



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

### **Usage guidelines**

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

### **About Google Book Search**

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



## Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

## Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

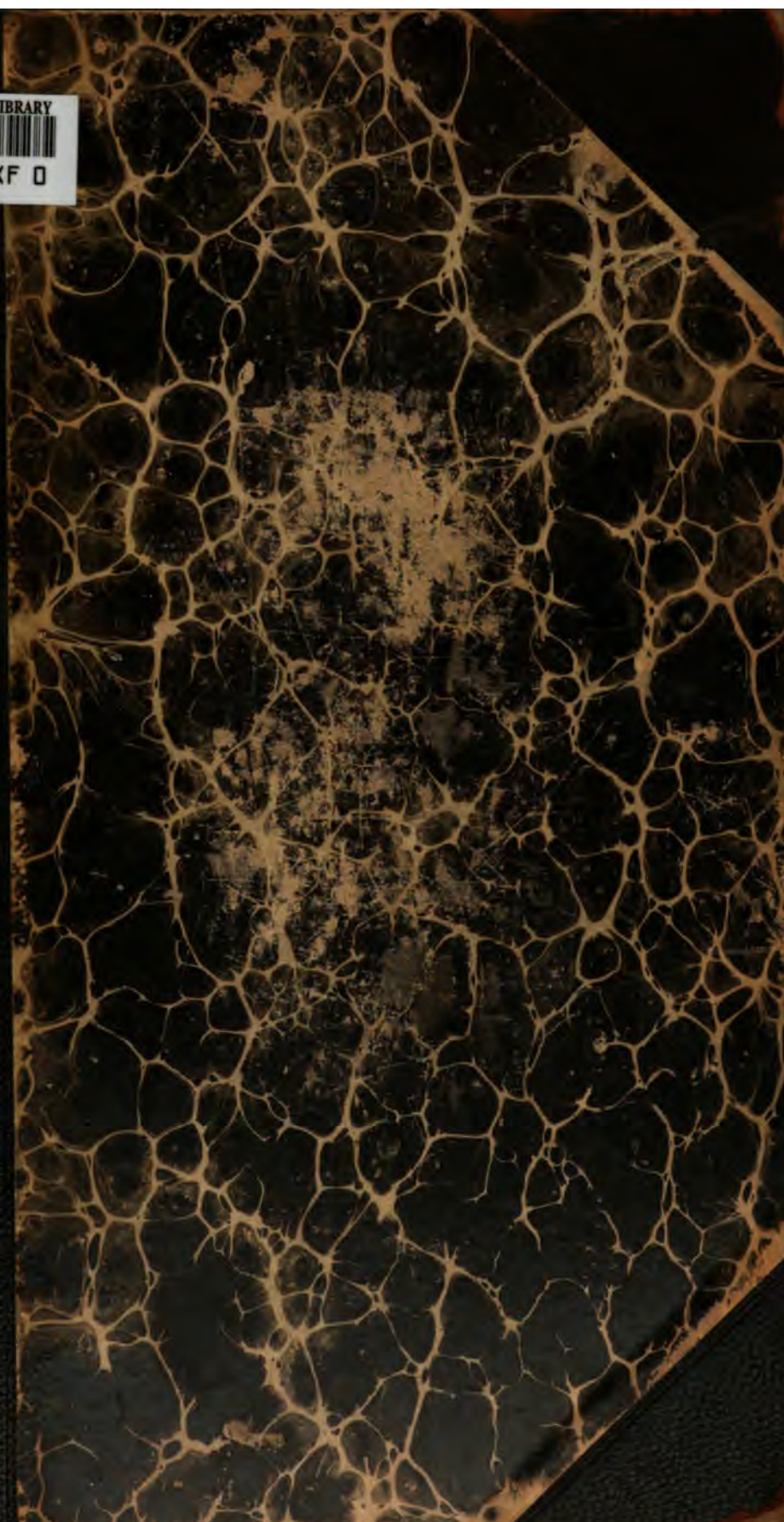
## Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

WIDENER LIBRARY



HX GFXF 0





Sci 1085.570

Harvard College Library



FROM THE BEQUEST OF

DANIEL TREADWELL

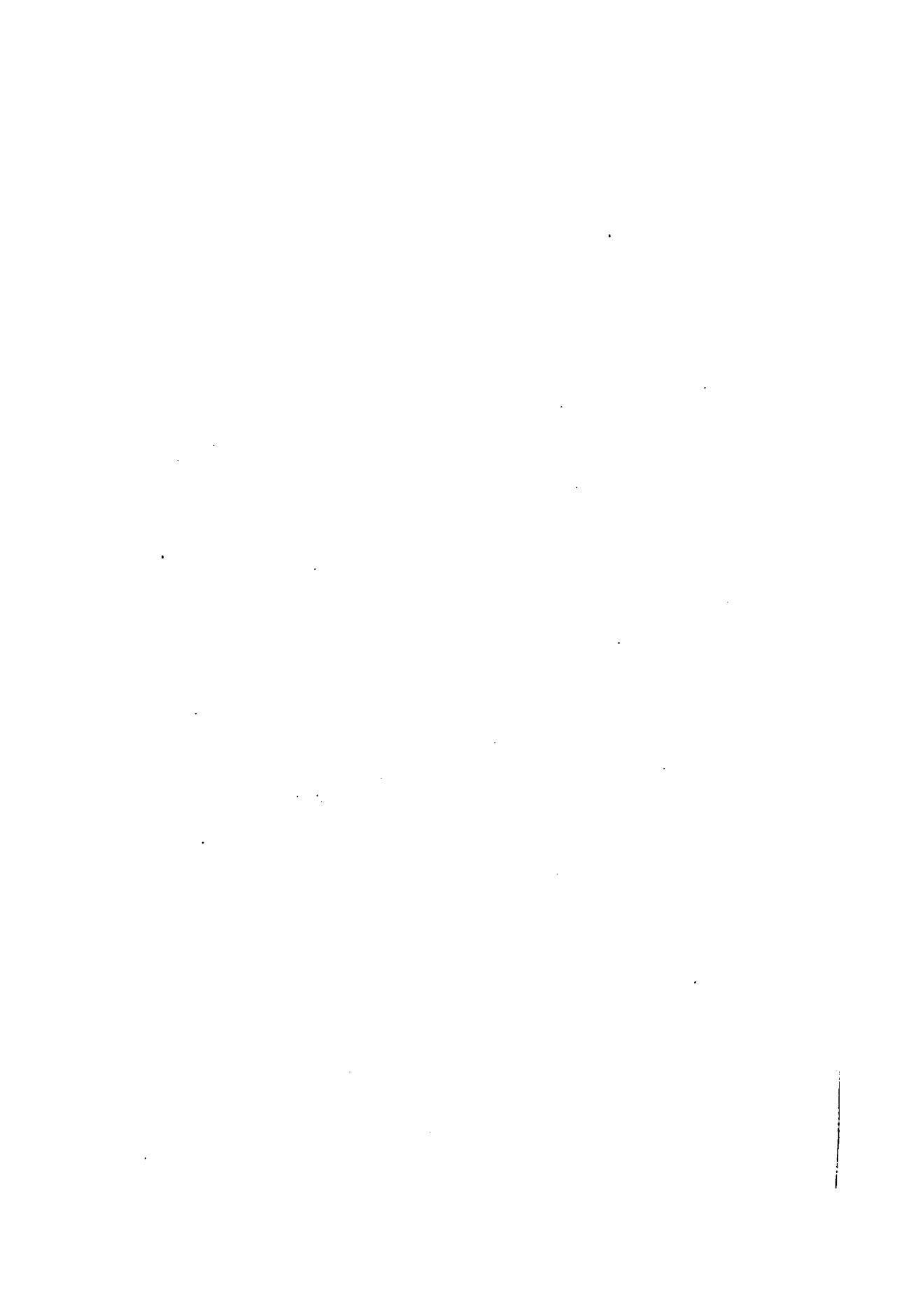
Rumford Professor and Lecturer on the Application  
of Science to the Useful Arts  
1834-1845

SCIENCE CENTER LIBRARY













o

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**  
= **im Jahre 1903**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

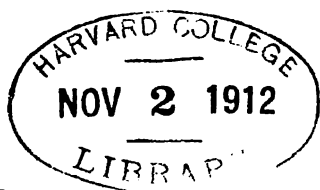
---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

Sci 1085.57



*Breadwell fund*  
*(1-9)*



## I n h a l t \*).

	Seite
J. STARK. Der abnormale Kathodenfall des Glimmstromes . . .	1 23
L. ZEHNDER. Über neue Wirkungen von Kathodenstrahlen und Lichtstrahlen. (Vorläufige Mitteilung.) . . . . .	1 35
A. WEHNELT. Eine BRAUNSCHE Röhre für elektrostatische Ablenkung. . . . .	1 29
TH. GROSS. Über molekulare Induktion . . . . .	1 39
H. STARKE. Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit reflektierter und von dünnen Metallblättchen hindurchgelassener Kathodenstrahlen . . . . .	2 14
O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM. Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre Verwirklichung bis 2300° abs. . . . .	2 3
W. JÄGER u. H. VON STEINWEHR. Bestimmung des Wasserwertes eines BERTHELOT'schen Kalorimeters in elektrischen Einheiten. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)	49 50
E. GIEBE. Über die Bestimmung des Wärmeleitvermögens bei tiefen Temperaturen . . . . .	49 60
J. ZACHARIAS. Über neue magnetische Untersuchungen und die Mechanik der magnetischen Erscheinungen . . . . .	49
K. MEY. Über das Kathodengefälle der Alkalimetalle . . . . .	67 72
K. STÖCKL. Das FEDOROWSCHE Universalgoniometer in der Konstruktion von FUESS. Anwendung dieses Instrumentes zur Auflösung sphärischer Dreiecke . . . . .	67 75
G. ANGENHEISTER. Beiträge zur Kenntnis der Elastizität der Metalle	67 80
Vorschläge des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen und Regeln in der Physik . . . . .	68
KARL SCHEEL. Bericht über den internationalen Katalog der wissenschaftlichen Literatur . . . . .	81 83
J. STARK. Über eine eigenartige Erscheinung am Quecksilberlichtbogen im Magnetfeld . . . . .	81 87
F. DOLEZALEK. Über die Energieänderungen bei Konzentrationsverschiebungen in konzentrierten Lösungen . . . . .	82 90
EDGAR MEYER. Über die Absorption der ultravioletten Strahlung in Ozon. (Auszug aus der Berliner Dissertation 1903.) . .	82 124

\*) An den durch die fettgedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

	Seite
G. QUINCKE. Über Kristalle . . . . .	101 102
F. NEESEN. Bestimmung der Geschoßachsenrichtung am Ende der Flugbahn . . . . .	101 110
E. HAGEN u. H. RUBENS. Über Beziehungen zwischen dem Reflexions- vermögen der Metalle und ihrem elektrischen Leitvermögen . . . . .	101 113
KARL SCHEEL. Über die Ausdehnung des amorphen Quarzes. (Mit- teilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) . . . . .	101 119
F. F. MARTENS. Über ein neues, tragbares Photometer für weißes Licht . . . . .	129 149
W. BIRGON VON CZUDNOCHOWSKI. Flammen- oder Effektbogenlicht . . . . .	129 157
M. THIESEN. Zur Theorie der Diffusion. (Zweite Mitteilung.) . . . . .	129 130
P. DRUDE. Bemerkungen zu der Arbeit von HAGEN und RUBENS: „Über Beziehungen zwischen dem Reflexionsvermögen der Metalle und ihrem elektrischen Leitvermögen“ . . . . .	141 142
A. WEHNELT. Ein einfacher Oszillograph . . . . .	141 178
E. HAGEN und H. RUBENS. Das Emissionsvermögen der Metalle für Strahlen großer Wellenlänge . . . . .	141 145
E. GEHRCKE. Das MICHELSONSche Stufengitter und das ZEMANSche Phänomen . . . . .	177
ALEXANDER GLEICHEN. Die Blendenstellung bei zentrierten opti- schen Systemen endlicher Öffnung . . . . .	177 193
E. DORN. Beseitigung elektrostatischer Einflüsse bei Wägungen durch Radium . . . . .	186 189
F. KOHLRAUSCH. Beobachtungen an Becquerelstrahlen und Wasser . . . . .	186 261
F. DOLEZALEK. Meßeinrichtung zur Bestimmung von Selbstinduk- tion und Energieverlust in Wechselstromapparaten . . . . .	186
K. PRYTZ. Ein Verfahren zur Darstellung größerer Mengen von Argon . . . . .	205 206
R. ZSIGMONDY. I. Über kolloidale Goldlösungen und Goldrubingläser . . . . .	205 209
H. SIEDENTOPF und R. ZSIGMONDY. II. Über Größenbestimmung ultramikroskopischer Goldteilchen . . . . .	205 213
FR. HEUSLER. Über magnetische Manganlegierungen . . . . .	217 219
FR. HEUSLER, W. STARCK und E. HAUPT. Magnetisch-chemische Studien . . . . .	217 220
I. Über die Synthese ferromagnetischer Manganlegierungen von FR. HEUSLER . . . . .	217 220
II. Über die magnetischen Eigenschaften von eisenfreien Manganlegierungen von W. STARCK und E. HAUPT . . . . .	217 224
J. TRAUBR u. G. TEICHNER. Zur Theorie des kritischen Zustandes . . . . .	218 235
K. v. WESENDONK. Einige Bemerkungen über die Bestimmung der kritischen Temperatur . . . . .	233 238
H. STARKE. Über die elektrische und magnetische Ablenkung schneller Kathodenstrahlen . . . . .	233 241
E. WARBURG und B. STRASSER. Zum Verhalten sogenannter un- polarisierbarer Elektroden gegen Wechselstrom . . . . .	233 269
F. NEESEN. Bemerkungen zu den Vorschlägen des wissenschaft- lichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen . . . . .	234 251
EWALD RASCH. Flammen- und Effektbogenlicht. Erwiderung auf den gleichnamigen Aufsatz des Herrn W. BIRGON v. CZUD- NOCHOWSKI . . . . .	234 276

	Seite
KARL SCHEEL. Über die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0°	234 287
E. GEHRCKE. Über die Elektrolyse der Schwefelsäure bei großer Stromdichte . . . . .	234 263
A. WEHNELT. Über Kathodenstrahlen an glühenden Kathoden. (Vorläufige Mitteilung) . . . . .	255
A. WEHNELT. Über eine Röntgenröhre mit veränderlichem Härtegrad . . . . .	259
Sur les oscillographes. Aus einem Briefe des Herrn Prof. A. BLONDEL in Paris an die Redaktion . . . . .	267
A. WEHNELT. Bemerkung zur Mitteilung des Herrn Prof. A. BLONDEL „Sur les oscillographes“ . . . . .	268
H. RUBENS. Demonstration einiger Versuche mit Reststrahlen von Quarz und Flußpat . . . . .	291
H. RUBENS und E. HAGEN. Über die optischen und elektrischen Eigenschaften der Metalle . . . . .	291
W. NEENST. Zur Bestimmung hoher Temperaturen . . . . .	291
M. PETZOLD. Diapositive mit stereoskopischer Wirkung . . . . .	291 347
P. DRUDE. Demonstration von Meßapparaten für elektrische Schwingungen . . . . .	292 294
H. TH. SIMON und M. REICH. Über Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung zur drahtlosen Telegraphie . . . . .	292
F. NEESEN. Über die Frage der Beeinflussung von Kathodenstrahlen	292 296
F. NEESEN. Demonstration einer Quecksilberpumpe . . . . .	292 296
J. CLASSEN. FRESNELsche Interferenzen an zwei planparallelen Platten als Vorlesungsversuch . . . . .	292 297
R. WACHSMUTH. Schneidentöne und Labialpfeifen . . . . .	292 299
E. GRIMSEHL. Analyse und Synthese von Schwingungen . . . . .	292 303
E. ZSCHIMMER. Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolett-durchlässigkeit . . . . .	292 312
F. F. MARTENS. Demonstration zweier Photometer . . . . .	292
O. PASCHE. Über ein Verfahren zur Elimination der Sekundärstrahlung in der Röntgentechnik . . . . .	292
HILBERT. Über Mechanik der Continua . . . . .	292
MINKOWSKY. Über Kapillarität . . . . .	292
L. BOLTZMANN. Über die Ergänzung, deren die LAGRANGESchen Gleichungen für nicht holonome Koordinaten bedürfen . . . . .	293
C. RUNGE. Über die spektroskopische Bestimmung des Atomgewichtes	293 313
E. GRIMSEHL. Neue physikalische Unterrichtsapparate . . . . .	293 316
LEON ASHER. Ein neuer spektraler Farbmischapparat . . . . .	293 326
E. RAEHLMANN. Weitere Mitteilung über ultramikroskopische Untersuchung von Farbstoffmischungen und ihre physikalisch-physiologische Bedeutung . . . . .	293 330
P. OSTMANN. Über die praktische Anwendung des objektiven Hörmaßes . . . . .	293 340
Prof. Dr. JULIUS LANGE † . . . . .	351
M. THIESEN. Über stationäre Flüssigkeitsströmung . . . . .	351
W. JAEGER und H. v. STEINWEHR. Erhöhung der kalorimetrischen Meßgenauigkeit durch Anwendung von Platinthermometern. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)	351 353



