

Diffusion suspendierter Partikel
in einer ungleichförmig bewegten Suspension

von H. Frank und B. Heß +)

Wird eine Suspension, z.B. die in einer Cuvette befindliche Flüssigkeit mit Suspensionspartikeln, ungleichförmig bewegt, so wird der Suspension von außen über die suspendierten Partikel Wärme zugeführt. Die suspendierten Partikel haben eine höhere "Temperatur" als das Suspensionsmedium.

Betrachten wir zunächst ein Suspensionsmittel ohne suspendierte Teilchen in einer starren Cuvette, die in periodische Bewegung versetzt wird. Wenn das Suspensionsmittel völlig inkompressibel ist, führen die Flüssigkeitsmoleküle in Bezug auf das starre Gefäß keine zusätzliche Eigenbewegung aus. Das Suspensionsmittel nimmt bei dem Bewegungsvorgang keine Energie auf. Bei einem elastischen Suspensionsmittel überlagert sich jedoch der Wärmebewegung der Moleküle eine zusätzliche Bewegung im Rhythmus der ungleichförmigen Bewegung der Cuvette. In diesem Fall wird in das Medium von außen Energie eingespeist. Bei relativ kleinen Bewegungsfrequenzen wie in unserem Fall ist die dem Molekül pro Zeiteinheit von außen zugeführte Bewegungsenergie wegen der kleinen Masse der Moleküle jedoch gering und kann vernachlässigt werden. Sind in der Flüssigkeit suspendierte Partikel vorhanden, so nehmen diese ebenfalls von außen Energie auf und speisen diese Energie in das Sus-

Eingegangen am 8. August 1973

+))

Anschriften der Verfasser: Dr. Heinrich Frank, Prof. Dr. Bernhard Heß, Staatliches Physikalisches Institut Regensburg,
84 Regensburg, Am Ölberg 6

pensionsmedium ein. Der Vorgang der Energie-Einspeisung findet statt, solange die ungleichförmige Bewegung anhält. Wegen der um viele Zehnerpotenzen größeren Masse ist die einer Partikel von außen zugeführte und an das Suspensionsmedium abgegebene Leistung entsprechend größer.

Wird einer Flüssigkeit oder einem Gas über einen Heizstab Energie zugeführt, so erfolgt die Impulsübertragung über die Bewegungen der an den Heizstab gebundenen Atome, die eine höhere mittlere Schwingungsenergie als ihre Umgebung haben. Bei Aufheizung einer Suspension durch ungleichförmige Bewegung wird Energie über die suspendierten Partikel in die Flüssigkeit eingespeist; die Partikel müssen also ebenfalls eine höhere mittlere Bewegungsenergie als ihre Umgebung haben. In der Beschleunigungsphase der Suspension nehmen sie von außen Energie auf, die sie bei Verminderung der Geschwindigkeit wieder an das Suspensionsmittel abgeben. Kleine frei bewegliche Partikel einer Suspension dürfen behandelt werden wie ein einatomiges ideales Gas. Wenn dieses Gas eine höhere mittlere kinetische Energie als die Moleküle seiner Umgebung, also des Suspensionsmediums hat, so ist das gleichbedeutend mit einer höheren Temperatur der suspendierten Partikel im Vergleich zum Suspensionsmedium. Die bei einer ungleichförmigen Bewegung der Suspension den suspendierten Partikeln zukommende zusätzliche mittlere kinetische Energie soll "Schüttelenergie" und die dieser Energie entsprechende Temperatur "Schütteltemperatur" genannt werden, zum Unterschied von der gewöhnlichen Temperatur, die hier "kalorische Temperatur" genannt wird.

Die Temperatur ist nach der kinetischen Wärmetheorie proportional der mittleren kinetischen Energie der Moleküle des Suspensionsmediums sowie der mittleren kinetischen Energie der Suspensionspartikel. Als mittlere kinetische Energie kann sowohl das Mittel der kinetischen Energien sehr vieler Einzelbestandteile der Suspension im gleichen Zeitpunkt oder auch das zeitliche Mittel der kinetischen Energie eines Teilchens verwendet werden. Die Temperaturdefinition durch die mittlere kinetische Energie sehr vieler Bestandteile zur gleichen Zeit ist für die hier interessierende "Tempera-

tur" nicht zu gebrauchen, da diese keine konstante, sondern eine im Bewegungsrhythmus variierende Größe ist. Das zeitliche Mittel der kinetischen Energie eines Teilchens, bezogen auf ein im Suspensionsmittel ruhendes Bezugssystem, bleibt jedoch bei gleicher Schüttelfrequenz und Schüttelamplitude konstant.

