

Versuche zur Bestimmung der Grösse der Tropfen, welche durch die Einwirkung der Elektrisierung im Dampfstrahl erzeugt werden.

Nachtrag zu meiner Dissertation „Über die Wirkung von Ionen auf den Dampfstrahl und die Grösse der von ihnen mitgeführten Ladungen.“ (Greifswald 1901).

Von

W. L e m m e.

Bei den experimentellen Versuchen, welche Gegenstand meiner Dissertation¹⁾ sind, habe ich es unterlassen, eine Bestimmung auszuführen, die zur Bestätigung und Unterstützung der entwickelten theoretischen Überlegungen wünschenswert gewesen wäre; ich habe jedoch auf diesen Mangel ausdrücklich in der Dissertation, Seite 45, hingewiesen und Untersuchungen zur Ausfüllung dieser Lücke in Aussicht gestellt. Im Folgenden soll über die bis dahin unternommenen Versuche Bericht erstattet werden.

Zur Bestimmung der Tropfengrösse bei ähnlichen Untersuchungen giebt J. J. Thomson²⁾ zwei Methoden an. Man kann sie aus der Geschwindigkeit, mit der die gebildete Wolke sich unter dem Einflusse der Schwere setzt, ableiten, oder aus optischen Erscheinungen, welche infolge der Beugung des Lichtes durch eine grosse Anzahl von Wassertropfen entstehen. Thomson zieht die erstere Methode der zweiten vor aus Gründen, die er in der erwähnten Abhandlung auseinandersetzt.

Es wurde daher zunächst die erste Methode zu Grunde gelegt. In der Röhre, in welcher der Dampfstrahl bei den

1) W. Lemme. Diss. Greifswald 1901.

2) J. J. Thomson. Phil. Mag. (5) 46. S. 528. 1898.

früheren Versuchen elektrisiert worden war, (*B* auf der Tafel der Dissertation), konnte das Sinken der Wolke nicht beobachtet werden, weil bei der verhältnismässig geringen Weite der Röhre sich ein grosser Teil des Nebels an den Wänden absetzte und sie dadurch undurchsichtig machte. Es wurde nun versucht, die in der Elektrisierungsröhre *B* gebildete Wolke in ein weiteres Gefäss, eine Klärflasche von etwa 10 Liter Inhalt, mittels eines Aspirators überzusaugen. Hierbei zeigte sich ein ähnlicher Übelstand wie vorher. In der Röhre und den noch engeren Zuleitungen zu der Klärflasche, sowie in dem Flaschenhalse setzte sich eine so grosse Menge des gebildeten Nebels ab, dass der Rest des Nebels, der wirklich in den weiteren Teil der Flasche gelangte, zu wenig dicht war, als dass eine Beobachtung von einiger Sicherheit möglich gewesen wäre. Die Elektrisierungsröhre wurde daher fortgelassen, und der Dampfstrahl in einer doppelt tubulierten Flasche von etwa 12 Liter Inhalt elektrisiert. Der obere Tubus enthielt einen doppelt durchbohrten Gummistopfen; in der einen Durchbohrung befand sich die „elektrische Spitze“, in der anderen die Röhre, aus welcher der Dampfstrahl ausströmte; diese war länger als der Flaschenhals, so dass sie in den weiten Teil der Flasche hineinragte. Der untere Tubus trug einen Korkstopfen, in dem eine Glasröhre steckte, aus welcher das Wasser auslief, wenn das Gefäss staubfrei gemacht werden sollte. Bei dieser Versuchsanordnung bildete sich ein dichter Nebel in dem Gefäss, der sich nach dem Aufhören der Elektrisierung setzte; jedoch zeigten sich fortdauernd starke Wirbelbewegungen innerhalb des sinkenden Nebels, die, von dem „elektrischen Wind“ bei der Spitzenausströmung herrührend, sehr lange andauerten, so dass eine scharfe obere Grenze, wie sie z. B. Townsend¹⁾ bei seinen analogen Versuchen beobachtet hat, nicht auftrat. Infolgedessen war es auch unmöglich, die Strecke, welche die Wolke durchfiel, mit Sicherheit zu messen.

