

## Die Eigentemperatur des Aerosols in der unruhigen Atmosphäre

Von B. Heß, H. Frank und I. Köck\*

Eingegangen am 9. 8. 1968

Bei der Translationsenergie von Teilchenansammlungen unterscheidet man zwei Arten: Bei der einen bewegen sich alle Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit in gleicher Richtung; ihre kinetische Energie, die *Strömungsenergie*, ist halbe Masse mal Geschwindigkeitsquadrat. Bei der zweiten Art bewegen sich die Teilchen in allen Richtungen und ändern dauernd ihre Richtung. Ihre kinetische Energie, die *Wärmeenergie*, ist halbe Masse mal Mittelwert des Geschwindigkeitsquadrats. Die kinetische Strömungsenergie ist vom Koordinatensystem des Beobachters abhängig. In einem mitbewegten Koordinatensystem ist die kinetische Energie Null. Sie wird nach außen erst wirksam, wenn wir ihre Strömungsrichtung oder Strömungsgeschwindigkeit ändern. Die Wärmeenergie ist vom Koordinatensystem unabhängig. Die *Umwandlung* von Strömungsenergie in Wärmeenergie ist das, was uns hier beschäftigen soll.

Wenn sich die uns interessierende Masse auf einem bewegten Wagen befindet, so können wir die Umwandlung der Strömungsenergie in Wärmeenergie sehr einfach durch Betätigung der Bremsen bewirken. Aber bei dieser Umwandlung entsteht die Wärme nicht in der Wagenladung, die uns interessiert, sondern an den Rädern und Bremsbacken. Den bewegten Kasten, der Luft oder Wasser enthalten möge, können wir auch an ein Hindernis anrennen lassen. Dann entsteht in der Luft bzw. im Wasser ein Überdruckgebiet, das hin- und herreflektiert wird und schließlich zu Wärme dissipiert. Aber am arretierenden Hindernis geht wiederum Wärme verloren. Eine ideale Möglichkeit zur Umwandlung von Strömungsenergie in Wärmeenergie ist gegeben, wenn das Material als *Aerosol* in Luft bzw. als *Hydrosol* in Wasser suspendiert ist.

Dieser Fall liegt vor in unserer unruhigen Atmosphäre. Wird ein Luftkörper in Bewegung gesetzt, so nimmt auch das darin enthaltene Aerosol Strömungsenergie auf, und zwar proportional zu seiner Masse, und verwandelt diese beim Abbremsen innerhalb des Luftvolumens in Wärme. Das Aerosol nimmt in der unruhigen Luft dauernd Energie auf und gibt sie wieder ab; es hat also im Mittel mehr Energie als seine Umgebung, es ist heißer als seine Umgebung.

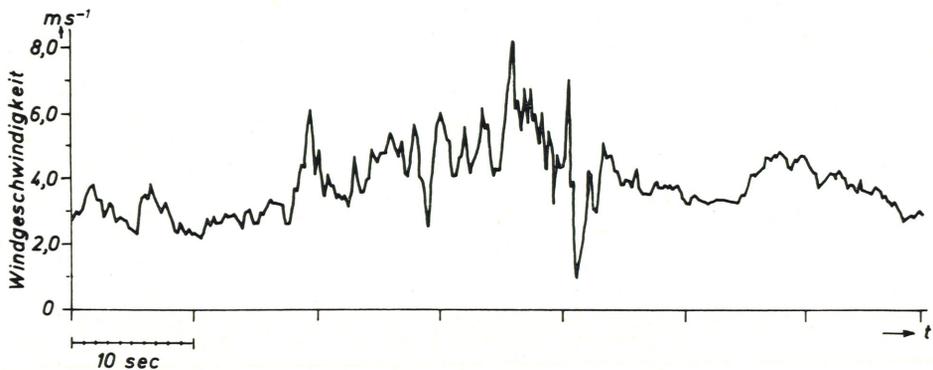


Fig. 1: Windgeschwindigkeitsänderungen in einer Richtung nach Feinwindmessungen von W. Sönning<sup>1</sup>

\* Anschriften der Verfasser: Prof. Dr. B. Heß, Dr. H. Frank, Dr. I. Köck, Physikalisches Institut Regensburg, 84 Regensburg, Agidienplatz 2

Leider fehlen in der Meteorologie, die so ungeheuer viel Beobachtungsmaterial gesammelt hat, genaue Messungen der Unruhe der Atmosphäre noch fast ganz. In *Fig. 1* ist aus einer Münchener Diplomarbeit von W. Sönning<sup>1</sup> eine der drei Geschwindigkeitskurven in den drei Richtungen wiedergegeben. Es handelt sich um Feinwindmessungen, die auf der Abkühlung eines geheizten Drahtes beruhen. Sie zeigen Schwankungsfrequenzen bis ca. 4 Hz und Geschwindigkeitsamplituden von der Größenordnung m/sec. In Wirklichkeit sind die Frequenzen und Amplituden sicher noch größer, da das Gerät über eine Strecke von 15 cm mittelt und die obere Grenze seiner zeitlichen Auflösung mit 4 Hz angegeben wird.

