

Zur Thermodynamik des Aerosols in der Atmosphäre

von B. Heß und I. Köck ⁺⁾

Zusammenfassung: Die durch die ungleichförmigen Bewegungen in der Atmosphäre verursachten Erhöhungen der mittleren kinetischen Energien der Aerosolteilchen beeinflussen die Konzentrationen der Aerosolpartikel. Die Berücksichtigung der "Schütteltemperatur" beim Boltzmann'schen Verteilungsgesetz und beim Partialdruckausgleich führt zu weitgehender Übereinstimmung der gemessenen Größenspektren des Aerosols mit den berechneten.

In früheren Arbeiten ^{1, 2, 3} wurde auf die Bedeutung der Erwärmung suspendierter Teilchen durch die ungleichförmigen Bewegungen des Suspensionsmediums hingewiesen. In der vorliegenden Abhandlung soll der Einfluß der "Schütteltemperatur" auf die Größenverteilung des Aerosols in der Atmosphäre behandelt werden.

In Fig. 1 ist als Beispiel die Größenverteilung im Aerosol am Rande einer Großstadt nach Ch. Junge mitgeteilt ⁴.

Fig. 2 zeigt weitere Ergebnisse von Messungen, die in verschiedenen Höhen (auf der Zugspitze 3000 m über Meeresniveau und z.B. in Frankfurt am Main in 98 m Seehöhe) gemacht wurden. In diesen Figuren, die einer Arbeit von Clark und Whitby 1967 ⁵ entnommen sind, sind in der Ordinatenrichtung nicht die Werte von N , sondern von dN/dr aufgetragen.

Eingegangen am 2. 11. 1970

+)

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

Ch. Junge beschreibt mit dem Potenz-Verteilungsgesetz

$$\frac{dN}{dr} = \frac{c}{2,3} r^{-(\beta+1)} \text{ bzw. } N = C r^{-\beta} + C' \quad (1)$$

die Änderung der Partikelkonzentration (N/cm^3) bzw. die Partikelkonzentration als Funktion des Partikelradius (r) auf dem geradlinigen Teil der abgebildeten Kurven (Fig. 1 und 2), wobei β ungefähr 3 und c bzw. C und C' Konstanten sind.

Für die im thermischen Gleichgewicht befindliche Verteilung suspendierter Teilchen gilt das Boltzmann'sche Theorem. Die Boltzmann'sche Formel für das Verhältnis der Konzentration in zwei um h verschiedenen Höhen lautet:

$$\frac{N_h}{N_0} = e^{-\frac{m h g}{k T}} \quad (2)$$

(m Teilchenmasse (g), h Höhe (cm), g Erdbeschleunigung ($cm \text{ sec}^{-2}$), k Boltzmannkonstante ($1,38 \cdot 10^{-16}$ erg pro Grad), T Kelvin-Temperatur).

Sie wurde von Perrin durch Auszählen von in Flüssigkeit suspendierten Teilchen bestätigt.

a) Bei Anwendung der Boltzmann-Formel auf die Aerosolverteilung in der Luft ergeben sich jedoch als Halbwertshöhen, d.h. als Höhenunterschiede, bei denen die Teilchenkonzentration auf die Hälfte abfällt, für die vorkommenden Aerosolpartikel Höhen der Größenordnungen cm und mm , während in der Natur die Halbwertshöhen von den Größenordnungen Meter bis 100 Meter sind.

b) Das Boltzmann'sche Verteilungsgesetz würde ferner verlangen, daß das Verhältnis der Anzahl der kleineren Teilchen zu den größeren mit zunehmender Höhe sehr stark zunimmt, während die Aerosolmessungen in verschiedenen Höhen - linearer Bereich der Fig. 1 und 2 - ein gleich-

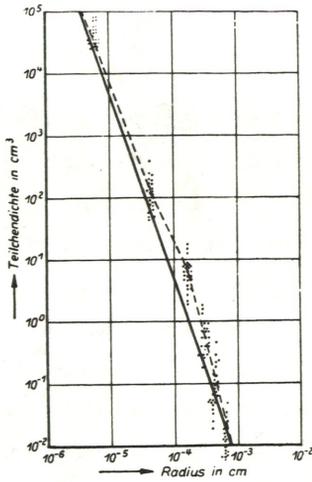


Fig. 1 Größenverteilung im Aerosol am Rande einer Großstadt (nach Ch. Junge). Gestrichelte Kurve: Mittelkurve aus 25 Meßreihen im Stadtgebiet Frankfurt a.M. Ausgezogene Kurve: Potenzverteilungsgesetz. (Aus: H. Israel, Atmosphärische Elektrizität I, S. 183)