Die Schütteltemperaturen der suspendierten Partikel lassen sich mit Hilfe der Materialwerte der Flüssigkeiten und der Partikel sowie der Bewegungen der Cuvette berechnen. In einer früheren Arbeit (1) wurde die Temperaturformel für kugelförmige Teilchen abgeleitet. Die dort für eine sinusförmige Bewegung geltende und hier etwas umgeformte Beziehung lautet:

$$T_S = \frac{2\pi}{3k} r_P^3 \frac{(\rho_P - \rho_F)^2}{\rho_F} u_{oF}^2 \frac{b^2 \left(\frac{\pi}{2} + \frac{2}{\pi}\right) + b \left(\frac{\pi}{2} + \frac{2}{\pi} + 1\right)}{a^2 + 3ab + \frac{9}{2} b^2 + \frac{9}{2} b^3 + \frac{9}{4} b^4} \quad (1)$$

mit

$$a = \frac{1 + 2 \rho_P / \rho_F}{3} \quad \text{und}$$

$$b = \frac{1}{r_P} \sqrt{\frac{\eta}{\pi \rho_F \nu}}$$

(k Boltzmann-Konstante, r_P Partikelradius, ρ_P Dichte der Partikel, ρ_F Dichte der Flüssigkeit, u_{oF} Geschwindigkeitsamplitude der Flüssigkeit, η Viskosität der Flüssigkeit, ν Schwingungsfrequenz).

Nach dem Gleichverteilungssatz der Wärmeenergie haben alle Bestandteile einer ruhenden oder gleichförmig bewegten Suspension die gleiche mittlere Energie, die gleiche "kalorische Temperatur". Da in die Formel der Schütteltemperatur jedoch der Radius und die Dichte der Partikel eingeht, haben in einer ungleichförmig bewegten Suspension nur Partikel von gleicher Masse und gleicher Form die gleiche "Schütteltemperatur". Meist haben also die Partikel einer Suspension verschiedene Schütteltemperaturen, die sich alle mit Änderung der Bewegungen, die die Suspension ausführt, ändern. Bei ungleichförmiger Bewegung einer Suspension verhalten sich die Partikel wie eine Mischung idealer Gase mit verschiedenen Tempera-

turen der einzelnen Gaskomponenten.

Die bei ungleichförmigen Bewegungen auftretenden Schütteltemperaturen nehmen oft sehr hohe Werte an. Wie in Tab. I Sp. 1 ersichtlich, bewegen sich die nach Formel (1) mit den folgenden Versuchsdaten berechneten Schütteltemperaturen zwischen 10^{12} und 10^{14} Grad.

+ + +

In den im Folgenden beschriebenen Versuchen wird versucht, die Schütteltemperaturen suspendierter Partikel experimentell aus ihren Ortsveränderungen in ungleichförmig bewegten Suspensionen zu bestimmen. Die beobachteten Ortsverlagerungen können als Diffusion der Partikel, verursacht durch eine hohe Schütteltemperatur, behandelt werden.

Befinden sich in einem Teilvolumen einer Flüssigkeit suspendierte Teilchen, so diffundieren diese Partikel infolge der Temperaturbewegungen in die partikelfreie Flüssigkeit hinein, bis überall in der Flüssigkeit derselbe Partialdruck der Partikel herrscht. Die Diffusionsgeschwindigkeit ist umso höher, je höher die Temperatur ist. Zwischen der Diffusionskonstante und der Temperatur der diffundierenden Teilchen besteht die Beziehung

$$D = \frac{k T}{6 \pi r \eta}, \quad (2)$$

wenn es sich um kugelförmige Teilchen handelt.

