

R. Vogel

Zum Kugelwiderstand in Fluiden

- Kräfte, Kennzahlen und Funktionen mit Beispielen -

Materialeigenschaften und Kräfte

Im Allgemeinen ist der Strömungswiderstand von Körpern von deren Gestalt, ihren charakteristischen Abmessungen sowie bei Schwerkrafteinfluss auch deren Dichte abhängig. Ebenso bedeutend sind die speziellen Fluideigenschaften. Beide Zustandsinformationen (Material Merkmale), sowohl eigenständig als auch gekoppelt, sind in den typischen Größen und **dimensionslosen** Kennzahlen gebunden.

Dazu gehören:

- Kugel: $\text{Stirnfläche [m}^2\text{]} = \frac{\pi}{4} d^2$; $\frac{\text{Umfang}}{\text{Durchmesser}} = \pi$; $\frac{\text{Oberfläche}}{\text{Stirnfläche}} = 4$;
- Fluid: *Rheogrammaussage* $\text{Pa } \tau \dot{\gamma} = \tau_0 + \eta \dot{\gamma} \equiv \tau_0 + k \dot{\gamma}^m$; *Bm Quotient* $= \frac{\tau_0}{\eta \dot{\gamma}} \equiv \frac{\tau_0}{k \dot{\gamma}^m}$;
- Kopplung: $\frac{\text{Kugeldichte}}{\text{Fluiddichte}} = \frac{\rho}{\rho_{\text{Fl}}}$; sowie $\frac{\text{Dichtedifferenz}}{\text{Fluiddichte}} = \frac{\Delta\rho}{\rho_{\text{Fl}}}$;

Damit steht die Basis für die der Schwerkraft $\frac{4}{6} d g \Delta\rho$ (*auftriebsreduziert*) entgegenstehenden Kräfte zur Verfügung. Das sind die ebenso auf die Stirnfläche der Kugel bezogenen:

- Trägheitskraft $\frac{\rho}{2} c^2$; Zähigkeitskraft (nach Stokes) $6 \cdot \eta \frac{c}{r} \equiv 6 \cdot k \left(\frac{c}{r}\right)^m$; Fließkraft $\pi \cdot \tau_0$;
- sowie die Widerstandskraft (summiert) $C_w \cdot \frac{\rho}{2} c^2$.

Kenngrößen

Die Definition von Kenngrößen/-zahlen ist zweckgebunden sowie oft zielorientiert, daher ist es nicht selten, dass sie zu unterschiedlichen Aussagen führen. Kenngrößen geben in der Regel bestimmte Kräfte- bzw. Spannungsverhältnisse oder z.B. auch Massenverhältnisse wider, wobei an erster Stelle die Einheitenbilanz steht und die Proportionalitätsfaktoren weniger beachtet werden.

Mit den an die Kugel angreifenden Kräften erhält man die

- *Stokes-Zahl* $St = \frac{d g |\Delta\rho|}{\eta \frac{c}{d}} \equiv \frac{d g |\Delta\rho|}{2^{m-1} k \left(\frac{c}{d}\right)^m}$ (1) Bei Kräfte-Gleichgewicht, also *Schwerkraft = Zähigkeitskraft*, gilt $St = 18$, (schleichende Bewegung/Strömung vorausgesetzt).
Im Übrigen $St > 18$ sowie $m \leq 1$
- *Reynolds-Zahl* $Re = \frac{\rho c^2}{\eta \frac{c}{d}} \equiv \frac{\rho c^2}{2^{m-1} k \left(\frac{c}{d}\right)^m}$ (2) Im Fall *Trägheitskraft = Zähigkeitskraft* gilt $Re = 24$,
im Allgemeinen $Re \leq 24$ sowie $m \leq 1$
- *Fließ-Zahl* $Fz = \frac{\tau_0}{d g |\Delta\rho|}$ (3) Im Grenzfall *Fließkraft = Schwerkraft* ist $Fz = \frac{2}{3\pi} = Fz^*$, ansonsten $0 < Fz < \frac{2}{3\pi}$
- *Bingham-Zahl* $Bm = \frac{\tau_0}{\eta \frac{c}{d}} = Fz \cdot St$ (4) Wenn diese Kennzahl das Rheogramm abbilden soll, ist bei gleichgroßen Spannungen $Bm = 2$. Bei Kräftegleichheit gilt $Bm = 12/\pi$.

Durch den konsequenten Rheogramm-Bezug der Zähigkeitskraft erübrigt sich ein besonderer Ausweis des Fließexponenten ,m‘.

