

Theoretische Betrachtung des Einflusses der Wandrauigkeit auf den Partikel-Wand-Stoß

Th. Hädrich*

Zusammenfassung

Der Einfluß zufällig verteilter Wandneigungen auf den Stoßprozeß wird untersucht. Die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Wandneigung zu treffen ist abhängig vom Anflugwinkel des Teilchens auf die Wand und führt zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit, dem Anflug entgegengeneigte Wandabschnitte zu treffen. Die sich aus diesem Zusammenhang ergebende Abhängigkeit der Größen Abflugwinkel, Streuung des Abflugwinkels und Abfluggeschwindigkeit und der daraus zu berechnenden effektiven Stoßkennzahlen werden vorgestellt und diskutiert.

Summary

Randomly distributed inclinations of the target (wall roughness) in particle to wall collisions are investigated theoretically. The possibility to hit an inclination depends on the angle of impact and the inclination itself resulting in a increased possibility to hit inclinations towards the impact. This results in change of rebound angle and velocity compared with an even target and in a distribution of rebound angle. The modified rebound angles and velocities and the resulting effective collision parameters are calculated and discussed.

Einführung

In pneumatischen Transportprozessen disperser Stoffe spielt der Stoß der Partikel mit der Wand der Förderstrecke eine große Rolle hinsichtlich des Verhaltens dieser Teilchen in der Förderströmung, dieser hat somit einen entscheidenden Einfluß auf den Betriebsprozeß. Je kleiner die stoßenden Teilchen sind, desto größer wird der Einfluß der Unebenheit der Wand auf den Stoßprozeß. Die zufällig verteilten ansteigenden und abfallenden Flanken der rauhen Oberfläche führen zu einem deutlich veränderten Stoßverhalten gegenüber dem einer ideal glatten Wand. Wird eine numerische Vorausberechnung der Partikelbewegung angestrebt, ist neben der Kenntnis der Stoßparameter auch der Einfluß der Wandrauigkeit zu beachten.

Im Folgenden wird der Einfluß von Rauigkeiten auf den Stoßvorgang theoretisch für den zweidimensionalen Fall betrachtet. Hierzu wird von Daten gemessener Oberflächenrauigkeiten ausgegangen, diese unter dem Blickwinkel des Stoßprozesses untersucht und die Auswirkung auf meßbare Größen aufgezeigt.

* Dr.rer.nat. Thomas Hädrich, Forschungsgruppe Mehrphasenströmungen, Lehrstuhl Technische Thermodynamik, Technische Universität Chemnitz-Zwickau, 09107 Chemnitz

Analyse von Oberflächenprofilen

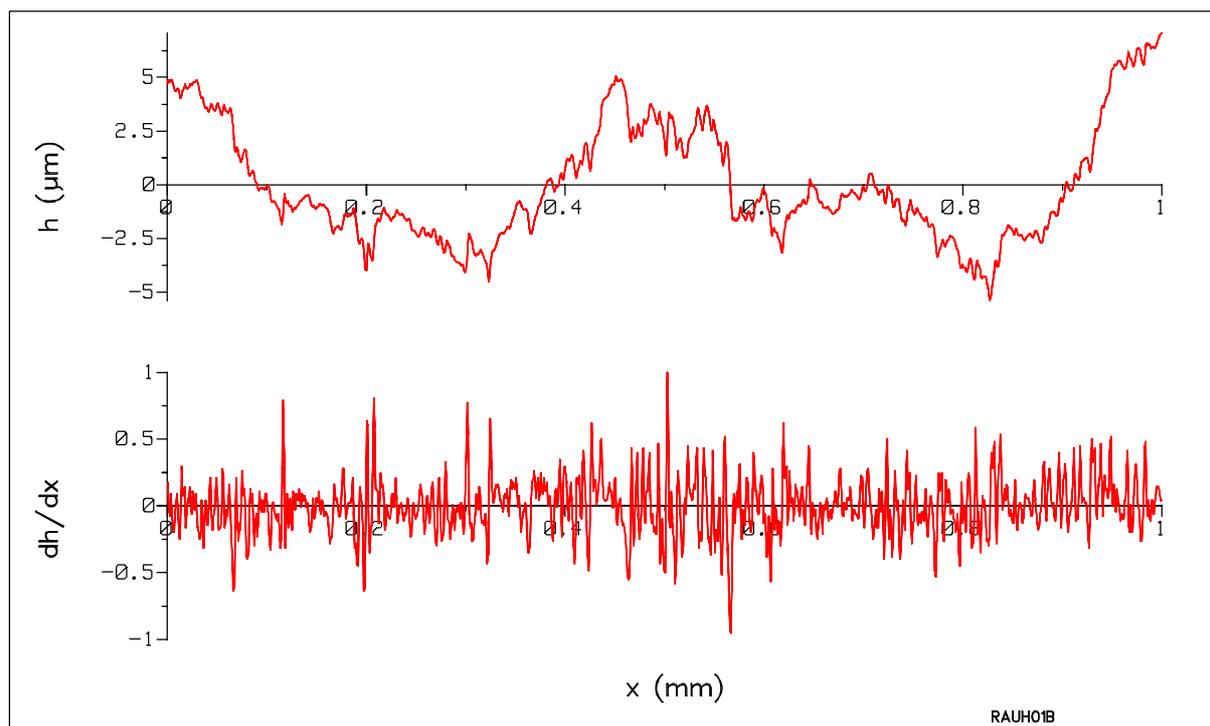


Abb. 1: Höhenprofil und Anstiege einer rauhen Platte

In der Tribologie werden für die Beschreibung von Oberflächenprofilen verschiedene Kenngrößen verwendet, auf die hier nicht zurückgegriffen wird, da im Stoßprozess in erster Linie die Neigung der Oberfläche entscheidend ist und weniger Höhen- und Abstandsmaße.

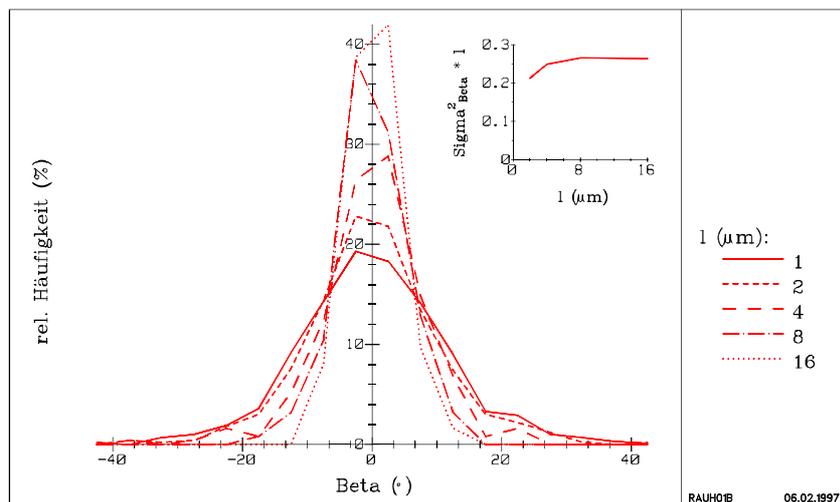


Abb. 2: Häufigkeitsverteilung der Anstiege einer rauhen Oberfläche bei verschiedenen Abtastschrittweiten

Mit Hilfe von Tastschnittgeräten wurden Oberflächenprofile ausgemessen. In Abb. 1 ist das Oberflächenprofil einer rau geschliffenen Stahlplatte dargestellt. Von diesem Profil wurde der Differenzenquotient $\Delta h(x)/\Delta x$ (Anstieg) gebildet und nach zwei Gesichtspunkten untersucht. In Abb. 2 ist die Häufigkeitsverteilung der Anstiege für verschiedene Abtastschrittweiten l dargestellt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der

Anstiege der untersuchten Rauigkeiten ist näherungsweise gaußförmig mit Null-Mittelwert und einer von der Abtastschrittweite abhängigen Varianz. Abb. 3 dagegen stellt das Ortsfrequenzspektrum der Anstiege dar. Die spektrale Verteilung ist nahezu konstant, unabhängig von der Wellenzahl. Der starke Abfall der Leistungsdichte bei einer Wellenzahl von 350/mm ist vermutlich auf eine Ausdehnung der Abtastnadel von mehr als 1 µm zurückzuführen und bedarf einer weiteren Klärung.