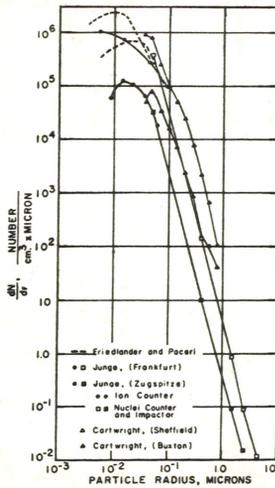


Fig. 2 Größenverteilungsmessungen verschiedener Autoren ⁵

bleibendes, d.h. von der Meßhöhe unabhängiges Verhältnis der Aerosolkonzentrationen der verschieden schweren Teilchen feststellen.

Es liegt nahe, den Grund dafür, daß die Messungen in der Atmosphäre von der von Perrin festgestellten Gesetzmäßigkeit in Flüssigkeiten abweichen, in den starken Bewegungen zu suchen, die die einzelnen Luftkörper mit dem darin enthaltenen Aerosol gegeneinander vollführen. Wenn die Zeit für das Sammeln der Meßproben genügend groß ist, müßten jedoch die Meßwerte mehr und mehr eine Annäherung an die von der Höhe abhängigen Verhältnisse der Konzentrationen der verschiedenen Teilchenmassen nach Boltzmann ergeben. Die Messungen zeigen aber keine statistischen Schwankungen um eine solche Boltzmann-Verteilung, sondern sie zeigen einen anderen, aber ebenfalls gesetzmäßigen Verlauf der Abhängigkeit der Teilchenkonzentration von der Teilchengröße.

Man suchte deshalb, andere physikalische Ordnungsprinzipien, - denen gegenüber der Einfluß des Boltzmann-Theorems vernachlässigbar klein wird, - für die gefundenen Verteilungen verantwortlich zu machen. Es wurde versucht, eine entsprechende - als im Großen immer gleichbleibend angenommene - Generation des Aerosols einerseits und die in der Atmosphäre immer stattfindende Koagulation andererseits als Regulator nachzuweisen (Junge 1952⁶, 1963⁷, 1968⁸). Andere Forscher begnügten sich damit, von einer "self preserving distribution" (Friedlander 1965⁹, Clark und Whitby 1967⁵) zu sprechen.

I. Das Boltzmann'sche Verteilungsgesetz

Die vorliegende Abhandlung soll zunächst dartun, daß bei Berücksichtigung der masseabhängigen Schütteltemperaturen auch für die Aerosolverteilung in der Atmosphäre das Boltzmann-Theorem seine Gültigkeit behält.

Die beiden Ergebnisse der Aerosolmessungen in der Atmosphäre - a) relativ große Konzentration von großen Teilchen, die nach dem Boltzmann-Gesetz kaum noch eine Rolle spielen dürften, und b) ein von der Höhe unabhängiges Verhältnis der Anzahl der Teilchen verschiedener Massen zuein-

ander - widersprechen nur dann dem Boltzmann-Gesetz, wenn für alle Teilchengrößen die gleiche Temperatur vorausgesetzt wird.

Das Aerosol besitzt aber in der unruhigen Atmosphäre außer der mit dem Thermometer meßbaren Temperatur, für welche hier die Bezeichnungen Wärme bzw. kalorische Temperatur (T_C) gebraucht werden, noch Schüttelwärme ^{1, 2, 3}. Es hat eine Schütteltemperatur T_S .

Diese durch die ungleichförmigen Bewegungen des Suspensionsmediums erzeugten Schütteltemperaturen der suspendierten festen oder flüssigen Teilchen sind aber für verschiedene Teilchenmassen verschieden. In einem gasförmigen Suspensionsmedium wird praktisch die ganze kinetische Energie der Partikel im Suspensionsmedium in Wärme verwandelt. Die Schütteltemperatur nimmt massenproportional zu:

$$T_S = \frac{m u_S^2}{3 k} \quad \text{x) (s. Anm. letzte Seite)} \quad (3)$$

(u_S mittlere Schüttelgeschwindigkeit).