Einen herausragenden Platz in dieser Aufzählung gebührt dem Widerstandsbeiwert der Kugel, der mit dem Kräfteverhältnis

$$\frac{\text{Widerstandskraft}}{\text{Trägheitskraft}} \quad \text{beiffert wird, und im Besonderen durch den Quotienten} \quad \frac{\text{Schwerkraft}}{\text{Trägheitskraft}}$$

zum Ausdruck gebracht wird. Somit gilt:

- *Widerstands-Beiwert* $C_w = \frac{\sum F_w}{\frac{\rho}{2} c^2} \equiv \frac{\frac{2}{3} d g |\Delta\rho|}{\frac{\rho}{2} c^2} = \frac{4}{3} \frac{d g |\Delta\rho|}{\rho c^2}$ (5)

Funktionen

A. Die Kugel umgeben von NEWTON-Fluiden

Die bekannte, einseitig mit dem *Stokes*-Postulat fixierte, insgesamt experimentell belegte Dokumentation des Widerstandes von Kugeln in *NEWTON*-Fluiden $C_w(Re)$, wie sie von *H. Schlichting* in /1/ festgehalten ist, ist vielfach teilweise und auch umfassend mathematisch beschrieben worden. An Hand von /2/ soll hier das Resultat

$$\frac{St}{18} = \left[1 + \frac{0,35}{24} Re + 3 \tanh 0,042 Re^{2/3} \right] = \frac{C_w Re}{24} . \quad \langle 6 \rangle$$

genannt werden. Für alle $Re \leq 2000$ gilt danach

$$C_w = \frac{24}{Re} \left[1 + 3 \tanh 0,042 Re^{2/3} \right] + 0,35 . \quad \langle 7 \rangle$$

Darüber hinaus, also für alle $Re \geq 2000$ gilt $C_w = \text{konst.}$; $\langle 8 \rangle$

im Speziellen für $2 \cdot 10^3 \leq Re < 2 \cdot 10^4$ heißt das:

$$\frac{St}{18} = \left[\frac{0,4}{24} Re \right] = \frac{C_w Re}{24} \quad \text{und auch} \quad St = 0,3 Re \quad \text{bzw.} \quad C_w = 0,4 . \quad \langle 9 \rangle$$

Aus rein pragmatischen Gründen ist es oft nützlich an Stelle von Gl.⟨6⟩ eine *Re*-Bereich angepasste Formulierung zu verwenden. Beispielsweise: $C_w = \frac{18,5}{Re^{0,6}}$; Grenzen sind $5 < Re < 500$,

oder aus Gl.⟨6⟩ folgernd $C_w = \frac{96}{Re} + 0,35$; möglich für $400 \leq Re \leq 2000$.

Alle diese Resultate bauen auf den allgemein üblichen *Re*-Quotienten auf, d.h. die dem Nenner eigene Kraftkomponente dieser Kennzahl wird ausschließlich durch die das *NEWTON*-Fluid kennzeichnende Spannung $\tau_N = \eta c/r = \eta c/d \cdot 2$ bestimmt. Um das Gleichungssystem Gl.⟨6⟩ u.s.f.

auch für Fluide mit leichter Krümmung der Fließkurve verwenden zu können, muss diese Spannung dem Zweck entsprechend angepasst werden. Es gilt – als mögliche Variante sei ein *OSTWALD*- Fluid genannt - $\tau_{Ost} = k \dot{\gamma}^m = k (c/d)^m \cdot 2^m$. Damit steht für einen solchen Fall

$$Re = \frac{\rho c^2}{\eta \frac{c}{d}} = \frac{\rho c^2}{\tau_N / 2} \equiv \frac{\rho c^2}{2^{m-1} k \left(\frac{c}{d} \right)^m} = R\bar{e} , \quad \langle 10 \rangle$$

und damit auch $C_w R\bar{e} \equiv C_w Re$ über Gl.⟨7⟩ zur Verfügung.

Um diese Aussage zu untermauern, kann man u.a. die Versuche von *E. SOTO et al* aus /3/ nutzen. Dort wird die Geschwindigkeit von aufsteigenden Luftblasen in associativen Polymeren bestimmt. Die in diesen speziellen Fluiden gemessenen Werte sind in /3/ Fig.3/ zusammengefasst festgehalten. Diagrammkonform hinzugefügt wurden die Grenzfunktionen, die sich der *STOKES*-Aussage entsprechend an Hand der gegebenen Stoffdaten der jeweiligen Fluide ergeben.

