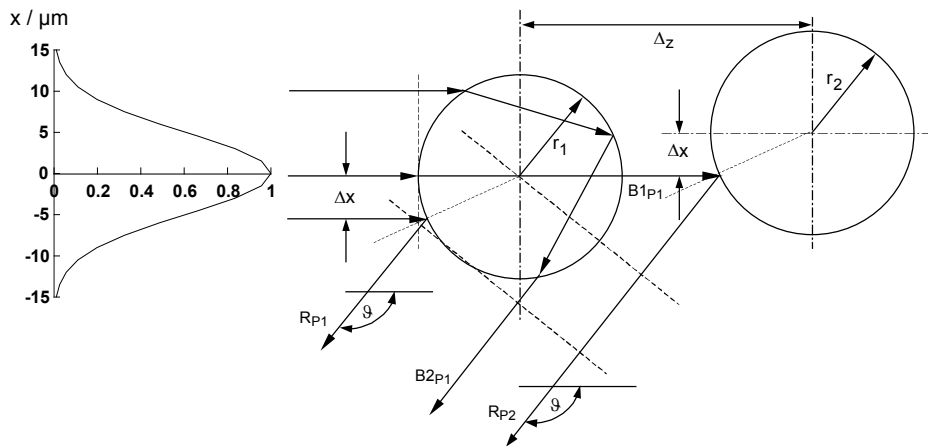


Abb. 3: Simultane Ermittlung der Teilchengröße und des Teilchenabstandes

erforderlich, die das Licht bei der Reflexion an der Teilchenoberfläche bzw. beim Transit durch das Teilchen zurückgelegt hat. Diese Weglängen lassen sich mit Hilfe von Modellen der geometrischen Optik berechnen. Zur Simulation der Streulichtsignale wird eine erweiterte Mie-Theorie (FLMT) angewendet, die sowohl die Streuung eines Laserpulses als auch die separate Berechnung des Streulichtes einzelner Streulichtordnungen mittels Debye-Reihen ermöglicht (Albrecht et al 2003).

Der fs-Puls als Ausschnitt aus einer ebenen Welle oder als Ausschnitt aus einem Gauß-Strahl wird in den Frequenzbereich transformiert und die Streurechnung für jede Linie des diskretisierten Spektrums durchgeführt. Auf Grund der Linearität der Maxwell-Gleichungen kann das Gesamtstreulicht einer einzelnen Streulichtordnung über eine Superponierung des Streulichtes der einzelnen Spektrallinien erhalten werden. Die Fourier-Rücktransformation des Gesamtstreulichtes einzelner Streulichtordnungen in den Zeitbereich ermöglicht dann die Bestimmung der gesuchten Zeitdifferenzen.

Zeitanalyse des Streulichtes der Brechung 2. Ordnung

Abb. 4 zeigt, dass es für den gleichen Streuwinkel der Brechung 2. Ordnung ϑ_{B2} zwei Werte für den Einfallswinkel τ_i des äußeren Feldes gibt, die einem kürzeren und einem längeren Lichtweg durch das Teilchen entsprechen.

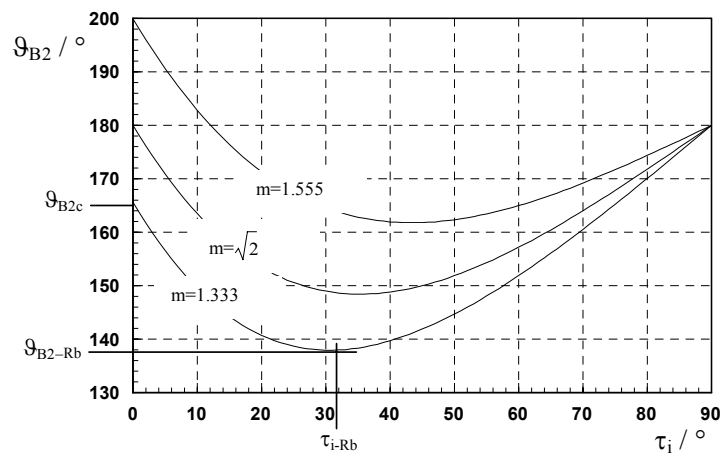


Abb. 4: Abhängigkeit des Streuwinkels der Brechung 2. Ordnung ϑ_{B2} vom Einfallswinkel τ_i ,

