

Die Schwebstoffe in Gasen.

Von Dr. A. WINKEL.

Veröffentlichung aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin.

Schwebstoffe in Gasen spielen in der Praxis eine weit wichtigere Rolle als bisher allgemein bekannt ist. Deshalb soll im folgenden ein kurzer Überblick darüber gegeben werden, wo solche „Aerosole“ auftreten, wie sie sich verändern und welche Methoden zu ihrer Untersuchung zur Verfügung stehen.

In der Technik steht man oft vor der Aufgabe, feste Stoffe in möglichst feiner, kolloider Zerteilung zu erhalten. Man erreicht dadurch ein besonders großes Reaktionsvermögen; auch benötigt man solche Pulver als Katalysatoren. Wirksamer als durch direkte Vermahlung erhält man oft die Substanzen in hoch disperser Form durch Bildung über das Aerosol. Es sei hier an die feinsten Eisenstaube erinnert, die aus verdampftem Eisenpentacarbonyl erhalten werden oder an den für organische Reduktionen verwendeten Zinkstaub.

Treten in diesen Fällen die Schwebstoffe als gewollte Produkte auf, so spielt andererseits die Entfernung unerwünschter Aerosole für die Wirtschaft eine große Rolle, wie die gefährlichen Kieselsäurestaube, die Anlaß für die gefürchtete Silicosekrankheit sind¹⁾. Eine weitere Gefahr bedeuten die Staubexplosionen, z. B. in Kohlenbergwerken und Mühlen.

Auffallend unbekannt ist die Tatsache, daß für die Meteorologie der Aerosolgehalt der Luft von großer Bedeutung ist. Die Witterung ist nämlich nicht allein durch den Wechsel der Luftströmungen und des Luftdruckes bedingt, sondern wesentlich auch dadurch, ob in der Atmosphäre genügend Kondensationskerne für die Ausscheidung der Wassernebel vorhanden sind²⁾. Die Wolken- und Niederschlagsbildung ist also z. T. abhängig von dem Kolloidgehalt der Luft. Auch die Elektrizität der Gewitterwolken erklärt sich aus den elektrischen Eigenschaften der mitgeführten Schwebstoffteilchen.

Trotz dieser großen Bedeutung nehmen die Aerosole in den wissenschaftlichen Schriften besonders in Deutschland nur geringen Raum ein³⁾. Das mag zum Teil daran liegen, daß ihre Untersuchung auf Schwierigkeiten stößt. Sie sind nämlich sehr unbeständig, da sie dauernd durch Aggregation und Sedimentation sowohl die Teilchenzahl als auch den analytischen Gehalt in einem bestimmten Raumelement verändern. Man steht deshalb vor der Aufgabe, Systeme zu untersuchen, die sich nur sehr selten in Gleichgewichtszuständen befinden. Dieser Tatsache müssen die Untersuchungsmethoden angepaßt werden; sie müssen ermöglichen, auch die Kinetik der Aerosolveränderungen zu erfassen.

Das vielseitig anwendbare Instrument für die Untersuchung von Schwebstoffen ist das Spalt-Ultramikroskop nach Siedentopf-Zsigmondy⁴⁾. Die Methode sei hier kurz beschrieben⁵⁾. In einer kleinen Schwebstoffkammer wird durch

¹⁾ Vgl. hierzu Prockat, „Forderungen u. Fortschritte auf dem Gebiete der techn. Staubbekämpfung“, Chem. Fabrik 9, 153 [1936].

²⁾ A. Schmauß u. A. Wigand: Die Atmosphäre als Kolloid. Braunschweig 1929.

³⁾ Monographische Darstellungen: W. E. Gibbs: Clouds and Smokes, London 1924; R. Whytlaw-Gray u. H. S. Patterson: Smoke, A Study of aerial disperse systems, London, Edward Arnold u. Co., 1932; A. Winkel u. G. Jander: Schwebstoffe in Gasen, Aerosole, I. Enke, Stuttgart 1934.

⁴⁾ H. Siedentopf u. R. Zsigmondy, Ann. Physik [4] 10, 1 [1903].

⁵⁾ Zusammenfassend ist darüber berichtet: Winkel u. Jander: Schwebstoffe in Gasen, S. 12.

ein Beleuchtungsobjektiv ein Bilateralspalt abgebildet und so eine scharfe optische Abgrenzung eines bestimmten Raumelements in Richtung einer Dimension erreicht. Die beiden anderen Dimensionen des Raumes, in dem sich die Schwebstoffteilchen befinden, werden durch eine Netzplatte im Okular eines Mikroskops festgelegt. Dann wird senkrecht zur Einfallsrichtung des abbildenden Strahls die Zahl der Aerosolteilchen ausgezählt. Durch eine große Reihe derartiger Zählungen werden die statistisch bedingten Schwankungen der einzelnen Messungen zu einem mittleren Wert ausgeglichen. Bestimmt man nun gleichzeitig analytisch den Substanzeinhalt, so kann man aus der Teilchenzahl auch das mittlere Teilchengewicht und unter günstigen Bedingungen (etwa Kugelgestalt) auch die Teilchengröße errechnen. Wie wir später noch zeigen werden, kann man diese außerdem noch durch Sedimentationsmessungen im Ultramikroskop bestimmen.

Um die Willkürlichkeit dieser subjektiven Messung zu mindern, hat man besonders in der letzten Zeit mit Erfolg daran gearbeitet, das sich im Ultramikroskop darbietende Bild photographisch festzuhalten⁶⁾⁷⁾. Das hat eine besonders große Bedeutung für die Ausmessung von Teilchenbewegungen.

Als weitere allgemeine Methode ist die Untersuchung der sedimentierten Teilchen zu erwähnen, die auf fehlerfreien Objekträgern aufgefangen werden⁸⁾. Für sehr grobe Staubsedimente kommt zu diesem Verfahren noch die Siebanalyse, jedoch sind die feinsten auf diese Weise abtrennbaren Staube größer als 50 μ Dmr. Für die Untersuchung feiner Aerosolteilchen hat diese Methode also keine Bedeutung. Die analytische Untersuchung von Schwebstoffen erfolgt meist in der Weise, daß man sie auf einem Filter niederschlägt, die Substanz dann vom Filter löst und nach einem geeigneten Verfahren bestimmt. Die Gehaltsbestimmung auf optischer Grundlage, die Nephelometrie, soll erst in einem späteren Abschnitt beschrieben werden.

Die Teilchengröße.

Die Größe der Aerosolteilchen hängt weitgehend von der Art ihrer Herstellung ab, die nach zwei voneinander grundsätzlich verschiedenen Verfahren erfolgen kann: durch Kondensation gas- oder dampfförmiger Stoffe oder durch Zerteilung zusammenhängender Materie. Im ersten Fall geht man am besten so vor, daß man die aerosolbildende Substanz über den Siedepunkt erhitzt und dann in einem größeren Luftraum abkühlt¹⁰⁾, oder daß man durch eine chemische Reaktion einen vorher gasförmigen Stoff in den Schwebstoffzustand überführt. Es sei hier erinnert an die photochemische Zersetzung des Eisenpentacarbonyls bei Gegenwart von Luft zu Eisenoxydaerosolen¹¹⁾. Die so erhaltenen Kondensationsnebel sind sehr feinteilig, ihre Größe schwankt je nach der Konzentration zwischen 50 und 500 μ Dmr.