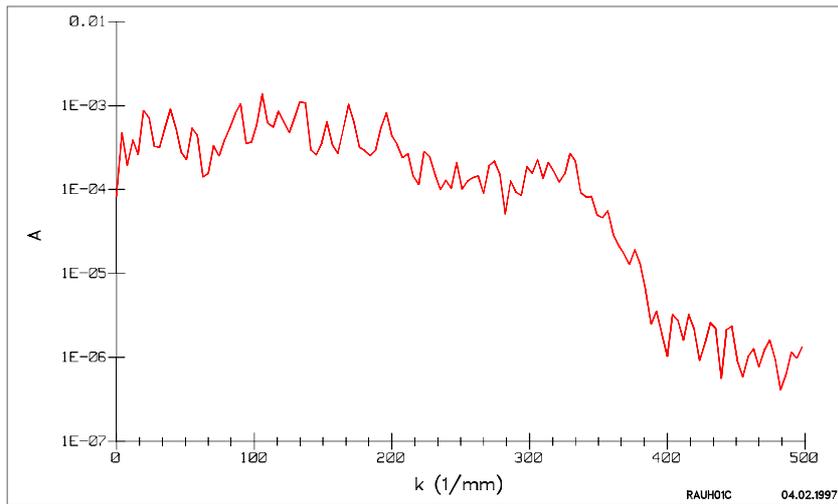


Abb. 3: Ortsfrequenzspektrum einer rauhen Oberfläche

digkeit in erster Linie durch den Teilchendurchmesser bestimmt ($d \sim l_c$). Der Integration über l_c entspricht eine Tiefpaßfilterung des Leistungsdichtespektrums bei $k_c = 1/l_c$. Die Konstanz der Leistungsdichte bei den interessierenden kleinen Wellenzahlen führt zu der Aussage, daß die Varianz der für den Stoß wirksamen Anstiege umgekehrt proportional dem Teilchendurchmesser ist (1). Diese Aussage ist konsistent mit dem Verlauf von $\sigma_\beta^2 \cdot l$ in der inneren Darstellung in Abb. 2.

$$\sigma_\beta^2 \sim 1/d \quad (1)$$

Technische Rauigkeiten, wie sie z.B. durch spanende Werkzeuge entstehen, müssen auf die obigen Aussagen hin noch überprüft werden.

Theoretische Betrachtung des Stoßes einer Kugel auf eine rauhe Wand

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluß einer rauhen Oberfläche auf den Stoßprozeß dargestellt. Zufällig verteilte mikroskopisch kleine Anstiege der Oberfläche führen makroskopisch zu einem deutlich anderen Stoßverhalten als bei einer glatten Wand, da vorzugsweise dem Teilchenanflug entgegengeneigte Flächen getroffen werden. Der Anstieg der stoßenden Wandfläche ist zu betrachten als der sich aus der Integration über die Länge l_c ergebende. Die Stoßkennzahlen k und f für den Stoß mit einer ideal glatten Wand werden als bekannt vorausgesetzt.

Wahrscheinlichkeit des Auftreffens auf eine geneigte Fläche

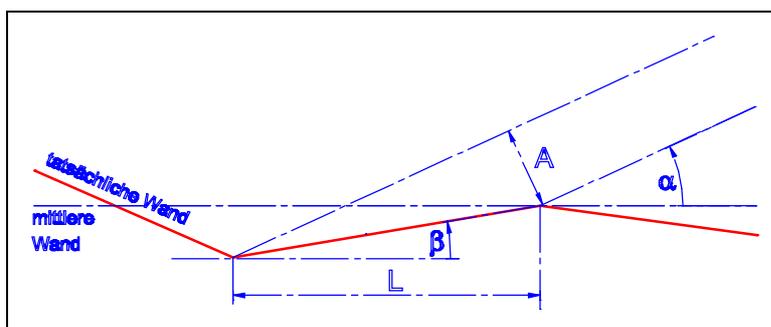


Abb. 4: Wahrscheinlichkeit des Auftreffens in Abhängigkeit vom Wandwinkel β und vom Anflugwinkel α

Teilchen, die unter einem bestimmten Winkel auf unterschiedlich geneigte Flächen zufliegen, treffen diese mit einer Wahrscheinlichkeit, die abhängig vom Neigungswinkel dieser Fläche ist. Der Sachverhalt wird in Abb. 4 veranschaulicht.

Die Projektion A einer Wandfläche mit der Grundlänge

L auf die Teilchenbahnnormale mit dem Winkel α ist proportional zu der Wahrscheinlichkeit, diese Wandfläche zu treffen. Für die Wahrscheinlichkeit, eine geneigte Wandfläche zu treffen ergibt sich:

$$P_H(\alpha, \beta) = \begin{cases} \sim \frac{A}{L} = \sin(\alpha - \beta) / \cos \beta = \sin \alpha - \cos \alpha \cdot \tan \beta, & \alpha > \beta \\ 0, & \alpha \leq \beta \end{cases} \quad (2).$$

Für eine raue Oberfläche ist die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Wandneigung bei einem bestimmten Anflugwinkel zu treffen, die kombinierte Wahrscheinlichkeit $P(\alpha, \beta)$ aus der Wahrscheinlichkeit des Vorhandenseins dieser Wandneigung $P(\beta)$ und der Wahrscheinlichkeit $P_H(\alpha, \beta)$, solch eine Neigung zu treffen,

$$P(\alpha, \beta) = 1/K(\alpha) \cdot P(\beta) \cdot P_H(\alpha, \beta) \quad (3)$$

mit dem Normierungsfaktor

$$K(\alpha) = \int P(\beta) \times P_H(\alpha, \beta) d\beta \quad (4).$$

Der mittlere getroffene Wandwinkel ergibt sich somit zu

$$\bar{\beta}(\alpha) = \int \beta P(\alpha, \beta) d\beta \quad (5).$$

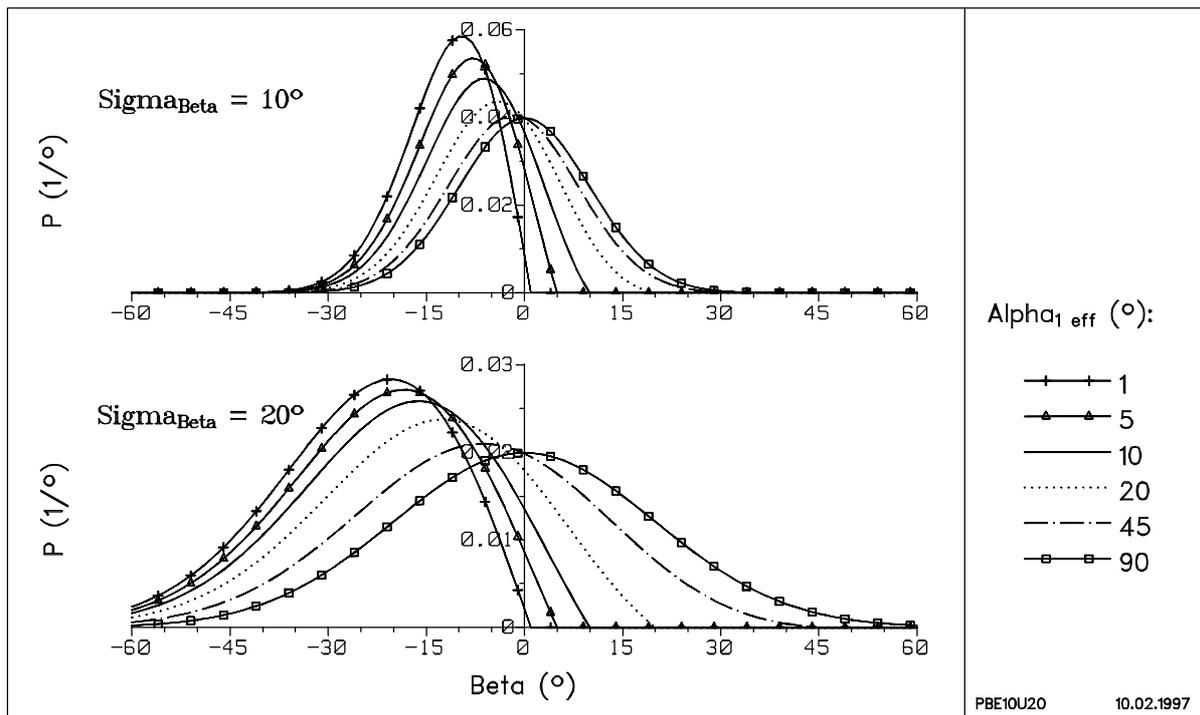


Abb. 5: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Auftreffens auf gaußverteilte Rauigkeitsanstiege in Abhängigkeit vom Anflugwinkel α und der Varianz der Wandrauigkeit nach Gl. (3) mit Berücksichtigung der Treffwahrscheinlichkeit nach Gl. (2)