Aus der hierfür geltenden Kräftebalance nach Gl.(1) ist $c = \left[\frac{g |\Delta\rho|}{St \eta} \right] \cdot d^2$ und damit Sachverhalt bezogen wie in Gl.(10)

$$c = \left[\frac{g \rho}{18 k 2^{m-1}} \right]^{\frac{1}{m}} \cdot d^{\frac{m+1}{m}} = K \cdot d^{\frac{m+1}{m}} \quad \text{oder auch} \quad c = K \cdot \left[\left(\frac{6}{\pi} V \right)^{1/3} \right]^{\frac{m+1}{m}} \quad \langle 11 \rangle$$

Der mit FIG.3 vorgestellte Vergleich zeigt, dass die Steiggeschwindigkeit kleiner Blasen realitätsnah mit Hilfe von Gl.(11) berechnet werden kann. Nach FIG.3 dann, wenn $V < 40 \text{ mm}^3$ d.h.

$Re = \bar{Re} < 0,4$ ist. Eine Deutung der Versuchsergebnisse darüber hinaus scheidet an der zunehmenden Blasendeformation, die u.a. $d = V6/\pi^{1/3}$ ausschließt. Die gleichen Einschränkungen gelten für die Widerstandsfunktion $C_w Re$. Eine Digitalisierung von *Velocity(Volume)*, die damit mögliche Berechnung von \bar{d} aus V sowie die Kenntnis der Fluiddaten, ermöglicht sowohl

Fluid-Daten sind:

Zu HASE 1,2%

$$\rho = 1002 \text{ kg/m}^3$$

$$k = 0,21 \text{ Pa s}^m$$

$$m = 1,31$$

$$K_{1,2\%} = 346,6 \left[\frac{1}{\text{m}^{1/m} \text{ s}} \right]$$

Zu HASE 1,7%

$$\rho = 1007 \text{ kg/m}^3$$

$$k = 2,37 \text{ Pa s}^m$$

$$m = 1,33$$

$$K_{1,5\%} = 50,64 \left[\frac{1}{\text{m}^{1/m} \text{ s}} \right]$$

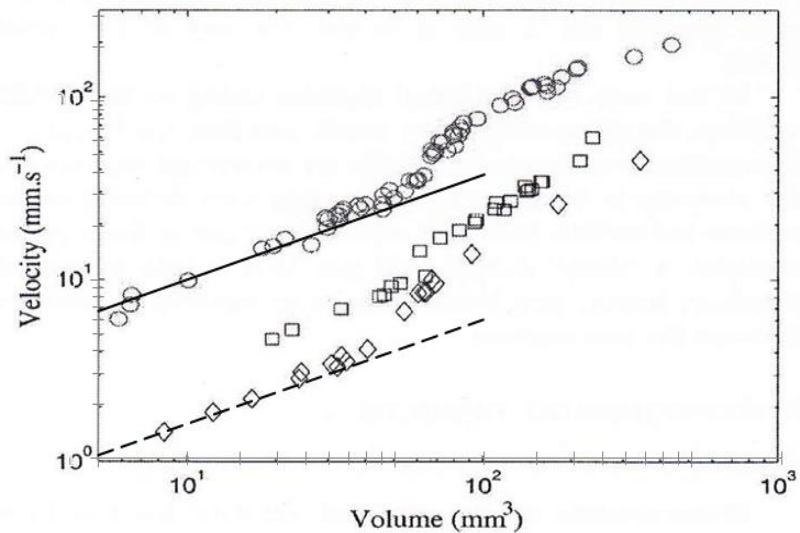


FIG. 3. Bubble velocity as a function of bubble volume for different percentages of HASE: (◊) 1.2%; (◻) 1.5%; (◊) 1.7%. There is a discontinuity of the bubble velocity for volumes equal to V_c (1.2%: $V_c = 65 \text{ mm}^3$; 1.5%: $V_c = 60 \text{ mm}^3$; 1.7%: $V_c = 50 \text{ mm}^3$). The critical volume decreases with an increase in HASE concentration.

die Berechnung der *Reynolds-Zahl*, als auch die des Widerstandsbeiwertes der Blase (Kugel)

$$C_w = \frac{4 d g |\Delta\rho|}{3 \rho c^2} = \frac{4 d g}{3 c^2} \quad \langle 12 \rangle$$

In *Abb.1* ist das Resultat $C_w \bar{Re}$ beispielhaft für HASE 1,2% festgehalten. Wie bereits ausgeführt, kann das *Stokes-Postulat* im Bereich kleiner *Reynolds-Zahlen* als Orientierung für die Größe des Widerstandsbeiwertes gelten. Ab $\bar{Re} \approx 0,4$ weichen die Versuchsergebnisse davon deutlich ab und zwar