Die additive Zusammensetzung der der Schüttelbewegung und der kalorischen Wärmebewegung zukommenden kinetischen Energien der Aerosolteilchen führt zu einer Temperatur $T = T_S + T_C$, so daß das Boltzmann-Gesetz bei Berücksichtigung der Schütteltemperatur lautet:

$$\frac{N_h}{N_0} = e^{-\frac{h m g}{k (T_S + T_C)}} = e^{-\frac{h m g}{m u_S^2 + T_C}} \quad (4)$$

a) Durch Berücksichtigung der masseabhängigen Temperatur T_S in Formel (4) erhält man besonders bei den größeren Teilchenmassen einen wesentlich langsameren Konzentrationsabfall mit der Höhe in Übereinstimmung mit den Aerosolmessungen.

b) Wenn die kalorische Temperatur vernachlässigbar klein gegen die Schütteltemperatur ($T_C \ll T_S$) ist, erhält man für die Teilchenkonzentration in der Höhe h :

$$N_h = N_0 e^{-\frac{h g}{2 u_S^2}} \quad (5)$$

Dies besagt, daß bei Überwiegen der Schütteltemperatur die Konzentrationsabnahme mit der Höhe für alle Teilchenmassen die gleiche ist. Wenn aber die Konzentrationsabnahme unabhängig von der Teilchenmasse ist, dann bleibt auch das Verhältnis der Konzentrationen der einzelnen Teilchengrößen in verschiedenen Höhen das gleiche, wieder in Übereinstimmung mit den Messungen.

In Fig. 3 ist das Konzentrationsverhältnis N_h/N_0 in Abhängigkeit von der Masse nach Formel (4) berechnet und zwar für die Kurve a mit den Werten $h = 10^2$ cm, $u_S = 2 \cdot 10^2$ cm/sec und für die Kurve b mit den Werten $h = 10^3$ cm, $u_S = 5 \cdot 10^2$ cm/sec. Die kalorischen Temperaturen werden bei der Kurve a von der Masse $m = 10^{-15}$ g an und bei der Kurve b von $m = 10^{-16}$ g an vernachlässigbar. Für alle Teilchenmassen, die größer sind, nimmt N_h/N_0 in gleicher Weise mit der Höhe ab. Für sie gilt Gleichung (5); die Kurvenäste von a und b verlaufen horizontal.

Für die kleinen Massenteilchen wird andererseits T_S gegen T_C vernachlässigbar. Dies ist bei den Beispielen der Fall ungefähr von den Teilchenmassen $m = 10^{-19}$ g bzw. $5 \cdot 10^{-19}$ g an. Im dazwischenliegenden Gebiet ist die kalorische Temperatur mit der Schütteltemperatur vergleichbar.

Die vorliegenden Aerosolmessungen erlauben keine unmittelbare Prüfung der auch für Schütteltemperaturen gültigen Boltzmann'schen Verteilungsfunktion (Gleichung (4)), da keine gleichzeitigen Bestimmungen des Aerosolspektrums in verschiedenen Höhen am gleichen Ort vorliegen. Die Messungen bestimmen jeweils nur die Teilchenzahlen pro Volumeneinheit N_h in einer bestimmten Höhe h . Diese ist nach Gleichung (4) von der darunter vorhandenen Teilchenkonzentration, z.B. von der Konzentration N_0 in Höhe 0 abhängig.

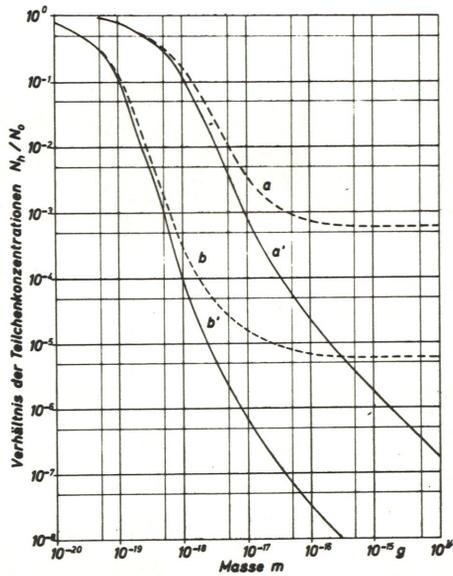


Fig. 3 Konzentrationsverhältnis N_h/N_0 in Abhängigkeit von der Masse:
 Nach Formel (4): Kurve a berechnet mit der mittleren Schüttelgeschwindigkeit $u_S = 2 \cdot 10^2$ cm/sec, Höhe $h = 10^2$ cm; Kurve b mit $u_S = 5 \cdot 10^2$ cm/sec, $h = 10^3$ cm.