Für jeden Brechungsindex existiert ein Lösungszweig zwischen $\pi \geq \vartheta \geq \vartheta_{B2Rb}$, während sich der zweite Lösungszweig jeweils über den Detektionsbereich $\vartheta_{B2Rb} \geq \vartheta \geq \vartheta_{B2c}$ erstreckt. Beide Lichtwege gehen bei $\tau_i = \tau_{i-Rb}$ ineinander über. Der Winkel $\vartheta = \vartheta_{B2c}$ stellt den Grenzwinkel für die Brechung 2. Ordnung dar, der sich bei streifendem Einfall des äußeren Feldes ergibt. Aus Abb. 4 ist weiter ersichtlich, dass sich für den Brechungsindex $m = \sqrt{2}$ gerade ein Grenzwinkel von $\vartheta_{B2c} = \pi$ ergibt. Für $m \leq \sqrt{2}$ gibt es daher für den längeren Lichtweg (entsprechend den kleineren Einfallswinkeln) nur einen eingeschränkten Detektionsbereich. Wenn Streulichtsignale in Bereich $\pi \geq \vartheta \geq \vartheta_{B2c}$ detektiert werden, können sie nicht durch reine Brechung 2. Ordnung entstanden sein. In Abb. 5 sind die Differenzen der Strahlenwege zwischen dem Reflexionssignal und dem Signal der Brechung 2. Ordnung entsprechend dem geometrischen Modell nach Abb.1 für den Fall $m=1.333$, $d_p=100 \mu\text{m}$ dargestellt. Analytisch lassen sich die Weglängendifferenzen nach Gl.(1) berechnen (Bech et al 2004_1).

$$\Delta l_{R-B2} = d_p \cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot \cos \frac{\vartheta_{B1}}{2}} + \sin \frac{\vartheta_{B2}}{2} + m \cdot \sin \frac{\vartheta_{B2} - \vartheta_{B1}}{2} \right) \quad (1)$$

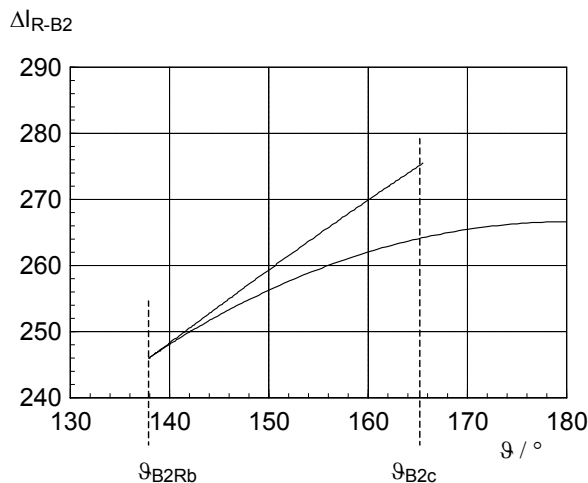


Abb. 5: Weglängendifferenzen Δl_{R-B2} als Funktion des Detektionswinkels ϑ_{B2} ($m=1.333$, $d_p=100 \mu\text{m}$)

Über die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c_0=0.3\mu\text{m/fs}$ folgen aus Gl.(1) die Zeitdifferenzen zwischen dem Erscheinen der Streulichtsignale der Reflexion und der Brechung 2. Ordnung, die mit den Resultaten der zeitaufgelösten Mie-Rechnungen verglichen werden sollen.

Abb. 6 zeigt als Beispiel die Streulichtsignale der Brechung 2. Ordnung, wie sie nach der Fourier-Rücktransformation des Gesamtstreulichtes dieser Brechungsordnung im Ergebnis der Mie-Rechnungen auf der Zeitskala erscheinen. Entgegen den Resultaten, die sich aus dem geometrischen Modell für die Brechung 2. Ordnung ergaben, treten jedoch im Detektionsbereich $\pi \geq \vartheta \geq \vartheta_{B2c}$ drei Streulichtpeaks auf, von denen nur der zeitlich früheste durch das Modell nach der geometrischen Optik erklärt werden kann (Bech et al 2004_2).

