

MESSUNG DER BESCHLEUNIGUNG VON ALUMINIUM-PARTIKELN DURCH EINE STOßWELLE MITTELS LASER-DOPPLER-VELOZIMETRIE

MEASUREMENT OF THE ACCELERATION OF ALUMINUM PARTICLES BY A SHOCK WAVE USING LASER DOPPLER VELOCIMETRY

G. Schlöffel¹, M. Bastide¹, C. Mundt², F. Seiler¹, J. Srulijes¹

¹Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis (ISL), Frankreich; ²Bundeswehruniversität München

Al-Partikel, Stoßwelle, Geschwindigkeitsmessungen, Laser-Doppler-Velozimetrie
Al-particles, shock wave, velocity measurements, Laser-Doppler-Velocimetry

Zusammenfassung

Die Beschleunigung von Aluminium-Partikeln mit 5 µm Durchmesser durch eine Stoßwelle wurde mit Hilfe eines Laser-Doppler-Velozimeters (LDV) gemessen. Der Strömungszustand hinter einer Stoßwelle ist in einem Stoßrohr für eine gewisse Zeit nahezu konstant, so dass die sich zuerst in Ruhe befindenden Partikel, nach dem Überstreichen durch die Stoßwelle, einer sehr schnellen Gasströmung ausgesetzt werden. Aufgrund ihrer Trägheit folgen sie der Strömung nicht sofort, sondern beschleunigen. Mit Hilfe eines phasenstabilisierten Michelson-Interferometers konnte unter Ausnutzung des Doppler-Effekts die Geschwindigkeit der Partikel mit einer hohen zeitlichen Auflösung in einem Messpunkt registriert werden. Die durchgeführten Experimente haben gezeigt, dass die eingesetzten Partikel bereits so klein sind, dass gängige theoretische Modelle den Beschleunigungsprozess nicht mehr korrekt wiedergeben. So erreicht die Knudsen-Zahl des Systems eine Größenordnung, bei der die Kontinuumshypothese nicht mehr ohne weiteres als gegeben angenommen werden kann.

Einleitung

Die systematische Untersuchung der Verbrennung von kleinsten Metallpartikeln in einer schnellen Strömung ist durch den Bezug zu einigen praktischen Anwendungen von aktuellem Interesse. Feste Partikel eignen sich durch ihre hohe Energiedichte besonders gut als Zusatz in Antriebssystemen oder energetischen Materialien. In typischen Anwendungen verbrennen die Partikel nicht in einer stationären Umgebung, sondern in schnellen Gasströmungen, wobei meist auch Stoßwellen auftreten. Bedingt durch ihre Trägheit entstehen komplexe dynamische Wechselwirkungen zwischen der Strömung und den Partikeln. Ein erster Schritt der systematischen Untersuchung ist die Kenntnis der hydrodynamischen Kraft, die ein Fluid auf ein umströmtes kugelförmiges Partikel ausübt. Ausgehend vom grundlegenden Beschleunigungsgesetz für Körper in Strömungen,

$$m a = \frac{1}{2} c_w \rho_F (u_F - u_p)^2 A , \quad (1)$$

reduziert sich das Problem auf die Kenntnis des korrekten c_w -Werts für das betrachtete Partikel-Fluid-System. Die Parameter m , u_P , a , c_w und A bezeichnen die Masse, Geschwindigkeit, Beschleunigung, den dimensionslosen Widerstandsbeiwert und die Fläche des Körpers, ρ_F und u_F die Dichte und die Geschwindigkeit des Fluids. Betrachtet man kugelförmige Partikel, so beschreibt das Modell von Stokes (Stokes 1851) die Kraft, die ein viskoses Fluid konstanter Geschwindigkeit auf eine ruhende Kugel ausübt:

$$c_w = \frac{24}{Re} \quad (\text{für } Re \ll 1) \quad (2)$$

Dass der c_w -Wert einer Kugel lediglich von der dimensionslosen Reynolds-Zahl abhängig ist, lässt sich ebenfalls durch eine Dimensionsanalyse (siehe Yarin 2004) zeigen. Das Stokesche Modell gilt allerdings nur für schleichende Strömungen, so dass bei Strömungen höherer Geschwindigkeit Korrekturen eingeführt werden müssen. Mittlerweile existiert in der Literatur eine Vielzahl von Modellen, die meist auf dem Stokeschen Modell aufbauen (siehe Crowe 2006).