Nach Formel (12): Zur Berechnung von a' und b' wurden dieselben Werte für u_S und h verwendet wie bei den Kurven a und b

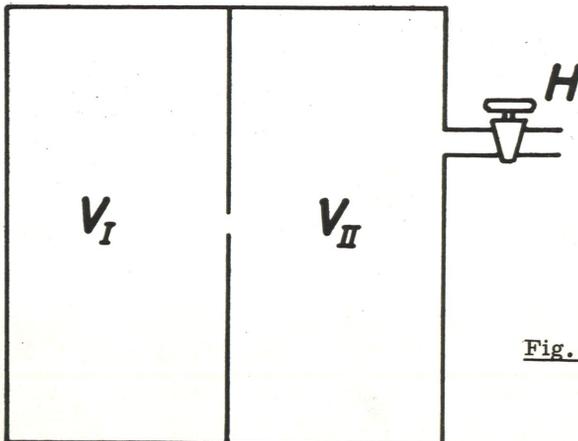


Fig. 4

$$N_h = N_o e^{-\frac{h m g}{m u_S^2 + T_C 3 k}} \quad (4 a)$$

II. Ausgleich der Partialdrucke

Die hohe Schütteltemperatur beeinflusst aber nicht nur den Konzentrationsverlauf in der Vertikalen, sondern sie verursacht auch Konzentrationsunterschiede zwischen den Gebieten mit Schüttelerwärmung des Aerosols und den Gebieten ohne Schüttelerwärmung bzw. mit anderen Schütteltemperaturen.

Wir betrachten das in der Luft enthaltene Aerosol als ein Gasgemisch, dessen einzelne Komponenten sich durch ihre Massen unterscheiden. Gemäß dem Gibbs'schen Paradoxon verhalten sich alle Aerosolkomponenten so, als ob sie allein im Raum vorhanden wären. Jede der Komponenten hat einen Partialdruck, der gegeben ist durch $p = N k T$.

Um die Vorgänge bei der Erwärmung anschaulicher zu erhalten, betrachten wir einen Gasraum, in dem ein Volumen V durch eine Trennwand in zwei Hälften geteilt ist. Durch ein Loch in der Wand stehen die beiden Hälften V_I und V_{II} miteinander in Verbindung. V_I und V_{II} sollen zwei in der Atmosphäre benachbarte Luftkörper bedeuten. Offener und geschlossener Hahn H bedeutet: mit oder ohne Druckausgleich mit der Umgebung (Fig. 4).

Zu Beginn des Versuches herrsche in den Teilvolumina und im Außenraum die gleiche Temperatur $T_I = T_{II} = T$ sowie der gleiche Druck $p_I = p_{II} = p$ und die gleiche Teilchenkonzentration $N_I = N_{II} = N$.

Wird die Temperatur des Gases im Volumen V_I von T_I auf T_I' erhöht, so stellt sich eine neue Aerosolverteilung ein. Im Folgenden wird nur die Partialdruckgleichheit zwischen dem Aerosol im kalten und warmen Raum als die die Konzentrationsverteilung bestimmende Größe eingeführt. In wieweit die Ergebnisse durch Mitberücksichtigung einer Thermodiffusion bei masseabhängigen Temperaturen zu modifizieren sind, muß einer eigenen Untersu-

chung vorbehalten bleiben.

Die bei Partialdruckgleichheit im erwärmten und nichterwärmten Raum vorhandenen Partikelkonzentrationen (bei geschlossenem Hahn) sind:

$$N_I' = N \frac{2 T_{II}}{T_I' + T_{II}} \quad \text{und} \quad N_{II} = N \frac{2 T_I'}{T_I' + T_{II}} \quad (6 \text{ a, b})$$

(Die gestrichenen Größen sind die der erhöhten Temperatur entsprechenden Werte.)

Nach Druckausgleich mit dem Außenraum durch den geöffneten Hahn ist die Konzentrationsverteilung:

$$N_I' = N \frac{T_{II}}{T_I'} \quad ; \quad N_{II} = N \quad (7 \text{ a, b})$$

Wird der Versuch mit einer Gasmischung, bestehend aus den zwei Komponenten A und B mit den Teilchenmassen m_A und m_B und den Konzentrationen N_A und N_B vor Versuchsbeginn, durchgeführt, so ist das Verhältnis der Konzentrationen im erwärmten Raum I und im kalten Raum II nach Druckausgleich:

$$\frac{N_{AI}'}{N_{BI}'} = \frac{N_A}{N_B} \cdot \frac{T_{BI}'}{T_{AI}'} \quad (8)$$

a) Handelt es sich nur um kalorische Temperaturerhöhungen, so bleibt die Temperatur aller Aerosolsorten die gleiche. Das Verhältnis der Konzentrationen der einzelnen Aerosolkomponenten wird, wie sich aus Gleichung (8) ergibt, durch die Erwärmung nicht geändert.