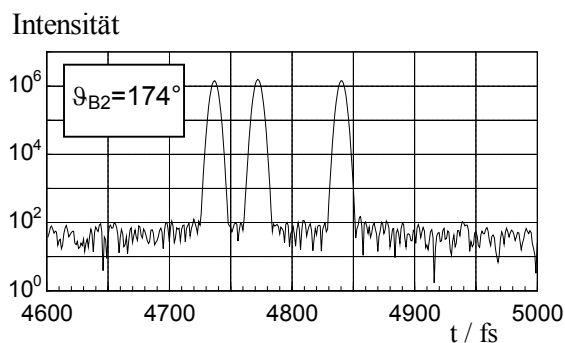


Abb.6: Streulichtsignale der Brechung 2. Ordnung im Ergebnis einer zeitaufgelösten Mie-Rechnung

Die vollständige Auswertung einer zeitaufgelösten Mie-Rechnung in Abhängigkeit von Detektionswinkel ist in Abb. 7 dargestellt.

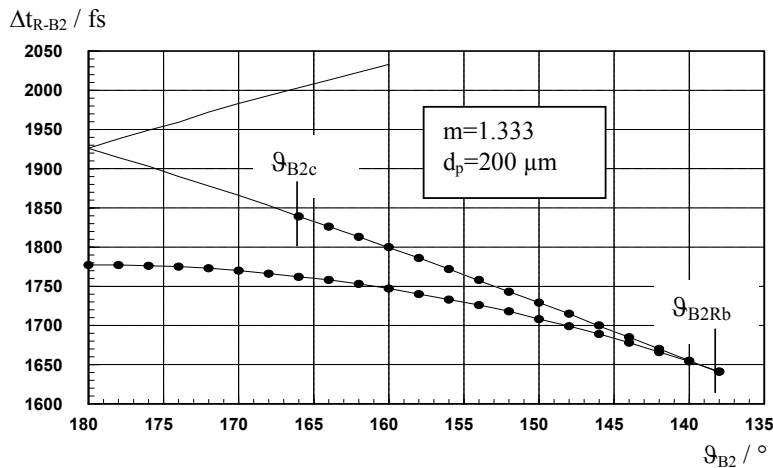


Abb. 7: Vergleich der Mie-Lösungen (durchgezogene Kurve) mit den Ergebnissen des geometrischen Modells für die Brechung 2. Ordnung (Symbole •) nach Gl. (1)

Um das Ergebnis der numerischen Simulationen mittels der Mie-Theorie erklären zu können, muss der physikalische Prozess der Streulichtgenerierung in seiner Gesamtheit betrachtet werden. Daher muss auch die Wirkung von Oberflächenwellen, die bei streifendem Einfall des äußeren Feldes ($\tau_i=0$) entstehen, in einem geometrisches Modell berücksichtigt werden.

Zeitanalyse des Streulichtes von Oberflächenwellen

Es wird davon ausgegangen, dass sich die Oberflächenwellen in Uhrzeigerrichtung und in Gegenuhrzeigerrichtung auf der Teilchenoberfläche ausbreiten und entlang des Teilchenumfangs in jedem Punkt tangential mit exponentiell abnehmender Intensität in das umgebende Medium austreten können (Rubinow 1961, Nussenzweig 1969_1, 1969_2). Für den Fall der Brechung 2. Ordnung (entsprechend der Dekomposition des Gesamtstreulichtes mit Hilfe von Debye-Serien für $p=2$) erfährt ein streifend einfallender Lichtstrahl vor dem Austritt aus dem Teilchen eine innere Reflexion. Abb. 8 verdeutlicht dieses Verhalten.

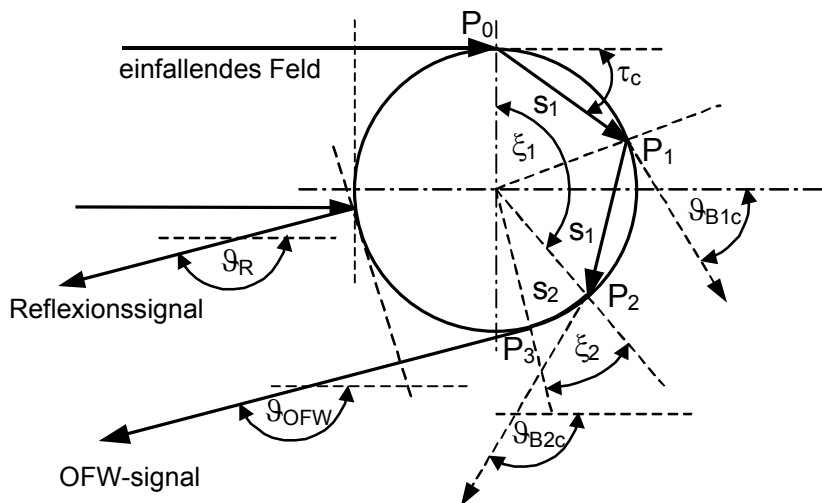


Abb. 8: Generierung von Oberflächenwellen (OFW) an sphärischen Teilchen

Der auf das sphärische dielektrische Teilchen streifend einfallende Strahl wird im Punkt P_0 unter dem kritischen Winkel τ_c (Gl. (2)) in das Teilchen hinein gebrochen.