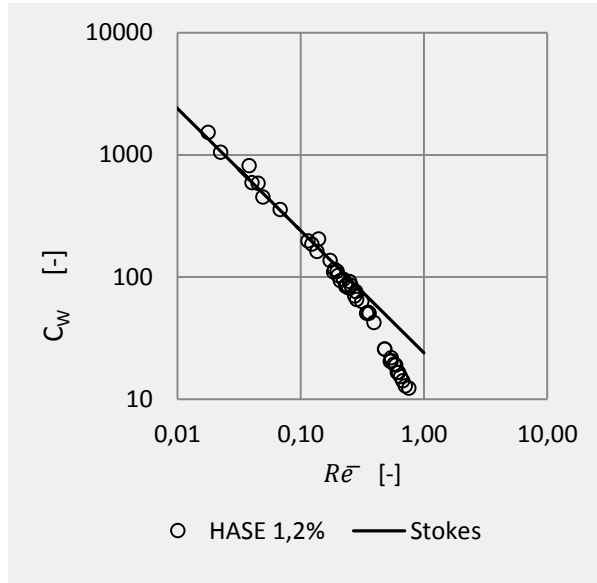


Abb.1

Widerstandsbeiwerte von Luftblasen in HASE - Fluiden. Auswertung der Versuche von E. SOTO et al /3/ FIG.3/

ist einerseits bedingt durch die bereits angesprochene Blasendehformation, ursächlich aber durch die mit wachsenden Scherraten c/r sich verändernden Spannungsverhältnisse (FIG.2 /3/) und damit der rheologisch bedingten Stoff-Daten der Polymere. Auch wirken sich Randeffekte des Versuchsaufbaus mit dem begrenzten Röhrenquerschnitt von $90 \times 90 \text{ mm}^2$ nachteilig aus.

B. Die Kugel in Fluiden mit Fließgrenze

Wenn bei *Newton*-Fluiden der Kugel-Widerstand $C_w Re$ allein durch drei Kräfte - Schwerkraft, Trägheits- und Zähigkeitskraft - bestimmt wird, muss nun in die Widerstandsbilanz die Fließkraft aufgenommen werden. Dies erfordert zu entscheiden, ob die Kennzahl Fz oder Bm als Parameter die bekannte $C_w Re$ -Funktion ergänzen soll. Wegen der Doppeldeutigkeit des Bm -Quotienten

ist es geboten, hier $Fz = \frac{\tau_0}{d g |\Delta\rho|}$ zu nutzen. Um weiterhin den Fließexponenten m nicht geson-

dert ausweisen zu müssen, wird in $C_w Re_{Fz=konst.}$ stets

$$Re = \frac{\rho c^2}{2^{m-1} k \left(\frac{c}{d}\right)^m} \quad \text{sowie} \quad St = \frac{d g |\Delta\rho|}{2^{m-1} k \left(\frac{c}{d}\right)^m} \quad \text{verwendet.}$$

Im Extremfall bei $Fz = 0$, (was auch $Bm = 0$ bedeutet), bestimmt Gl.⟨6⟩ bzw. ⟨7⟩ den Funktionsverlauf $C_w(Re)$. Eine erste Information über die Fz -Auswirkungen vermittelt die oft zitierte unvollständige Kräftebilanz aus $Schwerkraft = Zähigkeitskraft + Fließkraft$, ohne eine gegenseitige Beeinflussung zu berücksichtigen. Eine solche ist nur im Bereich $Fz \rightarrow 0$ vertretbar; denn die Einschränkung/Störung des Strömungsfeldes um die Kugel durch die Fließkraft ist beträchtlich. Die erforderliche Korrektur der Kräftebilanz veranschaulicht *Abb.2*. Dort sind zwei Funktionen

$St(Fz)$ eingetragen. Die eine, punktiert gezeichnet, gibt das Resultat der ‘einfachen’ Kräftebilanz wider. Auskunft über die notwendige Korrektur dieser geben die aus /4/ stammenden Versuchsergebnisse, die hier problemorientiert *St Definition!* dargestellt sind.