b) Erwärmt man aber ein Teilvolumen in einem Gasraum durch ungleichförmige Bewegung, so müssen sich andere Konzentrationsverhältnisse der Teilchensorten untereinander einstellen, um für die einzelnen Komponenten des Mischgases Partialdruckgleichheit zwischen erwärmtem und nichterwärmtem Gasraum zu erreichen.

Wir betrachten den Fall, daß zu Beginn des Versuches nur die kalorische Temperatur $T_C = T_I = T_{II}$ herrsche. Im Volumen V_I werde die Schütteltemperatur

$$T_{SI}' = \frac{m u_{SI}'^2}{3 k} \quad (9)$$

erzeugt. In dem erhitzten Raum bleibt dann bei hoher Schütteltemperatur nur ein kleiner Gasrest zurück, während sich in Kammer II bei geschlossenem Hahn die Gasmenge und damit der Druck des Aerosolgas fast verdoppelt. Die Formeln für die Teilchenkonzentrationen vor Druckausgleich mit der Umgebung lauten:

$$N_I' = N \frac{2 T_{II} 3 k}{m u_{SI}'^2 + T_{II} 3 k} \quad \text{und} \quad (10 a)$$

$$N_{II}' = N \frac{2 m u_{SI}'^2}{m u_{SI}'^2 + T_{II} 3 k} \quad (10 b)$$

und nach Druckausgleich mit dem Außenraum:

$$N_I' = N \frac{T_{II} 3 k}{m u_{SI}'^2 + T_{II} 3 k} \quad \text{bezw.} \quad N_{II}' = N \quad (11 a, b)$$

Entsprechend ändern sich auch die Konzentrationen des Aerosols in den höher gelegenen Luftschichten:

$$N_h' = N_o \frac{T_C 3 k}{m u_S^2 + T_C 3 k} \cdot e^{-\frac{h m g 3}{m u_S^2 + T_C 3 k}}, \quad (12)$$

wobei N_o die Partikelkonzentration in Höhe 0 ohne Aufheizung bedeutet.

Das Aerosol strömt bei entstehender oder sich vergrößernder Luftunruhe, die sich durch die mittlere Schüttelgeschwindigkeit bzw. durch

die Schütteltemperaturen quantitativ beschreiben läßt, nach allen Seiten in Richtung abnehmender Schütteltemperaturen aus. Dabei können auch Aerosoldiffusionen entgegen der Richtung der Schwerkraft in Gang kommen. Aufwärtsdiffusionen von Aerosol wurden beobachtet (Fett 1958¹⁰).

Nach Druckausgleich ergibt sich gemäß Gleichung (11 a) für das Verhältnis der Konzentrationen des Mischgases nach der Erwärmung:

$$\frac{N_{AI}'}{N_{BI}'} = \frac{N_A}{N_B} \cdot \frac{m_B u_{SI}^2 + T_{II} 3k}{m_A u_{SI}^2 + T_{II} 3k} \quad (13)$$

N_A und N_B sind die Konzentrationen vor der Erwärmung.

Ist die kalorische Temperatur $T_C = T_{II}$ vernachlässigbar klein gegen die erzeugte Schütteltemperatur T_S im Volumen I ($T_C \ll T_S$), so ist vor und nach Druckausgleich mit der Umgebung

$$\frac{N_{AI}'}{N_{BI}'} = \frac{N_A m_B}{N_B m_A} \quad (14)$$

Die obigen Gleichungen beschreiben die Verhältnisse in der unruhigen Atmosphäre, in welcher kurzdauernde Schüttelaufheizungen in zeitlicher und örtlicher statistischer Verteilung auftreten.

Das ursprünglich vorhandene Konzentrationsverhältnis der Gaskomponenten N_A / N_B wird also in einem durch die Schütteltemperatur stark erhitzten Gasraum proportional zu dem reziproken Verhältnis der Teilchenmassen verändert und nähert sich dadurch dem in der Atmosphäre beobachteten Konzentrationsverhältnis der Aerosole, das ungefähr reziprok zu den betreffenden Teilchenmassen ist.