Zur experimentellen Bestimmung der Diffusionskonstanten wird hier die Verbreiterung eines schmalen Strahles von Bronzekügelchen benutzt, die kontinuierlich in einer Flüssigkeit zu Boden fallen, während die die Flüssigkeit enthaltende Cuvette lineare harmonische Schwingungen ausführt.

Nach der kinetischen Wärmetheorie kommt die in der Natur beobachtbare Brown'sche Bewegung dadurch zustande, daß der Impulsaustausch der suspendierten Partikel mit ihrer Umgebung zeitlich unregelmäßig erfolgt, derart, daß die Bewegungsgröße sich der Größe

und der Richtung nach statistisch ändert. Eine solche statistische Verteilung der Impulsrichtungen und Impulsgrößen der Partikel ließe sich auch für die bei ungleichförmigen Bewegungen der Suspension auftretenden großen Impulse künstlich herstellen. Die ungleichförmigen Bewegungen müßten in diesem Fall durch statistisch verteilte Änderungen der Bewegungsrichtung und -größe der Suspension verifiziert werden.

Bei Benutzung einer linearen harmonischen Schwingung als ungleichförmige Bewegung würden die Partikel selbst auch nur exakt eine lineare Schwingung um jeweils einen festen Ort in der Suspension ausführen, wenn die auf die Teilchen wirkenden hydrodynamischen Kräfte in Richtung und Gegenrichtung genau gleich wären. Dies ist jedoch auch bei den hier benutzten kugelförmigen Teilchen nicht der Fall, da sie einerseits nach Größe und Form sowie Lage des Schwerpunkts nicht genau gleichen homogenen Kugeln entsprechen und andererseits die Strömung um die Partikel durch Abstand und Zahl der benachbarten Teilchen beeinflußt wird, so daß die Partikel nach Ablauf einer Schwingung Verschiebungen in den drei Raumrichtungen erfahren haben. Diese Verschiebungen sind mehr oder weniger statistisch verteilt. Betrachtet wird hier nur die Diffusionsbewegung in der Schüttelrichtung.

Für die Ausbreitung der in einem engen zylindrischen Raum bei $x = 0$ mit gleicher Dichte vorhandenen Partikel durch Diffusion gilt: Von N Teilchen, die sich zur Zeit $t = 0$ an der Stelle $x = 0$ befinden, befindet sich nach der Zeit t , wenn D die Diffusionskonstante bedeutet, in einem Intervall zwischen x und $x + \Delta x$ der Bruchteil

$$n = \frac{\Delta x}{\sqrt{4 \pi D t}} e^{-x^2 / 4 D t} \quad (3)$$

An der Stelle $x = 0$, dem Maximum der Verteilungskurve, ist der Bruchteil der Teilchen, die sich zur Zeit t im Intervall Δx befinden

$$n_0 = \frac{\Delta x}{\sqrt{4 D t}} \quad .$$

Aus zwei Werten $n_{o,1}$ und $n_{o,2}$ zu den Zeiten t_1 und t_2 kann die Diffusionskonstante D berechnet werden:

$$D = \frac{(\Delta x)^2}{4\pi(t_2 - t_1)} \frac{1}{n_{o,2}^2} - \frac{1}{n_{o,1}^2} \quad (4)$$

Aus Gl. (2) ergibt sich durch Einsetzen von D :

$$T_S = \frac{3\eta r (\Delta x)^2}{2k(t_2 - t_1)} \frac{1}{n_{o,2}^2} - \frac{1}{n_{o,1}^2} \quad (5)$$

Die Schüttelapparatur zeigt Fig. 1. Ein Aluminiumrahmen, in den die die Flüssigkeit enthaltende Cuvette eingespannt ist, wird mit verschiedenen Frequenzen ν zwischen 11,7 und 25 Hz und mit Schwingungsamplituden zwischen 3,1 und 5,8 mm harmonisch hin- und herbewegt. Das Gleitlager besteht aus zwei Kunststoffleisten mit einem Ölfilm dazwischen. Es lagert auf Schwingmetall, damit von außen möglichst keine Ultraschallenergie zufließen kann. Auch der Aluminiumrahmen ist an dem Antriebsmotor über Schwingmetall angekoppelt. Aus dem gleichen Grund ruhen Motor und Schüttelapparatur getrennt auf zwei je 1,5 m hohen Zementsäulen.