	Seite
W. BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI. Bemerkungen über das Elektrolytbogenlicht . . . . .	352
E. WARBURG. Über die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte in Antimon und Wismut (nach Versuchen von GUY BARLOW) . . . . .	363
H. STARKE. Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung . . . . .	363 364
H. STARKE. Über die unipolare Leitung in Gasen . . . . .	363 377
E. WARBURG. Zur Theorie der SIEMENSschen Ozonisierungsapparate . . . . .	381, 415 382
E. GOLDSTEIN. Über einige Versuche mit dem GIESELSchen Emanationskörper . . . . .	381 392
R. BÖHNSTEIN. Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft . . . . .	381 404
O. LUMMER. Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von R. BLONDLOT über die $n$ -Strahlen . . . . .	415 416
A. WEHNELT. Über die Phosphoreszenzerregung durch langsame Kathodenstrahlen . . . . .	415 423
E. WANDERSLEB. Über einen neuen Apparat zur Betrachtung von Photographien vom richtigen Standpunkte aus . . . . .	415
F. KURLBAUM und GÜNTHER SCHULZE. Pyrometrische Untersuchungen an Nernstlampen und Hohlkörpern aus Nernstmasse . . . . .	427 428
F. F. MARTENS. Über einen neuen Beleuchtungsmesser . . . . .	436
E. MARX. Zur Kenntnis der Flammenleitung (Bemerkung zu der Arbeit des Herrn STARKE) . . . . .	427 441
-----	
Mitteilung, betreffend die 75. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Kassel 1903 . . . . .	291
-----	
Geschäftliches . . . . .	81, 129, 185, 427
Wahlen des Vorstandes und des wissenschaftlichen Ausschusses . . . . .	185
Vermögens-Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Dezember 1902 . . . . .	187
Gewinn- und Verlust-Konto am 31. Dezember 1902 . . . . .	188
-----	
Aufnahme von Mitgliedern . . . . .	49, 82, 129, 186, 205, 218, 352, 363, 381
Mitgliederliste . . . . .	455
-----	
Alphabetisches Namenregister . . . . .	463

1903

Heft 1

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a).*

# Inhalt.

---

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 9. Januar 1903 . . . . .	1
O. Lummer und E. Pringsheim, Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre Verwirklichung bis 2300° abs. . .	3
H. Starke, Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit reflek- tierter und von dünnen Metallblättchen hindurchgelassener Kathodenstrahlen . . . . .	14
J. Stark, Der abnormale Kathodenfall des Glimmstromes . . . .	23
A. Wehnelt, Eine Braunsche Röhre für elektrostatische Ablen- kung . . . . .	29
L. Zehnder, Über neue Wirkungen von Kathodenstrahlen und Lichtstrahlen. (Vorläufige Mitteilung.) . . . . .	35
Th. Groß, Über molekulare Induktion . . . . .	39
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	1
II. Akustik . . . . .	3
III. Physikalische Chemie . . . . .	3
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	5
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	8
VI. Wärme . . . . .	9
VII. Kosmische Physik . . . . .	11

---

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

15. Januar 1903.

Nr. 1.

---

**Sitzung vom 9. Januar 1903.**

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Hr. E. Warburg legt eine Mitteilung von Herrn J. Stark:

Der abnormale Kathodenfall des  
Glimmstromes,

vor und stellt eine Arbeit von Hrn. L. Zehnder:

Über neue Wirkungen von Kathodenstrahlen und  
Lichtstrahlen,

in Aussicht, deren Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft beschlossen wird.

-----

Ferner legt Hr. M. Planck eine Mitteilung von Hrn. A. Wehnelt:

Eine BRAUNsche Röhre für elektrostatische Ablenkung,  
vor.

-----

Sodann trägt Hr. Th. Grofs vor:

Über molekulare Induktion.

-----

Weiter spricht Hr. **H. Starke** über:

Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit  
reflektierter und von dünnen Metallblättchen hindurch-  
gelassener Kathodenstrahlen.

---

Endlich berichtet Hr. **E. Pringsheim** über:

Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre  
Verwirklichung bis 2300° abs.

(nach gemeinsam mit Hrn. O. LUMMER angestellten Unter-  
suchungen).

***Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre  
Verwirklichung bis 2300° abs.;***  
**von O. Lummer und E. Pringsheim.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 2.)

Die absolute, von Sir William Thomson definierte thermodynamische Temperaturskala hat bisher nur eine rein theoretische Bedeutung; tatsächlich beruht die wissenschaftliche Temperaturmessung auf der Ausdehnung der Gase. Bei hohen Temperaturen aber stößt die Anwendung des Gasthermometers auf große Schwierigkeiten und es ist bisher noch nicht gelungen, exakte Messungen nach der gasthermometrischen Skala bei Temperaturen über 1150° C. auszuführen. Andere thermometrische Methoden, z. B. die thermoelektrische, lassen sich zwar bis zu erheblich höheren Temperaturen mit großer Genauigkeit durchführen, sind aber nur durch Extrapolation einer empirischen Formel an die gasthermometrische Skala angeschlossen. Dabei ist hervorzuheben, daß die bei relativ niedrigen Temperaturen gewonnene Beziehung<sup>1)</sup> zwischen der Thermokraft und der Temperatur sich in einem überraschend großen Intervall als gültig erwiesen hat. Auch hat die experimentelle Meßbarkeit der Thermokraft eine Grenze nicht bloß an dem Schmelzpunkt der benutzten Metalle, sondern auch in dem Umstand, daß alle als Isolatoren dienenden Substanzen bei hohen Temperaturen gute Leiter der Elektrizität werden. Dadurch wird die Messung der elektromotorischen Kräfte bei hohen Temperaturen untunlich. Es fehlte somit bisher für das Gebiet der hohen Temperaturen eine brauchbare Meßmethode, deren Angaben auf die gasthermometrische Skala bezogen sind.

Durch die Verwirklichung der schwarzen Strahlung und die

---

<sup>1)</sup> Vgl. u. A.: Avenarius, Pogg. Ann. 119, 406, 1863; Tait, Trans. Roy. Soc. Edinb. 27, 125, 1872—1873 und Pogg. Ann. 152, 427, 1874; Knott und Mac Gregor, Trans. Roy. Soc. Edinb. 28, 321, 1898; Holborn und Day, Wied. Ann. 68, 817, 1899 und Ann. d. Phys. (4) 2, 505, 1900.



experimentelle Festlegung ihrer Gesetze ist ein neuer Weg zur Erreichung dieses Zieles eröffnet. Jedes der als richtig erwiesenen Strahlungsgesetze ist geeignet, als Grundlage einer Meßmethode innerhalb des Temperaturintervalls zu dienen, für welches das betreffende Gesetz experimentell bestätigt ist. Hier kommen zunächst drei für die schwarze Strahlung gültige Gesetze in Betracht:

- 1)  $\int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4$  (STEFAN-BOLTZMANN'Sches Gesetz)
- 2)  $\lambda_m T = A$  } (enthalten im WIENSchen
- 3)  $E_m T^{-5} = B$  } Verschiebungsgesetz).

Hier bedeutet  $E_{\lambda} d\lambda$  den zwischen den Wellenlängen  $\lambda$  und  $\lambda + d\lambda$  enthaltenen Anteil der schwarzen Strahlung für die nach der gasthermometrischen Skala gemessene absolute Temperatur  $T$ , während  $\lambda_m$  die Wellenlänge ist für welche bei dieser Temperatur das Emissionsvermögen  $E_{\lambda}$  im Normalspektrum sein Maximum  $E_m$  hat;  $\sigma$ ,  $A$  und  $B$  sind genügend genau bestimmte Konstanten.

Ob diese Gesetze auch oberhalb der Grenze gelten, bis zu welcher die direkten luftthermometrischen Messungen reichen, ist eine sehr wichtige Frage, deren Beantwortung auf direktem Wege wenigstens vorläufig unmöglich erscheint.

Aber diese Gesetze sind nicht nur Resultate des Experiments, sondern die Beziehungen zwischen der schwarzen Strahlung und der absoluten Temperatur sind auch theoretisch so wohl begründet, daß man berechtigt ist, sie als Naturgesetze zu betrachten, die nicht bloß für das Temperaturintervall gelten, für welches sie experimentell als richtig erwiesen sind, sondern für alle Temperaturen überhaupt. Wenn dies richtig ist, muß sich für die Temperatur eines schwarzen Körpers nach allen drei Methoden der gleiche Wert ergeben, wie hoch diese Temperatur auch sein mag.

Außer den oben genannten Gesetzen gibt es noch beliebig viele Beziehungen, von denen jede zur Grundlage einer Meßmethode gemacht werden kann; diese Beziehungen ergeben sich aus der Spektralgleichung, welche die Abhängigkeit der schwarzen Strahlung von Wellenlänge und Temperatur darstellt.

Unter diesen ist besonders günstig und auch durch die Theorie gestützt die spektralphotometrische Methode, bei welcher aus der

Helligkeit innerhalb eines kleinen Bezirks im Spektrum der schwarzen Strahlung auf die Temperatur geschlossen wird.

Wir haben uns die Aufgabe gestellt, nach den verschiedenen genannten Methoden die Temperatur des schwarzen Körpers möglichst weit oberhalb der bisher erreichten Temperaturgrenze zu bestimmen, um zu sehen, ob die Extrapolation der verschiedenen Gesetze zu dem gleichen Resultat führt.

Der schwarze Kohlekörper. Zu diesem Zwecke haben wir einen schwarzen Körper konstruiert, bei welchem ein durch den elektrischen Strom geglühtes dünnwandiges Kohlerohr die Strahlung aussendet<sup>1)</sup>.

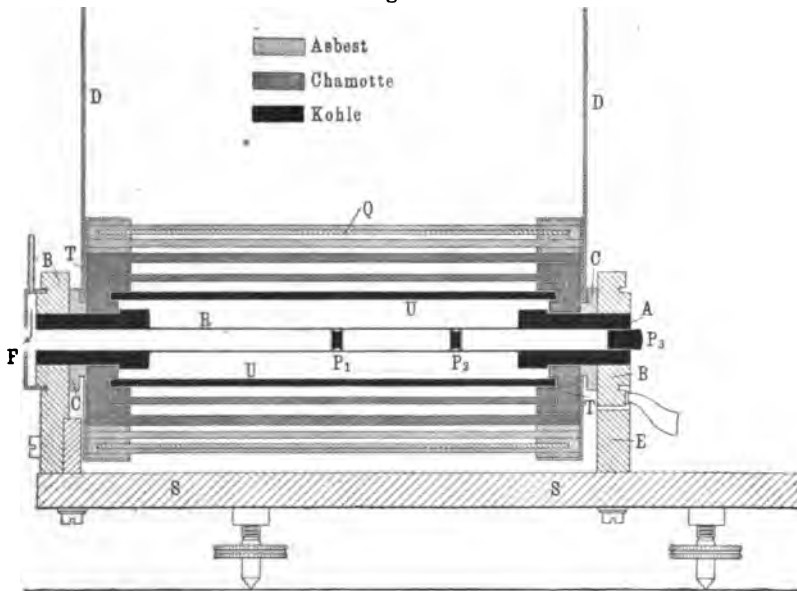
Von allen hoch zu erhitzenden Substanzen konnte hier allein die Kohle in Frage kommen, da der gleichtemperierte Hohlraum genügend große Dimensionen haben muß, um die Apertur der zur Strahlungsmessung benutzten Apparate auszufüllen. Der strahlende Hohlraum wurde dargestellt durch ein Kohlerohr *R* (Fig. 1, a. f. S.) von 1,2 mm Wandstärke, 34 cm Länge und 1 cm innerem Durchmesser. Diese Rohre, von der Firma GEBR. SIEMENS u. Co.<sup>2)</sup> in Charlottenburg für diesen Zweck besonders angefertigt, zeichnen sich durch ihre genaue zylindrische Form und gleichmäßige Wandstärke aus. Infolgedessen erhitzt der das Rohr durchfließende, elektrische Heizstrom die Wandung überall auf nahe die gleiche Temperatur. Die Enden des Kohlerohres sind schwach konisch ausgebildet und galvanoplastisch verkupfert. Über diese konischen Enden sind dickere, 7 cm lange Kohlezylinder *A* mit entsprechender Bohrung übergestülpt, welche innen und außen verkupfert sind. Diese Ansatzstücke ruhen in starken metallischem Klemmböcken *B*, welche die Stromzuführung vermitteln. Die vordere Klemme *B* ist auf der Schieferplatte *S* des Stativs fest montiert, die hintere ruht mit einer Gleitfläche auf dem Metallklotz *E* lose auf, so daß das Rohr der Ausdehnung durch die Wärme frei folgen

<sup>1)</sup> S. auch Sitzungsber. d. Berl. Akad. S. 711, 1901; Verh. d. Ges. Deutsch. Naturf. u. Ärzte zu Hamburg 2 [1], 31—36, 1901; Zeitschr. f. Instrkde. 22, 119 f., 1902; Physikal. Zeitschr. 3, 97—100, 1901; Arch. d. Math. u. Phys. (3) 3, 261—281, 1902.

<sup>2)</sup> Der genannten Firma, welche auch sämtliche Chamotte- und Kohlentteile des schwarzen Körpers angefertigt hat, sprechen wir für die freundliche Bereitwilligkeit, mit der sie allen unseren Wünschen nachgekommen ist, auch an dieser Stelle unseren besten Dank aus.

kann. Die Hinterwand des strahlenden Hohlraumes wird durch einen Kohlepfropf  $P_1$  gebildet, der in der Mitte des Kohlerohres sitzt und dieses möglichst luftdicht abschließt. Die aus der Figur ersichtliche Form des Pfropfens wurde gewählt, um die durch ihn bewirkte unvermeidliche Ungleichmäßigkeit in der elektrischen Heizung möglichst zu verringern. Hinter  $P_1$  sitzt ein eben solcher zweiter Pfropf ( $P_2$ ), welcher die noch vorhandenen Lücken zwischen dem ersten Pfropfen und der Rohrwand möglichst unschädlich macht. An der Rückseite ist das Rohr durch einen

Fig. 1.



dritten Pfropfen ( $P_3$ ) hermetisch verschlossen, um den Zutritt des Sauerstoffs der äußeren Luft abzuschneiden. Um die Kohle außen vor der Verbrennung zu schützen, ist das Heizrohr mit einem System von Hüllen umgeben, deren Montierung aus der Figur ersichtlich ist. Da die aus Chamotte bestehenden scheibenförmigen Träger  $T$  der Hüllen fest auf den dicken Kohlezylindern  $A$  aufsitzen und durch die Kupferringe  $C$  dicht an die hervorspringenden Nasen der Kohlezylinder angepreßt werden, so kann die Luft an die äußere Seite des Heizrohres nur auf dem Umwege durch

die äußeren Hüllen gelangen. Das innerste Schutzrohr *U* besteht aus Kohle, welche den doppelten Vorteil bietet, temperaturbeständig zu sein und zugleich die etwa eintretende Luft von Sauerstoff zu befreien. Die übrigen Schutzrohre sind teils aus Chamotte, teils aus Asbest, ein Rohr *Q* ist aus Nickel gefertigt.

Bei den hohen Temperaturen gerieten selbst die dicken metallenen Klemmbacken in Rotglut. Um dies zu verhindern, wurden große Kupferscheiben *D* angebracht, die fest auf den Kupferringen *C* aufsitzen und die Wärme nach außen ableiten.