In dieser Arbeit wurde die Beschleunigung von Aluminium-Partikeln mit 5 μm Durchmesser im Strömungsfeld hinter einer einfallenden Stoßwelle im Stoßrohr untersucht. Die Stoßwelle läuft in ein ruhendes Partikel-Gas-Gemisch und erzeugt hinter sich nahezu sprunghaft ein nahezu konstantes Strömungsfeld mit hoher Geschwindigkeit. Die zunächst ruhenden Partikel sehen sich diesem Strömungsfeld schlagartig ausgesetzt und werden durch dieses beschleunigt. Mit Hilfe eines Laser-Doppler-Velozimeters (LDV, Seiler 2001) wurde der Beschleunigungsvorgang experimentell gemessen. Bei den Versuchen wurde der Anteil der Partikel so gering gehalten, dass die Strömung nur vernachlässigbar von diesen beeinflusst wurde. Bereits Sommerfeld (Sommerfeld 1985) nutzte ein LDV zur Messung von Partikelgeschwindigkeiten im Stoßrohr, jedoch mit größeren Partikeln und anderen Partikeldichten.

Experimenteller Aufbau

Die Arbeiten wurden an einem horizontalen Stoßrohr mit einem inneren Durchmesser von 70 mm und einer Gesamtlänge von etwa 10 m durchgeführt. Die Anlage besteht aus zwei, durch eine Plastikmembran voneinander getrennten Teilen: einem 1,5 m langen Treiber und einem Lauf mit einer Länge von 8,5 m. Eine Messkammer, welche im hinteren Teil des Laufrohrs platziert ist, gewährleistet optischen Zugang zum Rohrinnenen. Die Messkammerfenster sind dem Rohr angepasst, so dass keine Störungen der Strömung entstehen. Zur Herstellung der initialen Gas-Partikel-Mischung im Lauf wurde ein Zuleitungssystem entworfen, welches im Wesentlichen aus einem Hochdruck-Gas-Behälter, einem pneumatischen Ventil und einem Leitungssystem besteht. Dynamische Drucksensoren sind über die Länge des Rohrs verteilt angebracht. Abb. 1 gibt einen Überblick über die Anlage.

Zur Durchführung eines Experiments werden - nach dem Einbau der Membran - beide Rohrteile evakuiert. Nachdem der Treiber mit Helium auf den gewünschten Druck gebracht worden ist, wird der Lauf mit einem einzigen Druckpuls aus dem Gas-Behälter gefüllt. Das pneumatische Ventil kann so gesteuert werden, dass ein genau definierter Zustand im Lauf erreicht wird. Als Laufgas wurde Stickstoff oder Luft verwendet. Die in der Zuleitung platzierten Partikel werden von dem Gas mitgeführt und an vier Stellen in das Laufrohr eingeblasen. Schließlich wird die Membran durch einen Heizdraht zum Platzen gebracht. Eine Stoßwelle breitet sich in das Laufrohr aus, wobei Druck, Temperatur und