Aus diesem Grunde wurde die Methode zunächst aufgegeben, und eine Bestimmung der Tropfengrösse nach dem optischen Verfahren versucht. Die Theorie der Beugung

1) J. S. Townsend. *Phil. Mag.* (5) 45. S. 125. 1898.

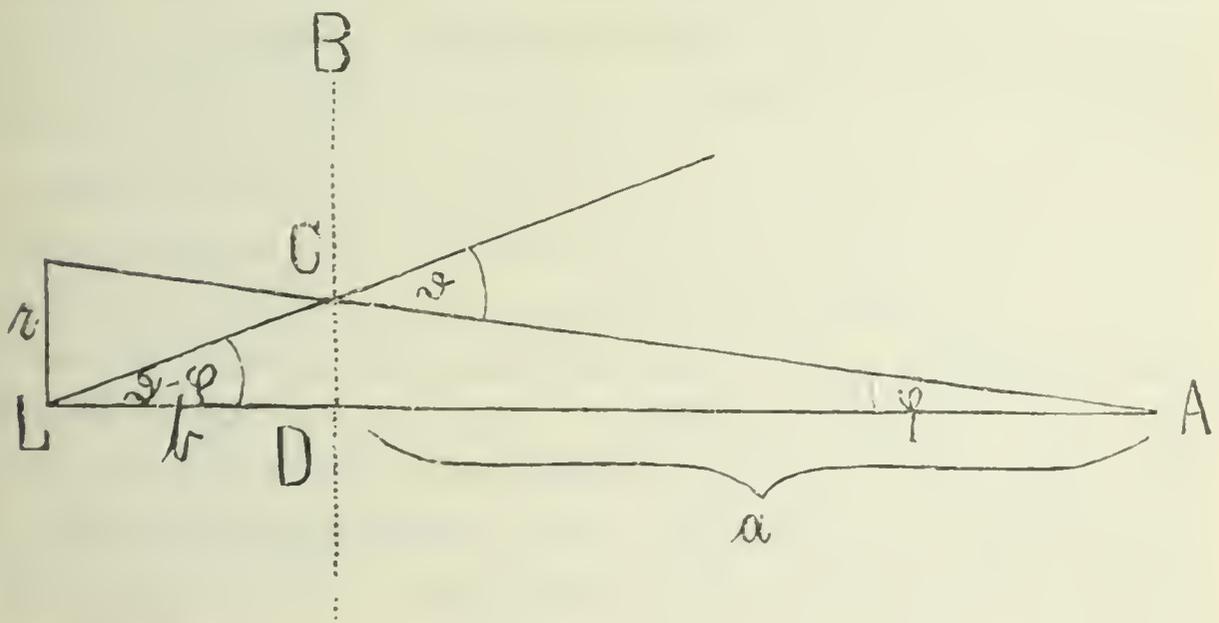
zeigt, dass die Beugungserscheinung für einen kleinen undurchsichtigen Schirm dieselbe ist wie für eine kleine gleichgestaltete Öffnung in einem übrigens undurchsichtigen Schirm, ausgenommen, dass die Intensität im ersten Falle in der Mitte der Erscheinung unendlich mal stärker ist als in letzterem.¹⁾ Ferner zeigt die Theorie, dass, wenn die Zahl der beugenden Öffnungen sehr gross ist, und dieselben regellos verteilt sind, was bei unseren Versuchen also für die als undurchsichtig anzusehenden Tröpfchen zutreffen würde, das Beugungsbild ganz dasselbe ist wie das von einer Öffnung bzw. einem Tröpfchen hervorgerufene. Für Beugungserscheinungen an einer kreisförmigen Öffnung gilt die allgemeine Formel²⁾

$$z = Rr = 2\pi \frac{R}{\lambda} \vartheta,$$

wo ϑ den sehr kleinen Winkel zwischen dem einfallenden und dem gebeugten Strahl, R den Radius der beugenden Öffnung und λ die Wellenlänge des Lichtes bezeichnen. z hat für den ersten hellen Beugungsring den Wert $1,220\pi$,³⁾ so dass wir erhalten

$$(I) \quad R = \frac{0,61 \lambda}{\vartheta}.$$

Zur Berechnung von ϑ betrachten wir nebenstehende Figur.