Der Heizstrom wurde von Akkumulatoren geliefert. Bei Anwendung eines Stromes von 160 Amp. wurde eine Temperatur von etwa 2300° abs. erreicht, auf welcher sich der Körper einige Stunden ziemlich konstant erhalten ließ. Da aber die äußere Luft durch die Strahlungsöffnung freien Zutritt zum Heizrohr hat, so wird dieses allmählich an seinem vordersten Ende oxydiert und glüht an dieser Stelle heller als auf der ganzen Länge des Rohres. Dieser Übelstand bewirkt die allmähliche Zerstörung des Heizrohres. Gelingt es, ihn zu vermeiden, so wird man nicht nur die Lebensdauer des Rohres verlängern, sondern zu noch höheren Temperaturen gelangen können. Vorversuche haben gezeigt, daß diese Verbrennung wesentlich vermindert wird, wenn man durch die vor der Mündung des Kohlerohres angebrachte Kappe *F* in Richtung des Pfeiles einen Stickstoffstrom langsam hindurchstreichen läßt. Dagegen erwies sich das zuerst angewandte Verfahren, käuflichen Stickstoff durch das Heizrohr hindurchzuschicken, als schädlich, da der käufliche Stickstoff nicht frei ist von Sauerstoff.

Versuchsordnung. Um die Temperatur des Kohlekörpers nach den verschiedenen Methoden schnell hintereinander bestimmen zu können, ist folgende Versuchsordnung getroffen worden. Der Kohlekörper ist auf einem Wagen montiert, der auf eisernen Schienen rollt. Längs der Fahrbahn sind die verschiedenen Meßapparate, Flächenbolometer, Spektralbolometer und Spektralphotometer so aufgestellt und justiert, daß durch bloße Verschiebung des Wagens der schwarze Körper vor jedem Apparat in die richtige Position gebracht werden kann; das will heißen, daß bei jedem Apparat nur solche Strahlen zur Wirkung kommen, welche aus dem gleichmäßig glühenden Hohlraum stammen.

a) Flächenbolometer. Das benutzte LUMMER-KURLBAUMSche

Flächenbolometer hatte vier Zweige, von denen je zwei so angeordnet waren, daß die Streifen des einen die Lücken des anderen gerade deckten und somit eine Bolometerwand von  $3,0 \times 3,5$  cm bildeten. Das Bolometer konnte längs eines Maßstabes verschoben werden; die bei den Entfernungen 90 cm, 60 cm und 40 cm vom Meßdiaphragma angestellten Strahlungsmessungen zeigten, daß das Entfernungsgesetz erfüllt war, ein Beweis für die Richtigkeit der Justierung und das gleichmäßige Glühen des Hohlraumes. Das kreisförmige Meßdiaphragma hatte einen Durchmesser von 5 mm und wurde ebenso wie die Klappe mit Wasser gespült. Der Hauptstrom des Bolometers wurde meßbar so geändert, daß trotz der großen Verschiedenheit der zu messenden Strahlungsmengen das Galvanometer stets nahe den gleichen Ausschlag gab. Dazu war eine Variation des Ballastwiderstandes von 50  $\Omega$  bis 4000  $\Omega$  erforderlich.

b) Spektralbolometer. Zur Bestimmung der Energiekurven diente das früher von uns beschriebene Spektralbolometer von FR. SCHMIDT u. HAENSCH, welches in ein Gehäuse aus Metall und Glas nahezu luftdicht eingebaut war; die in dem Gehäuse befindliche Luft wurde so gut als möglich von Wasserdampf und Kohlensäure befreit. Die Einstellung und Ablesung am Teilkreis konnte von außen bewirkt werden. Der aus dem Gehäuse herausragende Spalt war mit einer Flußspatplatte verschlossen und durch wassergespülte Diaphragmen gegen die enorme Strahlung genügend geschützt. Als Prisma diente das vorzügliche Flußspatprisma der Straßburger Universität, welches uns von Herrn Prof. BRAUN freundlichst leihweise überlassen worden war; es hatte einen brechenden Winkel von  $60^\circ$  und seine Kathetenfläche betrug  $3 \times 3$  cm.

Das zu bestrahlende Linearbolometer nach LUMMER-KURLBAUM nahm einen Winkelraum von etwa  $5'$  ein, während das Spektrum von  $0,6 \mu$  bis  $7 \mu$  eine Ausdehnung von  $5^\circ$  besaß. Statt der früher benutzten astatischen Spiegelgalvanometer fand hier, ebenso wie beim Flächenbolometer, eines der neueren Kugelpanzer-Galvanometer nach DU BOIS-RUBENS mit JULIUSScher Aufhängung Verwendung.

c) Spektralphotometer. Die spektralphotometrischen Messungen wurden mit dem LUMMER-BRODHUNschen Spektralphotometer ausgeführt, bei welchem die beiden Kollimatorrohre zu-

einander senkrecht stehen. Dieser bei Absorptionsmessungen un-  
bequeme Umstand ist hier gerade von Vorteil. Während die  
strahlende Öffnung des schwarzen Körpers dicht vor den einen  
Spalt gebracht werden kann, ist für die Montierung der Vergleichs-  
lichtquelle und des rotierenden Sektors genügend Raum vor dem  
anderen Spalt vorhanden. Die Messungen selbst wurden in der  
schon früher beschriebenen Weise ausgeführt.

Eichung der Meßapparate. Die verschiedenen Meßappa-  
rate wurden mit Hilfe eines absolut schwarzen Körpers von be-  
kannter Temperatur geeicht. Als solcher wurde der elektrisch  
geglühte Porzellankörper benutzt und seine Temperatur durch  
ein LE CHATELIERSches Thermoelement gemessen. Auf diese Weise  
erhielt man den Wert der Konstanten für die benutzten Meß-  
apparate, welche unter ganz den gleichen Verhältnissen zur Tem-  
peraturbestimmung des Kohlekörpers dienten.

Als Konstante der Gleichung 2 benutzten wir den früher ge-  
fundenen Wert 2940, welcher sich auch aus den früheren spektral-  
photometrischen Messungen ergeben hatte.

Diese Eichung ist im wesentlichen eine gleichzeitige, teil-  
weise Wiederholung unserer früheren Arbeiten, in denen wir die  
Gesamtstrahlung, die Energieverteilung im Spektrum und die  
Änderung der spektralen Helligkeit der schwarzen Strahlung als  
Funktionen der Temperatur eingehend untersucht hatten. In  
Bezug auf die Einzelheiten der Ausführung sei daher auf jene  
Arbeiten verwiesen<sup>1)</sup>.

Zur Erzielung der viel höheren Temperaturen beim Kohle-  
körper waren jedoch stärkere Ströme nötig, wozu erst neue Ein-  
richtungen getroffen werden mußten; dazu gehörten eine Akku-  
mulatorenbatterie von 64 Volt, welche Ströme bis zu 200 Amp.  
zu entnehmen erlaubt, und die entsprechenden Regulierwiderstände.

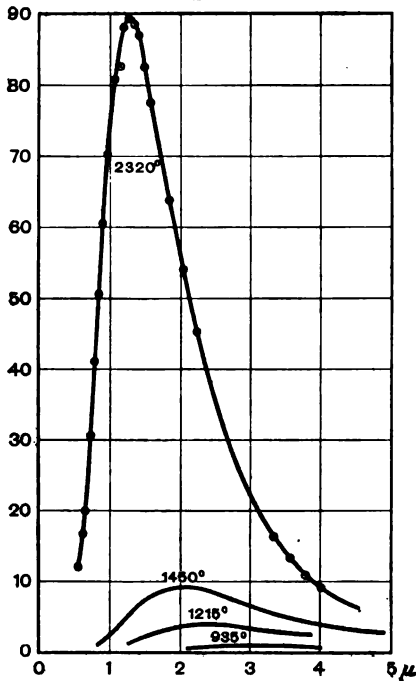
Nach beendeter Eichung wurde die Temperatur des Kohle-  
körpers abwechselnd an den verschiedenen Meßapparaten be-  
stimmt, so daß auch bei einem unvermeidlichen Gange dieser  
Temperatur die nach den verschiedenen Methoden gewonnenen  
Resultate miteinander vergleichbar sind.

---

<sup>1)</sup> O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM, Wied. Ann. 63, 395—410, 1897 und  
Ann. d. Phys. (4) 3, 159—160, 1900; diese Verh. 1, 23—41, 215—235, 1899;  
2, 163—180, 1900; 3, 36—46, 1901.

Resultate. Es wurde der Kohlekörper bei verschiedenen hohem Glühzustande der Messung unterworfen, wobei sich stets zeigte, daß die Unterschiede der nach allen genannten Methoden bestimmten Temperatur innerhalb der Versuchsfehler blieben. Wir beschränken uns hier auf die Mitteilung der Resultate bei der höchsten gemessenen Temperatur. Da die Werte aus der Gesamtstrahlung bei den verschiedenen Entfernungen 90 cm, 60 cm und 40 cm stets miteinander übereinstimmten, sind hier der Zeitersparnis wegen nur bei den Entfernungen 90 cm und 60 cm Beobachtungen angestellt worden, bei denen die Justierung eine viel leichtere ist als bei der kleinsten Entfernung von 40 cm.

Fig. 2.



Die Werte der maximalen Energie sind direkt aus den auf das Normalspektrum reduzierten Energiekurven abgelesen worden; auch wurde die Korrektion wegen der endlichen Breite des Bolometers und Spaltes nach RUNGES Formel angebracht, trotzdem sie auch bei diesen sehr steilen Energiekurven am Maximum nur etwa 1 Proz. beträgt und mit der fünften Wurzel in das Resultat eingeht.

In Fig. 2 ist eine solche Energiekurve des Kohlekörpers für die absolute Temperatur 2320° wiedergegeben, die beobachteten Punkte sind durch Kreise bezeichnet. Außerdem sind im gleichen Maßstab einige zur Eichung des Spektrolometers benutzte Energiekurven von niedrigerer Temperatur eingetragen, welche mit dem schwarzen Porzellankörper gewonnen sind.

Wie die Betrachtung der Figur zeigt und wie wir schon

mehrfach hervorgehoben haben, ist die Bestimmung der Lage ( $\lambda_m$ ) des Energiemaximums relativ ungenau; und zwar um so ungenauer, je näher das Maximum an das sichtbare Gebiet rückt; da der Fehler von  $\lambda_m$  mit seiner ganzen Größe in die Temperaturbestimmung aus  $\lambda_m T = 2940$  eingeht, so kann diese Methode der Temperaturbestimmung mit den anderen Methoden nicht konkurrieren. Vielmehr sollte man umgekehrt aus der mittels  $E_m$  gefundenen Temperatur die Lage von  $\lambda_m$  bestimmen und danach die Kurve genauer zeichnen. Der aus  $\lambda_m$  gefundene Wert der Temperatur ist daher in der Tabelle nicht aufgeführt.

Die spektralphotometrischen Messungen beziehen sich auf verschiedene Wellenlängen, welche nahe regelmäßige Intervalle des Spektrums umfassen und für welche die benutzten Absorptionsplatten möglichst wenig selektiv sind. Bei der enormen Helligkeit des so hoch temperierten Kohlekörpers waren fünf Absorptionsplatten zur Lichtschwächung notwendig, welche zusammen die Helligkeit auf 1/8000 reduzierten.

In der Tabelle sind die Resultate einer Beobachtungsreihe in zeitlicher Aufeinanderfolge mitgeteilt.

Reihenfolge	Methode	Abs. Temp.	90 cm		60 cm		0,62 $\mu$ , 0,59 $\mu$		0,55 $\mu$		0,51 $\mu$ , 0,49 $\mu$	
1.	Helligkeit . . . .	2310	—	—	2294	2315	2309	2312	2320			
2.	Gesamtstrahlung .	2325	2317	2335	—	—	—	—	—			
3.	Helligkeit . . . .	2320	—	—	2307	2307	2315	2331	2339			
4.	Gesamtstrahlung .	2330	2330	2330	—	—	—	—	—			
5.	Energiemaximum	2330	—	—	—	—	—	—	—			
6.	Helligkeit . . . .	2330	—	—	2325	2327	2325	2339	2333			
7.	Gesamtstrahlung .	2345	2348	2339	—	—	—	—	—			
8.	Energiemaximum	2320	—	—	—	—	—	—	—			

Die spektralphotometrisch gewonnenen Temperaturen sind in den Zeilen 1, 3 und 6 enthalten, wobei der unter „Temperatur“ angegebene Wert der auf 5° abgerundete Mittelwert aus den für die verschiedenen Wellenlängen gefundenen und in der Tabelle aufgeführten Zahlen ist.



Die Zeilen 2, 4 und 7 enthalten die mit dem Flächenbolometer gewonnenen Temperaturen als Mittel der für die beiden Entfernungen 90 cm und 60 cm gesondert angegebenen Zahlen.

Die Zeilen 5 und 8 geben die aus der Intensität des Energiemaximums erhaltenen Temperaturen wieder.

Die Übereinstimmung der nach den verschiedenen Methoden gefundenen Temperaturen ist eine so gute, daß damit die Gültigkeit der zu Grunde gelegten Strahlungsgesetze bis zu  $2300^{\circ}$  abs. als bestätigt gelten darf. Die vorhandenen kleinen Abweichungen sind nicht nur durch die unvermeidlichen Beobachtungsfehler zu erklären, sondern zum Teil durch einen nahe regelmäßigen Temperaturgang des Kohlekörpers hervorgerufen. Die Messungen mußten nach Beendigung der Energiemessung Nr. 8 abgebrochen werden, weil der Kohlekörper durchbrannte.

Da die unseren Versuchen zu Grunde gelegten Strahlungsgesetze auf der gasthermometrischen Temperaturskala aufgebaut sind, insofern ja die Konstanten der Apparate auf diese Skala bezogen wurden, so kann man schließen, daß man für die Temperatur des Kohlekörpers den gleichen Wert finden würde, wenn es gelänge, sie direkt mit einem idealen Gasthermometer zu messen. Damit ist die Grenze der exakten Temperaturmessung um fast  $1000^{\circ}$  erweitert.

In diesem Sinne sind die Gasthermometrie und die Strahlungsmessung am schwarzen Körper gleichberechtigte Methoden, die sich in praktischer Beziehung ergänzen, insofern die eine bei den niederen, die andere bei den höheren Temperaturen voll zur Geltung kommt. Soweit der schwarze Kohlekörper reicht, ist für die Eichung der verschiedenen empirischen Pyrometer eine festere Grundlage geschaffen worden.

Geht man aber weiter und definiert die absolute Temperatur direkt durch die schwarze Strahlung, etwa indem man die Temperatur als eine bestimmte Funktion der Gesamtstrahlung definiert, so gewinnt man eine neue, strahlungstheoretische Temperaturskala. Diese ist in demselben Sinne eine absolute, wie die thermodynamische, da die schwarze Strahlung nicht von der Natur irgend eines Stoffes abhängt, sondern den stabilen Gleichgewichtszustand der reinen Temperaturstrahlung darstellt. Wählt man als diese Funktion die vierte Wurzel aus der Gesamtstrahlung

und nimmt man die konventionelle Festsetzung hinzu, daß die Temperaturdifferenz zwischen dem Siedepunkt und dem Gefrierpunkt des Wassers  $100^{\circ}$  beträgt, so stimmen die Angaben der neuen Skala mit denen der thermodynamischen und der gas-thermometrischen Skala überein.

Dieses experimentelle Resultat folgt auch aus der Theorie, da BOLTZMANN das STEFANSche Gesetz als Folgerung aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik hergeleitet hat. Will man die Beziehungen auf die Fundamentalpunkte vermeiden, um die Definition von den Eigenschaften irgend welcher Substanzen unabhängig zu machen, so kann man z. B. festsetzen, daß die in einem Kubikzentimeter der schwarzen Strahlung von der absoluten Temperatur 1 enthaltene Energie eine festgesetzte Größe besitze. Die Temperaturgrade dieser Skala würden gleich denen der CELSIUSSchen Temperaturskala werden, wenn man diese Größe gleich  $7,06 \cdot 10^{-15}$  Erg<sup>1)</sup> setzt. Vor der älteren thermodynamisch definierten Temperaturskala hat die strahlungstheoretische den Vorzug, daß sie nicht bloß eine theoretische Bedeutung besitzt, sondern daß man gemäß der Definition die Messung auch praktisch ausführen kann.

---

<sup>1)</sup> Vgl. F. KURLBAUM, Wied. Ann. 65, 746—760, 1898 und M. PLANCK, Ann. d. Phys. (4) 4, 562, 1901.

Charlottenburg, den 4. Januar 1903.

**Die magnetische und elektrische  
Ablenkbarkeit reflektierter und von dünnen Metall-  
blättchen hindurchgelassener Kathodenstrahlen;  
von H. Starke.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 2.)