Die Dispersionsnebel andererseits werden durch Vermahlen fester Substanzen oder durch Zerstäubung von

⁶⁾ P. V. Wells u. R. H. Gerke, J. Amer. chem. Soc. 41, 320 [1919].

⁷⁾ N. Fuchs u. J. Petrianow, Kolloid-Z. 65, 171 [1933].

⁸⁾ A. Winkel u. W. Witt, Z. Elektrochem. angew. physik. Chem. 42, 281 [1936].

⁹⁾ R. Whytlaw-Gray, Smoke, 1932, S. 10ff.

¹⁰⁾ D. Beischer u. A. Winkel, Z. physik. Chem. Abt. A. 176, 1 [1936].

¹¹⁾ G. Jander u. A. Winkel, Kolloid-Z. 63, 5 [1933].

Flüssigkeiten hergestellt. Es gelingt aber nach diesem Verfahren nicht, Teilchen zu erhalten, die wesentlich kleiner sind als 1μ Dmr. Dagegen kann man durch Variation des Zerteilungsvorganges oberhalb dieser Grenze fast jede gewünschte Größe erhalten. Allerdings ist die Größe der Teilchen in Aerosolen jeder Herstellungskunst durchaus nicht gleichmäßig, sondern man erhält eine statistische Verteilung, und zwar sind neben sehr groben Teilchen auch sehr feine Teilchen vorhanden, während die einer mittleren Größe vorherrschen¹²⁾. Praktisch spricht man schon von einem gleichteiligen Aerosol, wenn sich die größte Zahl der Teilchen um einen mittleren Wert gruppieren.

Bildung und Beständigkeit von Schwebstoffen.

Kondensation eines Aerosols aus einem Dampf-Gasmisch kann nur dann erfolgen, wenn die Übersättigung des Dampfes einen bestimmten Wert überschritten hat und wenn ferner Kondensationskerne von einer bestimmten geringsten Größe vorhanden sind. Die quantitativen Beziehungen zwischen den hier ausschlaggebenden physikalischen Bedingungen sind von *W. Thomson*¹³⁾ gegeben worden.

$$\ln \frac{P}{p} = \frac{2S}{r} \cdot \frac{1}{d \cdot R \cdot T} \quad (1)$$

(P = Sättigungsdruck des Dampfes an einer Kugel vom Radius r , p = Sättigungsdruck an einer ebenen Oberfläche, R = Gaskonstante, T = absolute Temperatur, d = Dichte der Flüssigkeit, S = Oberflächenspannung.)

Da der Dampfdruck eines Tröpfchens sich nach dieser Gleichung mit dem Radius ändert, gehört zu jeder Übersättigung P/p eine bestimmte Teilchengröße, bei welcher der Dampf der Flüssigkeit mit dem Teilchen im Gleichgewicht ist. In Abb. 4 auf S. 397 zeigt die Kurve II diese Zusammenhänge. Man erkennt, daß für sehr kleine Teilchen sehr große Übersättigungen vorhanden sein müssen.

Erst wenn der Keim und die dazugehörige Übersättigung eine bestimmte Größe überschreiten, ist ein Weiterwachsen möglich, und zwar so lange, bis das Dampftröpfchen-Gleichgewicht erreicht ist^{14), 15)}.

Die Kondensationskerne, die die Übersättigung auslösen und damit die Bildung eines Aerosols einleiten, können zweierlei Natur sein. Sie können sich entweder durch spontane Keimbildung aus Dampf selbst bilden, dazu ist es nötig, daß durch eine statistische Schwankungsscheinung Molekülanhäufungen einen wachstumsfähigen Kern bilden¹⁶⁾. Es ist aber auch möglich, daß sehr feine Kondensationskerne fremder Substanz die Kondensation einleiten. Das ist in der Natur in großem Maße bei der Nebelbildung und bei der Rauhreibbildung der Fall. Daß die Wahrscheinlichkeit der Kondensation sehr stark durch elektrische Ladungen erhöht werden kann, soll erst in einem späteren Abschnitt ausführlich gezeigt werden. Die Übersättigung kann weiter dadurch erhöht werden, daß der Raum von solchen Stoffen erfüllt ist, die den aerosolbildenden Stoff chemisch binden und dadurch seinen Dampfdruck herabsetzen. Deshalb tritt z. B. eine Wasserdampfkondensation besonders leicht ein, wenn man in ein Gas SO_3 -Dampf oder Salzsäuregas einleitet. Ebenso kann man Ammoniakgas durch Einleiten von Salzsäuregas zu Salmiakaerosol kondensieren.

Hat sich nun der zunächst vorhandene Dampf nach Maßgabe des für die Teilchengröße vorhandenen Dampfdrucks vollständig verteilt, so ist trotzdem das Aerosol noch nicht stabil. Die Teilchen vergrößern sich nämlich

durch Aggregation weiter. Im Stadium der Kernbildung sind die Teilchen außerordentlich klein; ihre Größe wird je nach der Konzentration zwischen $30-50 \mu$ Dmr. schwanken. Infolge der großen Beweglichkeit der Dampfmoleküle wird dieser Punkt sehr schnell erreicht; die weitere Aggregation erfolgt dann viel langsamer. Ihre Geschwindigkeit kann am besten mit der sogenannten schnellen Koagulation hydrophober Kolloide verglichen werden. Die rechnerischen Ansätze, die von *v. Smoluchowski*¹⁷⁾ für diesen Vorgang gefunden wurden, sind von *Whytlaw-Gray*¹⁸⁾ auch auf die Aggregation der Aerosole übertragen worden.

Aus der Formel

$$\frac{dn}{dt} = -2\pi r D n^2 \quad (2)$$

(n = Teilchenzahl zur Zeit t , r = Radius des Teilchens, D = Diffusionskonstante.)

folgt, da die Diffusionskonstante dem Radius des Teilchens umgekehrt proportional ist und infolgedessen der Ausdruck $2\pi r D$ zu einer Konstante k zusammengezogen werden kann, die Gleichung

$$\frac{dn}{dt} = -K n^2 \quad (3)$$

Die Konstante k wird Koagulationskonstante genannt. Für die Zusammenhänge zwischen Teilchenzahl und Zeit ergibt sich nach der Integration der Differentialgleichung

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} = K (t_2 - t_1) \quad (4)$$

(n_1 = Teilchenzahl zur Zeit t_1 , n_2 = Teilchenzahl zur Zeit t_2 .)

Die reziproken Teilchenzahlen bilden also, gegen die zugehörigen Zeiten aufgetragen, eine gerade Linie. Von *Whytlaw-Gray* wurde dieser lineare Zusammenhang zwischen der reziproken Teilchenzahl und der Koagulationsdauer experimentell nachgeprüft und i. allg. bestätigt. Die Ansätze stützen sich auf die Annahme, daß D und r umgekehrt proportional sind. Bei der experimentellen Prüfung des Koagulationsverlaufs treten nun aber doch Abweichungen von der Gradlinigkeit auf, die *Whytlaw-Gray* auf die Diskontinuität der Gasphase zurückführt¹⁹⁾. Er setzt daher nicht wie oben D proportional $1:r$, sondern D proportional $(1 + A \frac{1}{r})/r$. Der Zähler des Quotienten ist ein Korrektionsglied, das von *Cunningham* — wie wir später zeigen werden — in die Sedimentationsgleichung eingeführt wurde. A ist in dieser Gleichung die mittlere freie Weglänge der Gasmolküle, A eine Konstante, deren Wert von der Elastizität des Stoßvorganges abhängt.