$$\tau_c = a \cos\left(\frac{1}{m}\right) \quad (2)$$

Bei zweifacher Brechung (bei einer inneren Reflexion im Punkt P_1) überstreichen die beiden "Abkürzungen" s_1 einen Winkel von $\xi_1=4\tau_c$. Am Punkt P_2 tritt der Strahl tangential aus dem Teilchen heraus und wandert als Oberflächenwelle bis zum Punkt P_3 , wobei der vom Winkel ξ_2 überspannte Kreisbogen s_2 zurücklegt wird. Am Punkt P_3 verlässt die Oberflächenwelle die Teilchenoberfläche tangential in das umgebende Medium und kann unter dem Streuwinkel ϑ_{OFW} ($=\vartheta_{B2}=\vartheta_R$) detektiert werden. Mit diesen Annahmen ergibt sich zwischen dem optisch "kurzen" Weg der Oberflächenwelle (weil in Uhrzeigerrichtung) und dem optischen Weg des Reflexionssignals die Wegdifferenz Δl_k nach Gl. (3).

$$\Delta l_k = d_p \cdot \left[\sin\left(\frac{\vartheta_{OFW}}{2}\right) + 2 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta_{B2c}}{4}\right) \cdot m + \frac{\vartheta_{OFW} - \vartheta_{B2c}}{2} \right] \quad (3)$$

Für den "langen Weg" der Oberflächenwellen, d.h. bei streifendem Einfall am unteren Rand des Teilchens und Ausbreitung in Gegenuhrzeigerrichtung, kann die optische Wegdifferenz zwischen dem OFW-Signal und dem Reflexionssignal mit Gl.(4) berechnet werden.

$$\Delta l_l = d_p \cdot \left[\sin\left(\frac{\vartheta_{B2}}{2}\right) + 2 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta_{B2c}}{4}\right) - \left(\frac{\vartheta_{B2c} + \vartheta_{B2}}{2} - \pi\right) \right] \quad (4)$$

Die zugehörigen Zeitdifferenzen werden durch Division mit c_0 erhalten. Die physikalische Gültigkeit dieses Modells erstreckt sich für die kurze OFW-Weglängendifferenz auf den Detektionsbereich $180^\circ \geq \vartheta_{B2} \geq \vartheta_{B2c}$ und für die lange Weglängendifferenz auf $\vartheta_{B2} \leq 180^\circ$, bis auf Grund der exponentiell abfallenden Intensität das Signal der Oberflächenwellen nicht mehr nachzuweisen ist. Ein Vergleich mit den Zeitdifferenzen, die sich für die Oberflächenwellen aus den Mie-Rechnungen ergeben, zeigt, dass mit den Gln. (3, 4) das OFW-Zeitverhalten exakt beschrieben wird (Bech et al 2005).

Bestimmung des Teilchenabstandes

Nach Abb. 3 wird die Zeitverzögerung des vom benachbarten Teilchen reflektierten Signals durch den Transit-Strahlenweg durch das Primärteilchen (Brechung 1. Ordnung) und durch den lichten Abstand beider Teilchen bestimmt.

Die optische Wegdifferenz zwischen den bei gleichem Detektionswinkel ϑ_R empfangenen Reflexionssignalen beider Teilchen entsprechend Abb. 3 ergibt sich mit

$$\beta = (\pi - \vartheta_R)/2 \quad \text{zu} \quad \Delta l_{R-R} = 2 \cdot r_1 \cdot (m - 1) + r_1 \cdot \cos(\beta) \cdot (1 - \cos(2\beta)) + \Delta z \cdot (1 + \cos(2\beta)) \quad (5)$$