1. Die magnetische Ablenkung von Kathodenstrahlen nach der Reflexion an festen Körpern oder dem Durchgang durch Metallfolie ist des öfteren zum Gegenstand von Untersuchungen gemacht worden. Im Gegensatz zu den älteren Untersuchungen von E. MERRITT<sup>1)</sup>, PH. LENARD<sup>2)</sup>, W. SEITZ<sup>3)</sup> ist es den Herren E. GEHRCKE<sup>4)</sup> und G. LEITHÄUSER<sup>5)</sup> gelungen, eine Änderung dieser Eigenschaft gegenüber den direkten Kathodenstrahlen nachzuweisen. Sie zeigten, daß die von einem abgeleiteten Reflektor bzw. Metallblättchen ausgehende diffuse Strahlung inhomogen ist, d. h. aus Kathodenstrahlen verschiedener Ablenkbarkeit besteht, auch wenn das erzeugende Kathodenstrahlenbündel von einer Influenzmaschine erzeugt wird und bei magnetischer Ablenkung als scharfes Bündel bestehen bleibt, d. h. sich als homogen erweist.

Nach der Vorstellungsweise der Emissionstheorie ist für die Ablenkung eines Kathodenstrahlenbündels, welches eine gewisse Strecke in einem gegebenen magnetischen Felde zurücklegt, außer der Geschwindigkeit  $v$  der sich bewegenden Teilchen noch der Quotient  $\frac{\epsilon}{m}$  aus Ladung und Masse derselben maßgebend. Aus den GEHRCKE-LEITHÄUSERSchen Versuchen würde demnach auf eine Änderung von  $v$  und  $\frac{\epsilon}{m}$  oder einer dieser beiden Größen bei

<sup>1)</sup> E. MERRITT, Phys. Rev. 7, 217, 1898.

<sup>2)</sup> PH. LENARD, Wied. Ann. 32, 27, 1894.

<sup>3)</sup> W. SEITZ, Ann. d. Phys. 6, 29, 1901.

<sup>4)</sup> E. GEHRCKE, Berl. Ber. 1901, 18. April.

<sup>5)</sup> G. LEITHÄUSER, Berl. Ber. 1902, 13. März.

dem Auftreffen auf feste Körper zu schließen sein. Da bisher für Kathodenstrahlen jeder Ablenkbarkeit der Wert  $\frac{\epsilon}{m}$  als der gleiche gefunden worden ist, so liegt es zwar nahe, auch für die Strahlen, deren Ablenkbarkeit durch den Anprall an feste Körper modifiziert worden ist, ein gleiches  $\frac{\epsilon}{m}$  anzunehmen und daher nur von einer Geschwindigkeitsveränderung bei der Reflexion bzw. dem Durchgang durch dünne Metallblättchen zu sprechen. Indessen bedarf diese Interpretation noch der experimentellen Bestätigung. Die im folgenden mitgeteilten Versuche wurden zu diesem Zweck unternommen.

2. Für die Ausführung der Versuche wählte ich die meines Wissens für diesen Zweck einzig mögliche Methode, welche Herr W. KAUFMANN<sup>1)</sup> angegeben und für die gleichen Messungen an Becquerelstrahlen verwendet hat. Dieselbe beruht darauf, daß man gleichzeitig in zwei auf einander senkrechten Richtungen eine elektrische und eine magnetische Ablenkung erfolgen läßt. Bei homogener Strahlung würde man ein einziges abgelenktes Strahlenbündel erhalten, welches auf einer photographischen Platte ebenso wie das unabgelenkte Bündel einen scharfen Fleck erzeugen würde. Bei inhomogener Strahlung hingegen wird wegen der verschiedenen Ablenkbarkeit der einzelnen Strahlengattungen kein scharfer Fleck mehr entstehen können, sondern man erhält als Bild eine gewisse Kurve, aus deren Verlauf man den Quotienten  $\frac{\epsilon}{m}$  und die Geschwindigkeit der Strahlen einzeln berechnen kann.

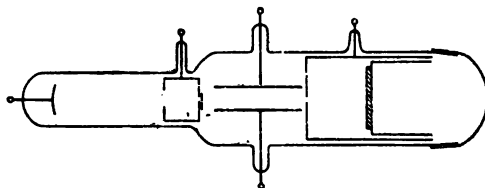
Der Kunstgriff, nach der Aufnahme der Kurve eine zweite bei umgekehrtem elektrischen Felde zu machen, vereinfacht die Ausmessung, und man hat den Vorteil, die doppelte elektrische Ablenkung beobachten zu können. Fig. 1 (a. f. S.) zeigt die für die Versuche mit durchgelassenen Strahlen benutzte Röhre. Eine hohlspiegelförmige Kathode sendet ein konvergentes Kathodenstrahlenbündel auf das mit dünner Aluminiumfolie beklebte Messingdiaphragma (Loch 1 mm Durchmesser). Die die andere Seite diffus verlassenden Kathodenstrahlen passieren zwischen den Platten

---

<sup>1)</sup> W. KAUFMANN, Gött. Nachr. 1901, Heft 1; 1902, Heft 5.

(3,5 cm lang, 0,5 cm Abstand) eines eingeschmolzenen kleinen Kondensators. Dicht hinter demselben befindet sich die photographische Camera, bestehend aus zwei ineinander genau passenden

Fig. 1.



Messingcylindern. Die Verschußplatte des äußeren enthält die das Strahlenbündel ausblendende Öffnung von 1 mm Durchmesser; auf die Verschußplatte des inneren

wurde die photographische Platte mit Wachs aufgekittet. Der weite Teil der Röhre für die Versuche mit reflektierten Strahlen, enthaltend Kondensator und Camera, war von gleichen Dimensionen. Das Entladungsrohr war hier aber unter rechtem Winkel angeblasen. Reflektor war das schief abgeschnittene Ende eines mit Schliff einzusetzenden, 1 mm starken Kupferdrahtes; er war von der ihm zugewandten Seite des Kondensators gleichweit entfernt (5 mm), wie das Aluminiumblättchen bei der anderen Röhre.

3. Theoretisches. Die Formeln, mit deren Hülfe aus zwei aus den photographischen Kurven zu entnehmenden zusammengehörigen Werten von elektrostatischer und magnetischer Ablenkung die Größen  $v$  und  $\frac{e}{m}$  zu berechnen sind, hat Herr KAUF-

MANN abgeleitet. Die beiden aufeinander senkrechten Ablenkungen setzen sich nicht einfach gemäß dem Parallelogrammsatz zusammen, so daß man aus der beobachteten Gesamtablenkung ohne weiteres jede der beiden Ablenkungen, wie sie für sich ohne Existenz der anderen stattfinden würde, ablesen könnte. Dies wäre nur der Fall, wenn das Hinzukommen der senkrecht gerichteten Ablenkung die andere nicht beeinflussen würde. Dies ist für das Hinzukommen der elektrischen zur magnetischen Ablenkung allerdings der Fall, die Größe der letzteren ist von ersterer vollkommen unabhängig. Nicht aber umgekehrt. Wie eine leichte Ueberlegung zeigt, muß die elektrische Ablenkung um so größer werden, je mehr der Strahl in senkrechter Richtung magnetisch abgelenkt wird.

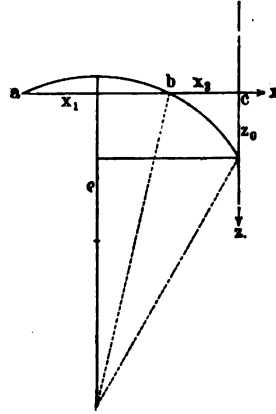
In Fig. 2 befindet sich bei  $a$  die diffuse Strahlenquelle (Reflektor, Blättchen), bei  $b$  das Diaphragma der Camera, bei  $c$  trifft ohne jede Ablenkung das Strahlenbündel die Platte. Seine Richtung sei  $x$ . Wird das magnetische Feld erregt, so geschehe die Ablenkung in der Zeichnungsebene

nach unten ( $z$ -Richtung). Der Verlauf des die Platte treffenden Strahlenbündels sei dann der durch  $a, b, d$  gehende Kreis. Tritt eine senkrecht zur Zeichnungsebene gerichtete elektrische Kraft hinzu, so wird an der Figur nichts geändert; der gezeichnete Kreis bleibt die Bahnprojektion in der  $xz$ -Ebene, weil ja die elektrische Ablenkung keine Geschwindigkeitsänderung in der Kreisbahn  $abc$  veranlaßt, und der Krümmungsradius  $\rho$  derselben nur eine Funktion der Bahngeschwindigkeit in der  $xz$ -Ebene ist. Die elektrische Ablenkung in der  $y$ -Richtung senkrecht zur Zeichnungsebene wird aber um so größer werden, je stärker die Kreisbahn in der  $xz$ -Ebene gekrümmt ist; denn für die elektrische Ablenkung ist direkt maßgebend die Zeit, welche das Teilchen im elektrischen Felde verweilt. Diese Zeit ist aber um so größer, je stärker die Kreisbahn gekrümmt ist, weil ja die Geschwindigkeit in der kreisförmigen Bahnprojektion konstant und der Weg länger ist. Wir können nach dieser Betrachtung ohne Schwierigkeit die Größe des Krümmungsradius der Kreisbahn und der elektrischen Ablenkung berechnen. Es ist, wenn  $v$  die Geschwindigkeit in der Kreisbahn ist, der durch das Magnetfeld  $H$  erzeugte Krümmungsradius  $\rho$  gegeben durch die Beziehung:

$$1) \quad m \frac{v_x^2}{\rho} = \epsilon v_x H \text{ oder } \rho = \frac{m v_x}{\epsilon H}.$$

Für die Berechnung der elektrostatischen Ablenkung bestimmt man die Tangente des Winkels  $\alpha$ , unter welchem der aus dem Diaphragma  $b$  tretende Strahl gegen die  $xz$ -Ebene geneigt ist. Derselbe berechnet sich in ähnlicher Weise wie der Elevationswinkel eines ohne Luftwiderstand fliegenden Geschosses. Es ist

Fig. 2.



im Punkte  $b$  die Geschwindigkeit  $\frac{dy}{dt}$  in der  $y$ -Richtung gleich der Beschleunigung des Kathodenstrahlteilchens im elektrischen Felde  $\frac{\epsilon F'}{m}$ , multipliziert mit der Zeit, während welcher das Teilchen das halbe Kondensatorfeld durchläuft:

$$2) \quad \frac{dy}{dt} = \frac{\epsilon}{m} F' \cdot \frac{t_1}{2}.$$

Wenn man mit  $ds$  ein Bahnelement der Kreisbahn in der  $xz$ -Ebene bezeichnet, ferner mit  $s_1$  die kreisförmige Projektion des halben im elektrischen Felde zurückgelegten Weges und mit  $s_2$  die Länge  $bd$  der kreisförmigen Projektion der Bahn zwischen Diaphragma und photographischer Platte, so ist die Kreisbahngeschwindigkeit

$$v_x = \frac{ds}{dt} = \frac{s_1}{\frac{t_1}{2}}, \text{ also } dt = \frac{ds}{v_x} \text{ und } \frac{t_1}{2} = \frac{s_1}{v_x}.$$

Die Tangente des zu bestimmenden Winkels ist  $\tan \alpha = \frac{dy}{ds}$ ; daher kann man schreiben:

$$3) \quad \tan \alpha = \frac{dy}{ds} = \frac{\epsilon F' s_1}{m v_x^2}.$$

Die elektrische Ablenkung ist daher:

$$4) \quad y_0 = s_2 \tan \alpha = \frac{\epsilon F' s_1 s_2}{m v_x^2}.$$

Bisher ist also  $\varrho$  und  $y_0$  bestimmt. Zwischen der magnetischen Ablenkung und  $\varrho$  kann man aus der Fig. 2 leicht die angenäherte Beziehung aufstellen:

$$5) \quad \varrho = \frac{z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2}{2 z_0} + \frac{x_1^2 z_0}{4(z_0^2 + x_2^2 + x_1 x_2)}.$$

Ferner sind aus derselben Figur für die Größen  $s_1$  und  $s_2$  die Beziehungen zu finden:

$$6) \quad s_1 = \varrho \arcsin \frac{h}{2\varrho},$$

wo  $h$  die Länge der Kondensatorplatten (hierfür kann man ohne in Betracht kommenden Fehler  $s_1 = \frac{h}{2}$  schreiben), und:

$$7) \quad s_2 = 2 \varrho \arcsin \frac{\sqrt{x_2^2 + z_0^2}}{2 \varrho}.$$

Nachdem aus der magnetischen Ablenkung und den Dimensionen des Apparates nach 5), 6), 7) die Größen  $\varrho$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  ermittelt sind, bestimmen sich  $v$  und  $\frac{\varepsilon}{m}$  nach den aus 1) und 4) sich ergebenden Formeln:

$$8) \quad v_x = \frac{F s_1 s_2}{y_0 \varrho H}$$

$$9) \quad \frac{\varepsilon}{m} = \frac{v_x}{\varrho H}.$$

Die berechnete Geschwindigkeit  $v_x$  ist die Projektion der wirklichen Bahngeschwindigkeit auf die  $xz$ -Ebene. Die wahre Geschwindigkeit ergibt sich daraus als  $v = v_x \left(1 + \frac{1}{2} \frac{y_0^2}{s_2^2}\right)$ . Sie ist für die beobachteten Ablenkungen von  $v_x$  nur um 1 Proz. bis im ungünstigsten Falle 3 Proz. verschieden.

4. Messungen: a) Dimensionen des Apparates. Die Strecke  $x_1$  vom Reflektor bzw. dem Metallblättchen bis zum Diaphragma der Camera betrug 4,5 cm, die Entfernung  $x_2$  des Diaphragmas von der photographischen Platte 4 cm. Die Länge  $h$  und der Abstand  $\delta$  der Platten des für die elektrische Ablenkung dienenden Kondensators waren  $h = 3,5$  cm bzw.  $\delta = 0,508$  cm.

b) Potentialmessung. Das Entladungspotential wurde mit einem geeichten BRAUNschen Elektrometer gemessen. Die einige hundert Volt betragende Potentialdifferenz der Kondensatorplatten wurde durch einige Kästen einer Hochspannungsbatterie hergestellt. Die Spannung jedes einzelnen Kastens wurde mit Galvanometer und großem Widerstand mit der Spannung einer großen Akkumulatoren-batterie verglichen, letztere mit einem Präzisionsvoltmeter gemessen.

c) Messung des Magnetfeldes. Da es mir weniger auf die Bestimmung absoluter Werte als auf die Konstatierung vorhandener Änderungen der die Ablenkung bestimmenden Größen

$\frac{\varepsilon}{m}$  und  $v$  ankam, so umging ich die genaue Auswertung des Magnetfeldes und seiner Inhomogenität, indem ich für eine gewisse beobachtete Stromstärke in den Spulen mit reflektierten



Strahlen eine Aufnahme bei nur magnetischer, ohne elektrische Ablenkung machte. Das photographische Bild besteht aus dem unabgelenkten Fleck und einem auf ihn zu gerichteten Streifen. Der wenigst abgelenkte Teil dieses Streifens hat nach GEHRCKE die gleiche Ablenkung, wie sie der direkte (nicht reflektierte) Strahl haben würde. Aus der Größe derselben kann man daher unter Annahme des SIMONSchen Wertes für  $\frac{\epsilon}{m}$  ( $= 1,865$ ) und eines Geschwindigkeitswertes, wie er dem beobachteten Entladungspotential entspricht, einen Mittelwert für das Magnetfeld rückwärts aus Formeln 5) und 1) auf S. 18 und 17 berechnen. Für jede andere Stromstärke in den Spulen ändert sich das Feld proportional. Auf diese Weise ist es erreicht, daß ohne eine umständlichere, mit Berücksichtigung der Feldinhomogenität ausgeführte Berechnung doch der aus den photographischen Kurven entnommene Wert von  $\frac{\epsilon}{m}$  dem SIMONSchen nahe kommt.

d) Die Ausmessung der Kurven geschah mit Zirkel und fein geteiltem Lineal, was an Genauigkeit nicht viel hinter der Benutzung der Teilmaschine zurückstand. Eine Exposition ohne Ablenkung war nie nötig, weil die stets entstehenden Röntgenstrahlen den direkten Fleck lieferten. Die Ausmessung war auf etwa 5 Proz. Genauigkeit möglich, obwohl die photographischen Kurven wenig kontrastreich waren, so daß sie für den Druck auch nicht reproduziert werden konnten.

e) Die Erzeugung der Kathodenstrahlen geschah mit Hilfe einer äußerst kräftig wirkenden eingebauten 20 plattigen Influenzmaschine von O. LEUNER, Dresden. Der von dem Drahtende gebildete kleine Reflektor befand sich im Vereinigungspunkt der von einer Hohlspiegelkathode kommenden Strahlen. Ebenso bei den Versuchen mit durchgelassenen Kathodenstrahlen die Aluminiumfolie (bezogen von J. TRUMP, Nürnberg, 0,002 bis 0,003 mm dick). Es wurden zwar vor den eigentlichen Versuchen erst starke Induktorentladungen einen, manchmal zwei Tage lang durch die Röhre gesandt, dann erst für kurze Zeit Luft eingelassen, schnell die Camera mit der Platte eingeführt und wieder ausgepumpt. Dennoch war die Gasabgabe im Innern des Rohres nie völlig beseitigt, und es wurde daher das Entladungspotential

durch Pumpen mit einer KAHLBAUMSchen Quecksilberluftpumpe während der Dauer der Exposition annähernd konstant erhalten. Das Versuchszimmer war selbstverständlich nur mit rotem Licht während der Dauer eines Versuches erleuchtet.