Der Flüssigkeitsbehälter (siehe Fig. 2) besteht aus Flexiglas mit einer Wandstärke von 1 cm. Die Innenmaße betragen: Länge 12 cm, Höhe 7 cm, Tiefe 1,3 cm. Auf die Cuvette ist oben in der Mitte ein kleinerer Behälter aus Flexiglas aufgesetzt, der mit der Cuvette durch eine 4 mm starke Bohrung in Verbindung steht und der in zwei getrennten, mit je einem Hahn absperrbaren Kammern eine Suspension aus der jeweils benutzten Flüssigkeit und den Bronzekügelchen enthält. Um eine Eigenbewegung der Flüssigkeit auszuschalten, war die Cuvette ganz, d.h. ohne zurückbleibende Luftblase, mit Flüssigkeit gefüllt. Die Verschlusschraube hat eine kapillare Öffnung, durch welche die von der Schraube verdrängte Flüssigkeit austreten kann. Um Bewegungen der auf den Boden der Cuvette gefallen Teilchen, die die nachkommenden Teilchen stören könnten, zu vermeiden, ist am Boden der Cuvette eine Flexiglasleiste mit dicht beieinanderliegenden Bohrungen von 1 mm Durchmesser und ca. 8 mm Tiefe befestigt,

in die die Teilchen fallen, so daß sie auch bei der größten verwendeten Schüttelfrequenz in diesen Bohrungen liegen bleiben.

Um Teilchen verschiedener Größe gleichzeitig, aber voneinander getrennt beobachten zu können, wurde noch eine zweite Cuvette mit den gleichen Abmessungen verwendet, welche an der Oberseite zwei um einige Zentimeter voneinander getrennte kleine Behälter aus Plexiglas für zwei verschieden große Teilchensorten trägt. Der linke Behälter war mit kugelförmigen Bronzeteilchen von ca. 5 bis 25 μm Radius, der rechte mit Bronzeteilchen von ca. 50 bis 100 μm Radius gefüllt. Die Cuvette enthielt eine Glycerin-Wassermischung von 51,5 Gew.-% Glycerin ($\rho_F = 1,13 \text{ g/cm}^3$, $\eta = 6,3 \text{ cP}$). Fig. 3 zeigt eine Blitzlichtaufnahme der in der Cuvette fallenden Bronzeteilchen in durchfallendem Licht bei einer Schwingungsfrequenz von 21,7 Hz. Während der rechte Teilchenstrahl mit den größeren Teilchen sich nach unten merklich verbreitert, zeigt der linke mit den kleineren Teilchen keine beobachtbare Größe der Diffusion.

Da die Diffusionskonstante D bei gleicher Temperatur mit abnehmendem r wächst (Gl. 2), zeigt die qualitative Beobachtung, daß T exponentiell mit r zunehmen muß.

Die für die quantitativen Versuche verwendeten kugelförmigen Bronzeteilchen hatten eine Dichte von $8,8 \text{ g/cm}^3$ und einen mittleren Radius von $91 \mu\text{m}$ mit einer Streuung von $\pm 5\%$ bzw. $40 \mu\text{m}$ mit einer Streuung von $\pm 10\%$. Als Flüssigkeit wurden folgende Glycerin-Wassermischungen benutzt:

48,2 %iges Glycerin ($\rho_F = 1,12 \text{ g/cm}^3$, $\eta = 5,2 \text{ cP}$),
 61,5 %iges Glycerin ($\rho_F = 1,15 \text{ g/cm}^3$, $\eta = 11,2 \text{ cP}$),
 73,1 %iges Glycerin ($\rho_F = 1,19 \text{ g/cm}^3$, $\eta = 27,8 \text{ cP}$) und
 86,5 %iges Glycerin ($\rho_F = 1,22 \text{ g/cm}^3$, $\eta = 124 \text{ cP}$).