Abb. 5 zeigt diese nach Gl. (3) berechnete Wahrscheinlichkeit, bestimmte Wandwinkel in Abhängigkeit vom Anflugwinkel zu treffen. Dieser Sachverhalt wurde in den bekannten Veröffentlichungen über den Wandstoßprozeß beim pneumatischen Transport, die auf zufällig verteilte Wandneigungen zurückgreifen, nicht berücksichtigt /MATSUMOTO 1970B, TSUJI 1989,

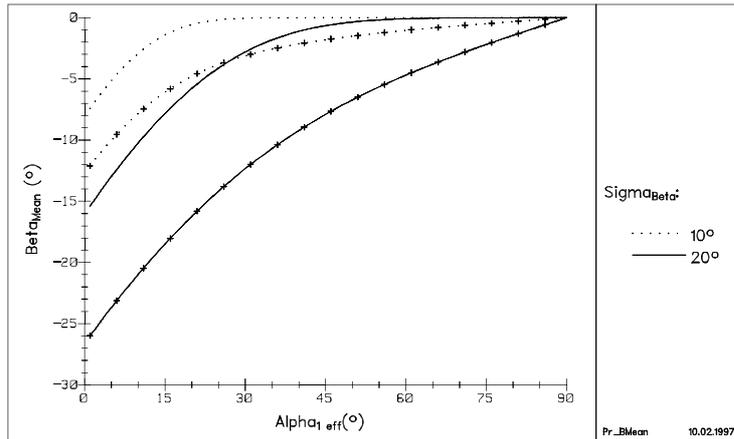


Abb. 6: Mittlerer getroffener Wandwinkel nach Gl. (5) mit (+) und ohne () Berücksichtigung der Trefferwahrscheinlichkeit $P_H(\alpha, \beta)$ nach Gl. (2)

einer stärkeren Resuspension der auftreffenden Teilchen und dies bis zu fast senkrechtem Anflug auf die Wand (Abb. 6).

Einfluß der Wandrauhigkeiten auf die effektiven Stoßkennzahlen

Da unter flachen Winkeln anliegende Teilchen im Mittel auf entgegengeneigte Flächen der Rauigkeiten treffen (s. Abb. 6), soll in diesem Abschnitt dargestellt werden, wie die effektiven, d.h. meßbaren Größen, durch diese Bedingung verändert werden. In Experimenten zum Stoßprozeß wie z.B. von/SCHADE 1990 und 1996/ werden für verschiedene Anflugwinkel

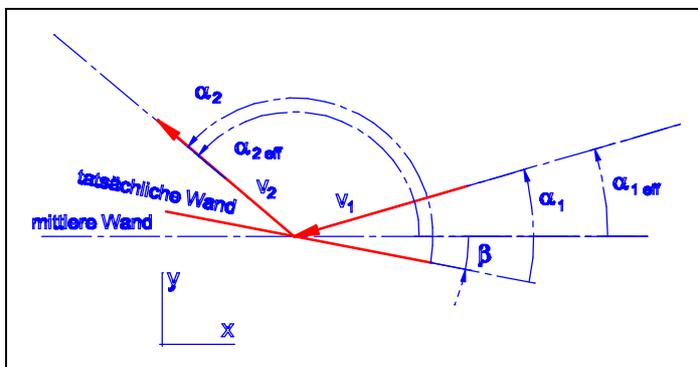


Abb. 7: Schema zur Berechnung der effektiven Stoßgrößen

$$k = -\frac{v_{2N}}{v_{1N}}, \quad f = \frac{v_{2T} - v_{1T}}{v_{2N} - v_{1N}} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} v_{1T} &= -v_1 \cos(\alpha_1), & v_{1N} &= -v_1 \sin(\alpha_1), \\ v_{2T} &= v_2 \cos(\alpha_2), & v_{2N} &= v_2 \sin(\alpha_2) \end{aligned} \quad (7)$$

Während für die Berechnung von v_{2N} aus v_{1N} stets Gl. (6) gilt, ist für die Berechnung von v_{2T} zwischen Gleit- und Haftstoß zu unterscheiden. Das anliegende Teilchen mit dem Radius r rotiere mit der Winkelgeschwindigkeit ω_1 (zur Beachtung: i.d.R. sind v_{1T} , v_{2T} und v_{1N} negativ und v_{2N} positiv, Winkel und Winkelgeschwindigkeit sind mathematisch positiv

SOMMERFELD 1995/. In den Arbeiten von Sommerfeld wird $P_H(\alpha, \beta)$ angesetzt mit $P_H(\alpha, \beta) = 1$ für $\alpha \geq \beta$ und $P_H(\alpha, \beta) = 0$ für $\alpha < \beta$, welches zu einer deutlichen Abweichung im mittleren getroffenen Wandwinkel bei kleinen Anflugwinkeln führt (s. Abb. 6). Von /FRANK 1991/ wurde die Trefferwahrscheinlichkeit durch die Berechnung des Kreuzungspunktes der Teilchenbahn mit einer vorgegebenen Wandstruktur berücksichtigt. Die Beachtung der winkelabhängigen Trefferwahrscheinlichkeit führt zu

α_{1eff} die Häufigkeitsverteilungen der Abflugwinkel α_{2eff} und die zugehörigen Geschwindigkeiten ermittelt und aus den Werten an der Stelle des mittleren Abflugwinkels die effektiven Stoßkennzahlen berechnet.

Für den Stoß mit einer ideal glatten Wand werden die Stoßkennzahlen, der Gleitreibungsbeiwert f und der Stoßbeiwert k , nach /SAWATZKI 1970/ definiert anhand der normalen- und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten v_N und v_T .

definiert). Die folgenden Beziehungen ergeben sich aus der Impulsbilanz an der stoßenden Kugel.

Für den Gleitstoß gilt:

$$v_{2T} = v_{1T} + s f (1 + k) v_{1N} \quad (8)$$

$$\omega_2 = \omega_1 + 5 s f (1 + k) v_{1N} / 2r \quad (9),$$

für den Haftstoß (das Teilchen rollt am Ende des Stoßes über die Oberfläche) gilt dagegen:

$$v_{2T} = (5v_{1T} - 2r\omega_1) / 7 \quad (10)$$

$$\omega_2 = -v_{2T} / r \quad (11),$$

wobei s die Richtung der Geschwindigkeit der Oberfläche des Teilchens relativ zur Wand beschreibt:

$$s = \text{sign}(r\omega_1 + v_{1T}) \quad (12).$$

Die Bedingung für einen Gleitstoß ist:

$$|r\omega_1 + v_{1T}| > |7/2 f (1 + k) v_{1N}| \quad (13).$$

Im Folgenden soll für gegebene Stoßfaktoren k und f und der Neigung der Wandrauigkeit β der Zusammenhang zwischen den meßbaren Größen α_{1eff} und α_{2eff} aufgezeigt werden (s. Abb. 7). Unter Benutzung von

$$\alpha_i = \alpha_{ieff} - \beta \quad (14)$$

und den Gleichungen (6) und (8) folgt für den Gleitstoß

$$\alpha_{2eff} = \beta + \arctan\left(\frac{-k}{\cot(\alpha_{1eff} - \beta) + s f (1 + k)}\right) \quad (15)$$

bzw. mit den Gleichungen (6) und (10) für den Haftstoß

$$\alpha_{2eff} = \beta + \arctan\left(\frac{-7k v_{1N}}{5v_{1T} - r\omega_1}\right) \quad (16).$$

Unter der Voraussetzung $\omega_1 = 0$ folgt aus (16)

$$\alpha_{2eff} = \beta + \arctan\left(-7/5 k \cdot \tan(\alpha_{1eff} - \beta)\right) \quad (17).$$

Der mittlere Abflugwinkel berechnet sich mit (3) nach:

$$\bar{\alpha}_{2eff}(\alpha_{1eff}) = \int \alpha_{2eff}(\alpha_{1eff}, \beta) \cdot P(\alpha_{1eff}, \beta) d\beta \quad (18).$$

Zur Veranschaulichung des Einflusses der Wandrauigkeiten wurde in einem einfachen Rechnerprogramm der Stoßvorgang simuliert. Für eine gegebene gaußförmige Rauigkeitsverteilung mit der Streuung σ_β werden für die Anflugwinkel α_{1eff} von 1° bis 90° nach den

Gleichungen (15) bzw. (17) und (18) der mittlere Abflugwinkel $\bar{\alpha}_{2eff}$ und der zugehörige getroffene Wandwinkel β bestimmt. Für diesen Wandwinkel wird nach den Gl. (6) bis (11) der Stoß berechnet, wobei die tatsächlichen Stoßwinkel nach (14) bestimmt werden. Die effektiven, d.h. meßbaren Größen v_{2Neff} und v_{2Teff} werden nach (7) berechnet und aus diesen nach (6) die effektiven Stoßkennzahlen. Da der Übergang zwischen Gleit- und Haftstoß meßtechnisch nicht einfach feststellbar ist, wird f_{eff} nach Definition (6) berechnet, d.h. so als ob stets Gleitreibung vorliegen würde.