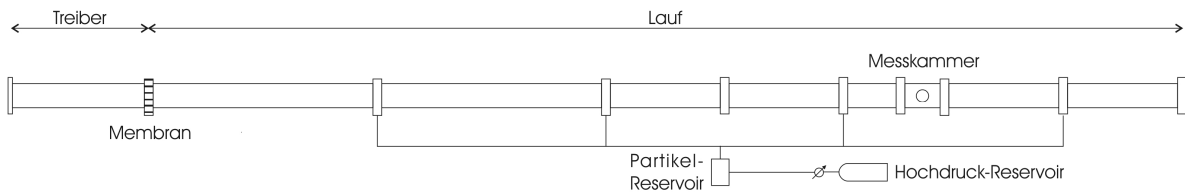


Abb. 1: Schematische Darstellung der horizontalen Stoßrohranlage

Gasgeschwindigkeit hinter der Welle sprunghaft ansteigen. Der sich einstellende und für wenige Millisekunden nahezu konstant bleibende Strömungszustand stellt die gewünschten Bedingungen zur Messung bereit. Da die Partikel in weniger als einer Millisekunde bereits auf die Gasgeschwindigkeit beschleunigt sind, genügt die zur Verfügung stehende Messzeit, um den Beschleunigungsprozess vollständig zu beobachten. Die Geschwindigkeit der Partikel wurde mit einer hohen zeitlichen Auflösung von etwa einer Millisekunde mittels eines Laser-Doppler-Velozimeters am Ort der Messkammer gemessen.

Laser-Doppler-Velozimeter (LDV)

Entwickelt von Smeets et al. 1978, ist das Laser-Doppler-Velozimeter in der Lage, zeitlich hoch aufgelöst unter Ausnutzung des Doppler-Effekts die Geschwindigkeit von sich bewegenden Oberflächen, bzw. Partikeln aufzuzeichnen. Der optische Aufbau am Stoßrohr ist in Abb. 2 dargestellt.

Ein Ar^+ -Laser sendet monochromatisches Licht durch ein Fenster der Messkammer in das Stoßrohr. Das Licht wird an den sich durch die Messkammer bzw. den Messpunkt bewegend Partikeln gestreut, wobei die Frequenz des Streulichts durch den Doppler-Effekt leicht verschoben wird. Ein Teil des gestreuten Lichts wird von einer Linse, welche sich hinter dem gegenüberliegenden Fenster befindet, gebündelt und mittels eines Lichtleiters zum LDV geschickt. Dieses misst die Frequenzverschiebung und generiert ein kontinuierliches Spannungssignal, dessen Änderungen der Frequenzverschiebung – und damit der Partikelgeschwindigkeit – proportional sind. Im Prinzip handelt es sich beim LDV-System von Smeets (Smeets et al. 1978) um ein Zweistrahlinterferometer in Michelson-Anordnung mit einem zusätzlichen elektrooptischen System zur Phasenstabilisierung.

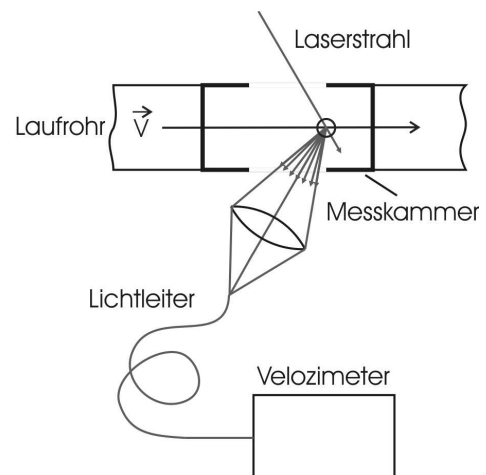


Abb. 2: Optischer Aufbau

Die detaillierte Funktionsweise des LDV skizziert Abb. 3. Das aus dem Lichtleiter austretende Streulichtbündel wird zuerst von einem Polarisator P1 linearpolarisiert (\nearrow). Es durchläuft dann eine Pockelszelle PC, deren Kristallachsen unter 45° zur Polarisationsrichtung von P1 orientiert sind. Dadurch wird das Bündel innerhalb der Pockelszelle in zwei gleichstarke Anteile zerlegt, die in Richtung der Kristallachsen bzw. senkrecht dazu polarisiert (\rightarrow, \uparrow) sind. Da der Pockelseffekt linear ist, wird die Phasenlage dieser beiden Anteile durch einen zusätzlichen Phasenwinkel $\Delta\varphi_{PC}$ proportional zur an der Pockelszelle anliegenden Spannung U_{PC} verändert.