Gl. (5) ist nur für die spezielle Teilchenanordnung nach Abb. 3 gültig, bei der für das Brechungssignal 1. Ordnung der Einfallswinkel $\tau_i=\pi/2$ angenommen wurde. Über die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 ergibt sich mit Gl. (5) die Zeitdifferenz Δt_{R-R} zwischen beiden Reflexionssignalen. Wenn diese Zeitdifferenz durch die aus der Streulichtsimulation berechnete Zeitdifferenz Δt_{Mie} ersetzt wird, kann der Abstand Δz beider Teilchen bestimmt werden Gl. (6).

$$\Delta z = \frac{\Delta t_{Mie} \cdot c_0 - r_1 \cdot \cos(\beta) \cdot (1 - \cos(2\beta))}{1 + \cos(2\beta)} \quad (6)$$

Für den Abstand in x-Richtung folgt aus Abb. 3 sofort $\Delta x = r_1 \cdot \sin(\beta)$.

In Abb. 8 ist das Ergebnis der Mie-Rechnung für die Anordnung nach Abb. 3 dargestellt. Der erste Peak stellt das Reflexionssignal von Teilchen P_1 dar. Der zweite Peak verkörpert das Signal der Brechung 2. Ordnung von P_1 . Den dritten Peak bildet das Reflexionssignal des Teilchens P_2 . Aus dem Zeitabstand zwischen den ersten beiden Peaks ergibt sich die Teilchengröße d_{p1} , während aus dem zeitliche Abstand zwischen dem ersten und dem dritten Peak der Teilchenabstand Δz nach Gl.(6) berechnet werden kann.

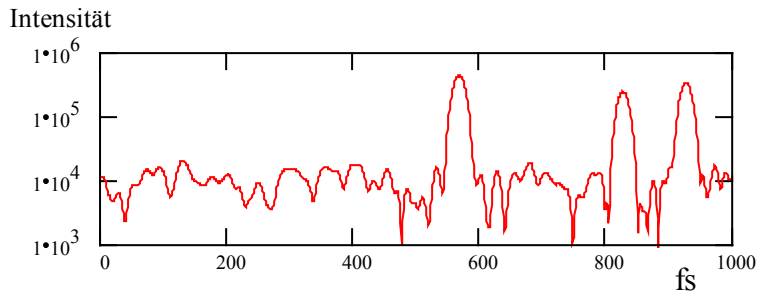


Abb. 8: Ergebnis der zeitaufgelösten Mie-Rechnung für die Anordnung nach Abb. 3 ($m=1.333$, $r_1=r_2=15 \mu\text{m}$, $\Delta z=55 \mu\text{m}$, $\Delta x=3.24 \mu\text{m}$, $\vartheta=155^\circ$)

Femtosekundenlaser arbeiten im Allgemeinen mit einer sehr hohen Wiederholfrequenz ($f_{\text{Rep}}=75 \text{ MHz}$), so dass die gewählte Teilchenanordnung für eine größere Anzahl von einfallenden fs-Pulsen als ruhend angesehen werden kann. Wenn sich aber auf Grund einer Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Teilchen die Positionen zueinander in einer Richtung ändern, besteht eine Abhängigkeit der Verschiebung Δx vom Einfallswinkel τ_i des äußeren Feldes des Primärteilchens. Damit verändert sich der Strahlenweg durch das Teilchen P_1 als auch der Weg zwischen beiden Teilchen und zum Detektor (Abb. 9).

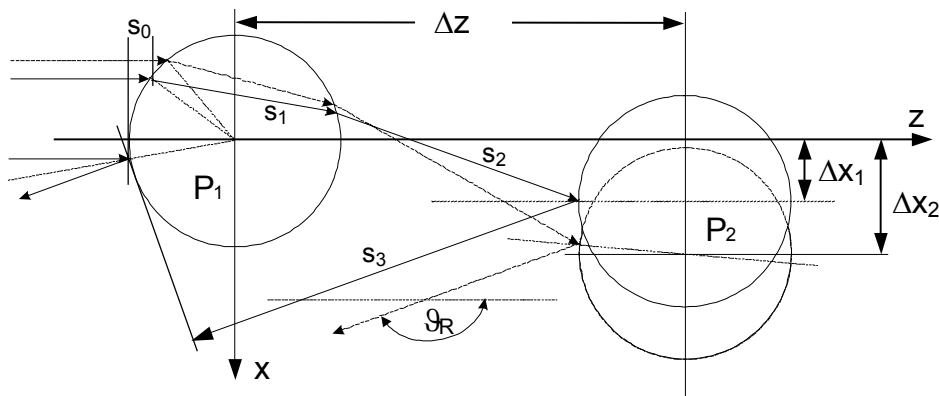


Abb. 9: Änderung der Strahlenwege bei einer Relativbewegung der Teilchen

Es soll nun versucht werden, für den allgemeinen Fall nach Abb. 9 einen Zusammenhang zwischen der Verschiebung Δx und der optischen Zeitdifferenz der Reflexionssignale von P_1 und P_2 aufzustellen.