Bei den höchsten verwendeten Frequenzen waren die Blitzlichtaufnahmen der Cuvette nicht mehr scharf genug für eine exakte Auswertung, obwohl die Aufnahmen im Umkehrpunkt der Cuvette gemacht wurden. Die Cuvette wurde deshalb (bei der höchsten Frequenz) erst

mit der jeweils eingestellten Frequenz so lange geschüttelt, bis sich eine stationäre Verteilung der Teilchen (stroboskopische Beobachtung) eingestellt hatte. Dann wurde die Frequenz während des Bruchteils einer Sekunde bis auf einige Hz heruntergeregelt und unmittelbar darauf die Aufnahme gemacht, so daß während dieser kurzen Zeitspanne kaum eine Veränderung der Partikelverteilung eintreten konnte. Ein Vergleich von auf diese Weise gemachten Aufnahmen mit den unscharfen Aufnahmen, die während des Schüttelns gemacht worden waren, ergab keine wesentlichen Unterschiede in der Verteilung.

Die Figuren 4 a, b, c und d zeigen Aufnahmen der fallenden Bronzeteilchen von $91 \mu\text{m}$ Radius in $61,5\%$ igem Glycerin ($\eta = 11,2 \text{ cP}$) bei den Frequenzen $13,3 \text{ Hz}$, $18,8 \text{ Hz}$, $21,7 \text{ Hz}$ und 25 Hz . (Einige wenige über die ganzen Bilder verteilten Punkte sind Abbildungen von Luftblasen an den Cuvettenscheiben.)

Zur Auswertung wurden die Aufnahmen auf das Zehnfache vergrößert. Auf diesen Vergrößerungen wurde die Fallstrecke der Teilchen in Abschnitte von je 8 cm Länge unterteilt. Für die Teilchen in einem Abschnitt wurde die gleiche mittlere Fallzeit angenommen. Zur Bestimmung der Verteilung in der Horizontalen wurde jede Gruppe rechts und links von $x = 0$ in Intervalle Δx von 2 mm Breite aufgeteilt und die Teilchen der Intervalle gezählt.

In Fig. 5 ist die horizontale Verteilung der Partikel nach zwei verschiedenen Fall- und damit Schüttelzeiten eingetragen. Der Partikelradius war $91 \mu\text{m}$, die Viskosität des Glycerin-Wassergemisches $5,2 \text{ cP}$, die Schüttelfrequenz 25 Hz . Die durch Kreise gekennzeichneten relativen Teilchenzahlen n in Abhängigkeit vom Abstand x von der Mitte sind gezählt im Intervall von 48 bis 56 mm und die mit Punkten markierten Werte im Intervall zwischen 0 und 8 mm vom Cuvettenboden aus gemessen. Die eingetragenen relativen n -Werte sind jeweils die Mittelwerte der rechts und links im gleichen Abstand von $x = 0$ gezählten Teilchenanzahlen.

Berechnet man für verschiedene Werte der Diffusionskonstanten nach Gl. (3) die Abnahme der Teilchenkonzentration mit dem Abstand von der Mitte $x = 0$, so kann man unter den verschiedenen mit gros-

sen Werten für D berechneten Abfallkurven die auswählen, die sich den experimentell ermittelten Abnahmen der Teilchenkonzentrationen mit x am besten anpassen. Wie die ausgezogene Kurve zeigt, läßt sich an die gemessene Abnahme sehr gut eine mit Hilfe der Diffusionsgleichung berechnete Verteilungskurve anpassen.

Die bei ungleichförmigen Bewegungen einer Suspension beobachteten Verlagerungen der suspendierten Partikel entsprechen einer Ausbreitung der Teilchen in das umgebende Suspensionsmedium gemäß der Diffusionsgleichung bei sehr hoher Temperatur.

Als Temperaturwert errechnet sich aus der zur Berechnung der ausgezogenen Kurve benutzten Diffusionskonstanten $D = 1,03 \cdot 10^{-2}$ nach Gl. (2) eine Temperatur von $2,56 \cdot 10^{12}$ Grad.

Die geringe Anzahl der zur Auszählung zur Verfügung stehenden Teilchen hat bei starker Verbreiterung des Teilchenstrahls, wie in der Höhe zwischen 0 und 8 mm, eine starke Schwankung der Teilchendichte als Funktion von x zur Folge. Die gestrichelte Kurve beschreibt den Konzentrationsabfall, wie er nach der längeren Schütteldauer unter Benutzung der oben ermittelten Diffusionskonstanten bei größeren Teilchenzahlen zu erwarten ist.