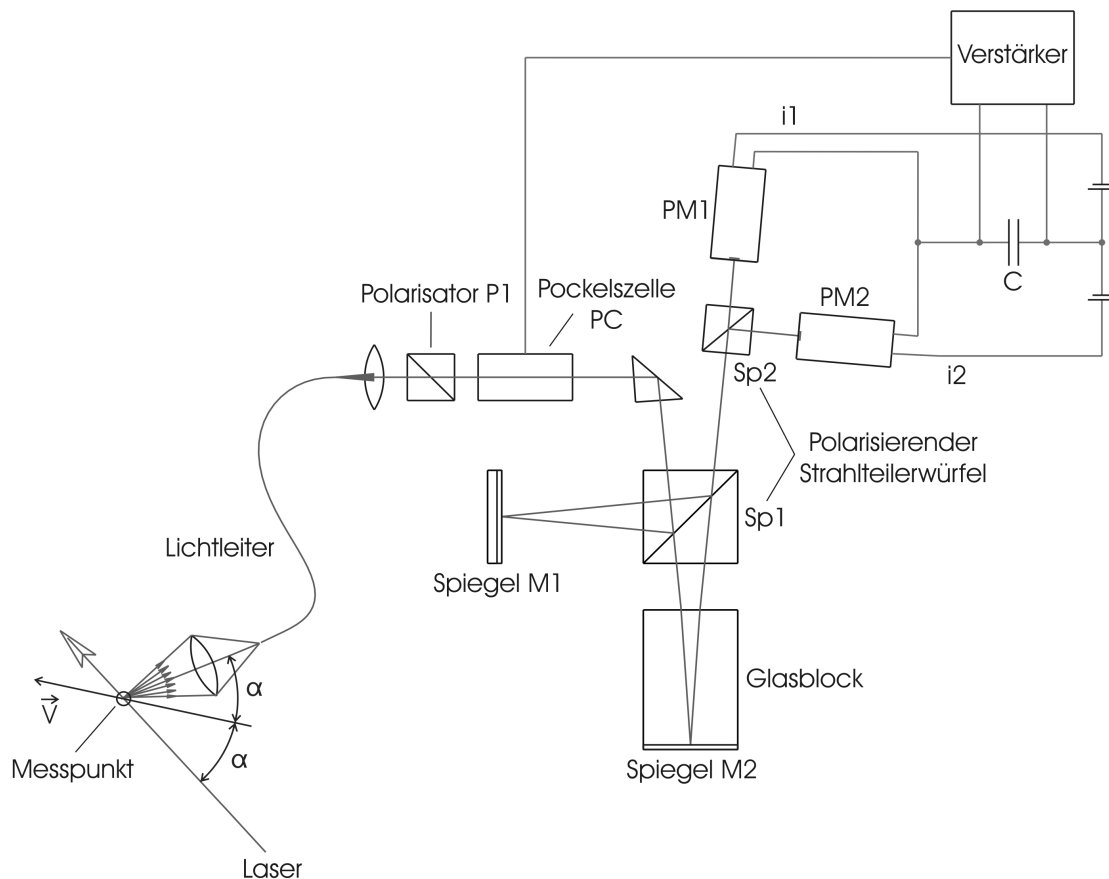


Abb. 3: Funktionsprinzip des Laser-Doppler-Velozimeters

Ein Strahlteilerwürfel SP1, eingesetzt als polarisierender Strahlteiler, trennt die beiden Komponenten (\rightarrow, \uparrow) und leitet sie in jeweils einen der beiden Arme des Michelson-Interferometers. Mit Hilfe eines Glasblocks in einem der Arme wird eine große optische Wegdifferenz $\Delta\phi_0$ (bzw. eine Phasendifferenz $\Delta\phi_0$) zwischen den beiden Strahlbündeln erzeugt. Ein zweiter Polarisationsstrahlteiler SP2 mit einer Orientierung unter 45° relativ zum ersten Strahlteiler SP1 zerlegt jede Komponente wiederum in zwei gleich starke Anteile: $(\rightarrow) = (\nearrow, \searrow)$ und $(\uparrow) = (\nearrow, \nwarrow)$. Die Komponenten gleicher Polarisationsrichtung werden zusammengeführt $((\nearrow, \nearrow), (\searrow, \nwarrow))$ und auf den Photokathoden PM1 und PM2 zur Interferenz gebracht, wobei die Interferenzen in den beiden Richtungen zueinander komplementär sind.