Die hohe Gastemperatur der Aerosolteilchen in der Atmosphäre läßt sich mit dem Thermometer nicht feststellen. Das Thermometer mißt die mittlere Temperatur von Luft und Aerosol, also bei ca.  $10^{20}$  mal mehr Luftmolekülen als Aerosolteilchen praktisch nur die Temperatur der Luft.

Die *Gas-Eigentemperatur*<sup>2</sup> des Aerosols muß mit Hilfe einer von ihr abhängigen Größe wie der Diffusionsgeschwindigkeit oder der Höhenverteilung des Aerosols ermittelt werden. Nach der Boltzmannschen Höhenformel gilt:

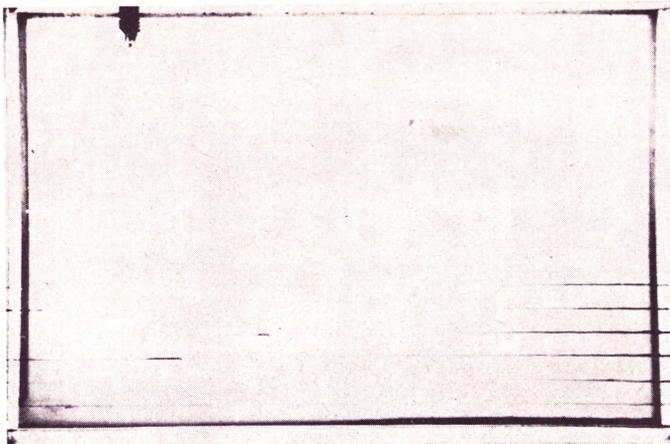
$$\ln \frac{N_h}{N_0} = \frac{h m g}{k T} \quad (1)$$

( $N$  Anzahl von Aerosolteilchen in der Volumeinheit in der Höhe  $h$  bzw. 0,  $k$  Boltzmann-Konstante,  $m$  Masse,  $g$  Erdbeschleunigung,  $T$  Kelvin-Temperatur des Aerosols.)

Mit zunehmender Temperatur  $T$  wird der Abstand  $h$  zweier Orte mit bestimmter Konzentration der Suspension immer größer.

Die *Figuren 2 a bis d* zeigen Aufnahmen von einem einfachen Versuch zur qualitativen Demonstration der „Schüttelwärme“<sup>3</sup>, also der Suspensions-Eigentemperatur, mit Hilfe der Höhenverteilung des Hydrosols.

*Fig. 2 a bis d:* Demonstration der „Schüttelwärme“. Hydrosolverteilung bei Schüttelfrequenzen von 0, 7,5, 11,5 und 21,5 Hz und 1,8 cm Schwingungsamplitude



*Fig. 2a*

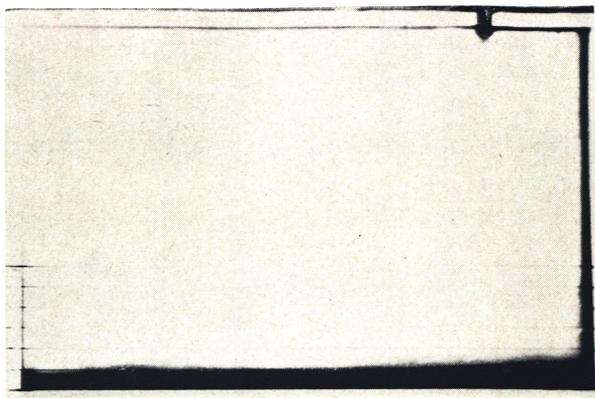


Fig. 2 b



Fig. 2 c

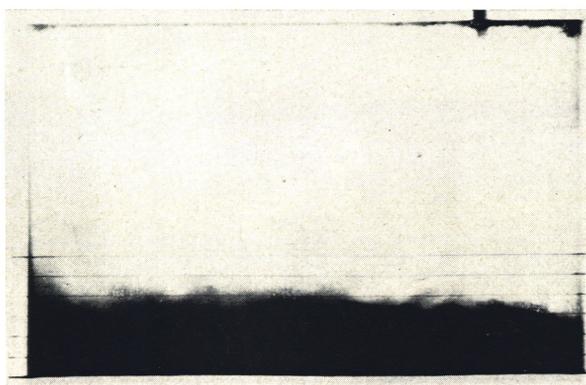


Fig. 2 d

Eine Cuvette aus Plexiglas von 15 cm Länge und 1 cm Dicke ist vollständig mit Wasser gefüllt, in welches Farbteilchen eingebracht sind. Die Cuvette ist oben geschlossen bis auf eine feine Kapillare, durch die alle vorhandene Luft nach dem Einfüllen entweicht, so daß das inkompressible Wasser nur die Hin- und Herbewegung mitmacht, mit der die Cuvette bewegt wird. Die einfache Apparatur gestattet es, Schüttelfrequenzen von 0 bis 20 pro Sekunde einzustellen. Die Bilder zeigen die Hydrosolverteilung bei den Frequenzen 0, 7,5, 11,5 und 21,5 Hz. Mit zunehmender Schütteltemperatur  $T_S$  breitet sich die Suspension immer höher hinauf aus, wie es das Boltzmann-Verteilungsgesetz für zunehmende Temperatur verlangt. Die Entfernung  $h$  zwischen der Konzentration am Boden und der Konzentration, bei der z. B. eine Trübung durch die Suspension gerade nicht mehr wahrnehmbar ist, wird größer.