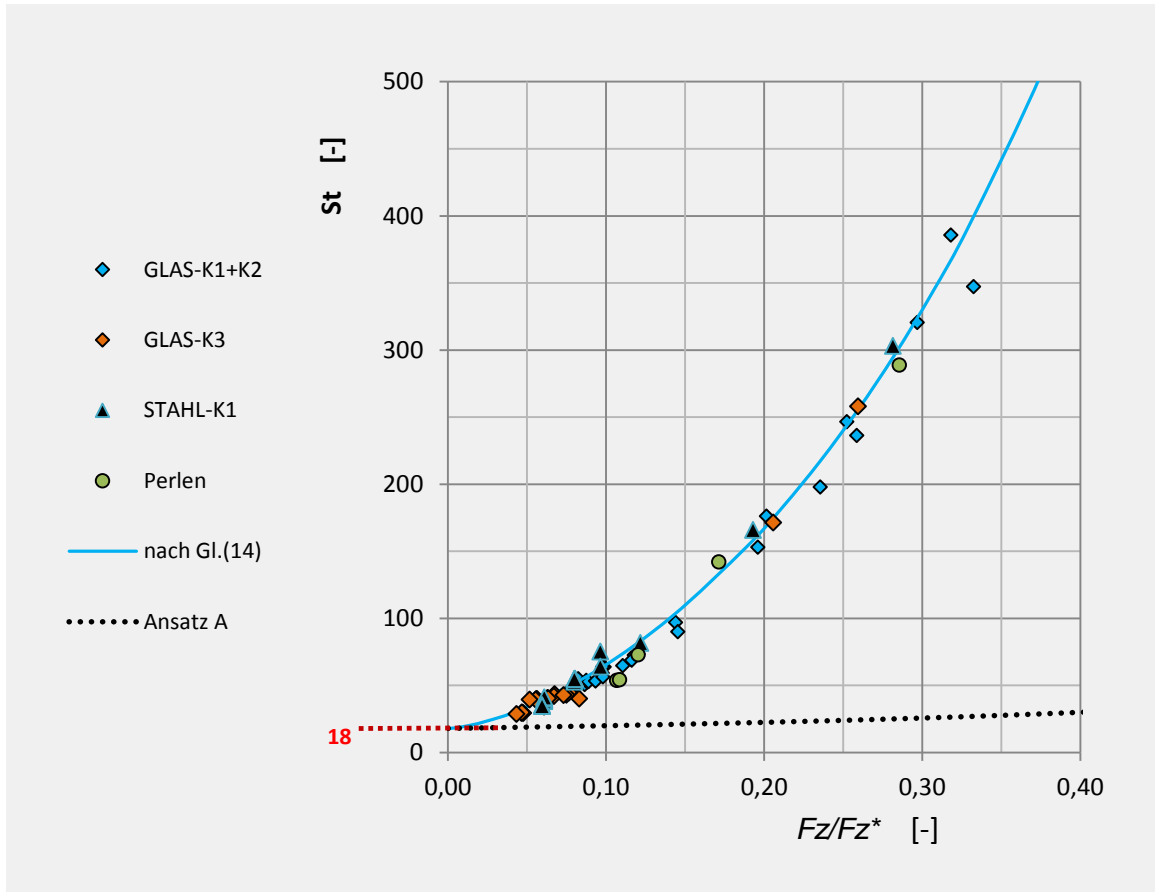


Abb.2 Die Stokes-Zahl für kugelförmige Teilchen unterschiedlicher Größe und Dichte nach /4/ in verschiedenen Fluiden mit Fließgrenze im Bereich $Re \ll 0,1$.

Mit diesem Resultat, nur gültig für eine schleichende Kugelbewegung, findet man in Anlehnung an die Kräftebilanz

$$\text{Schwerkraft} = \text{Zähigkeitskraft} + \text{Fließkraft} + f(Zk \cdot Fk)$$

$$1 = \frac{18}{St} + \frac{3\pi}{2} Fz + a \left(\frac{18}{St} \right)^x \cdot b \left(\frac{3\pi}{2} Fz \right)^z \quad \curvearrowright \quad \frac{St}{18} = \frac{1 + a \cdot b Fz / Fz^*{}^z}{1 - Fz / Fz^*} \quad \langle 13 \rangle$$

den die Versuchsergebnisse gut beschreibenden Ausdruck für $St(Fz)$

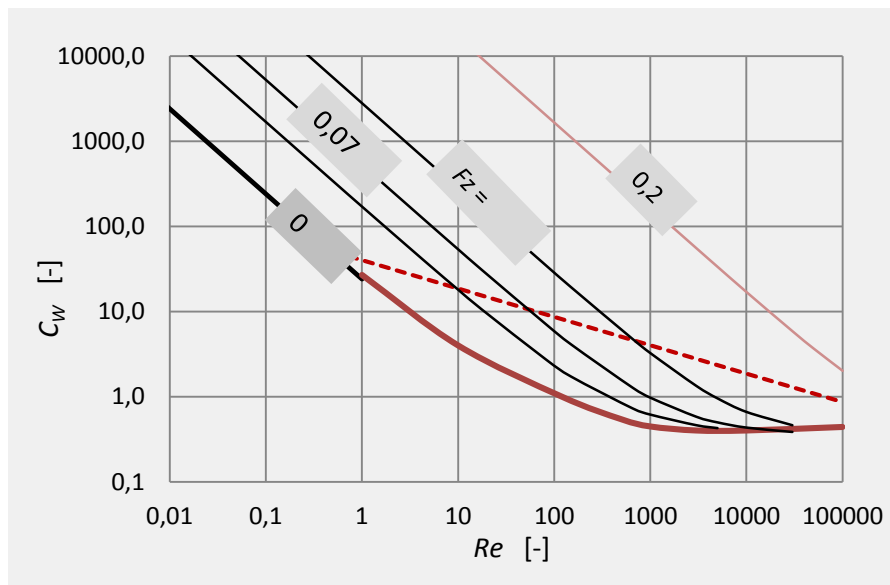
$$\frac{St}{18} = \frac{1 + St_0 \cdot 4 Fz / Fz^*{}^{3/2}}{1 - Fz / Fz^*} = \frac{C_{w,1} Re}{24} ; \quad \langle 14 \rangle$$