5. Resultate: Von den erhaltenen Resultaten teile ich die Ausmessung an je einer Platte für Versuche mit reflektierten und mit durchgelassenen Kathodenstrahlen mit. Die Ausmessungen anderer Platten weichen nur wenig von den mitgeteilten ab.

### I. Reflektierte Kathodenstrahlen.

Kupferreflektor. Abstand der Kondensatorplatten  $\delta = 0,508$  cm.

Länge der Kondensatorplatten  $h = 3,5$  cm, also  $s_1 = \frac{h}{2} = 1,75$ .

Abstand Reflektor—Diaphragma  $x_1 = 4,5$  cm; Abstand Diaphragma—Platte  $x_2 = 4$  cm.

Potentialdifferenz der Kondensatorplatten  $V = 605$  Volt;

Intensität des elektrischen Feldes  $F = \frac{V}{\delta} = 119 \cdot 10^9$  C.-G.-S.

Strom in den Magnetspulen  $J = 4,49$  Amp. Ihm entsprechende mittlere Intensität des magnetischen Feldes  $H = 19,9$ .

Entladungspotential der Kathodenstrahlen 8000 Volt.

Expositionszeit sechs Minuten.

$z_0$	$y_0$	$\rho$	$s_2$	$v \cdot 10^{-9}$	$\frac{\epsilon}{m} \cdot 10^{-7}$
1.2	0,52	15,00	4,19	5,64	1,90
1.4	0,73	13,01	4,24	4,69	1,81
1.6	0,94	11,67	4,30	4,11	1,77
1.8	1,12	10,54	4,40	3,90	1,87
2.0	1,32	9,74	4,47	3,66	1,88

### II. Kathodenstrahlen nach dem Durchgange durch 0,002 mm dicke Aluminiumfolie.

Gleiche Dimensionen wie in I.

Intensität des elektrischen Feldes, auch wie in I,  $F = 119 \cdot 10^9$ .

Spulenstrom 4,38 Amp.

Intensität des magnetischen Feldes  $H = 19,4$ .

Entladungspotential der Kathodenstrahlen 12000 Volt.

Expositionszeit zehn Minuten.

$z_0$	$y_0$	$e$	$s_2$	$v \cdot 10^{-9}$	$\frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$
1,05	0,42	16,95	4,14	6,25	1,90
1,2	0,56	15,0	4,19	5,38	1,84
1,4	0,78	13,01	4,24	4,42	1,75
1,6	0,98	11,67	4,30	4,03	1,75
1,8	1,19	10,54	4,40	3,8	1,86

Aus den Tabellen ist ersichtlich, daß die Größe  $\frac{e}{m}$  für Kathodenstrahlen durch das Passieren eines Metallblättchens oder durch Reflexion an einer Metallfläche nicht verändert wird. Die sich zeigende Inhomogenität der Strahlen beruht daher allein auf einer Geschwindigkeitsänderung. Die photographischen Kurven, aus welchen die in obigen Tabellen enthaltenen Zahlen für  $z_0$  und  $y_0$  entnommen sind, sind mithin sehr angenähert Parabeln. Sie wären es genau, wenn nicht die geringe Beeinflussung der elektrischen durch die magnetische Ablenkung bestände; dann wäre das Quadrat der magnetischen dividiert durch die elektrische Ablenkung eine Konstante.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

**Der abnormale Kathodenfall des Glimmstromes;  
von J. Stark.**

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 1.)

§ 1. **Einleitung.** — Vor längerer Zeit (Phys. Zeitschr. 3, 88, 1901) stellte ich zahlreiche Messungen über den abnormalen Kathodenfall  $K$  des Glimmstromes an; sie ließen sich durch die Formel darstellen:  $K = K_n + \frac{k}{p \cdot f^{1/2}} (i - \alpha \cdot p \cdot f)^{1/2}$ ; hierin ist  $p$  der Gasdruck,  $f$  die von negativem Glimmlicht bedeckte Fläche der Kathode,  $i$  die Stromstärke,  $K_n$  der normale Kathodenfall,  $k$  und  $\alpha$  eine Konstante.

Nach der Theorie der Ionisierung durch Ionenstoß kommt für die schnellen ionisierenden Ionen an der Kathode bis zur Hellrotglut lediglich die Zahl der neutralen Moleküle in der Volumeneinheit, die „spezifische Molekülzahl“  $n_m$ , in Betracht (Ann. d. Phys. 8, 829, 1902). Man tut darum besser, in die obige Formel an Stelle von  $p$  die spezifische Molekülzahl  $n_m$  einzuführen, gemäß der Beziehung  $p = C \cdot n_m \cdot T$ , worin  $C$  eine Konstante,  $T$  die absolute Temperatur bedeutet. Man erhält so:

$$K = K_n + \frac{a \cdot T}{p \cdot f^{1/2}} \left( i - \frac{\alpha \cdot p \cdot f}{T} \right)^{1/2};$$

hierin sind  $a$  und  $\alpha$  Konstanten.

Meine ersten Messungen waren nicht in einem fettfreien Vakuum ausgeführt; von anderer Seite wurde, allerdings auf Grund einer geringen Anzahl von Messungen, eine lineare Beziehung zwischen Kathodenfall und Stromstärke behauptet. Diese Gründe veranlaßten mich, neue Messungen des abnormalen Kathodenfalls des Glimmstromes in trockener, fettfreier Luft an Platin unter Beobachtung jeder Vorsichtsmaßregel anzustellen. Da sich die Veröffentlichung der ausführlichen Abhandlung noch längere Zeit verzögern dürfte, seien hier die bisher gewonnenen Resultate kurz mitgeteilt.

§ 2. **Einfluss der Temperatur bei sekundärer Erhitzung der Kathode.** — Als Kathode diente ein dünner Platindraht, der zwischen zwei dicken Kupferdrähten gespannt war und sekundär galvanisch erhitzt werden konnte; aus seiner Widerstandsänderung wurde angenähert seine Temperatur berechnet.

Bei konstantem Gasdruck nimmt die normale Stromdichte an der Kathode ( $j_n = \frac{\alpha \cdot p}{T}$ ) ab, wenn die Temperatur erhöht wird. Die Grundfläche des negativen Glimmlichtes wächst nämlich unter Konstanz der Stromstärke, wenn die Kathode erwärmt wird, wie auch bereits G. C. SCHMIDT<sup>1)</sup> gefunden hat.

Der normale Kathodenfall ist unabhängig von der Temperatur (G. C. SCHMIDT, a. a. O.).

Bei konstantem Gasdruck steigt der abnormale Kathodenfall, wenn die Temperatur der Kathode erhöht wird. Bei Hellrotglut gilt dieser Satz scheinbar nicht mehr; doch erklärt sich diese Abweichung aus einer Erhöhung des Druckes durch Entwicklung von Gas aus der erhitzten Elektrode.

Die Länge des Kathodendunkelraumes nimmt zu, wenn unter sonst konstanten Umständen die Temperatur an der Kathode steigt.

§ 3. **Einfluss der Temperatur bei Selbsterhitzung der Kathode.** — Die elektrische Arbeit zwischen der negativen Glimmschicht und Kathode, also im ganzen Kathodendunkelraum, ist gleich dem Produkt aus dem Kathodenfall und der gesamten Stromstärke  $K \cdot J_g = K \cdot (J_p + J_n)$ . Die an den negativen Ionen geleistete Arbeit  $K \cdot J_n$  kommt an den Gasteilchen der negativen Glimmschicht zur Entwicklung; die an den positiven Ionen geleistete Arbeit  $K \cdot J_p$  wird zum Teil an der Kathode und in der ersten Kathodenschicht in Wärme verwandelt. Dank dieser Arbeit erwärmt sich die Kathode des Glimmstromes und die an ihr liegende Gasschicht von selbst.

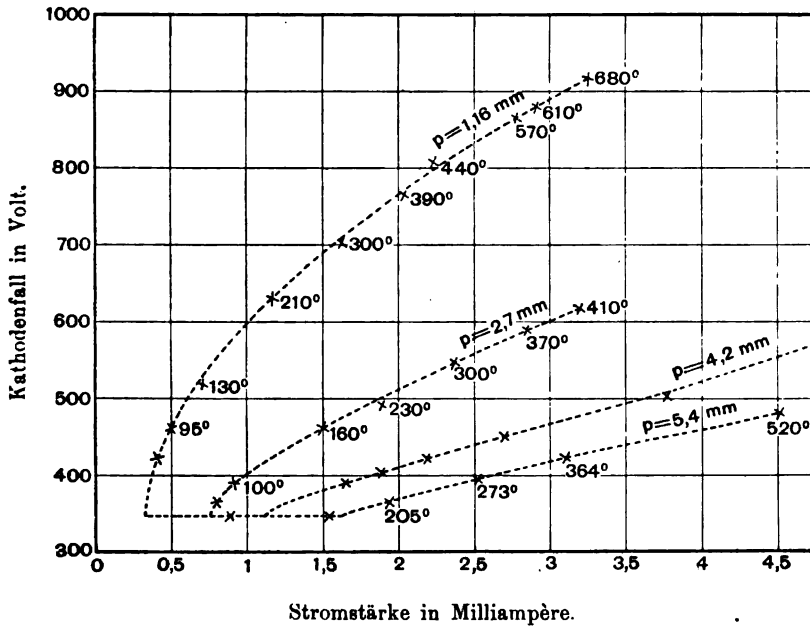
In der Fig. 1 sind zu den einzelnen beobachteten Werten von Kathodenfall und Stromstärke die zugehörigen Temperaturen

<sup>1)</sup> G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 1, 625, 1900.

(gerechnet vom Eispunkt) eingetragen, welche die Kathode infolge der Selbsterhitzung annimmt. Wie man sieht, ist die Temperatur um so höher, je größer die Fläche des Rechteckes aus Kathodenfall und Stromstärke ist.

Durch die Selbsterhitzung erhöht der Glimmstrom von selbst seinen Kathodenfall. Bei kleinen Stromstärken ist indes dieser Einfluß gering; Stromstärke und Kathodenfall behalten die Werte unverändert bei, welche sie unmittelbar nach Stromschluß annehmen. Ist jedoch die Stromdichte an der

Fig. 1.



Kathode beträchtlich größer als die normale, so zeigt sich der Einfluß der Selbsterhitzung; Stromstärke und Kathodenfall behalten die Werte, welche sie unmittelbar nach Stromschluß haben, nicht unverändert bei, sondern sie ändern sich mit steigender Temperatur an der Kathode erst schnell, dann immer langsamer, und zwar nimmt die Stromstärke ab, der Kathodenfall zu. Ein Beispiel hierfür gibt die nachstehende Tabelle:

Zeit in Sekunden nach Schluß	Druck 0,127 mm		Druck 0,071 mm	
	$i$	$K$	$i$	$K$
0	825	1695	1085	1470
15	745	1718	1020	1500
30	730	1724	1006	1510
45	724	1727	999	1515
60	723	1729	996	1518
75	722	1730	995	1520

§ 4. **Einfluß der Stromstärke.** — Die Beziehung zwischen Kathodenfall und Stromstärke ist nicht eine lineare. Dies haben sämtliche Messungen ergeben. Als Beispiel mögen die Kurven der Fig. 2 dienen.

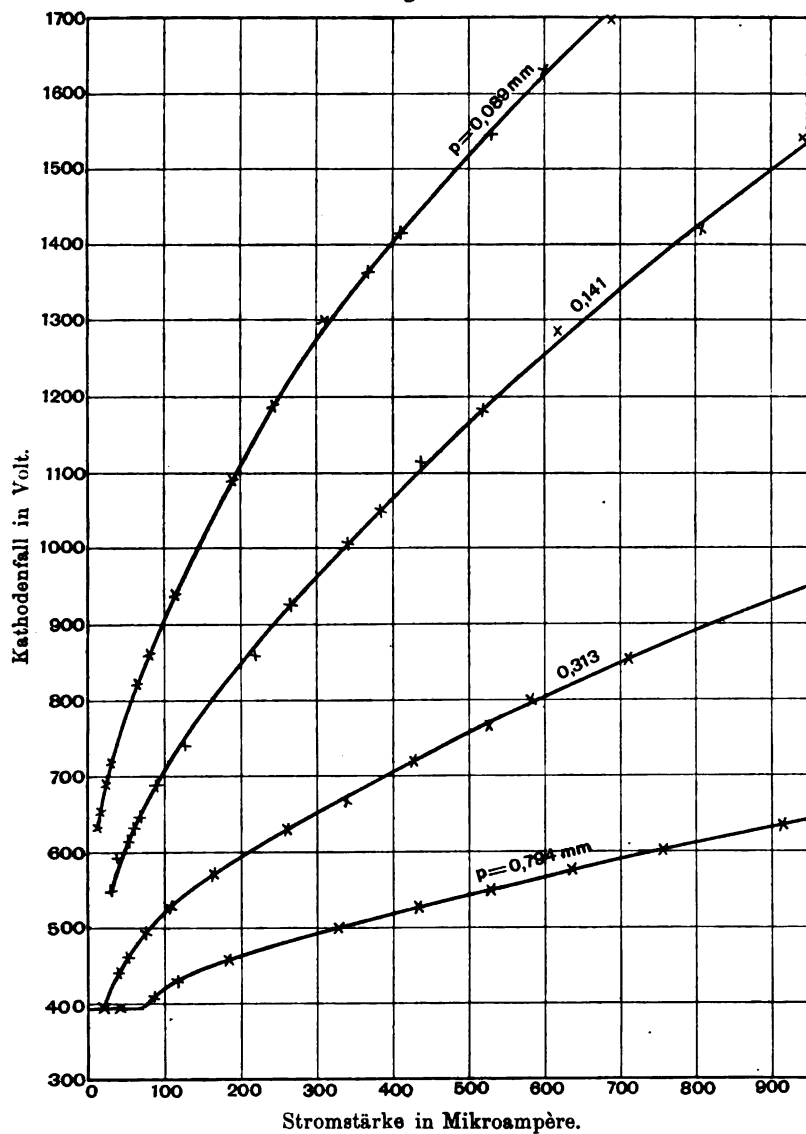
In den nebenstehenden Kurven ist der Einfluß der Selbsterhitzung an der Kathode nicht berücksichtigt; es sind vielmehr die stationären Werte längere Zeit nach Stromschluß eingetragen. Aus diesem Grunde sind die Werte des Kathodenfalls für größere Stromstärken größer, als der Voraussetzung konstanter spezifischer Molekülzahl entspricht. Die Krümmung nach unten ist um so kleiner, je größer das Produkt  $K \cdot J_g$  ist; für höhere Drucke, bei welchen jenes Produkt groß ist, kann darum die Selbsterhitzung der Kathode eine geradlinige Beziehung zwischen Kathodenfall und Stromstärke vortäuschen, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist.