Die Teilchen haben im Moment der Abbremsung alle die gleiche Geschwindigkeit und als Folge davon nicht eine gleiche mittlere, sondern eine *massenproportionale Energie*. Die heißen Aerosolteilchen haben keine Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung und keine Gleichverteilung der mittleren Energie. Das ist aber nicht wesentlich für die Wärmeenergie. Auch bei der Wärmeleitung in Gasgemischen z. B. ist keine Boltzmann-Verteilung vorhanden.

Wie groß ist aber die „Wärme“-Energie der Teilchen in unserem Fall?

Translationsenergie tritt, wie eingangs schon gesagt wurde, in den Formen der Wärmeenergie und der Strömungsenergie auf. Der dynamische Unterschied zwischen beiden ist der *Impuls- bzw. Energieaustausch* zwischen den Partikeln, der bei der Wärmeenergie vorhanden ist, bei der kinetischen Strömungsenergie aber fehlt. Wir müssen deshalb bei dem Studium des Übergangs von Strömungsenergie in Wärmeenergie diese wesentliche Verschiedenheit zur quantitativen kinetischen *Wärmedefinition* benutzen.

Wenn man die einfache Voraussetzung von starrelastischen Kugeln ohne Anziehungskräfte macht, so erhält man für den durch die Eigenbewegung des Aerosolteilchens — d. h. das Zeitintegral über die Beschleunigung des Teilchens, bezogen auf ruhende oder gleichförmig bewegte Koordinaten — pro Sekunde und pro Teilchen auf die Luftmoleküle übertragenen absoluten Betrag des Impulses\*

$$G = Z m u_M \quad (2)$$

Die Zahl  $Z$  der Zusammenstöße eines Aerosolteilchens mit Luftmolekülen ist<sup>4</sup>

$$Z = 2 N_m (r_M + r_m)^2 \sqrt{\frac{2 \pi k T}{m}} \quad (3)$$

und da

$$u_M = \sqrt{\frac{3 k T}{M}} \quad (4)$$

so ergibt sich:

$$G = 2 N_m (r_M + r_m)^2 k T \sqrt{6 \pi \frac{m}{M}} \quad (5)$$

( $M$  Masse,  $r_M$  Radius und  $u_M$  mittlere Geschwindigkeit des Aerosolteilchens;  $m$  Masse,  $r_m$  Radius des Luftmoleküls,  $N_m$  Anzahl der Luftmoleküle pro  $\text{cm}^3$ ;  $k$  Boltzmann-Konstante,  $T$  Kelvin-Temperatur)

\* Die Summe der Zeitintegrale über eine größere Folge von Beschleunigungsphasen gibt Null, wie es die kinetische Wärmetheorie verlangt.

und für die Temperatur

$$T = \frac{G}{2 N_m} \sqrt{\frac{M}{6 \pi m}} \frac{1}{(r_M + r_m)^2 k} \quad (6)$$

Wendet man diese Temperaturdefinition auf die ungleichförmig bewegte Luft mit Aerosol an, so ergibt sich für die Zunahme der Eigentemperatur durch *Schütteln* (kurz „Schütteltemperatur“)  $T_S$  bei einer mittleren Impulsfrequenz  $\nu$  und einer mittleren Geschwindigkeitsamplitude  $u_0$  des Aerosolteilchens, die gleich der mittleren Amplitude der Schüttelgeschwindigkeit sein möge:

$$T_S = \frac{M u_0 2 \nu}{2 N_m (r_M + r_m)^2 k} \sqrt{\frac{M}{6 \pi m}} \quad (7)$$

und wenn  $r_M \gg r_m$ :

$$T_S = \frac{4 \pi u_0 2 \nu}{9 N_m k} \sqrt{\frac{\rho^3 r_M^5}{2 m}} \quad (8)$$

( $\rho$  Dichte des Teilchenmaterials).

Bei gleicher Schüttelbewegung steigt also die Eigentemperatur der Aerosolteilchen mit  $r_M^{2,5}$  an.

Ein schönes Experiment zum Studium der Eigentemperaturen sind die *Kundt'schen Staubfiguren*<sup>5</sup>, die das Verhalten von Aerosolen und Hydrosolen in ruhender und bis zu einer maximalen Geschwindigkeit bewegter Trägermaterie zeigen.

Die maximale Geschwindigkeit sowie die Beschleunigung und Abbremsung der suspendierten Teilchen läßt sich bequem variieren. Das Verhalten von großen und kleinen, leichten und schweren, flüssigen und festen Aerosolteilchen, kurz das Verhalten des Aerosols in der unruhigen Atmosphäre, ist leicht nachzuahmen. Das ist der Grund, weshalb an vielen bereits vorliegenden, teilweise schon rund hundert Jahre alten Beobachtungen an Staubfiguren das Verhalten des Aerosols in einer unruhigen Atmosphäre studiert werden kann.