Zu diskutieren bleibt noch die Frage, welche Konzentrationen N_A und N_B einzusetzen sind. Wenn in einer unruhigen Atmosphäre das Aerosol durch Luftbewegungen, d.h. durch periodische und nichtperiodische

Wechselbewegungen eine hohe Schütteltemperatur erhält, dann sind die aus dem momentan erhitzten zum nichterwärmten Gasbereich überströmenden Gasmengen $\Delta N = N - N'$ sehr groß. Wieviele Partikel der betreffenden Aerosolsorte überströmen, hängt von der Masse der Aerosolteilchen ab.

Das Verhältnis der ausströmenden Gasmengen der Teilchensorten A und B ist:

$$\frac{\Delta N'_A}{\Delta N'_B} = \frac{N_A m_B}{N_B m_A} \quad (15)$$

Die aus dem durch Schüttelwärme erhitzten Gebiet bis zur Erreichung des Gleichgewichts der Partialdrucke ausströmenden Aerosolmengen verhalten sich wie die zu Beginn der Erhitzung vorhandenen Gasdichten. Die vor Versuchsbeginn unterschiedlichen Gasdichten der einzelnen Aerosolgrößen nähern sich auf diese Weise bei jedem Erhitzungsprozeß immer mehr einander an.

Die örtlichen und zeitlichen statistischen Schwankungen der kinetischen Energie und der Dichten in einem durch ungleichförmige Bewegungen erhitzten Gas sind in größeren Dimensionen ein Abbild der Schwankungen in den Mikrobereichen eines Gases mit kalorischer Temperatur.

Das aus einem erhitzten Teilbereich ausströmende Gas erhöht den Gasdruck im momentan kalten Bereich durch die Vergrößerung der Gasdichte. Diese gleicht sich sofort aus nach anderen kalten Bereichen. Erwärmen an anderem Ort hat ein Ausströmen von dort in andere Gebiete zur Folge. Als Summe dieser örtlich und zeitlich statistisch verteilten lokalen Partikelströme resultiert ein Teilchenstrom in Richtung des Gradienten der mittleren Schütteltemperatur, also aus den stärker unruhigen in die weniger ungleichförmig bewegten Gebiete der Atmosphäre. Im Unterschied zu einer Temperaturerhöhung durch kalorische Wärme ist jedoch hier der ausströmende Teilchenstrom nicht proportional der Anzahl N

der Teilchen der jeweiligen Teilchenmassen in der Volumeneinheit, sondern proportional ihrer Gasdichte $N \cdot m$. Auf diese Weise ändern sich die Gasdichten solange, bis die verschiedenen Aerosolteilchengrößen mit jeweils der gleichen Gasdichte in dem durch Schüttelung erwärmten Gebiet vorhanden sind. In dem Größenbereich der Aerosolpartikel, in welchem $T_S \gg T_C$ ist und der identisch ist mit dem Gültigkeitsbereich des Potenzverteilungsgesetzes von Junge, kann also in Gleichung (15)

$$N_A = N_B \quad (16)$$

gesetzt werden. Unterschiede, die vor der Erwärmung im Luftraum vorhanden waren, beeinflussen die Konzentrationsverhältnisse der Partikel nicht. Das Verhältnis der Konzentration ist:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{m_B}{m_A} \quad (17)$$

in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen.

Das Verhältnis der Konzentrationen wird also unabhängig von der Größenverteilung des in die Atmosphäre gelangenden Aerosols, unabhängig von der Generation des Aerosols. Die Aerosol-Generationen und die Koagulationen in der Atmosphäre wirken dem von der Schüttelwärme angestrebten Verteilungszustand dauernd entgegen. Sie wirken nicht als Ordnungsprinzip, sondern verhindern die Erreichung eines durch das Boltzmann-Theorem und die Gleichheit der Partialdrucke vorgegebenen Gleichgewichtszustandes.

Die Schütteltemperatur nimmt nur bis zu einer bestimmten Teilchengröße proportional mit der Teilchenmasse zu, um bei noch größeren Teilchen rasch abzunehmen. Der rasche Abfall der Schütteltemperatur ist bedingt durch die zunehmende Trägheit, die ein Zurückbleiben der Schüttelgeschwindigkeit der Teilchen hinter der Schüttelbewegung der Luft zur Folge hat. Der Abfall liegt je nach Schüttelfrequenz im Gebiet um 10^{-4} cm bzw. zwischen 10^{-4} und 10^{-3} cm Teilchenradius. Von diesen Teilchengrößen

liegen keine Meßergebnisse mehr vor.