1) G. Kirchhoff, Vorlesungen über math. Optik, herausg. von K. Hensel. (Leipzig, 1895). S. 96.

2) G. Kirchhoff a. a. O. S. 94.

3) G. Kirchhoff a. a. O. S. 95.

L bedeutet die Lichtquelle, A das Auge des Beobachters, B einen Schnitt durch die Mitte des beugenden Feldes, r den Radius des ersten hellen Beugungsrings für Licht von der Wellenlänge λ . Die Strecken a und b , die Entfernungen des Auges und der Lichtquelle von der Ebene der beugenden Tröpfchen, können direkt gemessen werden; ebenso kann r an einer dicht hinter die Lichtquelle L gestellten Skala abgelesen werden. Dann können wir zunächst den Winkel φ ausdrücken durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{r}{a+b}.$$

Bei der Kleinheit des Winkels φ können wir statt der Tangente den Winkel selbst einsetzen, also $\varphi = \frac{r}{a+b}$. Die Strecke CD ist einmal $= b \operatorname{tg}(\vartheta - \varphi)$, dann $= a \operatorname{tg} \varphi$. Da auch der Winkel $(\vartheta - \varphi)$ sehr klein ist, können wir schreiben:

$$b(\vartheta - \varphi) = a\varphi$$

$$\vartheta = \frac{a+b}{b} \varphi = \frac{r}{b}.$$

Die Versuche wurden nun in folgender Weise ausgeführt. Nachdem das Gefäss (die oben beschriebene doppelt tubulierte Klärflasche) staubfrei gemacht worden war, wurde der Dampfstrahl eingelassen und zugleich kurze Zeit hindurch elektrisiert; bei längerem Elektrisieren setzte sich zu viel Nebel an den Wänden ab und machte sie dadurch undurchsichtig. Als Lichtquelle diente eine kleine elektrische Glühlampe. Im verdunkelten Zimmer konnte deutlich ein farbiger Ring beobachtet werden, der sich ziemlich lange unverändert hielt. Am auffallendsten für das Auge ist an diesem Ringe der braungelbe innere Teil, welcher dem ersten Minimum für das violette Licht entspricht. Der Durchmesser des braunen Ringes wurde an einer Skala abgelesen; die Strecke b wurde gemessen. Es ergaben sich die Werte

$$r = 4 \text{ cm,}$$

$$b = 50 \text{ cm,}$$

$$\text{also } \vartheta = 0,08.$$

Dies in die Formel I eingesetzt, ergibt $R = 3 \cdot 10^{-4}$ cm, wenn wir für λ die Wellenlänge des violetten Lichtes, $40 \cdot 10^{-6}$ cm, nehmen. Dieser Wert R ist etwa 10 mal so gross, als sich nach der Theorie vermuten liess. In meiner Dissertation habe ich auf Seite 45 Werte für den Radius der Tropfen angegeben, wie sie auf Grund der Theorie zu erwarten wären. Dabei wurde der Richarz'sche¹⁾ Wert für das Elementarquantum $\varepsilon \approx 129 \cdot 10^{-12}$ C. G. S. benutzt. Nimmt man für das Elementarquantum denjenigen Wert, der den grössten Anspruch auf Genauigkeit und Sicherheit machen kann, nämlich den jüngst von Planck²⁾ berechneten $\varepsilon \approx 469 \cdot 10^{-12}$ C. G. S., so erhält man Werte, die etwas grösser als die angegebenen sind, nämlich

$$\rho_{\max} = 4,13 \cdot 10^{-5}$$

$$\rho_{\min} = 2,24 \cdot 10^{-5}.$$

Selbst bei diesen Werten bleibt also das oben angedeutete Missverhältnis bestehen. Auf seine Erklärung kommen wir am Schlusse zurück.