In Abb. 1 ist der Zusammenhang zwischen $1/n$ und t einerseits sowie dem Teilchengewicht zu t andererseits am Beispiel eines Dimethylamidoazobenzol-Aerosols für verschiedene Konzentrationen wiedergegeben. Dabei ist zwar für die $1:n$ -Werte eine befriedigende Gradlinigkeit vorhanden, aus der die für eine bestimmte Konzentration gültige Koagulationskonstante errechnet werden kann. Die Gradlinigkeit ist aber in keiner Weise für die Abhängigkeit der Zeit zum mittleren Teilchengewicht vorhanden, obwohl dieses dem betreffenden $1:n$ -Wert direkt proportional sein sollte. Mit steigender Alterungsdauer streben die mittleren Teilchengewichte vielmehr einem Grenzwert zu. Dieses Verhalten beruht darauf, daß sich während der Koagulation der analytische Gehalt der Substanz in einem bestimmten Aerosolelement nicht konstant erhält, sondern durch Sedimentation am Anfang mehr, später weniger stark abfällt.

¹²⁾ *P. Rosin u. E. Rammler*, Z. Kolloidchem. **67**, 16 [1934].
¹³⁾ *W. Thomson*, Philos. Mag. J. Sci. [4] **42**, 448 [1871].

¹⁴⁾ *M. Volmer*, Z. Elektrochem. angew. physik. Chem. **35**, 555 [1929].

¹⁵⁾ *M. Volmer u. H. Flood*, Z. physik. Chem. Abt. A. **170**, 273 [1934].

¹⁶⁾ *R. Becker u. W. Döhring*, Ann. Physik **24**, 665 [1935].

¹⁷⁾ *M. v. Smoluchowski*, Physik. Z. **17**, 557, 585 [1916], Z. physik. Chem. Abt. A. **92**, 129 [1917].

¹⁸⁾ *W. Whytlaw-Gray*, I. c. S. 60.

¹⁹⁾ *R. Whytlaw-Gray*, J. chem. Soc. London **1935**, 268; *G. Nonhebel, J. Colvin, H. S. Patterson, R. Whytlaw-Gray*, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A **116**, 540 [1927]; *H. S. Patterson, R. Whytlaw-Gray, W. Cawood*, ebenda, Ser. A **124**, 502 [1929].

Das Beispiel zeigt also, daß es gar keinen Sinn hat, nur die durch die ultramikroskopische Auszählung gefundenen reziproken Teilchenzahlen als Kriterium des Fortschritts der Koagulation anzusehen, wenn nicht zugleich durch

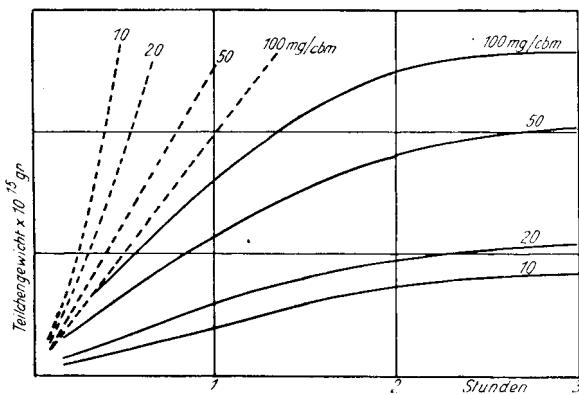


Abb. 1. Die gestrichelten Kurven geben die $1/n$ -Werte an. Die ausgezogenen Kurven geben die Teilchengewichte $\times 10^{15}$ g an.

Analysen der Gehalt der Aerosolsubstanz festgestellt wird. Erst aus beiden Größen zusammen kann das wahre Teilchengewicht berechnet werden, das für den Fortschritt der Koagulationsreaktion maßgebend ist. Die Geradlinigkeit der Beziehung $1:n$ zu t kann also leicht durch Überlagerung zweier gegenläufiger Einflüsse vorgetäuscht sein.

Daß so große Schwierigkeiten bestehen, den Prozeß der Koagulation von Schwebstoffen einfach zu deuten, liegt an der schon erwähnten Tatsache, daß die Systeme außerordentlich ungleichzeitig sind. Wie *v. Smoluchowski* selbst angibt, gelten seine Ansätze nur für gleichteilige Systeme. Ferner fehlen auch direkte Messungen grundlegender Eigenschaften der Teilchen, wie der Wärmebewegung in ihren mannigfaltigen Abhängigkeiten von der Temperatur, der Größe und der Struktur der Teilchen. Erst wenn diese Grundlagen in eindeutiger Weise geklärt sind, kann man auf eine allgemeine Deutung der Aggregation hoffen. Eine Voraussetzung, daß die oben angegebene einfache Koagulationsformel gilt, ist übrigens noch, daß jeder Stoß zwischen zwei Aerosolteilchen wirklich zur Koagulation führt, oder daß wenigstens der Prozentsatz der wirksamen Stöße für die ganze Koagulationszeit gleichbleibt. Nach einer neueren Arbeit von *N. Fuchs*²⁰⁾ scheint die Ausbeute des Stoßvorganges in der Tat ungefähr 100% zu betragen.

Die Sedimentation und die Abscheidung der Aerosole.

Neben der Aggregation der Schwebstoffe führt vor allem ihr Sedimentationsbestreben zu Veränderungen der Systeme. Infolge der geringen inneren Reibung der Gase sedimentieren nämlich alle Schwebstoffteilchen mit einer sehr großen Geschwindigkeit. Das kann man im Ultramikroskop sehr leicht beobachten und messen. Aber auch die Änderung des analytischen Gehaltes der Schwebstoffsubstanz in einem Raumelement in Abhängigkeit von der Zeit läßt Schlüsse auf das Sedimentationsbestreben zu²¹⁾.

Die Sedimentation hängt ab vom Teilchengewicht, der Dichte und dem Aufbau des Teilchens und endlich von den physikalischen Eigenschaften des Zerteilungsmittels. Für ein bestimmtes Gas ergeben sich die Zusammenhänge aus dem *Stokeschen* Widerstandsgesetz, das für alle kugelförmigen Teilchen gilt, deren Teilchengröße gegenüber der mittleren freien Weglänge der Gase groß ist. Im Gas bewegen sich dabei die Teilchen mit gleichförmiger Geschwin-

digkeit, wenn die Reibung des Teilchens von der gleichen Größe ist wie seine Schwere.

$$v = \frac{2}{g} r^2 \cdot g \cdot \frac{d}{\eta} \quad (5)$$

v = Sedimentationsgeschwindigkeit, r = Radius des Teilchen, g = Gravitationskonstante
 d = Dichte des Teilchens, η = innere Reibung.