Dies führt schließlich zu den komplementären Streulichtleistungen I_1 und I_2 :

$$I_1 = I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right), \quad (\nearrow, \nearrow) \tag{3}$$

$$I_2 = I_0 \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right), \quad (\searrow, \nwarrow)$$

$\Delta\phi$ ist die Phasendifferenz der beiden Komponenten (\rightarrow, \uparrow) und ergibt sich aus der durch den Glasblock erzeugten Phasendifferenz $\Delta\phi_0$. Diese ist eine Funktion der optischen Wegdifferenz $\Delta\phi$, der Frequenz der Lichtquelle ν_L und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 :

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = v_L \frac{\Delta\phi}{c_0} \quad (4)$$

Zusätzlich kann jedoch auch eine aus dem Doppler-Effekt resultierende Frequenzverschiebung $d\nu$ die Phasenlage verändern: Es gilt $d\nu/\nu_L \ll 1$. Differenziert man (4) nach ν und führt $\lambda_0 = c_0/\nu_L$ als die Wellenlänge der Lichtquelle im Vakuum ein, so erhält man:

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{2\pi} = \frac{\Delta\phi}{\lambda_0} \frac{d\nu}{\nu_L} \quad (5)$$

Hiernach erzeugen Änderungen der Lichtfrequenz $d\nu$ Änderungen der Phasendifferenz $d(\Delta\varphi)$. Der Glasblock bewirkt eine hinreichend große optische Wegdifferenz $\Delta\phi_0$ (Phasendifferenz $\Delta\varphi_0$). Die insgesamt resultierende optische Phasendifferenz der beiden Komponenten (\rightarrow, \uparrow) an den Photokathoden lautet:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + d(\Delta\varphi) + \Delta\varphi_{PC} \quad (6)$$

Durch eine Spannungsänderung an der Pockelszelle wird die durch den Doppler-Effekt verursachte Phasendifferenz $d(\Delta\varphi)$ durch eine Änderung $\Delta\varphi_{PC}$ über die Pockelszelle ausgeglichen, d. h. phasenstabilisiert, und so $\Delta\varphi$ konstant gehalten. Das bedeutet:

$$\Delta\varphi_{PC} = -d(\Delta\varphi) \quad (7)$$

Die Phasenstabilisierung wird auf elektrooptischem Weg hergestellt, das heißt, der Phasenwinkel $\Delta\varphi$ wird künstlich auf einem konstanten Wert, nämlich auf $\pi/2 + 2\pi n$, der Flanke der \cos^2 -Verteilung, Gl. (3), gehalten. Bei dieser Phasendifferenz erhalten beide Photokathoden PM1 und PM2 gleiche Streulichtintensität und liefern somit gleiche Ströme i_1 und i_2 . Ändert sich die Lichtfrequenz um $d\nu$, führt die hieraus resultierende Phasenverschiebung $d(\Delta\varphi)$ zu unterschiedlichen Streulichtintensitäten an den Photokathoden, woraus sich wiederum unterschiedliche Ströme i_1 und i_2 ergeben. Durch Umladen des Kondensators wird eine Spannung erzeugt, welche zur Differenz der beiden Ströme ($i_1 - i_2$) proportional ist. Die Spannung an der Pockelszelle ändert sich nun so lange, bis die ursprüngliche Phase ($\pi/2 + 2\pi n$) wieder hergestellt ist. Die Spannungsänderungen sind proportional zu der Frequenzverschiebung des Doppler-Effekts und damit der Geschwindigkeit der Partikel.

Das Spannungssignal ist unabhängig von der absoluten Streulichtstärke I_0 , die ebenso mitaufgezeichnet wird. Das LDV reagiert in der hier eingesetzten Version innerhalb von einer Mikrosekunde auf Änderungen der Lichtfrequenz.