Die Geschwindigkeitsamplitude der Schüttelbewegung ist in der stehenden Welle im Schwingungsbauch am größten. Sie fällt zu den Schwingungsknoten auf 0 ab. Solange das Aerosol die Luftbewegung voll mitmacht, fällt deshalb auch seine Eigentemperatur von einem Maximalwert im Schwingungsbauch nach 0 im Schwingungsknoten ab. Da der osmotische Druck des Aerosols mit der Temperatur (Eigentemperatur) und mit der Konzentration des Aerosols zunimmt und in einer stehenden Welle die Aerosoltemperatur periodisch schwankt, wird Gleichgewicht des osmotischen Drucks hergestellt dadurch, daß sich periodisch schwankende Aerosolkonzentrationen mit z. B. Maximum im Schwingungsknoten und Minimum im Schwingungsbauch einstellen, so wie sie bei den Kundt'schen Staubfiguren mit Korkmehl in Luft beobachtet werden.

Luftbläschen in einer Flüssigkeit dagegen sammeln sich im Schwingungsbauch<sup>8</sup>. Die Luftbläschen erzeugen, da sie leichter sind als die durch sie verdrängten gleichen Volumina der Flüssigkeit, im Schwingungsbauch einen kleineren osmotischen Druck, als die durch sie verdrängten Flüssigkeitströpfchen im Schwingungsbauch erzeugen würden, weshalb diese Flüssigkeitströpfchen im „kälteren“ Gebiet außerhalb des Schwingungsbauches bleiben.

Von Versuchen mit ganz feinem, leichtem Staub (Magnesiumoxyd) wird berichtet<sup>7</sup>: „Dieser eignet sich nicht für Staubfiguren.“ Bei diesen kleinen, leichten Magnesiumoxydteilchen ist die massenproportionale Temperaturerhöhung und damit die Beeinflussung des osmotischen Drucks zu gering, um eine deutlich erkennbare Konzentrationschwankung der Suspension in der stehenden Welle zu erzeugen.

In der *unruhigen Atmosphäre* kann auf vielfältige Weise eine höhere Gas-Eigentemperatur des Aerosols erzeugt werden. So werden besonders in der *Reibungszone* an der Oberfläche eines relativ zu seiner Umgebung bewegten Luftvolumens höhere Aerosoltemperaturen auftreten.

Innerhalb eines Luftpörpers mit Aerosol, der abgebremst wird, sind außer der Erzeugung von Kompressionswärme in Luft bei der Abbremsung folgende Vorgänge zu unterscheiden:

1. Die als Strömungsenergie vom Aerosol aufgenommene relativ große Energie wird an die die Teilchen umgebende Luft als Wärmeenergie abgegeben.
2. Ein kleinerer oder größerer Teil der Strömungsenergie des abgebremsten Luft-Aerosolgemisches wird jeweils von dem abbremsenden Luftpörpers als Translationsenergie aufgenommen und erzeugt darin Schütteltemperaturen.
3. Schließlich wandert ein Teil der ursprünglichen Strömungsenergie von Luft und Aerosol mit der bei der Abbremsung entstehenden Druckstörung mit Schallgeschwindigkeit in die umgebende Atmosphäre und bewirkt dort ebenfalls Aerosol-Eigentemperaturen.

Außer durch die ungleichmäßigen Bewegungen der Atmosphäre werden Aerosol-Schütteltemperaturen noch erzeugt durch die Infrashall-, Schall- und Ultraschallwellen, die von der *Erdoberfläche* ausgehen. Die stets vorhandene seismische Unruhe des Bodens mit Frequenzen von einigen Hz und Amplituden der Größenordnung  $\mu\text{m}$  muß Infrashallwellen in der Atmosphäre zur Folge haben.

Das Verhalten des Aerosols in den Reibungszone schnell bewegter Luftschichten für die meteorologischen Vorgänge in der Atmosphäre von Bedeutung. Die hohe Aerosoltemperatur bewirkt, daß das Aerosol aus dieser Zone herausdiffundiert (was in Flüssigkeiten mit Hydrosol leicht zu beobachten ist)<sup>8</sup>. Da aber die Unruhe innerhalb der beiden sich zur Erde verschieden schnell bewegenden Luftschichten in der Regel verschieden groß ist, hat der Nebel in der einen, der unruhigeren Luftschicht eine höhere Eigentemperatur und deshalb einen höheren osmotischen Druck als in der ruhigeren Luftschicht. Er hat auch, worüber sogleich zu sprechen sein wird, eine höhere Temperatur des Aerosolstoffes, was einen größeren Dampfdruck der einzelnen Nebeltröpfchen zur Folge hat. Der größere osmotische Druck und der höhere Dampfdruck bewirken, daß die Wolken in der unruhigeren Luft verschwinden. Es entsteht in der ruhigeren Luft parallel zur Reibungsschicht eine ebene Wolkendecke. Wolkentürme, die in ein unruhigeres Gebiet aufsteigen, verschwinden rasch wieder. In der Wolkendecke selbst zeichnen sich die Reibungszone der Lokalstörungen durch geringere Nebeldichten ab.