Für sehr kleine Teilchen ist die Voraussetzung des *Stokeschen* Gesetzes, daß das Medium, in dem die Fallbewegung des Teilchens erfolgt, von idealer Kontinuität ist, nicht erfüllt. Von *Cunningham*²²⁾ wurde daher ein Korrektionsfaktor eingeführt, der die Größe $(1 + A \frac{1}{r})$ hat. A ist die mittlere freie Weglänge der Gase, A ist eine Konstante, deren Wert von der mehr oder weniger großen Elastizität des Stoßvorganges abhängt. Formel (5) nimmt dadurch folgende Form an:

$$v = \frac{2}{g} r^2 \cdot g \cdot \frac{d}{\eta} \left(1 + A \frac{1}{r}\right) \quad (6)$$

Von verschiedenen Autoren²³⁾ ist diese Gleichung unter den verschiedensten Bedingungen nachgeprüft worden. Dabei wurden für die Größe A Werte zwischen 0,8 und 1,0 eingesetzt. An allerdings sehr großen Öltröpfchen wurde von *Millikan* die recht gute Übereinstimmung mit der Formel bewiesen. *Bär* kam dann zu übereinstimmenden Werten für feine Staubteilchen, wenn er seine Messungen bei verschiedenen Gasdrucken vornahm und dabei einen veränderlichen Wert für A einsetzte. In der Abb. 2 soll

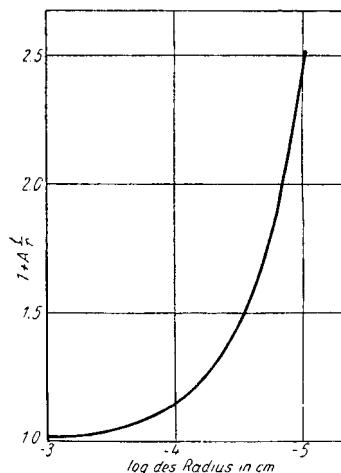


Abb. 2. Ordinate: Wert des *Cunninghamschen* Korrektionsfaktors für Luft. Abszisse: \log des Radius in Zentimeter.

die Abhängigkeit der Teilchengröße von der Fallgeschwindigkeit sowohl nach dem einfachen *Stokeschen* als auch nach dem *Cunninghamschen* Ansatz gegenübergestellt werden. Man sieht, daß bei Teilchen $> 10 \mu$ Dmr. die Differenz für beide Formeln sehr gering ist. Dagegen sind die Unterschiede, die sich für beide Berechnungsarten ergeben, für Teilchen von 100μ Dmr. außerordentlich groß. Man kann daraus den Schluß ziehen, daß für die technische Sedimentationsanalyse von Stauben, soweit diese vorwiegend kugelige Struktur haben, die einfache Berechnung durchaus brauchbar ist, für Kondensationsaerosole dagegen stets die korrigierte Formel angewandt werden muß. Für eine weitere Berechnung und weitergehende kritische Betrachtungen ist das bisher vorliegende Untersuchungsmaterial zu gering; es ist aber zu hoffen, daß die eingangs besprochenen photo-

²⁰⁾ *N. Fuchs*, Acta physicochim. U. R. S. S. 3, 819 [1935].

²¹⁾ *Winkel u. Jander*, I. c., S. 48.

²²⁾ *E. Cunningham*, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A 83, 357 [1910].

²³⁾ *R. A. Millikan*, Ann. Physik 50, 744 [1916]; *F. Ehrenhaft*, ebenda 56, 9 [1918]; *R. Bär*, ebenda 67, 167 [1922]; *R. Bär u. F. Luchsinger*, Physik. Z. 22, 225 [1921].

graphischen Untersuchungsmethoden einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Wärmebewegung, dem Sedimentationsbestreben und der Größe der Teilchen ergeben.

Die Sedimentation hat eine große Bedeutung für die Niederschlagung von Schwebstoffen. Die in der Industrie üblichen Methoden zur Schwebstoffentfernung beruhen nämlich mit nur wenigen Ausnahmen auf der natürlichen oder einer künstlich beschleunigten Sedimentation. Die natürliche Sedimentation der Teilchen wird dadurch ausgenutzt, daß man die zu entstaubenden Gasmassen durch große, flache Kammern leitet. Dabei ist es wesentlich, daß die Strömungsgeschwindigkeit der Gase so gering gehalten wird, daß alle Schwebstoffteilchen ausfallen können. Man benötigt daher beträchtlich große Staubkammern, die in der Anlage sehr kostspielig sind. Um den gleichen Effekt schon in sehr viel kleineren Räumen zu erzielen, kann man die natürliche Sedimentation durch Berieselung unterstützen. Im Gegenstromverfahren wird dabei ein dichter Wassernebel in das Gas hineingeschickt; die Teilchen beladen sich dann mit Wassertröpfchen, werden sehr groß und regnen aus. Technisch ist es von erheblicher Bedeutung, daß man auch durch Vergrößern des auf die Teilchen wirkenden Kraftfeldes eine verstärkte Abscheidung erreichen kann. Die zu entstaubende Gasmasse wird in den Fliehkraftabscheidern in schnelle rotierende Bewegung versetzt; dabei werden die Teilchen durch die Zentrifugalkraft an die Wände des Abscheiders geschleudert und dort festgehalten. Für diesen Vorgang kann gleichfalls das *Stokes*-sche Widerstandsgesetz sinngemäß angewandt werden, denn die Teilchen müssen sich, um abgeschieden bzw. ausgeschleudert zu werden, relativ gegen die Luftströmung bewegen. Es ist allerdings meist sehr schwierig, die Abweichungen der Teilchenbahn von den Stromlinien des Gases rechnerisch zu verfolgen. Man setzt hierbei statt

der Stirnseite des Zylinders eine Stauung, die von den schweren Teilchen infolge ihrer Wucht durchschlagen wird. Für das Abscheiden der Teilchen an der Oberfläche sind ferner natürlich noch die Haftverhältnisse an ihr maßgebend. Darüber sind jedoch bisher noch keine Messungen in der Literatur zu finden.

Die Vorgänge bei der Abscheidung grober Schwebstoffteilchen sind wesentlich besser bekannt als die bei Kondensationsaerosolen niederer Teilchengröße. Hier dürfte neben der eben besprochenen Sedimentationswirkung noch der Einfluß der Wärmebewegung, die die Teilchen an die abscheidende Oberfläche bringt, eine Rolle spielen²⁵⁾. Auch hier ist über die quantitativen Verhältnisse so gut wie nichts bekannt.

Die Umkehrung der Sedimentation wird für die Dispersionsanalyse der Staube ausgenutzt. Man kann nämlich die einzelnen Größenklassen eines Dispersionskolloids durch ihr verschiedenes Verhalten in einem aufsteigenden Luftstrom trennen. Ein Verfahren, das auf dieser Grundlage entwickelt wurde, ist die sogenannte Windsichtung. Durch verschieden starke Luftströme kann man z. B. aus einem Mahlgut die leichteren Teilchen von den schwereren trennen. Dieses Verfahren, das dem Schlämmverfahren bei wäßrigen Suspensionen ähnlich ist, kann auch dann noch angewandt werden, wenn eine Trennung durch Sieben infolge der Kleinheit der Teilchen nicht mehr möglich ist.

Sehr feine Schwebstoffteilchen sind aus einem Gasstrom wesentlich leichter durch Absorption in Flüssigkeiten abzuscheiden. Diese Erkenntnis macht sich die Industrie vor allem für die Absorption von Schwefeltrioxydnebeln zunutze. Auf diesem Gebiet haben besonders die Arbeiten von *Remy* eine Klärung gegeben. Da die Untersuchungen in dieser Zeitschrift²⁶⁾ schon ausführlich behandelt sind, soll hier nur das Wesentlichste des Vorgangs beschrieben werden. *Remy* hat gezeigt, daß die Abscheidung um so leichter vor sich geht, je größer entweder die Beweglichkeit oder das Sedimentationsbestreben der Teilchen in der Gasblase ist, die durch die Flüssigkeit hindurchgeht. Es werden also sowohl extrem kleine (gasförmige) als auch extrem große Teilchen leicht aus einem Gasstrom abgefangen. Die Teilchen mittlerer Größe (100—1000 m μ) werden dagegen nur schwer vollständig entfernt. Wie *R. A. Kölliker*²⁷⁾ und in neueren Arbeiten auch *Remy*²⁸⁾ gezeigt haben, eignen sich für die Absorption sehr gut die sogenannten Frittenwaschflaschen, bei denen der Gasstrom in sehr feine Bläschen aufgeteilt wird.