Ergebnisse

Exemplarisch sind in den Abb. 4 und 5 die Messsignale zweier Versuche mit unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten dargestellt. Die Signale sind unter anderem aufgrund der vorhandenen – wenn auch nicht erwünschten – Partikel-Partikel-Wechselwirkungen stark verrauscht, was eine Filterung des Signals nötig macht. In den

Abbildungen wird das gefilterte Signal nur insoweit dargestellt, bis die Strömungsgeschwindigkeit des Gases – angezeigt durch die gestrichelte Gerade – erreicht ist.

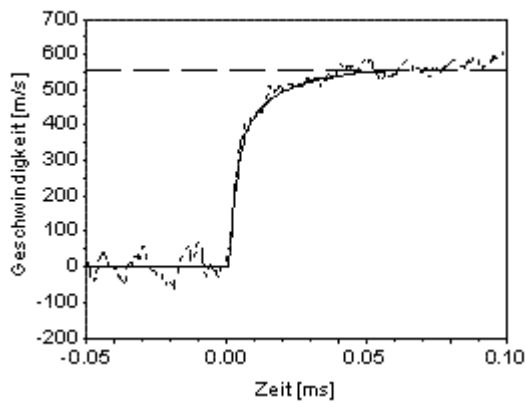


Abb. 4: $M_{\text{Stoß}} = 2,3$, $u_F = 558$ m/s

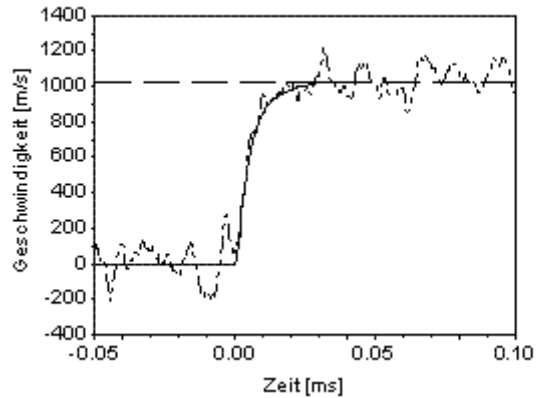


Abb. 5: $M_{\text{Stoß}} = 3,7$, $u_F = 1024$ m/s

Durch Differenzieren des gefilterten Signals erhält man die Beschleunigung $a(t)$. Mit Hilfe der Gasdichte ρ_F , der Gasgeschwindigkeit u_F , der dynamischen Viskosität μ , des Partikeldurchmessers d und der gemessenen Partikelgeschwindigkeit über der Zeit $u_P(t)$ berechnet sich die Reynolds-Zahl $Re(t)$ in Abhängigkeit von der Zeit t wie folgt:

$$Re(t) = \frac{\rho_F d (u_F - u_P(t))}{\mu} \quad (8)$$

Der c_w -Wert wird durch die Impulsgleichung berechnet, wobei beachtet werden muss, dass der Messpunkt stationär ist, das System sich jedoch als ganzes bewegt, das heißt, unterschiedliche Partikel mit größer werdenden Abständen zur Stoßfront beobachtet werden:

$$c_w(t) = \frac{4}{3} \frac{\rho_P d}{\rho_F (u_F - u_P(t))^2} \left(\frac{\partial u_P(t)}{\partial t} + u_P(t) \frac{\partial u_P(t)}{\partial x} \right) \quad (9)$$