III. Berechnung des Größenspektrums des Aerosols und Vergleich mit den Meßergebnissen

Zur Berechnung der Teilchenkonzentrationen in der Meßhöhe h dient die Formel (12), in welcher die Wirkung der Schütteltemperatur auf die Abnahme der Teilchenkonzentration mit der Höhe und auf die Änderung der Teilchenkonzentration durch Ausgleich der Partialdrucke berücksichtigt ist. Die Kurven a' und b' in Fig. 3 wurden unter Verwendung derselben Werte für die Schüttelgeschwindigkeit u_S und die Höhe h wie die Kurven a und b berechnet.

Der lineare Teil der Kurven a' und b' bei den größeren Teilchenmassen ändert sich indirekt proportional zur Teilchenmasse. Da diese proportional zur dritten Potenz des Teilchenradius ist, erfüllt das nach Gleichung (12) berechnete Größenspektrum das auf Meßwerten beruhende Potenzverteilungsgesetz.

Leider werden bei den Messungen der Aerosolkonzentrationen diese nicht als Funktion der Teilchenmasse, der bestimmenden physikalischen Größe, sondern als Funktion des Teilchenradius ermittelt. Dadurch geht der unbekannte Faktor $a = \rho \cdot f$ in die Berechnung ein. Die Dichte ρ des Materials der Partikel ist von der Dichte des kompakten Materials verschieden. Über die Dichte des Materials der Aerosolpartikel schreibt Fuchs 1964¹¹, daß die Dichte fester Partikel vielfach nur 1/10 der Dichte des kompakten Materials beträgt. Aus den Angaben von Junge 1963⁷ für das Gewicht von Seesalzpartikeln und für den Teilchenradius bei 99 % Feuchtigkeit ergibt sich $a = 6 \cdot 10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$. Der Formfaktor $f \leq 4,2$ hat seinen größten Wert 4,2 für kugelförmige Teilchen. Die meisten festen Partikel haben kleinere Werte, sie weichen von der Kugelform stark ab.

In Fig. 2 ist als Ordinate nicht die Teilchenkonzentration N , sondern dN/dr aufgetragen. Um die berechneten Werte mit diesen experimentellen Werten vergleichen zu können, sind in Fig. 5 die nach Formel (18) be-

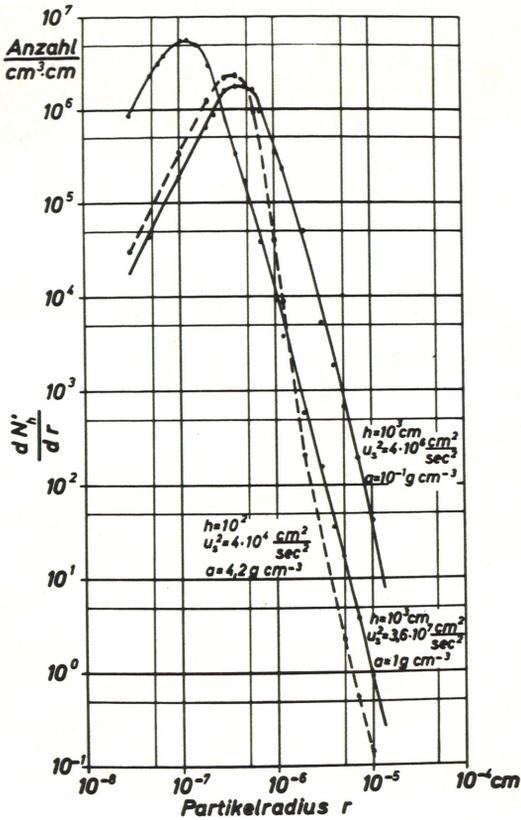


Fig. 5 Nach Formel (18) berechnete Werte der Änderung der Konzentrationen mit dem Teilchenradius dN_h/dr als Funktion des Teilchenradius r für verschiedene Werte der Schütteltemperatur u_s , der Höhe h und der Konstante a ($a r^3 = m$).

rechneten Werte für dN_h^*/dr eingetragen.

$$\frac{dN_h^*}{dr} = N_0 e^{-\frac{3 h a g r^3}{u_S^2 a r^3 + 3kT_C}} \frac{9 k T_C a r^2}{(u_S^2 a r^3 + 3kT_C)^2} \left(u_S^2 + \frac{9 k T_C h g}{u_S^2 a r^3 + 3kT_C} \right) \quad (18)$$

Formel (18) ist die nach r differenzierte Formel (12).