In neueren Arbeiten²⁹⁾ wird gezeigt, daß sich Aerosole durch Bestrahlen mit Schallstrahlen hoher Frequenz (~10000 H) ausfällen lassen. Das beruht darauf, daß die Teilchen in Vibration versetzt werden und dadurch aneinanderstoßen, sich zusammenballen und ausfallen. Bei der geringen Reichweite hochfrequenter Schallstrahlen dürfte dem Verfahren aber kaum eine praktische Bedeutung für die Entnebelung größerer Luftmengen zukommen.

Die Abscheidung feinster Schwebstoffteilchen wird technisch besser als mit den bisher genannten Verfahren mit den Elektrofiltern durchgeführt. Bei dieser Methode werden die abzuscheidenden Aerosole durch eine Spitzentladung aufgeladen und dann in Fangkondensatoren abgeschieden.

²⁵⁾ *H. Engelhard*, Z. Elektrochem. angew. physik. Chem. **31**, 590 [1925].

²⁶⁾ *H. Remy*, diese Ztschr. **46**, 101, 610 [1933].

²⁷⁾ *R. A. Kölliker*, Chem. Fabrik **5**, 1 [1932], **6**, 299 [1933].

²⁸⁾ *H. Remy*, Kolloid-Z. **68**, 22 [1934].

²⁹⁾ *O. Brandt* u. *H. Freund*, Z. Physik **92**, 385 [1934], **94**, 348 [1935]; *E. N. da C. Andrade*, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A **134**, 445 [1932].

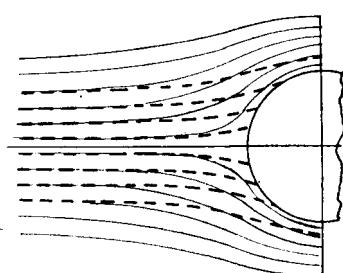


Abb. 3. Ausgezogene Kurven stellen Stromlinien des Gases dar, gestrichelte Kurven die Bahnen der Teilchen.

der Schwerkraft der Erde die Zentrifugalkraft des rotierenden Systems ein und rechnet die aerodynamischen Verhältnisse in den rotierenden Systemen ein. Ähnliche Ansätze gelten in gleicher Weise für alle Verfahren, bei denen die Teilchen gegen eine Prallfläche geschleudert werden; also für Tuchfilter, für die Filter mit Füllkörpern und mit Filtersteinen. In einer neueren Arbeit von *Sell*²⁴⁾ werden für die verschiedenen Prallflächen Berechnungen gegeben. Dieser Verfasser hat durch Strömungsversuche an Probekörpern gezeigt, daß für grobe Staubteilchen das *Stokes*-sche Gesetz gilt. Beim Strömen von Schwebstoffen in Gasen folgen die schwereren Schwebstoffteilchen, die eine größere Wucht besitzen, nicht vollständig den leichteren Gasmolekülen. Das zeigt Abb. 3. Das Bild stellt das Strömen eines Aerosols um einen Zylinder dar. Die Bahnen der Gasmoleküle sind durch ausgezogene, die der Teilchen durch gestrichelte Linien eingezeichnet. Für die Gasmoleküle entsteht an

²⁴⁾ *W. Sell*, Staubabscheidung an einfachen Körpern und in Luftfiltern. Forschungsheft 347, V.D.I.-Verlag, 1931.

Die elektrische Ladung von Aerosolen.

Die elektrische Ladung von Schwebstoffteilchen hat nicht die gleiche Bedeutung für die Beständigkeit des Systems wie etwa bei den Hydrosolen. Die Aufladung ist meist nur sehr gering, und in ein und demselben Aerosol sind fast immer positiv und negativ geladene sowie ungeladene Teilchen vorhanden. Es ist sogar schwer, im Laboratorium einsinnig aufgeladene Aerosole zu erhalten; in der Natur dagegen sind derartig aufgeladene Systeme in den Gewitterwolken vorhanden. Die Messung der elektrischen Ladung kann in der gleichen Weise geschehen wie die der Teilchenmasse. Durch Beobachtung der elektrophoretischen Wanderungsgeschwindigkeit in einem elektrischen Feld erhält man den Quotienten aus Ladung und Masse. Durch Bestimmung der Fallgeschwindigkeit muß man also zunächst die Teilchenmasse finden. *Millikan*³⁰⁾ hat an Öltröpfchen derartige Messungen durchgeführt und aus diesen Versuchen die bisher genaueste Bestimmung des Elementarquantums abgeleitet. Demgegenüber fand *Ehrenhaft*³¹⁾ sehr viel geringere Werte für das Elementarquantum, als er an Stelle der Öltröpfchen Quecksilber und Schwermetallaerosole, (Gold-, Platin-, Selenaerosole) untersuchte, die aber keine ideale kugelförmige Gestalt besitzen.

Der Ursprung der elektrischen Ladung auf den Teilchen ist sehr verschieden. Es können z. B. Kleinionen³²⁾ — das sind ionisierte Gasmoleküle — kondensationsfördernd für übersättigte Dämpfe wirken. Die nach der Formel von *W. Thomson* berechneten Werte für die Übersättigung sind sehr viel kleiner, wenn in der Luft solche positiven oder negativen Ionen vorhanden sind. Das drückt sich in der folgenden Formel aus, die von *I. I. Thomson* aufgestellt wurde.

$$\ln \frac{P}{p} = \frac{2S}{r} - \frac{I^2}{8\pi r^4} \quad (7)$$

(I = elektrische Ladung, die übrigen Bezeichnungen wie Formel 1.)

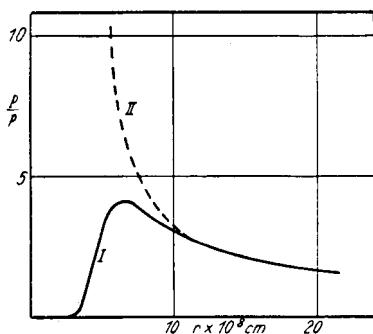


Abb. 4.

Ausgezogene Kurve I stellt Kondensation an einfach geladenem Kern dar, gestrichelte Kurve II Kondensation an ungeladenem Kern.

Die Ergebnisse dieser Formel sind in Abb. 4 dargestellt. Kurve I zeigt die Teilchengröße an, die für eine Ladung $n = 1$ in Abhängigkeit von der Übersättigung sich einstellt, Kurve II demgegenüber die einfache Aerosolkondensation ohne elektrische Ladung. Immerhin sind für elektrische Ladungen dieser Größenordnung sehr hohe Übersättigungen nötig, und es ist sehr viel einfacher, wenn sich der aerosolbildende Stoff schon an vorher vorhandenen Kernen abscheiden kann. Wesentlich häufiger als dieser erste Fall, bei dem das Vorhandensein der Ladung das Primäre ist, kommt die Aufladung so zustande, daß von vorhandenen Schwebstoffteilchen die Kleinionen der Luft absorbiert werden. Durch eine Experimentalarbeit ist der Mechanismus

³⁰⁾ R. Millikan, 1. c., S. 406.

³¹⁾ J. Ehrenhaft, 1. c., S. 406.