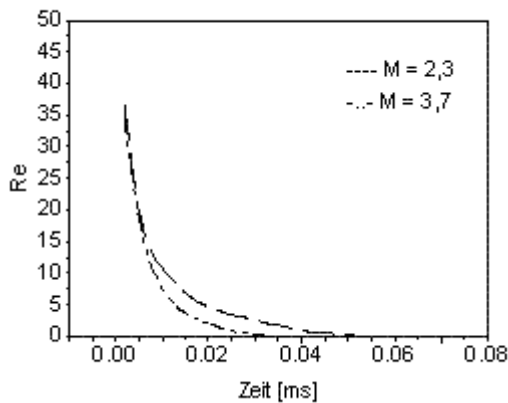


Abb. 6: Entwicklung der Reynolds-Zahl

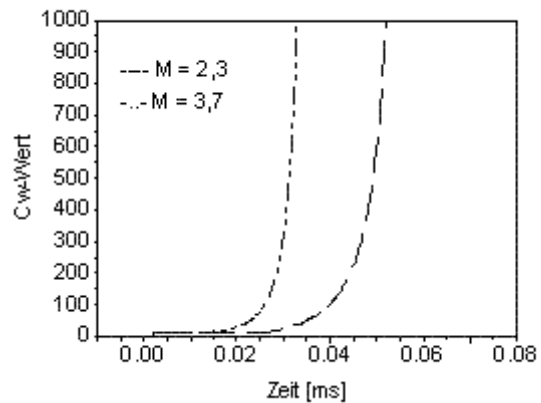


Abb. 7: Entwicklung des c_w -Werts

Abb. 6 bzw. 7 zeigen die zu den Abb. 4 und 5 gehörigen zeitlichen Entwicklungen der Reynolds-Zahl und des c_w -Werts. Erwartungsgemäß fällt die Reynolds-Zahl der Partikel hinter dem Stoß mit der größeren Machzahl schneller ab, auch der Anstieg des c_w -Werts geht dem des Versuchs mit der kleineren Machzahl voran.

Der maximale Messfehler des LDV beträgt grob abgeschätzt 5%, außerdem besitzen die Partikel eine gewisse Größenverteilung um den angegebenen Durchmesser und auch eine Abweichung von der idealen runden Form, was ebenfalls als Messfehler in die Rechnungen eingeht. Ein zusätzlicher Fehler wird durch die Filterung des Signals eingebracht.

Diskussion

Der c_w -Wert einer makroskopischen Kugel gilt heute über einen sehr großen Reynolds-Zahl-Bereich als bekannt (siehe Schlichting 1960). Allerdings stellen die betrachteten 5- μ m-Partikel kein makroskopisches Objekt in einer Strömung mehr da. Dies zeigt eine Betrachtung der Knudsen-Zahl des Partikel-Fluid-Systems, welche die mittlere freie Weglänge $\bar{\lambda}$ der Gasmoleküle zur Objektgröße ins Verhältnis setzt:

$$Kn = \frac{2\bar{\lambda}}{d}. \quad (10)$$

Ist $Kn \ll 1$, so gilt die Kontinuumshypothese, das heißt, das Objekt nimmt das Fluid als ein Kontinuum mit seinen makroskopischen Größen, wie z.B. Temperatur und Druck, wahr. Bei den hier verwendeten Partikeln liegt Kn jedoch typischerweise im Bereich von 10^{-2} , was bedeutet, dass sich die Mechanismen der Partikel-Gas-Wechselwirkung ändern können.

Die durch die Versuche erhaltene Beziehung des c_w -Werts der 5- μ m-Partikel und der Reynolds-Zahl wird in Abb. 8 für drei Experimente dargestellt. Zum Vergleich ist das grundlegende Stokesche Modell ebenfalls aufgetragen, sowie ein Modell von Crowe (Crowe 1973) modifiziert von Hermesen (Hermesen 1979) und eines von White (White 1974). Die Modelle von White und Hermesen finden in aktueller Literatur und numerischen Simulationen Anwendung.