Den Voraussetzungen entsprechend gilt diese Beziehung im Feld $0 \leq Fz < \frac{2}{3\pi}$, das aber auch in

$C_w(Re)$ mit $C_{w,0} \geq 40$ begrenzt wird. Mit wachsender Fließzahl verschiebt sich diese Grenze zu kleineren $C_{w,0}$ -Werten hin. In etwa nach $C_{w,0,\min} \approx 40/Re^{1/3}$, ⟨15⟩, was auch eine Minderung des Einflusses der Zähigkeitskraft zum Ausdruck bringt.

Zur Vervollständigung von $C_w Re_{Fz=konst.}$, kann die eine oder andere Beziehung – Gl.⟨7⟩ oder ⟨8⟩ – dienen. Von Gl.⟨14⟩ ausgehend sowie Beachtung von Aussage Gl.⟨15⟩ bietet sich u.a.

$$C_w = C_{w,1} + \frac{\pi}{\sqrt{Re}} + 0,35 = \frac{24}{Re} \cdot \frac{1 + St_0 \cdot 4 \cdot Fz/Fz^*{}^{3/2}}{1 - Fz/Fz^*} + \frac{\pi}{\sqrt{Re}} + 0,35 \quad \langle 16 \rangle$$



Mögliche austauschbare Parameter-Varianten:

Fz	Fz/Fz^*
0	0
0,035	0,165
0,07	0,330
0,14	0,660
0,21	0,990

Abb.3 Der Widerstandsbeiwert C_w in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl unter Einfluss der Fließ-Zahl Fz .

an. Oder auch im Besonderen

$$C_w = C_{w,1} \cdot \left[1 + 3 \tanh 0,042 Re^{2/3} \right] + 0,35 \quad \langle 17 \rangle$$

Diese Beziehungen sind für das gesamte Re -Feld konzipiert, dessen untere C_w -Grenze bereits mit Gl.⟨9⟩ festgeschrieben ist. Mit Abb.3 wird eine Auswertung von Gl.⟨17⟩ vorgestellt. Die Parameterwerte zur Fließ-Zahl sind dabei frei gewählt. Mit der gestrichelten Linie, die zu Gl.⟨15⟩ gehört, wird der schwindende Einfluss der Zähigkeitskraft markiert. Oberhalb der gestrichelten Kurve gilt Gl.⟨14⟩ unterhalb Gl.⟨17⟩. Die Extreme dieses Funktionsfeldes sind einerseits die Schlichting-Funktion verbunden mit $St = 18$ sowie durch $Fz = 0$ gekennzeichnet, andererseits beim Kugelstillstand mit der Position $Fz = Fz^* = 2/(3\pi)$ und $St = \infty$.

Eine Nutzung der Ergebnisse

Die stationäre Sink- / Steiggeschwindigkeit

Vorausgesetzt die physikalischen Materialkenngrößen von Partikeln und umgebendem Fluid sind bekannt, dann folgt aus dem Vergleich von Schwerkraft und Trägheitskraft die Sink- bzw. Steiggeschwindigkeit von kugelförmigen Teilchen in *Newton*-Fluiden zu

$$c = \sqrt{\frac{1}{C_w} \frac{4}{3} d g \frac{\Delta\rho}{\rho}} \quad \text{und aus dem Vergleich von Schwerkraft und} \quad c = \frac{d^2 g \Delta\rho}{St \eta}$$

Zähigkeitskraft (bzw. über die *Stokes*-Zahl)

folgt

Bei schleichender Kugelbewegung mit $C_w = 24/Re$ sowie $St = 18$ erhält man hierfür unabhängig

vom Ursprung
$$c = d^{\frac{m+1}{m}} \left[\frac{1}{18} \frac{g \Delta\rho}{k 2^{m-1}} \right]^{1/m} = d^{\frac{m+1}{m}} KK^{1/m} \quad \langle 18 \rangle$$

Dieses Ergebnis kann auch als Basis für die Kugelbewegung in Fluiden mit Fließgrenze genutzt werden, wenn an Stelle von $St = 18$ der wesentlich weiterreichende Komplex $St_{Fz=konst} > 18$ z.B. in Gestalt von Gl.⟨14⟩ gesetzt wird.