Schließlich wurden für die übrigen Versuchsdaten die Schütteltemperaturen nach Gl. (5) aus mehreren zu verschiedenen Schüttelzeiten gemessenen n_0 -Werten bestimmt. Die ermittelten Temperaturen sind in der Tabelle in Sp. 2 und in Fig. 6 in Abhängigkeit von der Schüttelfrequenz eingetragen. Aus den Versuchen ergeben sich ebenfalls Temperaturen von über 10^{10} Grad. Die maximale Abweichung von jeweils 4 für die verschiedenen Versuchsbedingungen berechneten Temperaturen betrug ca. 10 %.

Eine genaue Bestimmung der Schütteltemperatur mit Hilfe der durchgeführten Versuche ist nicht möglich.

In die Resultate gehen folgende statistische Fehler ein: 1. Die Fallzeiten der Teilchen $t_2 - t_1$ waren kürzer, als nach dem Stokes' schen Gesetz zu erwarten war. Die experimentellen Bestimmungen führten zu etwa viermal so kleinen, nicht immer gleichen Werten, was offenbar durch entstehende Strömungen verursacht war. Bei der Be-

rechnung wurden die experimentell bestimmten Fallzeiten verwendet. 2. Durch die Bewegung der fallenden Partikel wurde eine Bewegung der Flüssigkeit verursacht, wodurch die Verteilung der Teilchen geringfügig beeinflusst wurde. 3. Die unter 1 und 2 genannten Einflüsse waren auch noch etwas von der Konzentration der Teilchen abhängig, mit der diese aus der oberen Bohrung in die Cuvette eintreten; diese Teilchendichte ließ sich nicht exakt konstant halten. 4. Die Anzahl der Teilchen, die zur Ermittlung von n bzw. n_0 zur Verfügung standen, war klein.

An der Abweichung aller aus der Diffusion ermittelten Temperaturwerte von den nach Gl. (1) berechneten Temperaturen um 2 Zehnerpotenzen nach unten ist jedoch ein prinzipieller Fehler schuld. Er ist zu suchen in der Beschränkung der nach Größe und Richtung variierenden ungleichförmigen Bewegungen auf eine lineare harmonische Schwingung: Bei der Berechnung der Schütteltemperaturen aus den Materialwerten der Flüssigkeiten und der Partikel sowie den Bewegungen der Cuvette nach Formel (1) wird die mittlere kinetische Energie einer Partikel relativ zu ihrer Umgebung, in der auch die Schwingung der Partikel in Richtung der Schwingung der Suspension enthalten ist, benutzt. Bei der Temperaturermittlung aus der Diffusion der Partikel bleiben aber die Schwingungsbewegungen der Partikel, wie oben ausgeführt, unberücksichtigt. Die nach Formel (1) berechneten Temperaturen müssen deshalb höher sein als die aus der Diffusion der Partikel bestimmten Temperaturen.

Die mitgeteilten Versuche zeigen, daß in ungleichförmig bewegten Suspensionen das Verhalten der suspendierten Partikel durch Einführung einer Schütteltemperatur mit den Gesetzen der Wärmelehre beschrieben werden kann.

Über die Bedeutung der Schütteltemperatur für das atmosphärische Aerosol wurde in früheren Arbeiten berichtet (1) (2).

Zusammenfassung:

Ein in einer Flüssigkeit absinkender Teilchenstrahl verbreitert sich bei ungleichförmiger Bewegung der Flüssigkeit. Diese Verbreiterung wurde quantitativ untersucht. Als ungleichförmige Bewegung wurde eine lineare harmonische Schwingung verwendet. Die gemessene Abnahme der Teilchendichte senkrecht zur Fallrichtung folgt der Diffusionsgleichung. Die die Diffusion bestimmenden Schütteltemperaturen der Partikel liegen um 10^{12} Grad.