³²⁾ I. I. Thomson: Anwendungen der Dynamik auf Physik und Chemie, Leipzig 1890.

dieser Aufladung gezeigt worden³³⁾. Die Verfasser stellen den Vorgang als Diffusion der Ionen auf die Oberfläche des Teilchens hin dar. Sie finden, daß in einer gleichsinnig aufgeladenen Ionenwolke zunächst ein schneller, dann ein sich verlangsamernder Anstieg der Teilchenladung erfolgt bis zu einem Grenzwert, den sie Grenzladung nennen. Dieser Grenzwert ist nur wenig von der Dichte der Ionenwolke abhängig. Zwischen Teilchengröße und Grenzladung stellen sie folgende einfache lineare Beziehung des Teilchengewichts fest.

$$n = r \cdot 10^{-5}$$

(r = Radius des Teilchens, n = Zahl der Elementarquanten.)

In diesem Falle handelt es sich nur um die Aufladung einzelner Teilchen. Für die Aufladung größerer Aerosolwolken muß man dagegen Ionenwolken erheblichen Ausmaßes zur Verfügung haben, die im Laboratorium nur schwer zu erreichen sind. Auf welche Weise die vielfach recht hoch aufgeladenen Gewitterwolken und die gleichsinnig aufgeladenen Nebel in der Natur ihre Ladung sammeln, ist bisher noch nicht bekannt. *Wigand*³⁴⁾ hat gezeigt, daß je nach der Größe der Nebelteilchen 1000 Elementarladungen und mehr auf einem Nebeltröpfchen vorhanden sein können. Diese gleichsinnige elektrische Ladung drückt sich in einer großen Stabilität der Nebel aus; derartige Wolken regnen nicht aus, während andere, ungeladene, zu Niederschlagsbildung neigen. Die geladenen Aerosole sind demnach also wesentlich beständiger als die ungeladenen Aerosole.

Die Herkunft der für die Aufladung der Schwebstoffteilchen nötigen Ionen kann sehr verschieden sein. Durch Spaltenentladung (Glimm- und Büschellicht) kann man vorwiegend einsinnig aufgeladene Nebelteilchen erhalten³⁵⁾. Durch Bestrahlung der Nebel mit ultraviolettem Licht, vor allem aber mit Kathodenstrahlen, mit Röntgenstrahlen, mit Höhenstrahlung, mit α -Strahlung lassen sich Ionenwolken herstellen, die aber stets beide Ladungsvorzeichen in gleicher Zahl enthalten. Will man einsinnig aufgeladene Ionenströme erhalten, so muß man die Ionen in einem Kondensator zunächst trennen. In der oben genannten Arbeit von *Ahrendt* und *Kallmann* ist dieser Weg beschritten worden.

Die Aufladung der Schwebstoffteilchen durch Ionenabsorption ist aber nicht der einzige Weg zu einer elektrischen Aufladung. Es kann auch eine Aufladung durch Reibung erreicht werden. Durch Aufwirbelung von Staub, durch Verblasen in einem Luftstrom konnte *Rudge*³⁶⁾ als erster diese sogenannte Staubelektrizität nachweisen. Er konnte zeigen, daß vorwiegend einsinnig aufgeladene Staubsuspensionen entstehen, deren Ladungssinn von der stofflichen Beschaffenheit des Staubes abhängt.

Seine Versuche sind später von *Stäger*³⁷⁾ wiederholt und erweitert worden. *Stäger* konnte zeigen, daß man z. B. durch Verblasen von Schneeflocken große elektrische Ladungen erreichen kann, die sogar elektrische Funken auslösen können. Die Ladungen, die dabei entstehen, sollen nach einer Arbeit von *Sachsse*³⁸⁾ von der gleichen Größenordnung sein wie die durch Ionenabsorption auftretende Grenzladung nach der oben beschriebenen Definition. Sie ist also in der Größenordnung von mehreren tausend Elementarladungen, wenn die Größe des Teilchens etwa 50μ Dmr. ist. Jedoch hängt die Höhe der Aufladung von der Stärke des Luftstroms ab, der zum Aufwirbeln benutzt wird.

³³⁾ P. Ahrendt u. H. Kallmann, Z. Physik 35, 421 [1926].

³⁴⁾ A. Wigand, Physik. Z. 27, 803 [1926].

³⁵⁾ Jander u. Winkel, 1. c., S. 404.

³⁶⁾ W. A. Douglas Rudge, Philos. Mag. J. Sci. [6] 25, 480 [1913]; Proc. Roy. So., London, Ser. A 80, 256 [1914].

³⁷⁾ A. Stäger, Ann. Physik 76, 49 [1925].

³⁸⁾ H. Sachsse, ebenda [5] 14, 396 [1932].

Die Staubelektrizität hat eine große Bedeutung vom Standpunkt der industriellen Gefahrenverhütung. Es ist anzunehmen, daß fast alle spontan auftretenden Staubexplosionen, bei denen also kein äußerer Anlaß, etwa eine offene Flamme, oder eine Funkenbildung an schadhaften Kontakten, feststellbar ist, auf die Staubelektrizität zurückzuführen sind. Das trifft in besonders hohem Maße für Explosionen in den Mahlkästen von Mühlen zu, wo sich das staubfeine Gut durch die ständige Bewegung leicht aufladen kann. Schon aus diesem Grunde ist das Studium der Reibungselektrizität von großer Bedeutung.

Bisher ist nur von Reibungselektrizität bei Stauben gesprochen worden. Aber auch bei Flüssigkeitströpfchen tritt eine ähnliche Erscheinung auf, die durch die eingehenden Untersuchungen von *Lenard*³⁹⁾ und anderen Bearbeitern⁴⁰⁾ wesentlich besser geklärt ist als bei den Stauben. Es war beobachtet worden, daß die Atmosphäre in der Nähe von Wasserfällen eine hohe negative elektrische Aufladung besitzt. Das röhrt, wie *Lenard* zeigen konnte, von sehr feinen Schwebstoffteilchen her, die sich von den größeren Wassertropfen bei dem starken Aufprall der Wassermassen ablösen. Nach *Lenard* befindet sich an der Oberfläche eines Wassertropfchens eine elektrische Doppelschicht, deren äußere Belegung negativ, deren innere positiv aufgeladen ist. Aus der äußeren Sphäre können sich Tröpfchen von $80 \cdot 10^{-8}$ cm Dmr. ablösen, und diese sehr feinen Nebeltropfchen haben dann eine negative Ladung, die noch auf weit vom Wasserfall entfernten Strecken nachgewiesen werden kann. In der Nähe der Wasserfälle geht aber die Raumladung in eine positive, nämlich die Ladung der größeren Wassertropfen über, von denen sich die negativen Teilchen abgelöst haben. Bei sehr starkem Aufprall treten in geringerem Maße auch positive Teilchen von der gleichen Größe wie die negativen ($80 \cdot 10^{-8}$ cm Dmr.) auf, die nach *Lenard* aus der inneren positiven Zone der Doppelschicht bei besonders heftigem Zerreissen der Tropfen herausgeschleudert sein sollen. Im Laboratorium läßt sich dieser Versuch unter ähnlichen Verhältnissen wiederholen.

Die Erscheinung tritt aber nur bei destilliertem Wasser in starkem Maße auf, während bei konzentrierter Elektrolytlösung überhaupt keine Aufladung erzielt wird. Das hängt damit zusammen, daß bei Elektrolytlösungen der Aufbau einer derartigen elektrischen Doppelschicht sehr gestört ist.