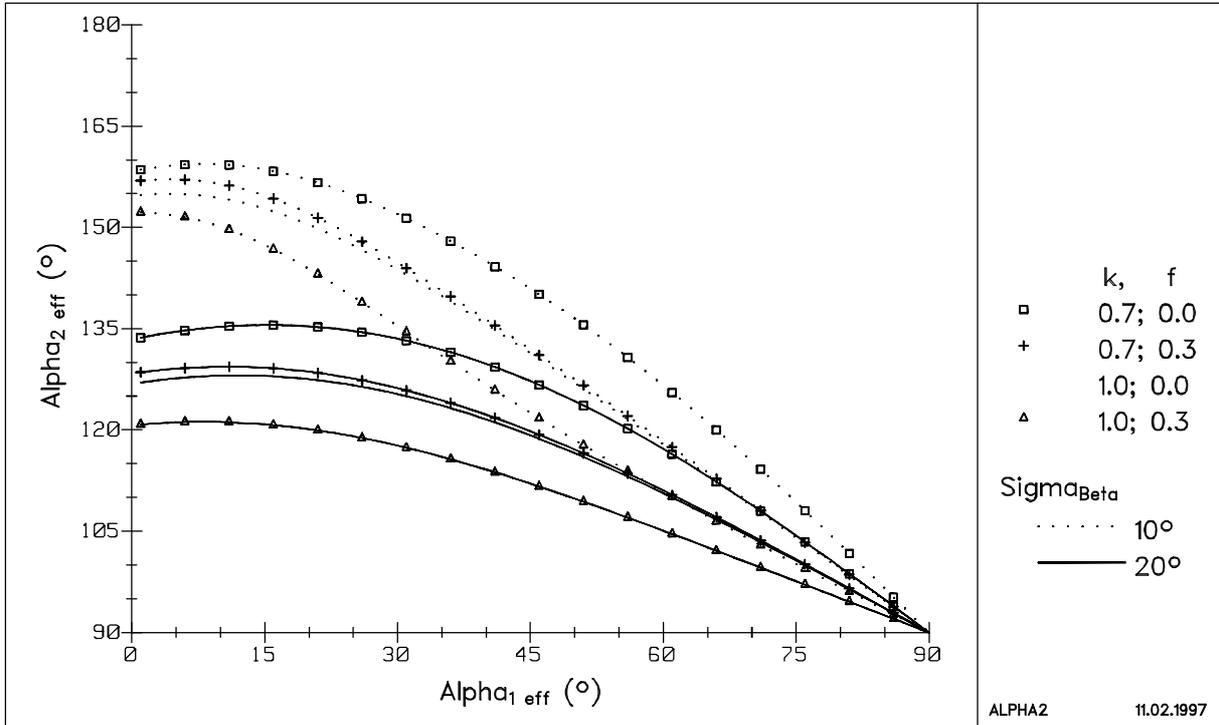


Abb. 8: Mittlerer effektiver Abflugwinkel α_{2eff} in Abhängigkeit vom eff. Anflugwinkel α_{1eff}