L i t e r a t u r

- ¹ H. Frank und B. Heß, Die Gas-Eigentemperatur suspendierter Partikel bei ungleichförmiger Bewegung der Suspension. Acta Albertina Ratisbonensia 31, 1971, S. 169
- ² B. Heß, Die Gesetzmäßigkeiten der Aerosolverteilung. Acta Albertina Ratisbonensia 26, 1966, S. 157
B. Heß, The regularities of aerosol distribution with consideration of the "shaking heat". Journ. de Recherches Atmosphériques 2, 1966, S. 463
B. Heß, H. Frank und I. Köck, Die Eigentemperatur des Aerosols in der unruhigen Atmosphäre. Acta Albertina Ratisbonensia 29, 1969, S. 75
B. Hess, H. Frank et I. Köck, La température propre de l'aérosol en atmosphère agitée. Journ. de Recherches Atmosphériques 4, 1969, S. 7
B. Hess et I. Köck, Thermodynamique de l'aérosol dans l'atmosphère. Journ. de Recherches Atmosphériques 4, 1970, S. 181
B. Heß und I. Köck, Zur Thermodynamik des Aerosols in der Atmosphäre. Acta Albertina Ratisbonensia 31, 1971, S. 191.

ν	18,3 Hz	20,0 Hz	21,7 Hz	23,3 Hz	25,0 Hz
\bar{r} 91 μm					
η 1,24 P					
berechnet:		$8,6 \cdot 10^{12}$		$1,7 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
exper.:		$5,5 \cdot 10^{10}$		$1,8 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{11}$
\bar{r} 91 μm					
η 0,28 P					
berechnet:	$2,3 \cdot 10^{13}$		$5,3 \cdot 10^{13}$		$1,1 \cdot 10^{14}$
exper.:	$9,0 \cdot 10^{10}$		$5,2 \cdot 10^{11}$		$1,2 \cdot 10^{12}$
\bar{r} 91 μm					
η 0,11 P					
berechnet:	$5,2 \cdot 10^{13}$		$1,1 \cdot 10^{14}$		$2,4 \cdot 10^{14}$
exper.:	$1,2 \cdot 10^{12}$		$2,4 \cdot 10^{12}$		$2,8 \cdot 10^{12}$
\bar{r} 40 μm					
η 0,05 P					
berechnet:			$4,8 \cdot 10^{12}$		$1,0 \cdot 10^{13}$
exper.:			$4,6 \cdot 10^{10}$		$8,6 \cdot 10^{10}$

Tabelle der theoretisch und experimentell ermittelten Schütteltemperaturen

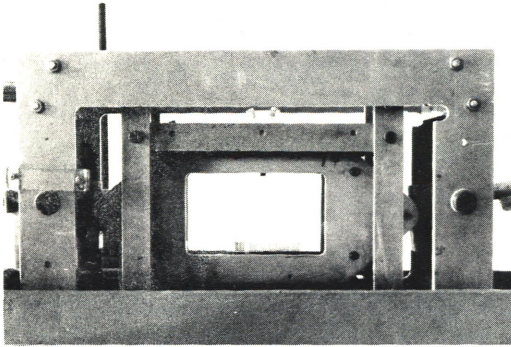


Fig. 1 Schüttelapparatur mit eingespannter Cuvette

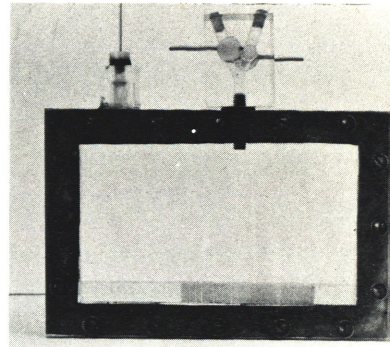
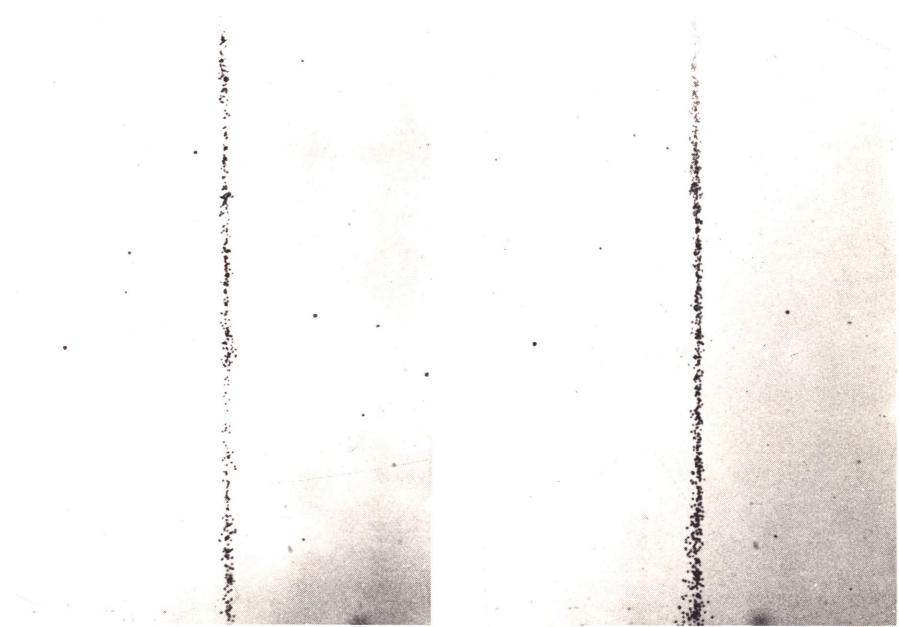