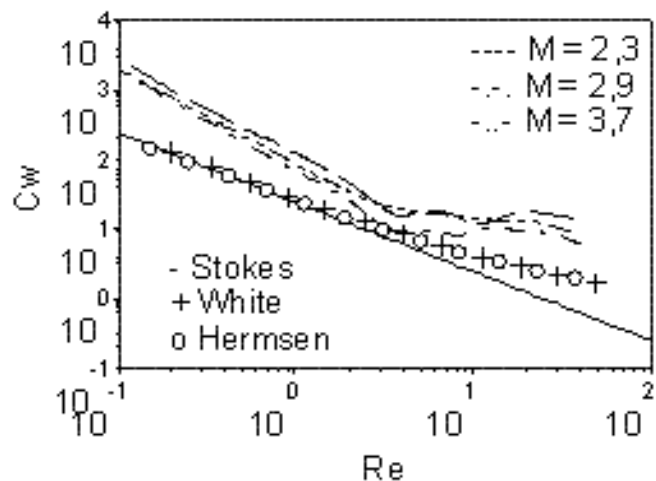


Abb. 8: Vergleich $c_w(Re)$

Über den gesamten betrachteten Re -Bereich wurde experimentell ein höherer c_w -Wert als theoretisch vorhergesagt gefunden. Die Partikel beschleunigen schneller, als durch die Modelle impliziert. Allerdings wurde schon von Basset (Basset 1961) ein von der Beschleunigung abhängiger Beitrag zur hydrodynamischen Kraft postuliert, die sogenannte *Basset force*. Desweiteren liefert die *virtual mass force* ebenfalls einen Beitrag, wenn ein Partikel in einer konstanten Fluidströmung beschleunigt. Beide Kräfte bleiben bei Stokes, White und Hermesen unberücksichtigt. Eine Reihe von semiempirischen Modellen tragen der Änderung der Partikelgeschwindigkeit Rechnung, indem

sie eine zusätzliche Abhängigkeit des c_w -Werts von einem dimensionslosen Beschleunigungsparameter A_c einführen. A_c ist wie folgt definiert:

$$A_c = \frac{u^2}{\frac{du}{dt} d} \quad (11)$$

Bei extrem kleinen Partikeln ergeben sich jedoch für A_c solche Werte, dass bei allen betrachteten Modellen die Korrekturterme keine Beiträge mehr leisten. Es bleibt wiederum lediglich eine Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl bestehen.

Es ist fraglich, ob durch die Einführung von weiteren Korrekturen, zum Beispiel in Abhängigkeit der Knudsen-Zahl, die bei hinreichend großen Kugeln gültigen Modelle auf den Bereich sehr kleiner Partikel ausgedehnt werden können. Ansonsten scheint eine Zerlegung der resultierenden hydrodynamischen Kraft in ihre einzelnen Bestandteile oder auch ein Modell im meso-skalaren Bereich nötig.

Dankesworte

Ein besonderer Dank gilt Alfred George, der noch kurz vor seiner Pensionierung mit viel Freude und Engagement sein Wissen und seine Erfahrungen bezüglich des Laser-Doppler-Velozimeters bereitwillig weitergegeben hat.

Literatur

- Basset, A.B., 1961: "A treatise on hydrodynamics", Vol. 2, Dover, New York
Crowe, C.T., Babcock, W.R., Willoughby, P.G., 1973: "Drag coefficient for particles in rarefied low Mach number flows", Prog Heat Mass Transfer, Vol. 6, pp. 419-428
Crowe, C.T. (ed.), 2006: "Multiphase flow handbook", CRC Press, New York
Hermsen, R.W., 1979: "Review of particle drag models", JANAF Performance Standardization Subcommittee 12th Meeting Minutes, CPIA, p. 113
Schlichting, H., 1960: "Boundary layer theory", McGraw Hill, New York
Seiler, F., George, A., 2000: "The Laser-Doppler-Velocimeter Used in the ISL Shock Tunnel for Nozzle Flow Velocity Diagnostics", 10th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 10-13, 2000 and ILS report PU 321/2000
Smeets, G., George, A., 1978: "Instantaneous laser Doppler velocimeter using a fast wavelength tracking Michelson interferometer", Rev. Sci. Instrum., Vol. 49, No. 11, pp. 1589-1596
Sommerfeld, M., 1985: "The unsteadiness of shock-waves propagating through gas-particle mixtures", Experiments in Fluids, Vol. 3, No. 4, pp. 197-206
Stokes, G.G., 1851: "On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulums", Trans Cambridge Philos. Soc., Vol. 9, pp. 8-106
White, F.M., 1974: "Viscous Fluid Flow", McGraw Hill, New York
Yarin, L.P., Hetsroni, G., 2004: "Combustion of Two-Phase Reactive Media", Springer, Berlin Heidelberg New York