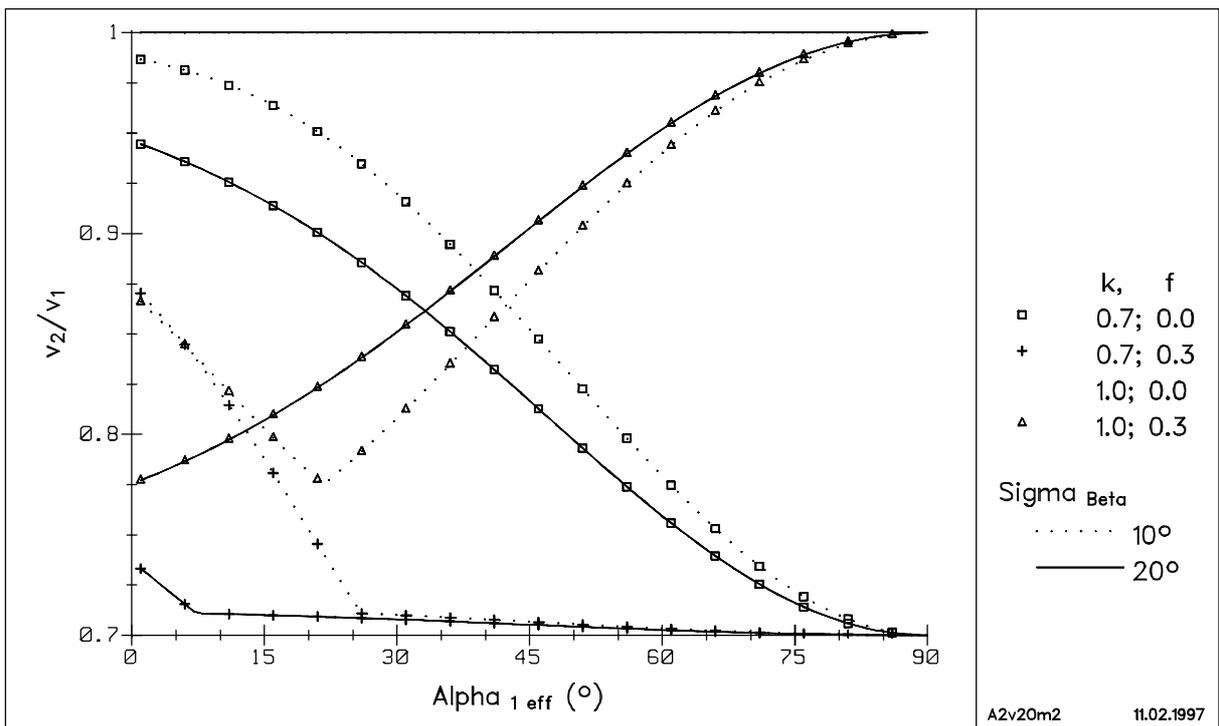


Abb. 9: Abprallgeschwindigkeit im Verhältnis zur Aufprallgeschwindigkeit

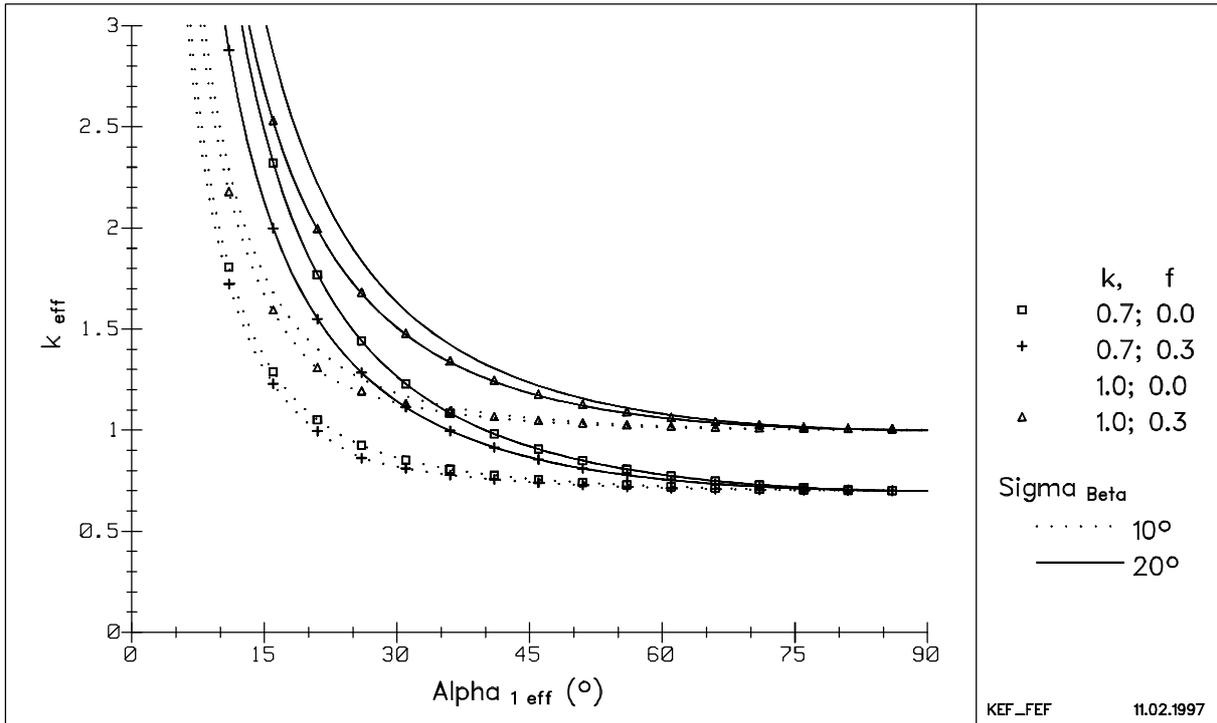


Abb. 10: Effektiver Stoßbeiwert k

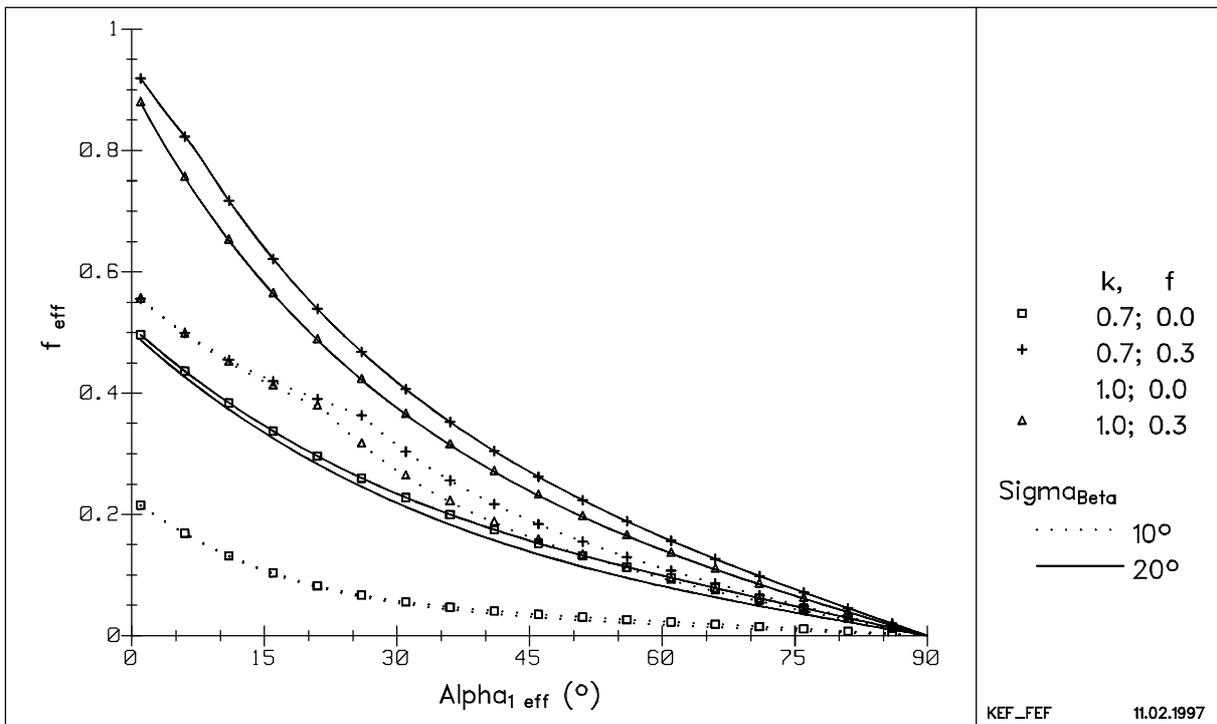


Abb. 11: Effektiver Gleitreibungsbeiwert f

Diskussion der Simulation für den Fall der nichtrotierend aufprallenden Kugel

Alle meßbaren Größen des Stoßvorganges werden stark von der Wandrauigkeit beeinflusst. Rauhere Oberflächen führen zu kleineren, d.h. steileren Abflugwinkeln (Abb. 8) und zu einer stärkeren Bremsung des abfliegenden Teilchens (Abb. 9). Der Verlauf der Stoßkennzahlen wird fast vollständig von der Wandrauigkeit bestimmt. Der Stoßbeiwert k strebt, abhängig von der Streuung der Wandrauigkeit, für $\alpha_{1eff} \rightarrow 0$ gegen ∞ , nimmt aber für $\alpha_{1eff} \rightarrow 90^\circ$ den tatsächlichen Wert an (Abb. 10). Der Gleitreibungsbeiwert f wird im gesamten Verlauf durch die Wandrauigkeit bestimmt, k hat einen verschwindenden Einfluß (Abb. 11). Der Übergang zwischen Gleit- und Haftreibung ist im Verlauf von f andeutungsweise sichtbar, im Gegensatz zu der Behauptung in /SOMMERFELD 1995/. Dieser Übergang zeichnet sich dagegen deutlich im Verlauf der Abfluggeschwindigkeit ab (Abb. 9). Die Parameterkombination $k = 1.0, f = 0.3$ und $\sigma_\beta = 20^\circ$ führt an den mittleren getroffenen Wandwinkeln nur zu Haftstößen.

Die Parameter k, f und σ_β wirken in komplexem Zusammenhang auf die Meßgrößen v_1 und α_{2eff} , wobei die wesentliche zu bestimmende Größe die Streuung der Wandrauigkeit σ_β ist. Sie äußert sich in der Streuung des Abflugwinkels α_{2eff} , beeinflusst durch die Stoßkennzahlen (Abb. 12). Für einen Anflugwinkel $\alpha_{1eff} \approx 45^\circ$ beträgt sie jedoch etwa $2 \cdot \sigma_\beta$, fast unabhängig von den Stoßkennzahlen. Eine Bestimmung der drei Parameter aus Meßdaten ist nur im Zusammenhang möglich, wobei signifikante Punkte, wie der Übergang zwischen Gleit- und Haftreibung und die Streuung des Abflugwinkels, Ausgangspunkte einer groben Abschätzung sein können.