§ 5. **Einfluß des Gasdruckes.** — Die Temperatur an der Kathode sei konstant; die Stromdichte an der Kathode sei viel größer als ihr normaler Wert; in der obigen Formel soll also  $\frac{\alpha \cdot p \cdot f}{T}$  neben  $i$  vernachlässigt werden können; geändert werde der Gasdruck. Nach der obigen Formel gilt unter diesen Voraussetzungen:  $(K - K_n) \cdot p = \text{const.}$

Um die vorstehende Beziehung zu prüfen, muß man einerseits Werte der Stromstärke wählen, welche beträchtlich größer sind, als diejenigen  $\left(\frac{\alpha \cdot p \cdot f}{T}\right)$ , für welche der Kathodenfall normal wird; andererseits dürfen die Stromstärken nicht so groß sein,

daß der Einfluß der Selbsterhitzung bemerkbar wird, daß also die Stromstärke unmittelbar nach Stromschluß nicht konstant bleibt,

Fig. 2.





sondern langsam zurückgeht. Diesen Forderungen ist in der nachstehenden Tabelle genügt.

Druck in mm	$i = 400$		$i = 300$		$i = 200$		$i = 100$	
	$K$	$(K-395).p$	$K$	$(K-395).p$	$K$	$(K-395).p$	$K$	$(K-395).p$
0,794	515	85,3	490	75,4	—	—	—	—
0,425	610	91,4	575	76,5	530	57,3	—	—
0,313	695	93,9	650	79,8	595	62,6	515	37,6
0,234	800	94,7	740	80,7	665	63,2	565	37,4
0,141	1050	92,3	965	80,4	850	64,1	690	41,6
0,108	1245	91,8	1135	79,9	1020	70,2	845	43,6
0,089	—	—	1280	78,9	1100	62,7	910	46,8
0,075	—	—	—	—	1230	62,6	1080	47,6
Mittel	—	91,5	—	78,8	—	63,2	—	43,3
$\frac{(K-395).p}{i^{1/2}}$	—	4,57	—	4,55	—	4,49	—	4,33

Es ist zu fragen, ob nicht die elektrische Strömung die spezifische Molekülzahl an der Kathode bei konstanter Temperatur dadurch vergrößert, daß sie positive Ionen an der Kathode abscheidet und neutralisiert. Eine zur Entscheidung dieser Frage erdachte Versuchsanordnung ergab bisher Folgendes. Bei Stromdichten, die nicht sehr viel größer sind als die normale, ist die Zunahme der spezifischen Molekülzahl infolge der elektrolytischen Abscheidung positiver Ionen an der Kathode zu vernachlässigen im Vergleich zu der Zahl ohne elektrischen Strom; bei sehr großen Stromstärken wird allerdings die spezifische Molekülzahl an der Kathode durch Elektrolyse merklich vergrößert, an der Anode verkleinert.

Göttingen, Dezember 1902.

***Eine Braunsche Röhre für elektrostatische  
Ablenkung;  
von A. Wehnelt.***

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 1.)

So vorteilhaft die BRAUNSCHE Röhre sich für die Untersuchung des Verlaufes von Stromkurven mittels elektromagnetischer Ablenkung des Fluoreszenzfleckes verwenden läßt, so ist doch ihre Anwendung, wenn es sich um Untersuchung von Spannungskurven handelt, recht beschränkt.

Verwendet man zur elektrostatischen Ablenkung der Kathodenstrahlen außen am Rohr anliegende Kondensatorplatten, wie es H. EBERT<sup>1)</sup>, H. TH. SIMON und M. REICH<sup>2)</sup> und viele andere taten, so treten Ablenkungen nur bei schnell wechselnden elektrostatischen Feldern ein. Langsam wechselnde Felder geben Ablenkungskurven, die nicht den wahren Feldänderungen proportional sind. Konstante Felder geben nur beim Entstehen und Verschwinden einen momentanen Ausschlag, während derselbe beim Bestehen des Feldes fortfällt. Der Grund hierfür liegt, wie unabhängig voneinander die Herren W. J. MILHAM<sup>3)</sup> und SCHNEIDER<sup>4)</sup> gefunden haben, in der Leitfähigkeit des durch die Kathodenstrahlen ionisierten Gases im Rohr. Unter dem Einfluß des Feldes wandern die positiven und negativen Ionen zu den entgegengesetzt geladenen Platten und bilden an den Innenwandungen der Glasröhre elektrische Doppelschichten, durch die das Feld vernichtet wird.

<sup>1)</sup> H. EBERT, Wied. Ann. 64, 242, 1898.

<sup>2)</sup> H. TH. SIMON und M. REICH, Phys. Zeitschr. 2, 284, 1900/1901.

<sup>3)</sup> W. J. MILHAM, Dissertation Straßburg 1901.

<sup>4)</sup> SCHNEIDER, Dissertation Erlangen 1902 (erscheint demnächst im Druck).

Verwendet man Innenelektroden, wie J. J. THOMSON<sup>1)</sup>, W. KAUFMANN<sup>2)</sup>, W. WIEN<sup>3)</sup> und P. LÉNARD<sup>4)</sup>, so tritt bei höheren Drucken eine leuchtende Entladung zwischen den Platten ein. Die hierdurch wesentlich veränderte Verteilung des Potentials zwischen den Platten bedingt, daß die Ablenkungen keineswegs mehr proportional den angelegten Potentialdifferenzen sind. Nur bei sehr tiefen Drucken wurden länger anhaltende Ablenkungen erzielt<sup>5)</sup>, die, wie J. J. THOMSON durch eingehende Versuche festgestellt hat, proportional dem angelegten Felde sind. Bei so tiefen Drucken können zur Erzeugung der Kathodenstrahlen nur Induktorien benutzt werden, deren intermittierende Ströme sich aber nicht zur Darstellung von kontinuierlichen Kurven eignen.

Um nun doch bei höheren Drucken und solchen Entladungspotentialen (5000 bis 10000 Volt), bei denen Influenzmaschinen noch kontinuierliche Entladungen liefern, rein elektrostatische Ablenkungen der Kathodenstrahlen zu erhalten, habe ich das Rohr nach Grundsätzen konstruiert, die sich aus Versuchen von E. WIEDEMANN<sup>6)</sup> und mir selbst<sup>7)</sup> ergaben. Die Versuche hatten

Fig. 1.



gezeigt, daß das Entladungspotential in verdünnten Gasen außerordentlich hoch ansteigt, sobald man die Anode so in den dunkeln Kathodenraum bringt, daß das positive Licht gezwungen ist, durch den dunkeln Kathodenraum hindurch zum Glimmlicht zu gehen. Hat man z. B. eine plattenförmige, den Ausschnitt des Rohres ausfüllende Kathode *K* (Fig. 1), deren Rückseite und Zuleitung sorgfältig isoliert, und eine bis zur Spitze isolierte drahtförmige Anode *A* so weit genähert, daß dieselbe sich im dunkeln Kathodenraum befindet, so steigt das Entladungs-

<sup>1)</sup> J. J. THOMSON, *Phil. Mag.* 44, 296—316, 1897.

<sup>2)</sup> W. KAUFMANN, *Wied. Ann.* 62, 591, 1897, benutzt zur elektrostatischen Ablenkung den Potentialgradienten im dunkeln Kathodenraume leuchtender Entladungen.

<sup>3)</sup> W. WIEN, *Verhandl. d. physik. Ges. Berlin* 16, 171—172, 1897. (Elektrostatische Ablenkung der Lénardstrahlen.)

<sup>4)</sup> P. LÉNARD, *Wied. Ann.* 64, 283, 1898.

<sup>5)</sup> Vgl. J. J. THOMSON, *l. c.*, und W. KAUFMANN, *Verhandl. d. D. physik. Ges.* 1, 88, 1899.

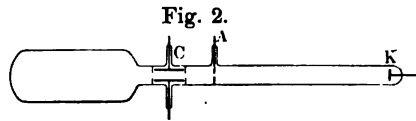
<sup>6)</sup> E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.* 20, 767, 1883; 63, 242, 1897.

<sup>7)</sup> A. WEHNELT, *Wied. Ann.* 65, 511—542, 1898.

potential außerordentlich stark, und man sieht das  $\pm$ -Licht sich rückwärts von der Anode umbiegen und dem Glimmlichte zustreben. Wird die Anode nun auch von einer den Querschnitt des Rohres ausfüllenden Scheibe gebildet, so kann das positive Licht nicht mehr nach rückwärts, es kommt in diesem Falle überhaupt keine Glimmentladung mehr zu stande, es herrscht also zwischen den Platten ein rein elektrostatisches Feld.

Auf Grund dieser Versuche habe ich das in Fig. 2 gezeichnete Rohr konstruiert.  $K$  ist die Kathode,  $A$  die Anode, die zugleich als Diaphragma dient. Über die 1,5 mm große Öffnung ist ein feiner Draht gespannt, der als horizontaler Schattenstrich im Fluoreszenzfleck erscheint.

$C$  ist der Kondensator. Der Abstand der Platten beträgt 0,9 cm. Die Zuleitungen und Rückseiten der -1,9 cm



$\times 8$  cm großen Platten sind sorgfältig isoliert. Unmittelbar vor und hinter den Platten befinden sich Diaphragmen aus Glimmer, von denen dasjenige, durch welches die  $K$ -Strahlen in den Raum zwischen den Platten treten, nur wenig größer durchbohrt ist als das Anodendiaphragma, dasjenige, durch welches die Kathodenstrahlen austreten, eine Öffnung hat, die nur wenig kleiner ist als der Abstand der Platten voneinander. Zwischen diesen so eingebauten Platten kommt nun erst bei etwa 10000 Volt eine leuchtende Entladung zu stande, bei einem Druck, wo der Strom der Influenzmaschine noch völlig kontinuierlich ist. Man hat also ein rein elektrostatisches Feld zur Ablenkung der  $K$ -Strahlen zur Verfügung.

Schaltet man an die Platten, während das Rohr im Betriebe ist, eine elektromotorische Kraft, z. B. einige Zellen einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie an, so wird der von den  $K$ -Strahlen erzeugte Fluoreszenzfleck abgelenkt und bleibt es, solange die elektromotorische Kraft wirkt. Hebt man die Verbindung auf, so wandert der Fleck ziemlich rasch zurück. Schaltet man hingegen einen gut isolierenden Kondensator von z. B. 0,1 MF an, so vergeht eine Zeit von etwa drei bis fünf Minuten, ehe der Fleck völlig in die Nulllage zurückgekehrt ist. Dies deutet darauf hin, daß ein schwacher Strom zwischen

den Platten übergeht. Ich habe diesen Strom für einige Potentialdifferenzen gemessen und gefunden, daß die Stromstärke der angelegten Potentialdifferenz proportional ist. Zahlen gebe ich hier nicht, sondern in einer ausführlicheren Abhandlung, die demnächst in den *Annalen* erscheint. Die Stromstärken haben die Größenordnung  $10^{-6}$  Amp. Ihr Vorhandensein ist ohne weiteres erklärlich aus der Ionisation des Gases zwischen den Platten durch die Kathodenstrahlen.

Die Ablenkungen des Fluoreszenzfleckes sind, wie besondere Versuche zeigten, proportional den angelegten Potentialen, wodurch das Rohr zur Untersuchung von Potentialkurven geeignet wird. Durch Variation des Druckes im Rohre läßt sich leicht erreichen, daß eine Spannungsdifferenz von 80 Volt zwischen den Kondensatorplatten einen Ausschlag von 40 mm gibt, d. h., daß einem Ausschlag von 1 mm 2 Volt entsprechen. Da man nun leicht bei geeigneter Ablesevorrichtung [z. B. bei Benutzung eines Fernrohres, in dessen Gesichtsfeld eine nach V. WELLMANN<sup>1)</sup> beleuchtete Skala mit hellen Strichen auf dunkelm Grunde projiziert ist] noch  $\frac{1}{4}$  mm schätzen kann, so können noch Unterschiede in der Spannung von  $\frac{1}{2}$  Volt beobachtet werden. Will man größere Potentialdifferenzen messen, so muß man durch Erniedrigung des Druckes in der BRAUNschen Röhre die Kathodenstrahlen starrer machen. Man kann dann Spannungsdifferenzen bis zu 250 Volt messen. Beabsichtigt man Spannung über diesen Wert zu verwenden, so muß man mit Hilfe von hintereinandergeschalteten Kondensatoren eine Spannungsteilung vornehmen, wie z. B. Fig. 3 zeigt, worin *K* vier Kondensatorplatten mit veränderlichem Abstände bedeuten, *C* den Kondensator im BRAUNschen Rohre und *P*<sub>1</sub> und *P*<sub>2</sub> die Klemmen zum Ausschalten der zu untersuchenden Potentialschwankungen.

Fig. 3.



Mit Hilfe dieses Rohres war es mir möglich, eine Reihe interessanter Spannungskurven zu beobachten, von denen ich an dieser Stelle nur einige wiedergebe.

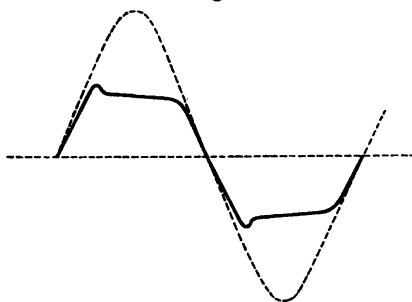
<sup>1)</sup> V. WELLMANN, *Astr. Nachr.* 127, 3040, 226—270, 1891; vgl. auch F. F. MARTENS, *Verhandl. d. physik. Ges. Berlin* 16, 144, 1897.

### 1. Spannungskurve an einer Wechselstrombogenlampe.

Benutzt wurden Dochkohlen. Die Klemmenspannung an den Kohlen betrug 35 Volt. Die ausgezogene Kurve in Fig. 4 zeigt

den Verlauf des Potentials an den Kohlen, die punktiert gezeichnete den fast sinusidalen Verlauf des benutzten Wechselstromes von etwa 60 Volt Spannung. Man sieht, daß die Spannungsdifferenz am Lichtbogen trotz variabler Stromstärke fast konstant ist.

Fig. 4.



Das zum Einsetzen des Stromes erforderliche Potential ist etwas höher als das während des Stromdurchganges, wie die kleine Erhöhung am Anfange der Kurve zeigt.

### 2. Spannungskurve an einem mit hochgespanntem Wechselstrom gespeisten Entladungsrohre bei nicht völliger Bedeckung der Kathode mit Glimmlicht.

Die Kurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie Fig. 4. Es werden dadurch die auf ganz anderem Wege gewonnenen Resultate des Herrn W. LESSING<sup>1)</sup> aufs beste bestätigt.

Die Form der Kurve ist verständlich, da ja bei nicht völlig mit Glimmlicht bedeckter Kathode der Kathodenfall unabhängig von der Stromstärke ist und der Potentialgradient im positiven Lichte sich nur sehr wenig mit der Stromstärke ändert.

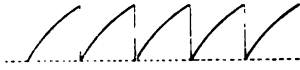
### 3. Form der Spannungskurven beim Betriebe eines Geißlerrohres mit einer kleinen Influenzmaschine.

Bei ganz langsamer Umdrehung einer kleinen Influenzmaschine erhält man Spannungskurven, welche bequem im rotierenden Spiegel zu beobachten sind. Fig. 5 (a. f. S.) zeigt dieselben.

<sup>1)</sup> W. LESSING, Dissertation Erlangen (erscheint demnächst im Druck).

Der langsame Anstieg stellt den Verlauf des Anwachsens des Potentials dar. Ist das Entladungspotential erreicht, so sinkt das Potential außerordentlich schnell auf 0. Es erklären sich hieraus die sehr scharfen Entladungsbilder, die man von einem Geißlerrohr im schnell rotierenden Spiegel erhält.

Fig. 5.



Erlangen, Physik. Institut der Universität, Dezember 1902.

*Über neue Wirkungen  
von Kathodenstrahlen und Lichtstrahlen;  
von L. Zehnder.*

(Vorläufige Mitteilung.)

Vorgelegt in der Sitzung vom 9. Januar 1903.

(Vgl. oben S. 1.)

Bekanntlich hat GOLDSTEIN gefunden, daß viele Salze unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen gefärbt werden, durch nachherige Lichtbestrahlung ihre Farbe aber wieder verlieren. Im Anschluß an seine Untersuchungen über die „Nachfarben“ hat er in einem Aufsatz: „Über umkehrbare Lichtwirkungen“<sup>1)</sup> auch eine Regenerierung des durch Kathodenstrahlen geschwärzten Bromsilbers und Chlorsilbers durch eine gewisse Behandlung mit Sonnenlicht und mit diffusem Tageslicht nachweisen können. Nach etwa dreiviertel Stunden Sonnenbestrahlung war nämlich eine Schwärzung der in eine zugeschmolzene Glasröhre eingeschlossenen Bromsilber- bzw. Chlorsilbersalze nur noch an der freien und an der besonnten Oberfläche der Salzmasse vorhanden. Die Rückseite und namentlich das ganze Innere der Masse war vollständig regeneriert und von frisch hergestelltem Salz im Aussehen nicht zu unterscheiden. In diffusem Tageslicht waren zur Regenerierung des Bromsilbers etwa zwei Sommertage, bei Chlorsilber aber einige Monate erforderlich. — Die Versuche gelangen auch mit Bromsilber- oder Chlorsilberpräparaten, die nicht durch Kathodenstrahlen, sondern durch Tageslicht an freier Luft geschwärzt worden waren. — Bei dauernder Belichtung an freier Luft erhielt GOLDSTEIN fortschreitende Schwärzung und Zersetzung des Bromsilbers ohne Regenerierung.