In der unteren Troposphäre muß dementsprechend das Unruhegefälle von der Erde nach oben auch zum „Schweben“ der Wolken beitragen. Über andere Folgen der Eigentemperaturen des Aerosolglases ist bereits früher berichtet worden<sup>8</sup>.

Bisher wurde von der „Gas-Eigentemperatur“ des Aerosols gesprochen, worunter die durch die Bewegung der Aerosolpartikel bedingte Temperatur verstanden worden war. Mit der Erhöhung des Impulsaustausches der Aerosolteilchen mit ihrer Umgebung in der unruhigen Atmosphäre ist aber auch eine zusätzliche Anregung der Wärmeschwingungen des Aerosolstoffes, also eine Temperaturerhöhung der *Aerosolmaterie* verbunden. Die Erwärmung wird wie der Impulsaustausch exponentiell mit dem Teilchenradius zunehmen und mit ihr der Dampfdruck der Nebeltröpfchen.

Bei kleinen Radien steigt aber der Dampfdruck eines Wassertröpfchens auch mit abnehmendem Radius nach der Gibbs-Thomson'schen Formel:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2 \sigma M}{r \rho R T} \quad (9)$$

Für  $T = 290^\circ$ :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{2}{r} \cdot 10^{-7}$$

( $\sigma$  Oberflächenspannung des Wassers =  $72 \text{ dyn cm}^{-1}$ ;  $M$  Molekulargewicht des Wassers = 18;  $r$  Teilchenradius in cm;  $\rho$  Dichte =  $1 \text{ g cm}^{-3}$ ;  $R$  Gaskonstante =  $8,31 \cdot 10^7 \text{ erg}$ ;  $T$  Kelvin-Temperatur.)

Auf diese Weise erreicht der Dampfdruck in Abhängigkeit vom Radius des Nebeltröpfchens bei einer bestimmten Teilchengröße ein mit zunehmendem Salzgehalt flacher werdendes Minimum.

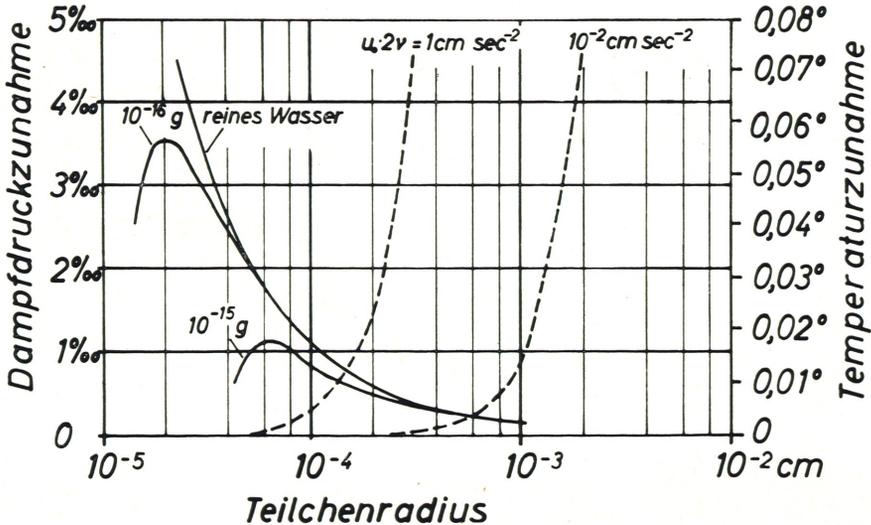


Fig. 3 a: Dampfdruckänderungen als Funktion des Teilchenradius:

- nach der Gibb'schen Formel für Tröpfchen aus reinem Wasser und für Wassertröpfchen mit den NaCl-Gehalten  $10^{-16} \text{ g}$  und  $10^{-15} \text{ g}$ ,
- - - infolge der Schütteltemperatur für  $u_0 \ 2v = 10^{-2} \text{ cm sec}^{-2}$  und  $u_0 \ 2v = 1 \text{ cm sec}^{-2}$

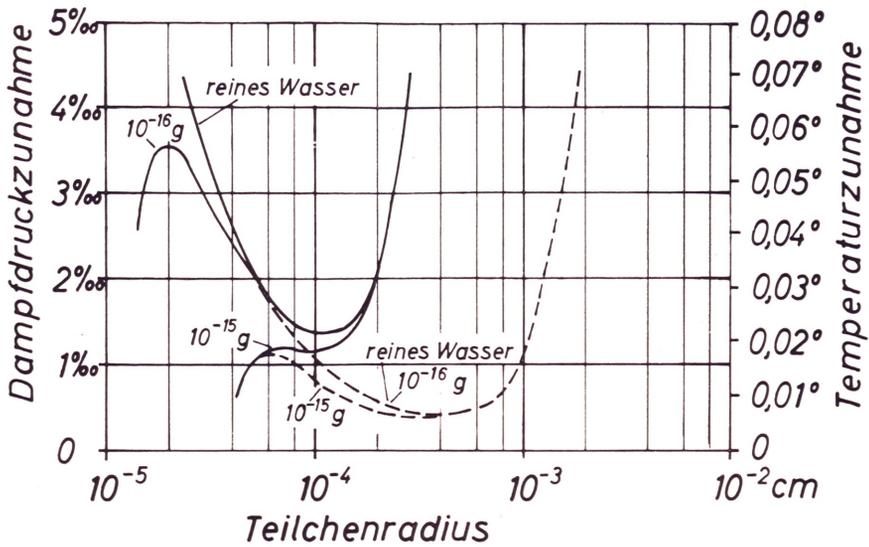


Fig. 3b: Summe der Dampfdruckänderungen als Funktion des Teilchenradius nach Fig. 3a für Tröpfchen aus reinem Wasser und für Wassertröpfchen mit den NaCl-Gehalten 10<sup>-16</sup> g und 10<sup>-15</sup> g:

--- für  $u_0 \ 2\nu = 10^{-2} \text{ cm sec}^{-2}$ ,  
 — für  $u_0 \ 2\nu = 1 \text{ cm sec}^{-2}$

In Fig. 3a zeigen die ausgezogenen Kurven die Änderung des Dampfdrucks mit abnehmendem Radius nach der Gibbs-Thomsonschen Formel für reines Wasser und Wassertröpfchen mit 10<sup>-16</sup> g und 10<sup>-15</sup> g NaCl-Gehalt<sup>9</sup>. Die gestrichelten Kurven zeigen die Zunahme des Dampfdrucks mit der Temperatur, wobei die Erwärmung der Tröpfchen gleich ihrer Schütteltemperatur gesetzt wurde. (Als Tröpfchen-Ausgangstemperatur wurde 290° K angenommen. Die Abkühlung durch Wärmeabstrahlung macht sich erst bei wesentlich höheren Temperaturen bemerkbar.)

In Fig. 3b ist die Summe dieser Dampfdruckänderungen, also die tatsächlich vorhandene Dampfdruckänderung, als Funktion des Teilchenradius aufgetragen für Tröpfchen aus reinem Wasser und Tröpfchen mit 10<sup>-16</sup> g und 10<sup>-15</sup> g NaCl-Gehalt, und zwar für  $u_0 \ 2\nu = 10^{-2} \text{ sec}^{-2}$  und  $u_0 \ 2\nu = 1 \text{ cm sec}^{-2}$ .

Aus dem Kurvenverlauf folgt:

1. Wegen der Existenz eines Dampfdruckminimums muß sich im Nebel eine bestimmte Größe bzw. ein bestimmter Größenbereich von Tröpfchen einstellen.
2. Die Lage des Dampfdruckminimums und damit der Größenbereich der Tröpfchen verschiebt sich mit der Luftunruhe (und der Lufttemperatur).
3. Die Tröpfchengrößen sind nach der Figur für die benutzten  $u_0 \ 2\nu$ -Werte von den Größenordnungen 1 und 10  $\mu\text{m}$ .

Diese theoretischen Folgerungen, die sich für Nebeltröpfchen bei Berücksichtigung der Eigentemperatur ergeben, stehen im Einklang mit den Beobachtungen<sup>10</sup>. Im Nebel herrscht eine ganz bestimmte Tröpfchengröße vor. Der Wert dieser vorherrschenden Größe kann von Wolke zu Wolke schwanken. Die gemessenen Werte liegen zwischen 1  $\mu\text{m}$  und 50  $\mu\text{m}$ .

Bei den oben beschriebenen Versuchen war die gewählte Schüttelfrequenz so nieder, daß bei den verwendeten Massen die Maximalgeschwindigkeit der Schüttelbewegung und die Maximalgeschwindigkeit des Hydrosols bzw. Aerosols übereinstimmte. Dies wird jedoch nicht immer der Fall sein. Bei größeren Teilchenmassen bzw. bei höheren Bewegungsfrequenzen der Luft wird die *Trägheit der Teilchenmassen* eine Differenz zwischen der Maximalgeschwindigkeit der Luft und der Aerosolteilchen verursachen.

Wenn es sich bei der Luftbewegung um eine harmonische Schwingung  $u_L = u_{0,L} \cdot \sin \omega t$  handelt, so ergibt sich für das Verhältnis der Geschwindigkeitsamplitude  $u_{0,M}$  des Aerosols zu der Geschwindigkeitsamplitude der Luftschwingung  $u_{0,L}$  nach der von W. König<sup>11</sup> angegebenen Formel:

$$\frac{u_{0,L}}{u_{0,M}} = \sqrt{\frac{a^2 + 3ab + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}{1 + 3b + \frac{9}{2}b^2 + \frac{9}{2}b^3 + \frac{9}{4}b^4}} \quad (10)$$

$$a = \frac{2\sigma + 1}{3}, \quad b = \frac{1}{r_M} \sqrt{\frac{\eta}{\pi \rho_L \cdot \nu}}$$

( $\sigma$  Verhältnis der Dichten von Aerosolpartikel und Luft,  $r_M$  Partikelradius;  $\eta$  Viskositätskoeffizient der Luft,  $\rho_L$  Dichte der Luft,  $\nu$  Schwingungsfrequenz)