Bisher haben wir nur von solchen elektrischen Aufladungen gesprochen, bei denen auf dem Teilchen eine elektrische Überschlußladung vorhanden ist. Anderseits gibt es aber auch eine polare Aufladung von Schwebstoffteilchen. An Aerosolen von Aminoazobenzol, die aus pyroelektrischen Kristallen bestehen, konnten *Beischer* und *Winkel*⁴¹⁾ eine derartige polare Aufladung nachweisen.

Beim Abkühlen des Dampfes von Aminoazobenzol kristallisieren die Schwebstoffteilchen in länglicher Gestalt, und es bilden sich infolge der Pyroelektrizität des Stoffes an den Enden elektrische Ladungen aus, die sich sehr charakteristisch auf die Beständigkeit des Aerosols auswirken. In Abb. 5 sind die reziproken Teilchenzahlen für Aminoazobenzol-Aerosole verschiedener Konzentration in Abhängigkeit von der Alterungsdauer aufgezeichnet. Zum Vergleich ist ein Aminoazobenzol-Aerosol, dem etwas flüssiges Paraffin beigemischt und das infolge der dadurch bedingten Kristallisationshemmungen nicht pyroelektrisch aufgeladen war, eingezeichnet worden. Es zeigt eine sehr viel geringere Aggregationstendenz als die pyroelektrischen Schwebstoffteilchen. Die Betrachtung des Aerosolsediments zeigt gleichfalls ein sehr charakteristisches Bild, es bilden

sich lange perlchnurartige Gebilde. Diese Art der polaren elektrischen Aufladung ist freilich erst an diesem einen Beispiel nachgewiesen worden. Das beruht sicher darauf, daß man bisher wohl die elektrische Überschlußladung eines

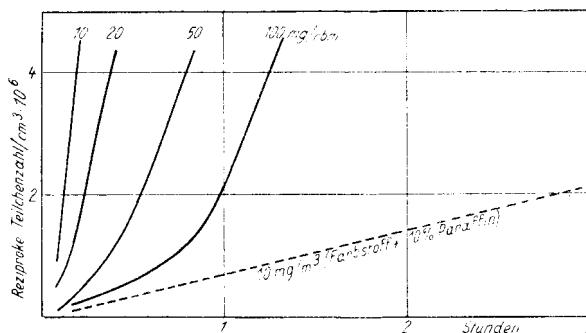


Abb. 5.

Teilchens gemessen hat, nicht aber auf die elektrische Struktur der Teilchen selbst achtete. Das Aufsuchen solcher polaren elektrischen Ladungen auf Schwebstoffteilchen kann aber dadurch erleichtert werden, daß man auf die Fälle anormaler Aggregation, wie wir eben beschrieben haben, achtet. Ferner kann die Struktur des Schwebstoffsediments gleichfalls wichtige Hinweise geben.

Die Struktur der Aerosolteilchen.

Die Struktur der Aerosolteilchen ist nur von untergeordneter Bedeutung für die Eigenschaften der Schwebstoffe. Vor allem werden die sehr feinteiligen Teilchen immer kugelförmige oder annähernd kugelförmige Gestalt besitzen. Erst wenn die Teilchen heranwachsen, tritt infolge der Aggregation eine gewisse Strukturierung ein, die bei der Bestimmung der Sedimentationsgeschwindigkeit berücksichtigt werden muß, denn für derartige Aggregate ist das *Stokes*sche Gesetz, auch in der korrigierten Form, nicht mehr anwendbar.

Man sollte annehmen, daß für flüssige Teilchen eine Strukturierung unmöglich ist, weil sich durch Zusammenfließen immer runde Tropfen bilden sollten. Aber gerade für ein Flüssigkeitsaerosol ist das klassische Beispiel gegeben, daß die Sedimentationsgleichung (5) nicht gilt. *Ehrenhaft* hat aus der Messung der Ladung von Quecksilberteilchen die Existenz von Bruchteilen des Elementarquantums herzuleiten versucht. *Millikan* hat demgegenüber die Ansicht vertreten, daß *Ehrenhaft* in der Gleichung (5) ein zu hohes spezifisches Gewicht eingesetzt habe, da er die Strukturierung der Quecksilbertröpfchen nicht berücksichtigt habe. Diese dürfte dadurch zustande kommen, daß sich an der Oberfläche Oxydhäutchen befinden, die das Zusammenfließen zu größeren Tropfen verhindern. Es ist daher auch bei flüssigen Schwebstoffen stets zu untersuchen, ob eine Strukturierung vorliegt. Deshalb hat *Whytlaw-Gray*⁴²⁾ durch Kombination von Fallmessungen und Messungen der elektrischen Ladung die scheinbare Dichte einer ganzen Reihe von Aerosolen untersucht. Desgleichen hat *Bär*⁴³⁾ diese scheinbare Dichte aus Fallversuchen in Gasen bei verschiedenem Druck berechnet. In Tabelle 1 sind die scheinbaren Dichten mit den wirklichen Dichten verschiedener Stoffe verglichen. Man sieht, daß dabei Unterschiede bis zu dem Zehnfachen des spezifischen Gewichts auftreten können. Die Strukturierung grober Staube kann man am besten dadurch messen, daß

³⁹⁾ P. Lenard, Ann. Phys. **47**, 463 [1915].

⁴⁰⁾ W. Busse, ebenda **76**, 493 [1925].

⁴¹⁾ D. Beischer u. A. Winkel, Z. physik. Chem. Abt. A. **176**, 1 [1936].

⁴²⁾ H. S. Patterson u. R. Whytlaw-Gray, Proc. Roy. Soc., London, Ser. A. **113**, 309 [1927].

⁴³⁾ R. Bär, I. c., S. 406.

| Stoff | Normale Dichte | Tabelle 1. | | |
|----------------------|----------------|---|--------------------|---|
| | | Radius. 10^6 cm aus der normalen Dichte | Beobachtete Dichte | Radius. 10^6 cm für d. beobachtete Dichte |
| Silber..... | 10,5 | 1,03 | 0,94 | 4,30 |
| Quecksilber | 13,6 | 0,87 | 1,70 | 3,08 |
| Cadmiumoxyd | 6,5 | 1,40 | 0,51 | 5,96 |
| Magnesiumoxyd | 3,65 | 1,99 | 0,35 | 7,29 |
| Mercurichlorid | 5,4 | 1,57 | 1,27 | 3,63 |

man das Sediment mikroskopisch untersucht. So konnte z. B. beim Zinkoxyd gefunden werden, daß die Aggregate des Sediments perlchnurartigen Aufbau besitzen⁴⁴⁾. Das deutet darauf hin, daß auch das ursprüngliche Aerosol polaren Aufbau und deshalb einen von der statistisch zu erwartenden Grundform des Aggregationsmechanismus abweichenden Koagulationstyp gehabt hat, wie wir es oben schon beim Aminoazobenzol geschildert haben.

Die optischen Eigenschaften der Aerosole.