Zum Teil damit übereinstimmend, zum Teil aber abweichend von den genannten sind einige Ergebnisse, die ich an gewöhnlichen, photographisch empfindlichen Schichten gefunden habe:

---

<sup>1)</sup> E. GOLDSTEIN, diese Verhandlungen 3, 182, 1901.



Läßt man auf einer Trockenplatte durch Kathodenstrahlen ein deutliches Bild eines in den Weg der letzteren gebrachten Gegenstandes hervorrufen und nachher noch Licht auf die ganze Platte einwirken, so kann nach der Entwicklung unter Umständen die von Kathodenstrahlen getroffene Stelle heller erscheinen als der übrige Teil der Platte, was an eine Solarisation erinnert.

Daß aber die Wirkungen der Kathodenstrahlen und diejenigen der Lichtstrahlen auf photographische Schichten nicht gleichartig sind, erkennt man namentlich leicht bei der Bestrahlung von Kopierpapier, etwa von Celloidinpapier. Schwache Kathodenstrahlen färben das Celloidinpapier braun, während dasselbe durch Tageslicht violett gefärbt wird.

Celloidinpapier, das einmal von Kathodenstrahlen getroffen wurde, ist dadurch für Lichtwirkungen unempfindlicher geworden. Durch die Kathodenstrahlen wird die Lichtwirkung auf dieses Papier gehemmt. Setzt man von Kathodenstrahlen getroffenes Papier diffusum, weißem Licht aus, so färbt sich namentlich derjenige Teil desselben dunkler, der nicht von Kathodenstrahlen getroffen worden ist, und zwar ist dieses um so ausschließlicher der Fall, je intensiver die Kathodenstrahlen gewirkt haben. Daher entsteht merkwürdigerweise bei andauernder Lichtwirkung auf dem Papier ein Negativ des vorher durch die Kathodenstrahlen allein erzeugten positiven Bildes.

Andere Kopierpapiere, wie Aristopapier, Soliopapier, Rembrandtpapier, lassen analoge Wirkungen erkennen; sie unterscheiden sich voneinander nur durch eine größere oder geringere Empfindlichkeit für Kathodenstrahlen und für Lichtstrahlen. Das Papier von WYNNE'S Expositionsmeßer ist für Kathodenstrahlen schätzungsweise etwa zehnmal unempfindlicher, für Lichtstrahlen aber etwa zehnmal empfindlicher als Celloidinpapier; dasselbe zeigt die oben beschriebene Erscheinung der Bildung eines Negativs nur bei ganz schwachen Bestrahlungen.

Waren die Kathodenstrahlen sehr wirksam, so daß eine starke Bräunung der Chlorsilberschicht zu stande kam, so verblassen bei Belichtung die getroffenen Stellen sehr deutlich, die Schwärzung macht einer helleren Färbung Platz. Eine durch Kathodenstrahlen getroffene Kreisfläche z. B. wird zuerst am Rande, wo vermutlich die Kathodenstrahlen weniger intensiv einwirkten,

blasser, so daß ein dunkler Kern, umgeben von einem hellen Hof, erscheint. Nach und nach entfärbt sich auch die Mitte und die ganze Kreisfläche verblaßt.

Die von Kathodenstrahlen getroffenen Stellen photographischer Papiere mit glänzender Oberfläche zeigen nach der Lichtbestrahlung, sobald ein deutliches Negativ entstanden ist, eine andere Oberflächenfarbe und sie spiegeln intensiver als die nicht von Kathodenstrahlen getroffenen Stellen.

Wird das Kopierpapier nach solcher doppelter Bestrahlung in Fixiernatron gelegt, so verblassen die von Kathodenstrahlen getroffenen Stellen viel rascher als die übrigen Teile der empfindlichen Schicht, so daß das vorher kaum oder noch gar nicht sichtbare Negativ sofort deutlich erscheint. Aber in kurzer Zeit verschwindet das Negativ durch Änderung des Tones wieder mehr oder weniger vollständig. Je nach der Dauer der Einwirkung der Kathodenstrahlen, des Lichtes und des Fixiernatrons kann man das durch Doppelbestrahlung erhaltene negative Bild wieder in ein positives verwandeln. Nach dem Auswässern der halb fixierten oder der ganz ausfixierten Papiere ist von solchen Bildern nichts oder nur wenig mehr zu erkennen. — Auch durch genügend lange Belichtung kann das Bild vollständig zum Verschwinden gebracht werden.

Wenn durch magnetisch abgelenkte Kathodenstrahlen ein Gegenstand auf dem Kopierpapier abgebildet wird, so beobachtet man die genannten Erscheinungen ebenso, wie wenn das Bild durch nicht abgelenkte Strahlen erzeugt worden wäre.

Vom Elektrodenmaterial scheinen jene Wirkungen nicht abhängig zu sein. Wenigstens ergaben eine Platinkathode und eine Kupferkathode ganz ähnliche Wirkungen wie die Aluminiumkathoden. Auch von der Elektrodenform sind die Wirkungen ihrem Wesen nach nicht abhängig. Durch eine Kältemischung habe ich die Quecksilberdämpfe von der Versuchsröhre abzuhalten gesucht, ohne eine Änderung der Resultate zu bemerken. Auch der Sauerstoff, der beispielsweise nach **WARBURG** schon in seinen kleinsten Resten noch einen so großen Einfluß auf das Entladungspotential ausübt, verschuldet jene Negativbildung nicht; denn nach **WARBURG**'s Verfahren<sup>1)</sup> elektrolytisch in das Rohrinnere ein-

<sup>1)</sup> E. **WARBURG**, Wied. Ann. 40, 1, 1890.

geführtes Natrium nimmt wohl alle Sauerstoffreste auf, ohne indessen das Zustandekommen jener Negative zu verhindern.

Wenn man Celloidinpapier bis zur Verfärbung erwärmt, so kann dadurch die weitere Färbung desselben durch Belichtung gleichfalls gehemmt werden. Man könnte also die durch die Kathodenstrahlen bewirkte Erwärmung des Kopierpapiere für die beschriebenen Wirkungen allein verantwortlich machen wollen; indessen werden durch solche Erwärmungen doch wieder ganz andere Färbungen erzeugt. Auch nahm ich nie ein Verblässen der durch Erwärmung hervorgebrachten Bräunung des Kopierpapiere wahr, wie solches bei den durch Kathodenstrahlen hervorgerufenen Färbungen leicht zu beobachten ist.

Wirkungsvolle, in Gläschen eingeschlossene Radiumpräparate, die mir zur Verfügung standen, schwärzen ähnlich wie Licht das oben erwähnte Wynnepapier rascher als Celloidinpapier. Die Umkehrung des positiven Bildes in ein Negativ durch nachherige Lichtbestrahlung konnte ich bei Celloidinpapier deutlich beobachten, nicht aber bei Wynnepapier, auch nicht bei sehr schwacher Schwärzung desselben.

Die von mir beschriebenen Wirkungen scheinen ein neues brauchbares und bequemes Untersuchungs- und Unterscheidungsmittel für verschiedene Strahlenarten zu sein, das vielleicht auch auf das Wesen solcher Strahlen neues Licht zu werfen geeignet ist.

(Nachtrag bei der Korrektur:) Nach sehr intensiver Schwärzung durch Kathodenstrahlen habe ich jene Oberflächenfarbe und Spiegelung der Celloidinpapieroberfläche sofort, schon vor der Belichtung, wahrgenommen, aber keine deutliche Negativbildung durch Belichtung mehr erhalten können.

Nach der Bestrahlung mit Kanalstrahlen findet man gleichfalls sofort jene Oberflächenfarbe und die Spiegelung der Celloidinpapieroberfläche, ebenso eine starke Negativbildung bei nachheriger Belichtung. — Auch nach der Bestrahlung mit ultraviolettem Licht starker Brechbarkeit habe ich im diffusen weißen Licht jene Negativbildung wahrnehmen können.

München, Physikal. Inst. d. Univ., 9. Jan. 1903.

---

*Über molekulare Induktion;  
von Th. Grofs.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 1.)

Durch theoretische Betrachtungen, auf die ich heute nicht eingehen will, wurde ich bestimmt, den folgenden Versuch anzustellen.

Ich füllte ein parallelepipedisches Glasgefäß von etwa 23 cm Länge, 13 cm Breite und 14 cm Höhe 12 cm hoch mit reiner konzentrierter Kupfersulfatlösung und hängte in die Mitten seiner beiden schmalen Seiten zwei nicht bis auf den Boden reichende 1 mm starke Kupferdrähte, die durch einen Multiplikator mit 12000 Windungen und astatischem Nadelpaar untereinander verbunden waren. Hierauf nahm ich eine rechteckige Platte aus 0,7 mm starkem, blankem Zinkblech, die höher als das Gefäß und einige Millimeter schmaler als dessen innerer Querschnitt war, und stellte sie rechtwinklig zu seiner Länge und etwa 2 cm von der einen Elektrode entfernt in demselben in fester Stellung auf.

An der Zinkplatte wurde dann Kupfer aus der Flüssigkeit abgeschieden, und es entstand ein bei minutenlanger Beobachtungszeit dauernder Strom, der nach anfänglich stärkerer Ablenkung etwa  $10^\circ$  betrug und in der Flüssigkeit von der der Zinkplatte näheren zu der von ihr entfernteren Elektrode ging. Wurde die Zinkplatte dann aus der Flüssigkeit herausgenommen und in derselben Stellung wie vorhin nahe bei der anderen Elektrode wiederum in sie eingesenkt, so ging auch der Strom von dieser letzteren zu der entfernteren Elektrode; also umgekehrt wie vorhin.

Diese Stromrichtung wurde bei mehreren Versuchen beobachtet, doch bleibe vorläufig dahingestellt, ob nicht doch Abweichungen von ihr vorkommen können.

Unmittelbar beim Einsenken der Zinkplatte in die Flüssigkeit wurden zuweilen momentane entgegengerichtete Ausschläge der Nadel beobachtet. Ferner wurde die Stromrichtung unsicher, wenn

ich die Zinkplatte, ohne sie herauszuheben, in der Flüssigkeit von der einen zu der anderen Elektrode hinüberführte.

Es entsteht nun die Frage, wie diese Ströme zu erklären sind. Man könnte ja an Thermo-, Konzentrations- oder lokale Ströme denken, doch auch diese Annahmen bedürfen der näheren Untersuchung; ich unternahm es daher, den Versuch auf einfachere Bedingungen zurückzuführen.

I. Um die Elektrodendrähte vor Flüssigkeitsströmungen zu schützen, hing ich sie in Tonzellen von 6 cm Durchmesser, die ebenfalls Kupfersulfatlösung von ganz gleicher Beschaffenheit wie die in dem Glasgefäße befindliche enthielten, und die ich an die Mitten seiner schmalen Seiten stellte. Die Höhenunterschiede zwischen den Flüssigkeitsspiegeln in den Tonzellen und dem Glasgefäße wurden ausgeglichen; übrigens entstand, wie ein direkter Versuch zeigte, durch geringe Höhenunterschiede kein merklicher Strom.

Um ferner den chemischen Prozeß der Kupfere Ausscheidung auf eine Seite der Zinkplatte zu beschränken, überzog ich die letztere auf einer Seite mit einer dünnen, heiß aufgetragenen Mischung von Kolophonium und Wachs, während ihre andere Seite blank blieb und nötigenfalls von etwa vorhandenem Oxyd gereinigt wurde.

Wurde dann die so hergerichtete Zinkplatte wiederum rechtwinklig zur Längsrichtung in das Glasgefäß gestellt, so entstand ein Strom, der den Zeiger des Multiplikators dauernd um  $90^\circ$  ablenkte und von der isolierten zu der blanken Seite der Zinkplatte ging.

Durch Umdrehen der Zinkplatte, so daß ihre blanke Seite zu derjenigen Elektrode gerichtet war, der vorhin ihre isolierte Seite gegenüberstand, wurde auch der Strom umgekehrt; er ging also wiederum von ihrer isolierten zur blanken Seite.

Der relative Abstand der Zinkplatte von den Elektroden war auf die Stärke und Richtung dieser Ströme ohne Einfluß; sie blieben ungeändert, gleichgültig, ob die Zinkplatte nahe an die eine oder die andere Tonzelle gestellt wurde.

Dagegen war der Strom gegen Bewegungen der Zinkplatte und Erschütterungen der Flüssigkeit sehr empfindlich, und zwar konnten sie bald verstärkend, bald schwächend auf ihn wirken, worüber weiter unten noch einiges bemerkt werden wird.

Die elektromotorische Kraft dieser Ströme wurde nach der Methode von DU BOIS REYMOND bestimmt, nachdem ein etwa zwischen den Elektroden vorhandener Strom vorher ausgeglichen war.

Dabei ist jedoch darauf zu achten, daß die Intensität des kompensierenden Stromes stets etwas unter derjenigen des kompensierten bleibt, so daß kein dem letzteren entgegengerichteter Strom durch die Kupfersulfatlösung fließt; weil sonst der kompensierte Strom fortdauernd abnehmen konnte. Auch begann die Kompensation zweckmäßig erst einige Minuten nach Schluß des Stromes, weil er dann erst stationär wurde.

Bei Berücksichtigung dieses Verhaltens war die elektromotorische Kraft bei ein und demselben Versuche, während einer Beobachtungszeit von 15 Min. und mehr, sehr konstant. Bei verschiedenen Versuchen war sie dagegen verschieden, und zwar lag sie zwischen 0,3 und 0,6 Volt.

Konzentrationsunterschiede hatten auf die elektromotorische Kraft keinen merklichen Einfluß, sofern die Flüssigkeit nur so viel Kupfersulfat enthielt, daß sie tief blau war. Auch wurde die elektromotorische Kraft durch Beseitigung der Tonzellen nicht merklich geändert.

Störungen können jedoch entstehen, wenn die Zinkplatte mit dem abgeschiedenen, am Boden des Glasgefäßes liegenden Kupfer in metallischer Berührung ist; um dieses zu vermeiden, hing ich daher meistens die Zinkplatte in das Glasgefäß ein, so daß sie einige Millimeter von seinem Boden abstand.

Auch ist die Zinkplatte bisweilen von dem auf ihr abgeschiedenen Kupfer zu reinigen.

Durch die Verwendung der einerseits isolierten Zinkplatte wurden also sehr viel stärkere Ströme erhalten als durch die beiderseits blanke Platte und sie waren auch in ihrer Richtung ganz sicher bestimmt.

II. Um die Beziehung der elektromotorischen Kraft zu dem chemischen Vorgange weiter zu untersuchen, wurden dem vorstehend beschriebenen analoge Versuche angestellt, bei denen die Flüssigkeit in dem Glasgefäße verschiedene zwischen 4 und 12 cm liegende Höhen hatte; eine Abhängigkeit der elektromotorischen Kraft von der Größe des chemisch wirkenden Querschnittes ließ sich jedoch hierdurch nicht feststellen.

Dagegen wurde sie sehr bedeutend verringert, wenn die chemisch wirksame Oberfläche der Zinkplatte viel kleiner als der Querschnitt der Flüssigkeit war, oder wenn auch auf der isolierten Seite der den Querschnitt der Flüssigkeit bis auf einige Millimeter ausfüllenden einerseits blanken Zinkplatte eine kleinere Fläche, etwa ein kreisrunder Fleck von einigen Zentimeter Durchmesser, von dem Wachsüberzuge befreit wurde, so daß der chemische Vorgang der Kupferabscheidung auf beiden Seiten, aber in verschiedener Quantität, erfolgte.