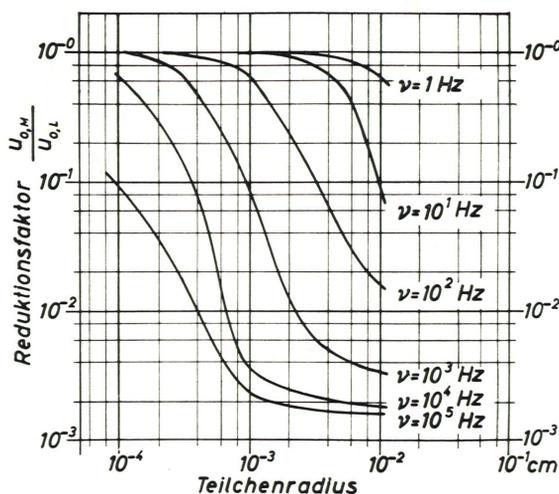


Fig. 4: Reduktionsfaktor  $K = \frac{u_{0,M}}{u_{0,L}}$

für die Geschwindigkeitsamplitude der Wassertröpfchen in Abhängigkeit vom Tröpfchenradius (Frequenzen von 1 bis  $10^5$  Hz)

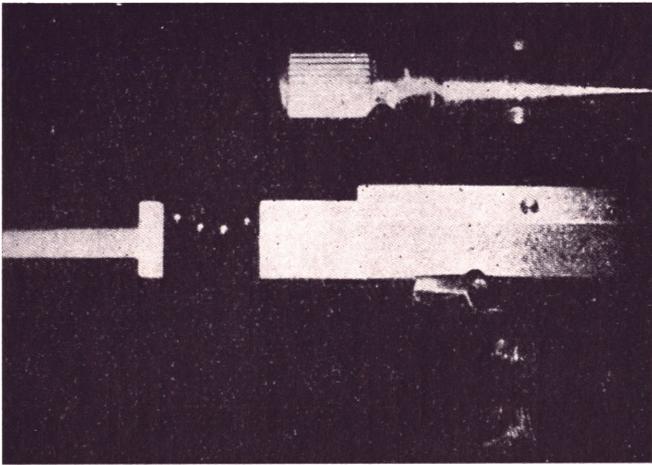
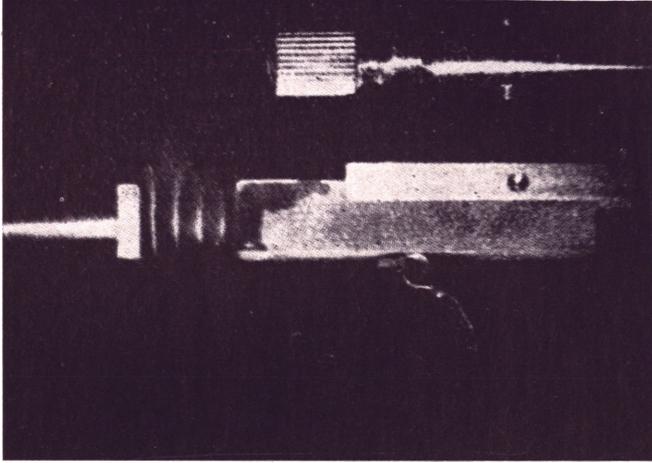


Fig. 5 und 6: Stehende Ultraschallwellen in Luft mit Alkoholzusatz nach Bücks und Müller  
Fig. 5: kurz nach Beginn des Versuches, Fig. 6: einige Zeit später

In Fig. 4 ist der die Geschwindigkeitsamplitude reduzierende Faktor  $K = \frac{u_{0, M}}{u_{0, L}}$  in Abhängigkeit vom Tröpfchenradius für die Frequenzen  $\nu = 1$  bis  $10^5$  Hz angegeben. Die nach Gleichung (7) errechneten Schütteltemperaturen erniedrigen sich um denselben Faktor  $K$ , da sie proportional  $u_{0, M}$  sind.

Die Geschwindigkeitsamplituden von Wassertröpfchen mit Radien von  $10^{-2}$  cm sind bereits bei Schwingungsfrequenzen von einigen Hz, also bei Infraschallwellen, wie sie bei der Luftunruhe entstehen oder von der Erdoberfläche ausgehen können, kleiner als die Geschwindigkeitsamplituden in der umgebenden Luft. Für  $10^{-3}$ -cm-Teilchen liegt die Grenze bei einigen hundert und bei  $10^{-4}$ -cm-Teilchen bei einigen zehntausend Hz.

Im Nebel sind stets außer den sehr kleinen Tröpfchen auch Wassertröpfchen von einigen Zehnteln Millimeter Durchmesser in geringer Zahl vorhanden.

Bergmann berichtet in seinem Buch „Der Ultraschall“<sup>12</sup> über ein Experiment von Bücks und Müller<sup>13</sup>, das sich in etwa als Modell der Verhältnisse in der Troposphäre betrachten läßt: Bücks und Müller erzeugen stehende Schallwellen sehr großer Intensität. Sie bringen auf die Stirnfläche des schwingenden Quarzstabes, dem gegenüber in einer Entfernung von wenigen Halbwellen ein Reflektor angeordnet ist, Alkohol. Der Alkohol verdunstet und er erscheint in den Schwingungsbäuchen (also nicht, wie meist bei den Kundtschen Staubfiguren mit festem Aerosol, in den Schwingungsknoten) wieder als flüssiges Aerosol in Form von Nebelstreifen (Fig. 5).