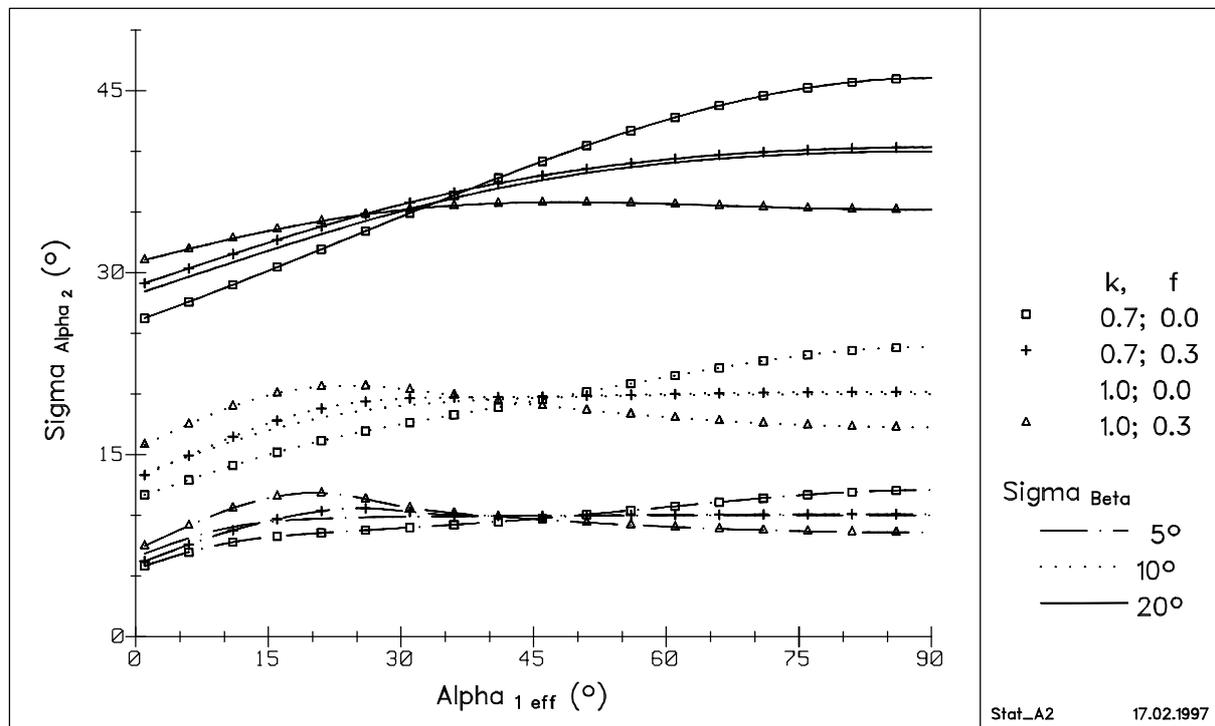


Abb. 12: Streuung des effektiven Abflugwinkels α_{2eff}

Partikelrotation und ihr Einfluß auf den Stoßprozeß

Im pneumatischen Transportprozeß ist davon auszugehen, daß die Teilchen durch den Stoß in Rotation versetzt werden (s. Abb. 13) und somit auch bei den weiteren Wandstößen mit einer Rotation $\omega_1 \neq 0$ auftreten. In der Literatur (z.B. /Frank 1991, HÄDRICH 1993/) werden Drehzahlen von einigen tausend Umdrehungen pro Sekunde angegeben. In den vorliegenden Rechnungen ergeben sich für einen Partikelradius $r = 50 \mu\text{m}$ und $v_l = 10 \text{ m/s}$ Drehzahlen von bis zu 20.400 U/s.

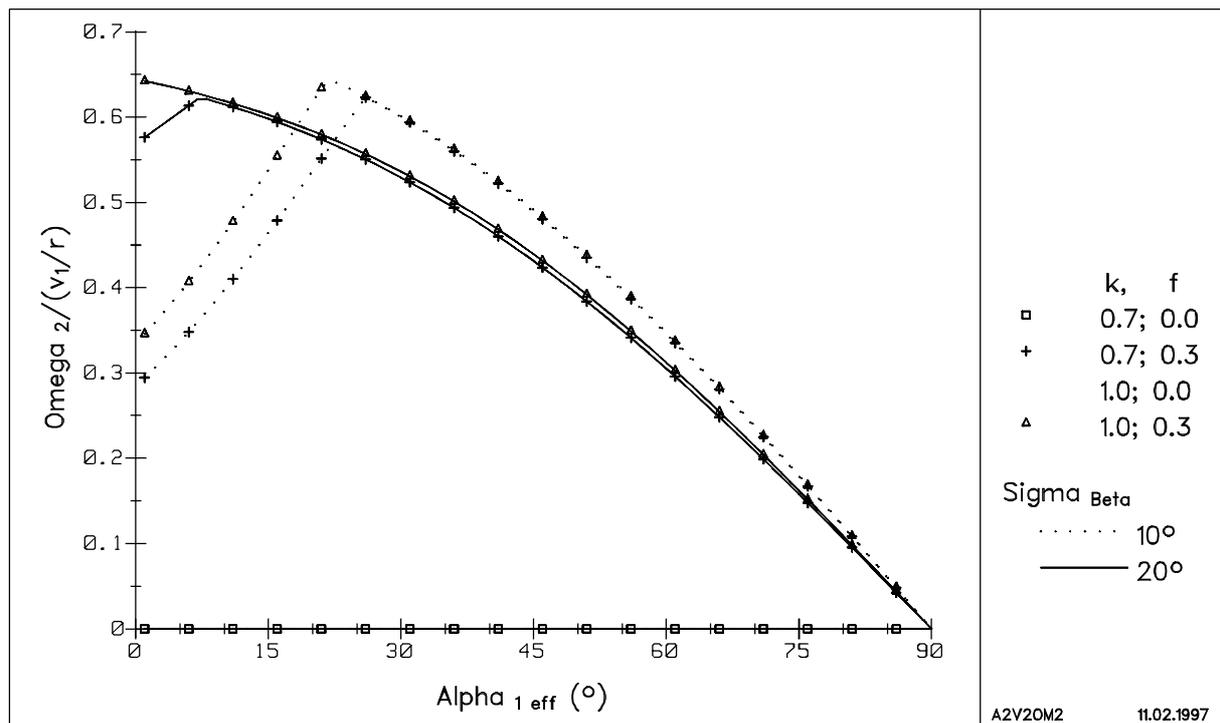


Abb. 13: Rotation der abfliegenden Kugel für den Fall $\omega_1 = 0$

Rotiert das auftreffende Teilchen, verschiebt sich nach (13) der Übergang zwischen Gleit- und Haftstoß. Die Auswirkungen auf die meßbaren Größen wird in den folgenden Abbildungen beispielhaft an den Parameterkombinationen $k = 0.7, f = 0.3, r = 50 \mu\text{m}$ und $v_l = 10 \text{ m/s}$ für Streuungen der Wandrauigkeit $\sigma_\beta = 0^\circ$ (ideal glatte Wand) und 10° dargestellt. Einer Drehzahl $\omega = 10.000 \text{ U/s}$ entspricht $\omega / (v_l / r) = 0.1 \cdot \pi$.

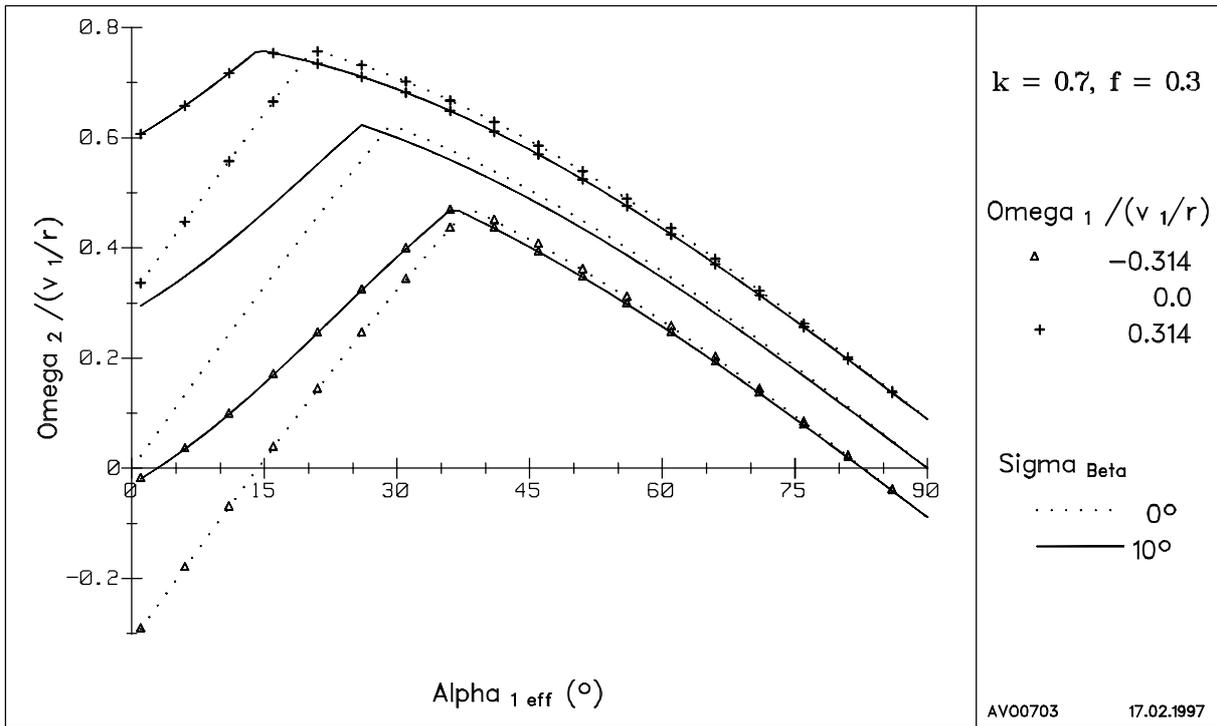


Abb. 14: Rotation der abfliegenden Kugel für den Fall $\omega_1 \pm 10.000 \text{ U/s}$