Die optischen Eigenschaften der Schwebstoffe haben den Anlaß zu den mannigfältigsten industriellen Anwendungen gegeben, wie z. B. in der Ultrarotphotographie und der Scheinwerfertechnik. Schickt man durch einen Nebel einen scharf begrenzten Lichtstrahl, so sieht man, daß die Lichtbahn beim weiteren Eindringen in den Nebel immer diffuser wird und sich in einem bestimmten Abstand völlig auflöst. Das hängt damit zusammen, daß das Licht von den Teilchen reflektiert und abgebeugt wird. Ein Lichtstrahl wird also durch Schwebstoffteilchen in zweifacher Weise abgeschwächt. Erstens durch Absorption. Diese ist für eine bestimmte Wellenlänge des Lichtes eine stoffliche Konstante; sie ist aber nicht von der stofflichen Verteilung abhängig. Die Beugung des Lichtes dagegen hängt im stärksten Maße auch von der Verteilung ab. Für die Beugung des Lichtes an Gasmolekülen hat *Strutt*⁴⁵⁾ folgende Formel abgeleitet:

$$S = I_0 \cdot \frac{24 \pi^3 \cdot V^2 \cdot Z \cdot n^4}{\lambda^4} \left(\frac{n_1^2 - n^2}{n_1^2 + 2n^2} \right)^2 \quad (9)$$

(S = Gesamtemission, I_0 = eingeschaltete Intensität, V = Volumen des Teilchens, Z = Teilchenzahl in der Volumeneinheit, λ = Wellenlänge des Lichtes, n_1 = Dichte des Teilchens, n = Dichte des Gases.)

Für das abgebeugte Licht H eines Aerosolteilchens vom Radius r würde sich daraus ergeben:

$$H = I_0 \cdot K \cdot \frac{r^6 \cdot n^4}{\lambda^4} \quad (10)$$

Das Streuvermögen des Teilchens hängt also von der 6. Potenz des Teilchenradius ab. Es ist umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge des Lichtes. Bei der Anwendung dieser Formel zeigte sich, daß ihr nur sehr kleine Aerosolteilchen folgen, während gröbere, die wohl meistens vorliegen, das Licht weniger abbeugen. *Whytlaw Gray*⁴⁶⁾ hat die Beziehung untersucht und gefunden, daß die meisten Aerosole einem Exponenten zwischen 3 und 4 genügen, während gröbere einen Exponenten zwischen 2 und 3 verlangen. In Tabelle 2 ist für verschiedene Stoffe

Tabelle 2.

| Stoff | Radius. 10^6 cm | Exponent |
|----------------------|-------------------|----------|
| Quecksilber | 1,2—3,0 | 4,07 |
| Silber | 2,8—5,4 | 3,97 |
| Magnesiumoxyd | 4,0—16 | 3,30 |
| Mercurichlorid | 2,0—7,0 | 2,10 |
| Arsenik | 2 — 7 | 2,34 |

dieser Exponent in Abhängigkeit von der Teilchengröße wiedergegeben. Die Folgerungen, die man für die nephelometrische⁴⁷⁾ Gehaltsbestimmung der Aerosole hieraus ziehen muß, sind sehr schwerwiegend. Nur für solche Aerosole,

deren Lichtemission sich über einen größeren Bereich der Teilchengrößen mit der 3. Potenz des Radius ändert, ist das Streuvermögen des nephelometrisch gemessenen Lichtes unabhängig von der Masse der Teilchen und dem Gehalt der Schwebstoffsubstanz in einem bestimmten Raum direkt proportional. Da dies meistens nicht der Fall ist, kann man die nephelometrische Methode nur für solche Zwecke verwenden, bei denen es nicht auf große Genauigkeit der Bestimmung ankommt. Sie wird daher mit Erfolg nur für Reihenmessungen an solchen Schwebstoffen anzuwenden sein, deren optisches Verhalten bekannt ist.

Die Formel von *Strutt* gibt außerdem eine Beziehung zwischen der Wellenlänge des Lichtes und dem Streuvermögen der Teilchen. Quantitativ ist die Abhängigkeit der Wellenlängen auf Nebel nicht anwendbar, wohl aber gibt sie qualitativ die Verhältnisse richtig wieder. Es ist bekannt, daß die kurzen Wellenlängen des Lichtes von Nebeln wesentlich stärker absorbiert werden als die langen Wellenlängen. Blaues Licht wird demnach viel stärker von einem Schwebstoffsystem ausgelöscht als rotes oder ultrarotes Licht. Daraus folgt für die Ultrarotphotographie eine große Überlegenheit beim Photographieren von Landschaften, die mit einem starken Dunstschiele verhüllt sind. Die Hoffnungen, mit ultraroten Strahlen auch durch Wassernebel hindurch photographieren zu können, haben sich aber nicht erfüllt, da Wasser für ultrarote Strahlen ein hohes Absorptionsvermögen besitzt.

Sehr interessant ist das Verhalten der Schwebstoffteilchen in einem Lichtstrahl. Betrachtet man in einem Ultramikroskop von starker Lichtintensität die einzelnen Schwebstoffteilchen, so sieht man, daß sich die Teilchen je nach ihrer stofflichen Natur gegen die beleuchtende Lichtquelle hin oder von der beleuchteten Lichtquelle weg bewegen. Im ersten Falle spricht man von negativer, im letzteren von positiver Photophorese. Positive Photophorese zeigen in mehr oder weniger ausgeprägtem Maße fast alle Teilchen. Man hat zunächst angenommen, daß dieser Effekt auf dem Strahlungsdruck beruht. Aber abgesehen davon, daß gegen diese Annahme die Größe des Effektes spricht, ist die negative Photophorese dadurch gar nicht zu erklären. In einer großen Reihe von Arbeiten^{48) 49) 50) 51)} wird der Effekt beschrieben. Negative Photophorese zeigen vor allen Dingen solche Teilchen, die eine hohe Eigenabsorption besitzen, so z. B. Rußteilchen, Selenteilchen, und, wie wir feststellen konnten, fast alle Aerosole aus organischen Farbstoffen. Der Effekt scheint davon abhängig zu sein, ob das Teilchen ein hohes oder niederes Absorptionsvermögen für die verwendete Strahlung besitzt.

Die Ausführungen haben gezeigt, daß die Aerokolloidlehre sowohl vom Standpunkt der wissenschaftlichen Kolloidchemie als auch vom Standpunkt der industriellen Verwendbarkeit ein großes Interesse verdient. Gerade für das Studium des kolloidalen Zustandes ist die Untersuchung der einfachen Aerokolloidsysteme sehr lehrreich, weil manche Komplikationen, die bei der Hydrokolloidchemie die Betrachtung sehr erschweren, bei der Aerokolloidchemie nicht vorhanden sind. Es sei an die einfachen elektrischen Verhältnisse, an den Wegfall der Solvatation und der Quellung der Teilchen im Dispersionsmittel erinnert. Daher wäre es wünschenswert, wenn man diesen einfachen kolloiden Systemen ein besonders großes Augenmerk zuwenden würde.

[A. 54.]

⁴⁴⁾ R. Whytlaw-Gray: *Smoke*, S. 78.

⁴⁵⁾ I. W. Strutt, *Philos. Mag. J. Sci.* [5] **47**, 375 [1899].

⁴⁶⁾ R. Whytlaw-Gray: *Smoke*, S. 127.

⁴⁷⁾ R. C. Tolman, *J. Amer. chem. Soc.* **41**, 575 [1919].

⁴⁸⁾ I. Ehrenhaft, *Physik. Z.* **18**, 359 [1917].

⁴⁹⁾ G. Laskin u. Zerner, *Z. Physik* **3**, 324 [1920].

⁵⁰⁾ R. Mattauch, *Ann. Physik* [4] **85**, 967 [1928].

⁵¹⁾ M. Reis, *Physik. Z.* **36**, 410 [1935].