Fig. 2 Cuvette mit Suspensionsbehälter



Fig. 3 Blitzlichtaufnahme von fallenden Bronzeteilchen mit zwei verschiedenen Teilchenradien: links ca. 5 bis 25 μm , rechts ca. 50 bis 100 μm (ρ_F 1,13 g/cm^3 , $\eta = 6,3$ cP, ν 21,7 Hz)



4 a

4 b



4 c

4 d

Fig. 4 Blitzlichtaufnahmen von fallenden Teilchen mit einem Radius von $91 \mu\text{m}$ in 61,5 %igem Glycerin ($\eta 11,2 \text{ cP}$) bei den Frequenzen a 13,3 Hz, b 18,3 Hz, c 21 Hz, d 25 Hz

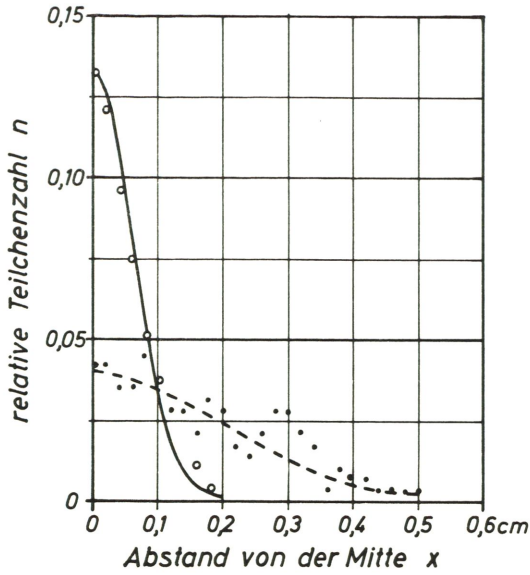


Fig. 5 Gemessene (\bullet , \circ) und berechnete (-----) Verteilung der Partikel in verschiedenen Höhen über dem Boden der Cuvette. r_P $91 \mu\text{m}$, η $5,2 \text{ cP}$, ν 25 Hz
 \circ ----- Höhe 52 mm , \bullet ----- Höhe 4 mm

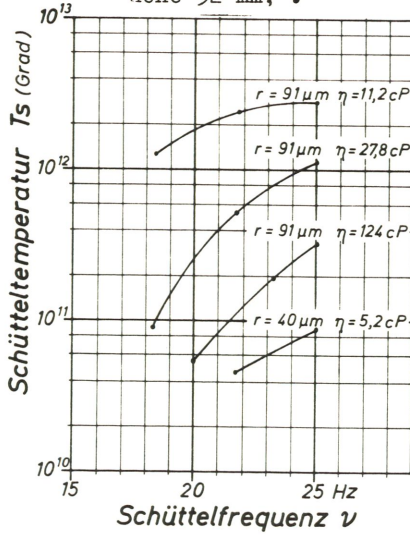


Fig. 6 Experimentell ermittelte werte der Schütteltemperatur für verschiedene Teilchenradien, Viskositäten und Schüttelfrequenzen