Für Fig. 5 wurde dN_h^*/dr als Funktion von r mit verschiedenen angenommenen Werten für u_S , h und a berechnet. Die gemessenen Teilchenkonzentrationen N_h^* im Gebiet mit höheremtemperiertem Aerosol hängen noch ab von N_0 , also von der vor der Erwärmung am Boden in der Höhe 0 vorhandenen Partikelkonzentration. Im Gebiet größerer Partikelmassen, für die $T_S \gg T_C$, ist, wie voranstehend gezeigt wurde, N_0 ein konstanter Wert. Im Gebiet der kleinen Teilchen mit $T_C \gg T_S$ gilt das nicht mehr, d. h. N_h^* ist abhängig von der Teilchenkonzentration N_0 im umgebenden nichtaufgeheizten Luftraum. Für N_0 wurde 1 eingesetzt. (Schließlich ist noch zu bemerken, daß die für die Konzentrationsabnahme maßgebende Strecke h nicht genau dem Abstand Meßgerät - Boden am Standplatz des Gerätes entspricht. Es wird eine auf dem Boden aufliegende Reibungsschicht, eine "heißere" Übergangsschicht in Abzug gebracht werden müssen.)

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die mit Gleichung (12) und (18) berechneten Größenspektren geben den charakteristischen Verlauf der gemessenen Größenspektren wieder. Im Besonderen besteht Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven im Folgenden:

1. dN^*/dr ist für einen Teil des Größenspektrums proportional $1/r^4$.
2. Die Grenze des Gültigkeitsbereiches des Potenzverteilungsgesetzes zu kleineren Teilchen hin wird von der berechneten Kurve richtig wiedergege-

ben.

3. Die Meßgrenze zu größeren Teilchenmassen fällt mit dem wegen der Trägheit der Teilchenmassen einsetzenden Abfall der Schütteltemperatur zusammen.

4. Die berechneten und die gemessenen Größenspektren haben ein Maximum der Konzentration. Der Kurvenverlauf beim Maximum ist bei beiden etwa der gleiche.

Noch nicht befriedigend ist die Lage der berechneten Maxima von dN/dr . Sie liegen bei um etwa eine Zehnerpotenz kleineren Teilchenradien als in der Literatur angegeben. ⁺⁾

Zusammenfassend kann als Ergebnis der Untersuchung formuliert werden: Die kinetische Energie der in der Atmosphäre suspendierten Partikel bestimmt deren Konzentration in Abhängigkeit von der Teilchenmasse.

+)

Die berechneten Lagen der Maxima stimmen jedoch überein mit den von Peterson, Paulus und Foley 1969 ¹² mitgeteilten Meßergebnissen, die uns erst nach Abschluß der Arbeit bekannt wurden.

x) Anmerkung zu Gleichung (3):

Diese Gleichung ersetzt die Gleichung (7) in der Veröffentlichung "Die Eigentemperatur des Aerosols in der unruhigen Atmosphäre" in Acta Albertina Ratisbonensia 29, 1969, S. 79.

Literatur

- 1 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
- 2 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 und I. Köck, La température propre de l'aérosol en atmosphère agitée. Journ. de Recherches Atmosphériques 4, 1969, S. 7
- 3 H. Frank und B. Heß, Die Gaseigentemperatur suspendierter Partikel bei ungleichförmiger Bewegung der Suspension. Acta Albertina Ratisbonensia Bd. 31, S. 167).
- 4 in H. Israël, Atmosphärische Elektrizität, Bd. II, 1957, S. 183
- 5 W. Clark und K. Whitby, Concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distributions. Journ. of atmospheric sciences 24, 1967, S. 677
- 6 Ch. Junge, Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone, 5. Bd., Nr. 35, S. 261
- 7 Ch. Junge, Air chemistry and radioactivity (International geophysics series 4), 1963
- 8 C. Junge, Comments on "Concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distributions". Journ. of the atmospheric sciences 26, 1969, S. 603
- 9 S. Friedlander, Theory of self-preserving size distributions in a coagulation dispersion. Radioactive fallout from nuclear weapons tests. US-Atomic Energy Commission, 1965, S. 253
- 10 W. Fett, Der atmosphärische Staub, 1958, S. 85
- 11 N. Fuchs, The mechanics of aerosols, 1964, S. 16
- 12 C. Peterson, H. Paulus und C. Foley, The number-size distribution of atmospheric particles during temperature inversions. Journ. of the air pollution control association 19, 1969, S. 795.