Wie bereits erwähnt wurde, hält J. J. Thomson die optische Methode für weniger gut geeignet zur Bestimmung der Tropfengrösse als die Methode des Sichsetzenlassens. Ich bin deshalb, da einige Wiederholungen der Versuche ganz ähnliche Ergebnisse hatten, zu der ersten Methode zurückgekehrt und habe auf folgende Weise eine wenigstens angenäherte Bestimmung der Senkungsgeschwindigkeit der Wolke versucht.

Wenn auch eine scharfe obere Grenze der Wolke nicht wahrnehmbar war, so konnte jedenfalls ein Sinken des Nebels an sich beobachtet werden; und der Nebel verschwand, wenn er die Oberfläche der den Boden des Gefässes bedeckenden Wasserschicht erreicht hatte. Bestimmt man nun die Zeit von dem Augenblicke, wo mit Elektrisieren aufgehört und der Dampfstrahl abgestellt wurde, bis zu dem Augenblicke, wo der dichte Nebel beim Erreichen der Wasserschicht ver-

1) Richarz, Sitzungsber. Niederrh. Ges. 47. S. 114. 1890. Wied. Ann. 52. S. 385. 1894.

2) M. Planck, Verh. d. deutschen phys. Ges. 2. Nr. 17. S. 245. Dezember 1900.

schwand — ein Zeitpunkt, der sich allerdings nur sehr angenähert festlegen lässt —, und misst man die Entfernung der Ausströmungsöffnung von der Oberfläche der Wasserschicht, so kann man daraus die Geschwindigkeit v , mit der sich der dichte Nebel gesetzt hat, berechnen. Dann gilt für den Radius der Tropfen die Formel ¹⁾

$$R^2 = \frac{4,5 \mu v}{g},$$

wo μ den Reibungskoeffizienten des Gases bedeutet, durch welches der Tropfen fällt, in unserem Falle also Luft. Eine Bestimmung, die in der angegebenen Weise ausgeführt wurde, ergab, dass die Wolke die Strecke bis zur Oberfläche der Flüssigkeitsschicht, 20 cm, in 100 sec durchfiel, also mit einer Geschwindigkeit von 0,2 cm/sec. Wiederholungen dieses Versuchs zeigten dasselbe Ergebnis. Daraus ergibt sich $R = 4 \cdot 10^{-4}$ cm, μ zu $180 \cdot 10^{-6}$ gesetzt.

Dieser Wert stimmt auffallend gut mit dem nach der optischen Methode gefundenen überein; und der Schluss liegt nahe, dass Tropfen dieser Grösse in der That vorhanden gewesen sind. Eine Beobachtung, die ich aber bei dieser letzten Bestimmungsmethode gemacht habe, spricht dafür, dass die gefundenen Werte die mittlere Tropfengrösse nicht richtig ausdrücken. Wenn sich die gesamte Menge des gebildeten Nebels gesetzt hätte, so müsste hinterher das Gefäss nebefrei gewesen sein. Dies war jedoch nicht der Fall. Der dichte Nebel, der sich in dem Gefäss bildete, setzte sich zwar in seiner Hauptmasse. Wenn er aber nach etwa 100 sec die untere Grenze erreicht hatte, blieb ein dünner, feiner Nebel in dem Gefäss zurück, der in andauernder heftiger Wirbelbewegung war und nach kurzer Zeit zerfloss, ohne dass ein merkbares Sinken stattgefunden hätte, geschweige denn eine Beobachtung seiner Geschwindigkeit möglich gewesen wäre. Daraus folgt, dass, wenn auch anfänglich Tropfen von der Grössenordnung 10^{-4} vorhanden gewesen sind, doch auch kleinere Tropfen gebildet wurden, die vielleicht der hypothetisch geforderten Grössenordnung 10^{-5} ent-

1) J. J. Thomson, Entladung der Elektrizität durch Gase. (Leipzig, 1900). S. 8.