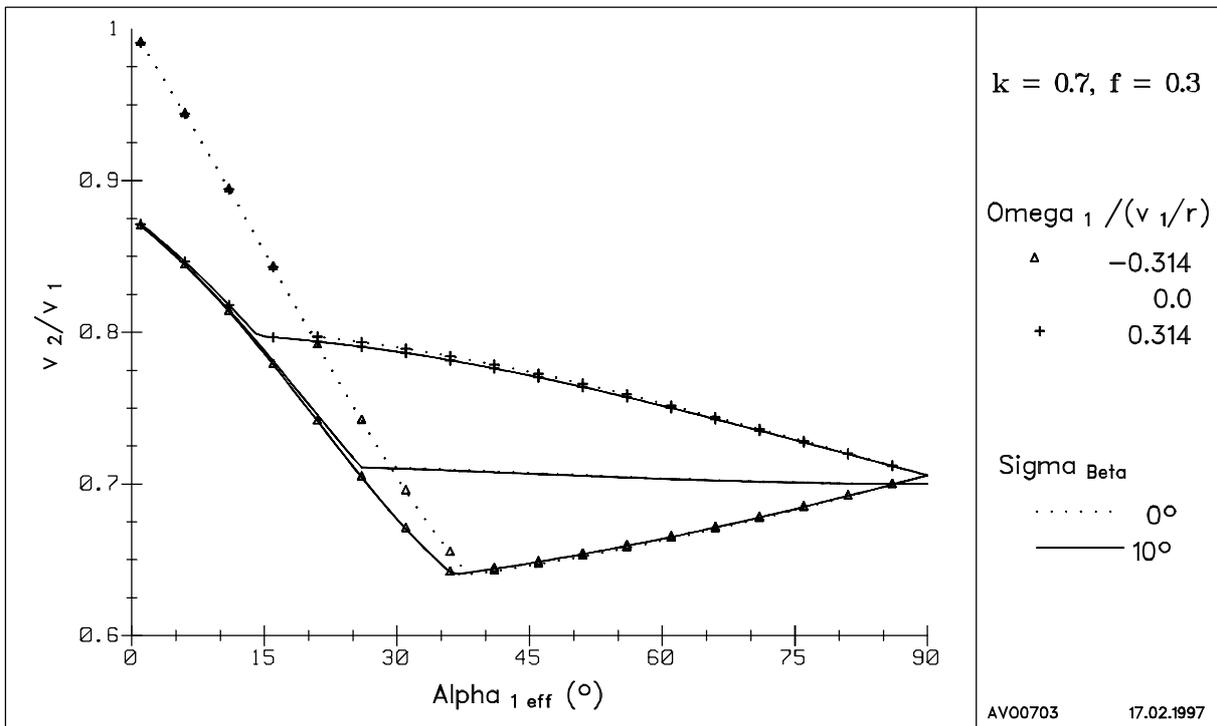


Abb. 15: Abprallgeschwindigkeit der mit Rotation aufprallenden Kugel

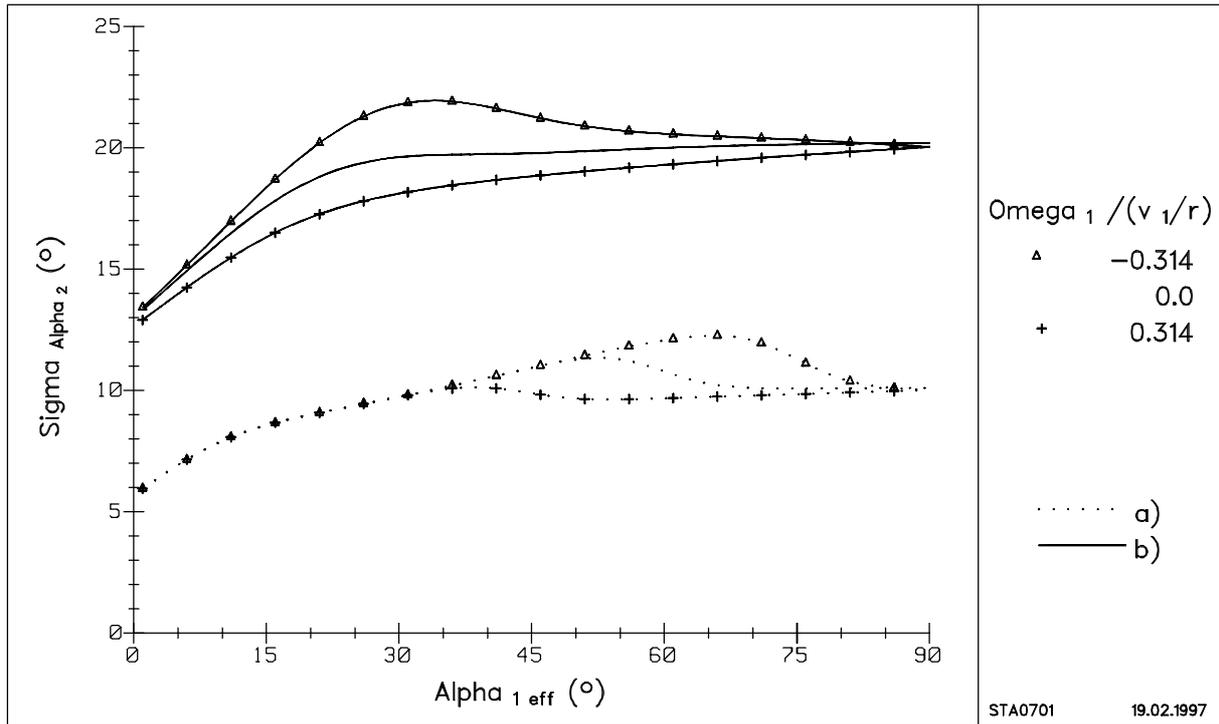


Abb. 16: Streuung des Abflugwinkels α_{2eff} der mit Rotation aufprallenden Kugel
 a): $\sigma_\beta = 5^\circ$, $k = 0.7$, $f = 0.1$, b): $\sigma_\beta = 10^\circ$, $k = 0.7$, $f = 0.3$