$$c = d^{\frac{m+1}{m}} \left\{ \frac{18}{St_{Fz=konst}} \right\}^{1/m} KK^{1/m} = d^{\frac{m+1}{m}} \left\{ \frac{1 - Fz/Fz^*}{1 + St_0 \cdot 4 \frac{Fz}{Fz^*}^{3/2}} \right\}^{1/m} KK^{1/m} \quad \langle 19 \rangle$$

Eine solche, aus der Kräftebilanz abgeleitete Beschreibung der Sink-/Steiggeschwindigkeit ermöglicht eine weitreichende Interpretation von spezifischen Details. Z.B. zur Beurteilung der Stabilität von Frucht-/Fluid-Gemischen in der Lebensmittelbranche oder im Bauwesen bei der Herstellung und Verarbeitung von Selbstverdichtenden Beton (SVB). Aus letzteren Bereich stellen sich Fragen, die im Zusammenhang mit der Stabilität /5/6/ einer Frischbeton-Mischung nach zeitlich einzuhaltenden prozessbedingten Veränderungen des Gemisches ebenso wie die Realisierung einer zügigen Entlüftung.

An Hand des im Folgenden für einen gängigen Frisch-Mörtel zusammen gestellten Materialausweises wurden mit Gl.⟨19⟩ zum einen die Sinkgeschwindigkeit von Sand-Korn $c_{Korn} d_{Korn}$, zum anderen die Steiggeschwindigkeit von Luft-Blasen $u_{Blase} d_{Blase}$ berechnet. Die Grafiken in *Abb.4* zeigen, getrennt voneinander, einen gestrichelten Funktionsverlauf, der mit der großen Differenz zur ausgezogenen Funktion die Auswirkungen der den Frischmörtel kennzeichnenden Fließgrenze /6/ zeigen soll.

Bereits eine Analyse von Gl.⟨19⟩ weist mit $Fz/Fz^* = 1$ und $1 - Fz/Fz^* = 0$ auf eine mögliche

Nullstelle der Funktion hin. Damit wird aus $Fz/Fz^* = \frac{\tau_0}{d g |\Delta\rho|} \frac{3\pi}{2} = 1 \curvearrowright d = d_0 = \frac{3\pi \tau_0}{2g |\Delta\rho|}$ eine

Grenzbedingung erkennbar /6/. Im konkreten Fall heißt das für das Sand-Korn $d_0 = 3,01 \text{ mm}$ und für die Luft-Blase $d_0 = 0,73 \text{ mm}$.

Material-Daten

SVB-Mörtel :

$$\rho_M = 2120 \text{ kg/m}^3 = \rho_{Fl}$$

$$\tau_0 = 3,2 \text{ Pa}$$

$$k = 1,92 \text{ Pa s}^m; \quad m = 0,96$$

Sand-Korn

$$\rho_K = 2630 \text{ kg/m}^3$$

$$\Delta\rho = 510 \text{ kg/m}^3$$

$$d = \text{variabel mm}$$

$$d_0 = 3,01 \text{ mm}$$

Luft-Blase

$$\rho_B = 1,2 \text{ kg/m}^3$$

$$|\Delta\rho| = 2118,8 \text{ kg/m}^3$$

$$d_0 = 0,73 \text{ mm}$$

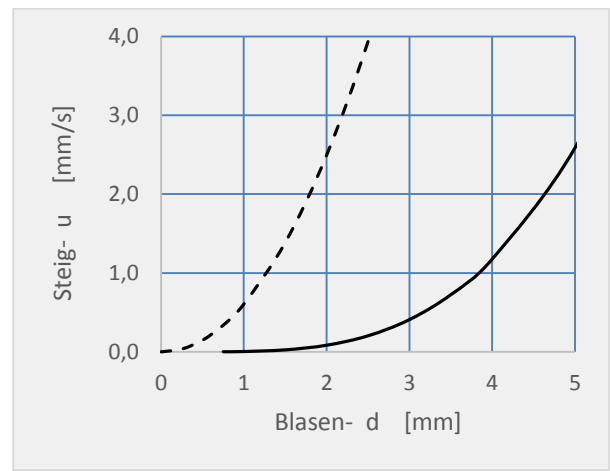
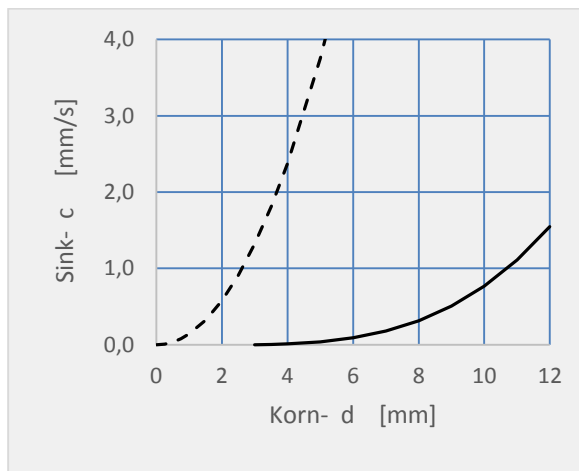