sprachen. Die von solchen Tröpfchen erzeugten Beugungsringe müssten zehnfach grösseren Durchmesser als die wirklich beobachteten haben, wenn überhaupt die Erscheinungen noch von derselben Art sind, was sehr zweifelhaft ist, da die Grössenordnung der Tröpfchendurchmesser bei ihnen dieselbe wie die der Lichtwellenlänge wäre. Dazu kommt noch, dass aus anderen Gründen sehr wahrscheinlich ist, dass diejenigen bei der Elektrisierung des Dampfstrahls erzeugten Tröpfchen, welche Träger der mitgeführten Ladungen sind, ganz verschiedene Grösse haben können¹⁾, so dass sie in ihrer Gesamtheit gar kein bestimmtes Beugungsbild geben können. Aus allen diesen Gründen werden in unserem Falle die Vorgänge so kompliziert, dass eine Bestimmung der wahren mittleren Tropfengrösse nach den beiden angegebenen Methoden unmöglich erscheint.

Von den Tröpfchen der grösseren Art, $R = 3 \cdot 10^{-4}$, deren Grösse bestimmt werden konnte, darf man wohl annehmen, dass für sie als Condensationskerne Reste von feinem Staub dienten, der entweder trotz Filtrierens durch einen Wattepfropf in der Luft übrig geblieben war, welche die Klärflasche füllte; oder der durch den einströmenden Dampf mitgebracht wurde, und entweder aus dem Wasser der Kochflasche oder den Dampfzuleitungsröhren entstammte. Es dürfte wohl sehr schwierig sein, diese geringen Staubmengen völlig zu beseitigen; dadurch wäre aber auch für den vorliegenden Zweck nichts erreicht worden. Denn trotz ihrer Beseitigung wäre der Durchmesser der ausser ihnen existierenden kleineren Tröpfchenart doch aus den angegebenen Gründen unbestimmbar geblieben.

Für die kleineren Tröpfchen können wir dagegen annehmen, dass sie als Condensationskerne die Ionen enthielten. Aus dem Werte des Elementarquantums und den Versuchsergebnissen der Dissertation berechneten wir oben (Seite 5) als Radius dieser Tröpfchen den Wert $\rho = 3 \cdot 10^{-5}$ im Mittel. Townsend fand für seine Tröpfchen (als mittleren Wert) $\rho = 6,75 \cdot 10^{-5}$, also einen doppelt so grossen Wert. Da Townsends Tröpfchen auf ganz andere Weise entstanden,

1) Siehe Diss. S. 44.

ist dieser Grössenunterschied durchaus nicht auffallend. (Vergl. die Bemerkung Diss. S. 43). Im Gegenteil: man wird in Anbetracht der Verschiedenheit der Entstehungsweise davon überrascht sein können, dass trotz ihrer die Grösse der Tropfen in beiden Fällen so nahe dieselbe war.

Vielleicht werden die Ursachen, welche die Bestimmung der Tröpfchengrösse im Dampfstrahl vereitelten, sich vermeiden lassen, wenn man in einem vorher staubfrei gemachten feuchten Luftquantum durch Spitzenausströmung Ionen erzeugt und dann durch adiabatische Ausdehnung die Ionen als Condensationskerne fungieren lässt. Ich habe dahin zielende Versuche in Aussicht genommen.

Bei der Ausführung der oben beschriebenen Versuche bin ich von Herrn Professor Richarz-Marburg in liebenswürdigster Weise unterstützt worden, wofür ich ihm meinen verbindlichsten Dank ausspreche.

Greifswald, Physikalisches Institut d. Univ.,
im März 1901.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Mittheilungen aus dem naturwissenschaftlichen Vereine von Neu-Vorpommern und Rügen](#)

Jahr/Year: 1901

Band/Volume: [33](#)

Autor(en)/Author(s): Lemme W.

Artikel/Article: [^ ersuche zur Bestimmung der Grösse der Tropfen, welche durch die Einwirkung der Elektrisierung im Dampfstrahl erzeugt werden 21-28](#)