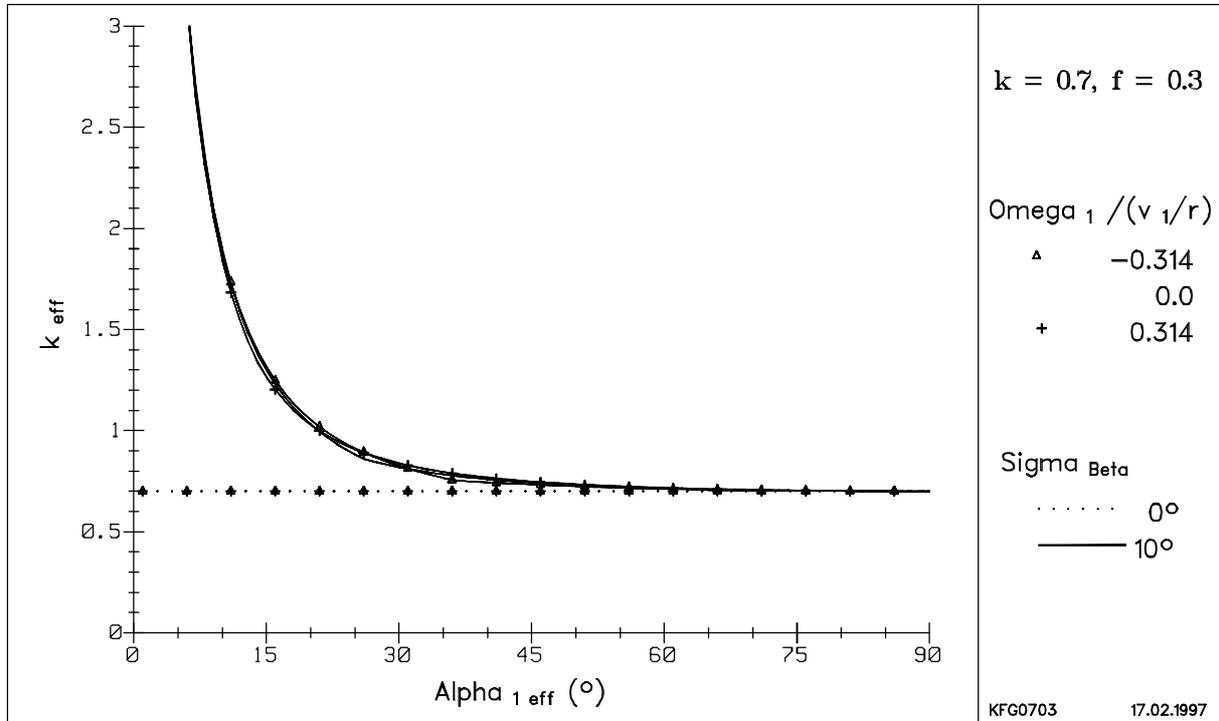


Abb. 17: Effektiver Stoßbeiwert k der mit Rotation aufprallenden Kugel

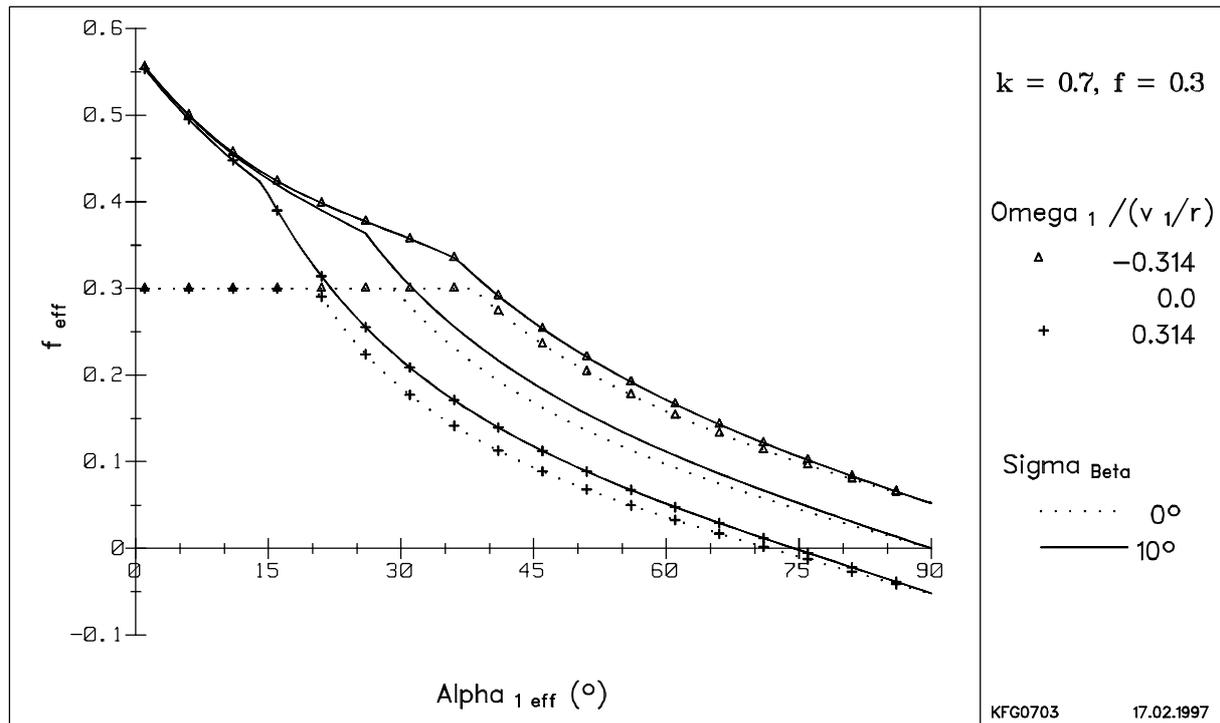


Abb. 18: Effektiver Gleitreibungsbeiwert f der mit Rotation aufprallenden Kugel

Diskussion der Simulation für den Fall der mit Rotation aufprallenden Kugel

Ein mit Rotation aufprallendes Teilchen führt durch den Zusatz an Drehimpuls zu einem deutlich veränderten Stoßverhalten. Die Translationsgeschwindigkeit v_2 des abgeprallten Teilchens wird fast ausschließlich im Bereich des Haftstoßes beeinflusst (Abb. 15). Die Drehgeschwindigkeit ω_2 erhält einen von ω_1 abhängigen Offset gegenüber dem nichtrotierenden Aufprall, er beträgt im Falle der Gleitreibung ω_1 und im Falle der Haftreibung $2/7 \cdot \omega_1$ (Abb. 14). Der Abflugwinkel $\alpha_{2,eff}$ wird unbedeutend bei größeren Anflugwinkeln $\alpha_{1,eff}$ verändert (ohne Abb.). Die Auswirkung auf die Stoßkennzahlen ist unterschiedlich. Während der Stoßbeiwert k bei allen Anflugwinkeln in vernachlässigbarem Umfang beeinflusst wird (Abb. 17), wird der Gleitreibungsbeiwert f im Bereich der Haftreibung (für den die Definition (6) eigentlich nicht gültig ist) verändert (Abb. 18). Die Streuung des Abflugwinkels wird durch die Rotation des auftreffenden Teilchens in Zusammenhang mit den Stoßkennzahlen k und f in komplizierter Weise bestimmt (Abb. 16).

Für eine experimentelle Bestimmung der Stoßkennzahlen und der Streuung der Wandneigungen ist die Kenntnis der Rotation des auftreffendes Teilchens eine günstige, wenn nicht notwendige Voraussetzung.

Nomenklatur

Symbole

- k Stoßbeiwert
- f Gleitreibungsbeiwert
- r Kugel-, Teilchenradius
- v Geschwindigkeitsbetrag bzw. -komponente

α Bahnwinkel des Teilchenfluges

β Wandneigung

σ statistische Streuung

ω Drehgeschwindigkeit

Indizes

1 vor dem Stoß

2 nach dem Stoß

eff der Messung zugängliche Größe

N Normalkomponente

T Tangentialkomponente

Literatur

/FRANK 1991/

Frank T., "Numerische Berechnung der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal unter Berücksichtigung von Wandrauigkeiten" Diss. Bergakademie Freiberg, Freiberg (1991)

/FRANK 1993/

Frank Th., Schade K. -P., Petrak D., "Numerical Simulation and Experimental Investigation of a Gas-Solid Two-Phase Flow in a Horizontal Channel", Int. J. Multiphase Flow 19, No. 1, pp. 187 .. 98 (1993)

/HÄDRICH 1993/

Hädrich Th., "Messung der Rotation kleiner Teilchen mit dem Laser-Doppler-Velocimeter", 2. Fachtagung GALA, Braunschweig, p. 22 (1993)

/MATSUMOTO 1970A/

Matsumoto, S., Saito, S.: "On the mechanism of suspension of particles in horizontal pneumatic conveying: Monte Carlo simulation based on the irregular bouncing model", J. of Chem.Eng.of Japan, Vol.3, No.1, pp.83- (1970)

/MATSUMOTO 1970B/

Matsumoto, S., Saito, S.: "Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model", J.of Chem.Eng.of Japan, Vol.3, No.2, pp.223 (1970)

/SAWATZKI 1970/

Sawatzki, O.: "Über den Einfluß der Rotation und der Wandstöße auf die Flugbahnen kugliger Teilchen im Luftstrom", Ph. D. Thesis, TH Karlsruhe

/SCHADE 1990/

Schade, K. -P., Petrak, D., Weiß, T., Hädrich, T., "Experimentelle Untersuchungen zur feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal", 4. Int. Kong. Pneum. Transp., Budapest, B1-1-8 (1990)

/SCHADE 1996/

Schade, K. -P., Erdmann, H. -J., Petrak, D., "Experimental investigations of the particle-wall collision under particular consideration of the wall roughness", Fluids Eng. Div. Conf. San Diego, FED-Vol. 236, p. 759 .. 766 (1996)

/SOMMERFELD 1995/

Sommerfeld, M., Huber, N.: "A Laser strobe technique combined with digital image analysis to study particle wall collisions", Int. Symp. Meas. Techn. Multiphase Flows, Nanjing, p. 428..40 (1995)

/TSUJI 1985/

Tsuji, Y., Oshima, T., Morikawa, Y.: "Numerical simulation of pneumatic conveying in a horizontal pipe (KONA - Powder Science and Technology in Japan)", KONA, No.3 (1985)

/TSUJI 1989/

Tsuji, Y., Shen, N.Y., Morikawa, Y.: "Numerical Simulation of Gas-Solid Flows (I)-Particle to Wall Collision", Techn. Rep. Osaka Univ., Vol. 39, No.1975, p233 (1989)