Für die Abhängigkeit $\Delta x=f(\tau_i)$ ergibt sich Gl.(7).

$$\Delta x = r_2 \cdot \sin \delta + (\Delta z - r_1 \cdot \cos \gamma - r_2 \cdot \cos \delta) \cdot \tan \vartheta_{B1} - r_1 \cdot \sin \gamma \quad (7)$$

mit $\delta = (\vartheta_{B1} + \vartheta_R - \pi) / 2$ und $\gamma = (\pi - \vartheta_{B2}) / 2$.

Da in (7) sowohl der Abstand in z-Richtung als auch die Größe beider Teilchen enthalten ist, kann nur für $\Delta z = \text{const}$ und $r_1 = r_2 = r$ eine eindeutige Aussage über die Abhängigkeit der Verlagerung Δx vom Zeitabstand der Streulichtsignale erhalten werden. Abb. 10 zeigt, dass sich annähernd gleiche Verläufe für $\Delta x = f(\tau_i)$ bei völlig unterschiedlichen Wertepaarungen Δz und $r_1 = r_2 = r$ ergeben können.

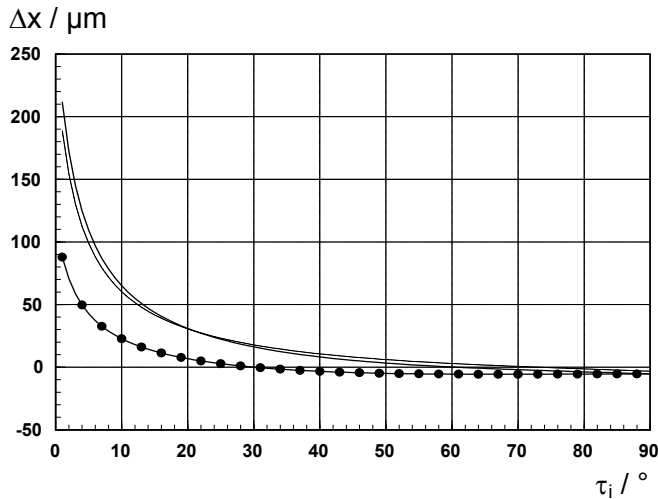


Abb. 10
 Funktionsverlauf $\Delta x = f(\tau_i)$
 Symbol \bullet : $r = 25 \mu\text{m}$, $\Delta z = 55 \mu\text{m}$
 gestrichelt: $r = 15 \text{ mm}$, $\Delta z = 55 \mu\text{m}$
 durchgezogen: $r = 25 \mu\text{m}$, $\Delta z = 75 \mu\text{m}$

Der gesamte Strahlenweg l_{R2} für die Reflexion an P_2 setzt sich additiv aus den Teilstrecken $s_{0...3}$ zusammen:

$$s_0 = r_1 \cdot (1 - \sin \tau_i) \quad (7)$$

$$s_1 = 2 \cdot r_1 \cdot \sin \tau_i \quad (8)$$

$$s_2 = (\Delta z - r_1 \cdot \cos \gamma - r_2 \cdot \cos \delta) / \cos \vartheta_{B1} \quad (9)$$

$$s_3 = \sqrt{(\Delta x - r_2 \cdot \sin \delta)^2 + (\Delta z - r_2 \cdot \cos \delta)^2} + r_1 \quad (10)$$

Die optische Weglängendifferenz zwischen beiden Reflexionssignalen ergibt sich dann zu

$$\Delta l_{R1-R2} = s_0 + m \cdot s_1 + s_2 + s_3 - 2 \cdot r_1 \cdot (1 - \cos \beta) \quad (11)$$

wobei der letzte Term von (11) die Weglänge des an P_1 reflektierten Signals darstellt. Mit Hilfe der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 kann wieder die zugehörige optische Zeitdifferenz Δt_{R1-R2} bestimmt werden. Die gesuchte Abhängigkeit $\Delta t_{R1-R2} = f(\Delta x)$ ist in Abb. 11 für den Fall $r = 15 \mu\text{m}$, $\Delta z = 55 \mu\text{m}$, $m = 1.333$ dargestellt (durchgezogene Linie).