Abb.4 Die Sinkgeschwindigkeit von Sand-Korn bzw. Steiggeschwindigkeit von Luft-Blasen in einem Mörtel. Berechneter Funktionsverlauf:

←--- ohne Fließgrenze; — mit Fließgrenze

Mit $d_0 = \frac{\tau_0}{g \Delta\rho} \frac{3\pi}{2} = 3,01 \text{ mm}$ ist auch das Stabilitätskriterium /5/ für den gegebenen Mörtel präsent.

Von dem damit markierten Nullpunkt aus, zeigt der Funktionsverlauf $c \cdot d$ einen nur mäßigen Anstieg. Diese Besonderheit kann möglicherweise für praxisrelevante Entscheidungen von Bedeutung sein. Denn Sinkgeschwindigkeiten in dieser Größenordnung stehen oft ebenso große Reaktionsgeschwindigkeiten des Mörtels gegenüber und verschieben so die Stabilitätsgrenze $d_0 \tau_0$ zu größeren Werten hin. Diese positiv zu wertenden Effekte werden bedeutungslos, wenn man die Tatsache in Betracht zieht, dass das Sand-Korn von der idealen Kugelform mehr oder weniger abweicht. Jede Abweichung /5/6/ davon bringt eine Minderung der Stabilitätsgrenze mit sich. Soll dies nicht geschehen, ist ein Ausgleich durch Anhebung der Fließgrenze möglich.

Eine Anhebung der Fließgrenze heißt aber auch, dass mehr Luft im Mörtel zurückgehalten wird, was aus $d_0 > 0,73 \text{ mm}$ folgt. Eine vollkommene Entlüftung des Mörtels ist nur im Rahmen weiterer Krafteinwirkungen möglich, z.B durch einen Rühr- und/oder Rüttelprozess.

Verwendete Formelzeichen, Abkürzungen und Indices

A	[m ²]	(Stirn)-Fläche	
$c; u$	[m/s]	Sink- bzw. Aufsteiggeschwindigkeit	
C_w	[-]	Widerstandsbeiwert	
d	[m]	Teilchen-Durchmesser	
f	[-]	Funktion	
F	[N]	Kraft	
Fz^*	[-]	Grenzfließ-Zahl $= \frac{2}{3\pi}$	Entspricht der bekannten Stabilitäts-Kennzahl Λ für SVB
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung	
k	[Pa s ^m]	Proportionalitätsfaktor	
m	[-]	Fließ-Exponent	
$\dot{\gamma}$	[s ⁻¹]	Schergefälle, Scherrate	
η	[Pa s]	Dynamische Viskosität	
ρ	[kg/m ³]	Dichte	
$\Delta\rho$	[kg/m ³]	Dichtedifferenz ($\rho_K - \rho_{Fl.}$)	
$ \Delta\rho $	[kg/m ³]	Absolute Dichtedifferenz	
τ_0	[Pa]	(Schubspannung an der) Fließgrenze	

Indices

Fl	<i>Fluid</i>	$Ostw.$	<i>Ostwald de Waele</i>
K	<i>Kugel; Korn</i>	W	<i>Widerstand</i>
N	<i>Newton</i>	o	<i>Null-Wert</i>
M	<i>Mörtel</i>		

Literatur

- /1/ *Schlichting, H.* Grenzschicht-Theorie
Verlag und Druck G. Braun Karlsruhe 1951, S.15
- /2/ *Vogel, R.* Der Widerstand von kugelförmigen Teilchen $C_w(Re)$ in einem
NEWTON-Fluid
Approximation für ausgewählte *Re*-Bereiche
Mitteilung 13/4, Weimar 2013
- /3/ *Soto, E.* A study of velocity discontinuity for single air bubbles rising in an
Goujon, C. associative polymer
Zenit, R. Physics of Fluids **18** (12), 2006
Manero, O.
- /4/ *Vogel, R.* Zur Sedimentation von kugelförmigen Teilchen in Fluiden
Vogel, A. mit Fließgrenze Teil II ,
Mitteilung 13/3, Weimar 2013
- /5/ *Vogel, R.* [Ein Stabilitätskriterium für Selbstverdichtenden Beton](#)
Mitteilung 05/2, Weimar 2005
- /6/ *Vogel, R.* [Zur Tragfähigkeit von Fluiden](#)
Mitteilung 04/5, Weimar 2004