„Aus den Nebelstreifen fallen dauernd kleine Alkoholtropfen aus\*. Schließlich bilden sich nur noch einzelne Tropfen von etwa 1 mm Durchmesser, die sich bis zur endgültigen Verdunstung in den Geschwindigkeitsbäuchen schwebend halten. Die Erscheinung ist in den Figuren wiedergegeben<sup>14</sup>.“

Der durch adiabatische Kompression im Druckbauch erzeugten höheren Temperatur entspricht die wärmere Luft an der Erdoberfläche, in der der Alkohol bzw. das Wasser verdunstet. Bei den niedrigeren Gastemperaturen im Bewegungsbauch bzw. in größerer Höhe über dem Erdboden kommt es zur Kondensation. Durch die Schüttelbewegungen, denen die Tröpfchen, die sich im Bewegungsbauch bilden, unterworfen sind, werden diese jedoch langsam aufgeheizt und verdunsten wieder. Die Erwärmungen und Dampfdrucke der Tröpfchenmaterialien Alkohol bzw. Wasser nehmen aber mit der Tröpfchenmasse nur bis zu einem durch die Schüttelfrequenz vorgegebenen Maximum zu, das nach Fig. 4 für Infraschallwellen bei etwa  $\frac{1}{10}$  mm Tröpfchenradius liegt. Bei noch größeren Tröpfchen, die mit dichter werdendem Nebel immer häufiger durch Zusammenstoß von Kondensationströpfchen entstehen, nimmt die Erwärmung und der Dampfdruck mit zunehmendem Radius wieder ab. Diese größeren Nebeltröpfchen werden deshalb zu „Kondensationszentren“ für die kleineren Nebelteilchen. Diese destillieren zu den größeren hinüber. In unserem Modellversuch sind solche „Kondensationszentren“, die durch die Schüttelbewegungen nicht mehr aufgeheizt werden, zu sehen (Fig. 6). In jedem Schwingungsbauch ist jeweils eines übriggeblieben. Es war das größte, zu dem die zuletzt noch vorhandenen kleineren hinüberdestilliert sind.

Die verwendete Schüttelapparatur wurde von Herrn A. Steger gebaut.

Über die vorstehenden Untersuchungen wurde im November 1967 in einem Vortrag an der Universität Clermont berichtet.

### Zusammenfassung

Das Aerosol in einer unruhigen Atmosphäre muß sich verhalten wie Aerosol in ruhiger Atmosphäre, jedoch mit höherer Temperatur als die umgebende Luft. Die Formel für die „Eigentemperatur“ suspendierter Teilchen bei periodischer Schüttelung wird abgeleitet und durch die Verteilung von Hydrosol in einem geschüttelten Volumen demonstriert. Die Bedeutung der Eigentemperatur für den Nebel und die Regenbildung wird erläutert.

\* Dieselbe Beobachtung wurde schon von A. Kundt an Salmiaknebel gemacht und in seiner ersten Arbeit<sup>5</sup> mitgeteilt.

## Literatur

- <sup>1</sup> W. Sönning, Ein Gerät zur Messung von Schwankungen der Windkomponenten, Diplomarbeit für Meteorologie, München 1966
- <sup>2</sup> 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
- <sup>3</sup> B. Heß, Acta Albertina; ders., Journ. Rech. Atmosph.
- <sup>4</sup> A. Eucken, Lehrbuch der chemischen Physik<sup>3</sup> II, 1, 1948, S. 313
- <sup>5</sup> A. Kundt, Über eine neue Art akustischer Staubfiguren und über die Anwendung derselben zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und Gasen. Ann. d. Physik und Chemie (Poggendorf) 127, 1866, S. 497
- <sup>6</sup> W. König, Hydrodynamisch-akustische Untersuchungen, I. Teil. Ann. d. Physik und Chemie (Wiedemann) 42, 1891, S. 353
- <sup>7</sup> J. Fricks, Physikalische Technik I, S. 1486
- <sup>8</sup> B. Heß, Acta Albertina; ders., Journ. de Rech. Atmosph.
- <sup>9</sup> H. R. Byers, Elements of Cloud Physics, 1965, S. 35
- <sup>10</sup> La Terre, S. 332  
R. Süring, Die Wolken<sup>2</sup>, 1941, S. 14  
Fischer-Lexikon „Geophysik“, S. 336
- <sup>11</sup> W. König, Über das Mitschwingen kleiner Körper in Schallwellen. Ann. d. Phys. 354, 1916, S. 648
- <sup>12</sup> L. Bergmann, Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik, 1937, S. 37
- <sup>13</sup> K. Bücks und H. Müller, Über einige Beobachtungen an schwingenden Piezoquarzen und ihrem Schallfeld. Z. f. Phys. 84, 1933, S. 75
- <sup>14</sup> L. Bergmann, a. a. O., S. 38
- <sup>15</sup> A. Kundt, a. a. O.