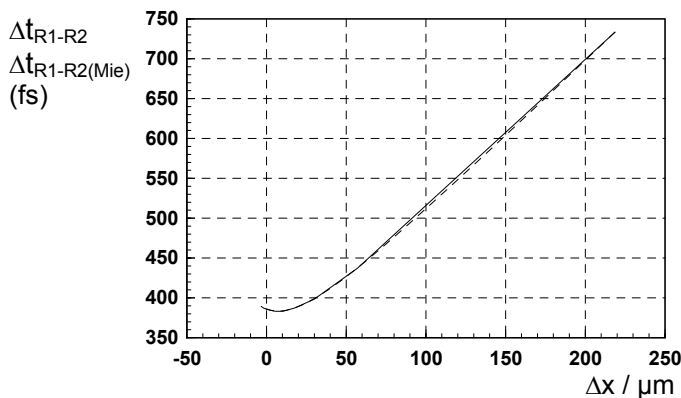


Abb. 11:
 Zeitdifferenz zwischen den
 Reflexionssignalen der
 Teilchen P_1 und P_2 als Funktion
 der Verschiebung Δx

Aus Abb. 11 geht hervor, dass sich bei sehr kleinen Werten der Verschiebung Δx für unterschiedliche Verschiebungen gleiche Zeitdifferenzen einstellen. Dieser Fakt ist plausibel, weil sich gleiche Lichtwege ergeben, wenn das Teilchen P2 eine Position oberhalb bzw. unterhalb der z-Achse einnimmt.

Die Streulichtsimulation mit Hilfe der Mie-Theorie erfolgte in der Weise, dass für jeden Streulichtprozess (Reflexion an P_1 , Brechung 2. Ordnung an P_1 , Brechung 1. Ordnung an P_1 , Reflexion an P_2) getrennte Rechnungen durchgeführt wurden. Nach vektorieller Addition der Einzelfelder und Rücktransformation des Gesamtfeldes in den Zeitbereich kann die gesuchte Zeitdifferenz $\Delta t_{R1-R2(Mie)}$ auf der Zeitachse bestimmt werden. In Abb. 11 ist diese Zeitdifferenz $\Delta t_{R1-R2(Mie)}$ als gestrichelte Linie zum Vergleich mit der Zeitdifferenz Δt_{R1-R2} , die sich aus dem geometrischen Modell nach Abb. 9 ergab, eingetragen. Die geringfügigen Unterschiede entstanden dadurch, dass auf der Zeitskala nur ganzzahlige Femtosekunden abgelesen wurden.

Weitere Grundlagenuntersuchungen sollen sich zukünftig auf die quantitative Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit bzw. der relativen Geschwindigkeit zueinander erstrecken, wobei als Zeitbasis die Wiederholfrequenz des Femtosekunden-Lasers angesehen wird.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung finanzieller Mittel zur Bearbeitung des Themas "Untersuchung der Lichtstreuung von Femtosekunden-Laserpulsen an Mehrteilchenanordnungen" (LE 713/18-1).

Literatur

- Albrecht, H.- E., Borys, M., Damaschke, N., Tropea, C., 2003: Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- Bech, H., Leder, A., 2004_1: Particle sizing by ultrashort laser pulses - numerical simulation, Optik, Vol. 115, No. 5 (2004), pp. 205-217
- Bech, H., Leder, A., 2004_2: Teilchengrößenmessung mittels zeitaufgelöster Streulichtanalyse - numerische Resultate für den Rückstreubereich,, Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", Universität Karlsruhe 2004, pp. 49.1-49.8
- Rubinow, S. I., 1961: Scattering from a Penetrable Sphere at Short Wavelengths, Annals of Physics, Vol. 14, pp. 305-332
- Nussenzweig, H. M., 1969_1: High-Frequency Scattering by a transparent sphere, I. Direct Reflection and Transmission, J. Math. Phys., Vol. 10, No. 1, pp. 82-124
- Nussenzweig, H. M., 1969_2: High-Frequency Scattering by a transparent sphere, II. Theory of the Rainbow and the Glory, J. Math. Phys., Vol. 10, No. 1, pp. 125-176
- Bech, H., Leder, A., 2005: Particle sizing by time resolved Mie-calculations – numerical study, eingereicht in Optik Jan. 2005, Ref. 05-103