III. Die hier beschriebenen Ströme ließen sich als wirkliche elektrolytische Ströme feststellen. Zu dem Zwecke wurden die als Elektroden dienenden, genau gewogenen Kupferdrähte mit dünner Leinwand umwickelt in die Kupfersulfatlösung gehängt, und der durch die einerseits isolierte Zinkplatte zwischen ihnen erregte Strom mehrere Stunden hindurch mit größerem oder kleinerem Widerstande geschlossen gehalten. Zwei Versuche ergaben dann die folgenden Zahlen:

Versuch	Gewichtsabnahme der Anode	Gewichtszunahme der Kathode
1	0,0004	0,0004
2	0,0173	0,0171

Daß bei Nr. 2 der Gewichtsverlust der Anode etwas größer war als die Gewichtszunahme der Kathode, erklärt sich leicht durch die Bildung von basischem Salz.

Bei Nr. 1, wobei der Widerstand groß war, zeigt sich dieser Unterschied nicht, da die abgeschiedene Kupfermenge dazu zu klein war.

IV. Nachdem das Vorstehende festgestellt war, schien es an der Zeit, zu untersuchen, aus welchem Arbeitsäquivalent die erhaltene elektromotorische Kraft entsteht.

Wird von Induktion und elektrodynamischen Wirkungen abgesehen, so rühren nach der üblichen Auffassung sämtliche Ströme entweder von chemischen oder Temperaturunterschieden der Leiter her, wenn unter chemischen Unterschieden auch diejenigen der Konzentration bei den Konzentrationströmen verstanden werden. Denn auch die beim Schütteln und Drücken oder ungleichzeitigen

Eintauchen der Elektroden entstehenden Ströme sucht man nicht durch diese Bewegungen selbst, sondern durch chemische von den letzteren bewirkte Unterschiede der Oberflächen der Elektroden, wie Änderungen von Gasschichten u. dergl., zu erklären.

Das Äquivalent der Stromenergie ist hiernach entweder durch den Arbeitswert chemischer Vorgänge gegeben, die an den Berührungsfächen der verschiedenartigen Leiter erfolgen, oder durch unmittelbare Wärmearbeit.

Sehen wir zuerst, ob die hier beschriebenen Ströme als Thermostrome aufzufassen sind.

Die wirksame Wärme konnten nur die chemischen Vorgänge an der Zinkplatte liefern, man müßte demnach annehmen, daß durch sie die Flüssigkeitsschichten oder die Elektroden ungleich erwärmt wurden. Der Thermostrom geht nun, wie durch einen Versuch festgestellt wurde, zwischen Kupferelektroden in Kupfersulfatlösung von der kalten zur warmen Elektrode; also müßte, wenn die hier betrachteten Ströme Thermostrome waren, zufolge ihrer oben angegebenen Richtung stets diejenige Elektrode stärker erwärmt werden, die der blanken Seite der Zinkplatte gegenüberstand. Aber die Tonzellen mußten doch den Übergang der Wärme auf die Elektroden hindern. Ferner müßte auch die Richtung eines Thermostromes, mochte er von ungleich erwärmten Flüssigkeitsschichten oder Elektroden entstehen, sich umkehren, wenn die einerseits isolierte Zinkplatte in die Nähe der einen oder der anderen Elektrode gestellt wurde, während, wie oben angegeben, die vorliegenden Ströme hiervon unabhängig waren.

Außerdem wurde, um die Frage nach etwa vorhandenen Thermostromen zu erledigen, der folgende Versuch angestellt.

Die als Elektroden dienenden Kupferdrähte wurden ohne Tonzellen in die Kupfersulfatlösung gehängt, und dem einen Drahte wurde in einem Abstände von nur etwa 1 cm eine Kupferplatte gegenübergestellt, die den Querschnitt des Gefäßes fast ausfüllte. Wurde dann der über der Flüssigkeit befindliche Teil der Platte mittels eines Bunsenbrenners weit stärker erwärmt, als sich die Zinkplatte durch den chemischen Prozeß erwärmte, so entstand kein Thermostrom, wenn unmittelbare Erwärmungen der Leiter durch die Flamme vermieden wurden.

Ferner wurden bei den hier beschriebenen Versuchen etwa



vorhandene elektromotorisch wirksame Unterschiede der Elektroden zuvor ausgeglichen und auch durch die Versuche konnten sie nicht veranlaßt werden. Denn da die Elektroden in unveränderter Stellung blieben, hätten sie nur durch die Flüssigkeitsströmungen entstehen können, die infolge der Ausscheidung von Kupfer und Auflösung von Zink an der blanken Seite der Zinkplatte stattfanden, etwa indem dieselben vorhandene Gas- oder Oxydschichten änderten. Solche Strömungen mußten aber durch die Tonzellen von den Elektroden abgehalten werden, oder ihre Einwirkung auf die Elektroden und eine etwa dadurch bedingte elektromotorische Kraft der letzteren hätten sich doch wenigstens ändern müssen, je nachdem die blanke Seite der Zinkplatte sich in größerer oder geringerer Entfernung von der gegenüberstehenden Elektrode befand. Das war jedoch keineswegs der Fall, und selbst die Beseitigung der Tonzellen änderte die elektromotorische Kraft nicht wesentlich, obgleich nun die Flüssigkeitsströmungen unbehindert auf die Elektroden wirken konnten.

Die elektromotorische Kraft der vorliegenden Ströme kann also auch nicht aus chemischen, durch Flüssigkeitsströmungen bewirkten Unterschieden der Elektrodenoberflächen entstehen.

Somit bleiben von bekannten Ursachen nur die Konzentrations- und chemische Änderung der Flüssigkeit an der blanken Seite der Zinkplatte übrig, indem sich daselbst eine Mischung von Kupfer- und Zinksulfat bildet. Diese gemischte Flüssigkeitsschicht reichte aber nicht bis zu den Elektroden, die sich in den mit Kupfersulfat gefüllten Tonzellen befanden, sie konnte daher nicht elektromotorisch wirken, wie sich auch durch einen Versuch nachweisen ließ. Wurde nämlich eine Tonzelle, die gemischte Lösungen von Kupfer- und Zinksulfat enthielt, in die Kupfersulfatlösung des Glasgefäßes nahe an die eine oder die andere Elektrode gestellt, so entstand allenfalls bei dem Hineinstellen ein jedoch nur momentaner Strom, dessen Richtung sich auch durch keine Regel bestimmen ließ. Auch erhielt ich keinen sicheren Strom, als ich in die Tonzelle aus einer Pipette Zinksulfatlösung fließen ließ. Dagegen entstanden sofort dauernde Ströme in der oben angegebenen Richtung, wenn in die Tonzelle ein einerseits durch Wachs isolierter Streifen Zinkblech gestellt wurde.

Ferner würde die elektromotorische Kraft eines lokalen

Stromes zwischen der blanken Seite der Zinkplatte und dem aus-  
geschiedenen Kupfer unverändert geblieben sein, wenn die erstere  
viel kleiner als der Querschnitt der Flüssigkeit war, und dieselbe  
elektromotorische Kraft würde zu beiden Seiten der Zinkplatte  
gleich gewesen sein und sich somit aufgehoben haben, wenn auf  
der isolierten Seite der Platte ein Teil metallisch frei gelegt  
wurde. Dagegen nahm die beobachtete elektromotorische Kraft  
im ersteren Falle wesentlich ab und war im letzteren in meß-  
barer Stärke vorhanden <sup>1)</sup>).

Das Äquivalent der hier betrachteten Stromenergie wird also  
nach dem Vorstehenden weder durch chemische oder Konzentra-  
tionsunterschiede der Leiter, noch durch die Wärme selbst ge-  
liefert; ich schloß daher, da andere Arbeitsäquivalente nicht  
vorhanden sind, daß es in der lebendigen Kraft der molekularen,  
chemischen Bewegung besteht, die unabhängig vom Strome durch  
die Ausscheidung von Kupfer und Auflösung von Zink entsteht,  
indem diese Bewegung unter den gegebenen Bedingungen in Bezug  
auf beide Elektroden ungleich ist. Denn da sich Kupfer an der  
blanken Seite der Zinkplatte ausscheidet, wird sich Kupfer des  
Sulfates zu ihr hinbegeben, und es ist demnach in der Flüssigkeit  
von der Elektrode, die der blanken Seite der Zinkplatte gegen-  
übersteht, zu der letzteren eine molekulare Bewegung des Kupfers  
anzunehmen, an der das Kupfer in der übrigen Flüssigkeit in  
geringerem Maße teilnehmen wird.

Die lebendige Kraft dieser Bewegung mußte nach meiner Auf-  
fassung das Äquivalent der Stromenergie hergeben.

Wird die Intensität der chemischen Bewegung geringer, in-  
dem die Zinkplatte nicht den ganzen Querschnitt der Flüssigkeit  
ausfüllt, oder wird die Bewegung gleichmäßiger auf beide Elek-  
troden verteilt, indem man einen Teil der isolierten Seite der  
Zinkplatte freilegt, so wird dementsprechend auch die elektro-  
motorische Kraft geringer.

Sind beide Seiten der Zinkplatte frei metallisch, und steht  
sie der einen Elektrode beträchtlich näher als der anderen, so  
ging der Strom nach dem oben erwähnten einleitenden Versuche  
von der ersteren zur letzteren Elektrode, es wird somit nach Ana-

---

<sup>1)</sup> Vers. II a. E.

logie der mit einerseits isolierten Zinkplatten erhaltenen Ströme die chemische Bewegung zwischen der Zinkplatte und der ihr nahen Elektrode weniger intensiv anzunehmen sein, als zwischen der Zinkplatten- und der von ihr entfernten Elektrode.

War die im vorstehenden entwickelte Auffassung der hier betrachteten Ströme richtig, so war zu erwarten, daß auch zwischen zwei einerseits isolierten und gleichgerichteten Zinkplatten Ströme entstehen, indem dann die chemische Bewegung von der einen zu der anderen Elektrode gerichtet ist.

Ich stellte daher an die Querseiten des unter I angegebenen, mit konzentrierter Kupfersulfatlösung gefüllten Glasgefäßes zwei seinen Querschnitt fast ausfüllende Zinkplatten von der ebenda angegebenen Beschaffenheit in der Weise, daß ihre isolierten Seiten gleich gerichtet waren, und erhielt so in der Tat dauernde Ströme, die wiederum von der isolierten zur blanken Seite der Zinkplatte gingen. Ihre elektromotorische Kraft betrug bei verschiedenen Versuchen 0,3 bis 0,6 Volt. Die Annahme von Thermo- oder Konzentrations- oder irgend welchen anderen Strömen, die von chemischen Verschiedenheiten herrühren, fällt hier sofort weg, da die thermischen und chemischen Änderungen an beiden Elektroden gleichartig sind und jedenfalls nicht die beobachtete regelmäßige Stromrichtung ergeben könnten.

Diese Ströme waren äußerst empfindlich gegen die geringsten Erschütterungen: ein in weiterer Entfernung vorüberfahrender Wagen, ein leichtes Anschlagen des Glasgefäßes mittels eines Bleistiftes u. a. m. änderten sie beträchtlich. Noch weit stärker wirkten die geringsten Bewegungen der Elektroden. Es lag ja zunächst nahe, dieses Verhalten dadurch zu erklären, daß die Elektroden bei ihrer Bewegung mit frischen Flüssigkeitsschichten in Berührung kamen, aber eine genauere Untersuchung ergab die Unzulässigkeit einer solchen Erklärung. Die geringste Verschiebung oder Erschütterung der Anode schwächte nämlich die elektromotorische Kraft wesentlich, während eine derartige Bewegung der Kathode sie ebenso verstärkte. Diese Änderungen hielten nach Aufhören der Bewegung nicht an, waren aber dauernd bei sehr schwacher dauernder Bewegung der Elektroden.

Diese sehr große Abhängigkeit der betrachteten Ströme von geringen Erschütterungen dürfte es zum Teil erklären, daß ver-

schiedene Versuche für die elektromotorischen Kräfte sehr verschiedene Werte ergaben, außerdem wird dafür die Ungleichmäßigkeit des vom Strome unabhängigen chemischen Prozesses in Betracht zu ziehen sein.

Wurden die beiden gleichen in einem Glasgefäße befindlichen Elektroden aus Zinkblech entgegengesetzt gestellt, so daß ihre isolierten Seiten entweder beide nach innen oder nach außen gerichtet waren, so wurden, indem die Wirkung der einen Platte überwog, auch Ströme erhalten, aber die elektromotorische Kraft betrug dann wenige Minuten nach dem Stromschlusse nur etwa 0,1 Volt und nahm noch weiter ab.

Einen weiteren Beweis für meine Auffassung der hier beschriebenen Ströme gibt nach meiner Meinung der folgende Versuch.

Ich stellte zwischen die beiden als Elektroden dienenden Zinkplatten und ihnen parallel eine ebenfalls auf einer Seite isolierte, ihnen gleiche Zinkplatte in die Kupfersulfatlösung, so daß die isolierten Oberflächen der drei Platten nach derselben Seite lagen. Die mittlere Zinkplatte war dabei mit den Elektroden nicht metallisch verbunden. Alsdann war die elektromotorische Kraft beträchtlich stärker, als wenn die mittlere Platte fehlte, und zwar betrug ihre Zunahme im Mittel 20 Proz.

Eine noch stärkere Zunahme der elektromotorischen Kraft wurde durch Einsetzen von zwei Zwischenplatten der angegebenen Art und in dem angegebenen Sinne erhalten.

Durch solche Zwischenplatten muß die chemische Bewegung offenbar stärker gerichtet werden, und daher geben sie auch eine Verstärkung der elektromotorischen Kraft.

Der so erhaltene Strom führt aber Kupfer von der blanken Seite der Zinkplatte zu der ihr gegenüberliegenden Elektrode, während durch die chemische Bewegung Kupfer zu der blanken Seite der Zinkplatte geht; der Strom ist folglich der chemischen Bewegung entgegengerichtet.

Die betrachteten Ströme entstehen also nach meiner Auffassung durch eine von ihnen unabhängige chemische Bewegung und sind so gerichtet, daß sie dieselbe zu hemmen suchen.

Diesen Vorgang möchte ich als molekulare Induktion bezeichnen.

Weiter zu untersuchen dürfte u. a. auch die Frage sein, inwiefern dabei molekulare Schwingungen im Innern der Zinkplatten mitwirken. Für eine solche Mitwirkung scheint mir das entgegengesetzte Verhalten der beiden Elektroden gegen geringe Erschütterungen<sup>1)</sup> zu sprechen, und ferner das Verhalten der Zinkplatte in dem einleitenden Versuche<sup>2)</sup>.

Statt der Zinkplatte konnte auch eine einerseits isolierte Platte aus dünnem Eisenblech genommen werden, indem alles andere ungeändert blieb. Es wurden dann ebenfalls dauernde Ströme in der angegebenen Richtung erhalten, doch war ihre elektromotorische Kraft sehr viel geringer als die der mittels der Zinkplatte erhaltenen Ströme.

Zum Gelingen des Versuches ist aber notwendig, daß die freie Oberfläche der Eisenplatte von Oxyd rein ist, so daß sie kräftig angegriffen wird.

Die Beschreibung weiterer bereits unternommener Versuche bleibt vorbehalten<sup>3)</sup>.

<sup>1)</sup> Man vgl. oben S. 46.

<sup>2)</sup> Man vgl. oben S. 40.

<sup>3)</sup> Die von mir beschriebenen Ströme, die zwischen Eisenelektroden in Eisensalzlösung entstehen, wenn die eine Elektrode magnetisiert wird, sind nach meiner Auffassung analog wie die vorliegenden zu erklären. Man vergl. über sie Sitzber. d. Kais. Akad. d. Wiss. zu Wien, II. Abt., Dez.-Heft 1885, Verhandl. d. Physik. Ges. zu Berlin 4, 38, 1885, auch Wied. Elektr., IV. Aufl., enthält ein Referat, das aber den Inhalt der Abhandlung durchaus nicht erkennen läßt.

### Berichtigung.

In Heft 18 des vorigen Jahrgangs ist zu lesen:

Seite 390, letzte Zeile . . . (1) statt (B).

„ 391, Zeile 3 v. o. . . 1 „ B.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Neu erschienen:

## Hermann von Helmholtz

von

Leo Koenigsberger.

Erster Band.

XII und 375 S. gr. 8° in vornehmer Ausstattung. Mit 3 Bildnissen.

Preis geh. M. 8.—, geb. in Lwd. M. 10.—, in Halbfrz. M. 12.—.

== Der II. Band des Werkes erscheint demnächst. ==

## Wissenschaftliche Luftfahrten.

Ausgeführt vom Deutschen Verein zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Unter Mitwirkung von *O. Baschin*, *W. von Bezold*, *R. Börnstein*, *H. Gross*, *V. Kremser*, *H. Stade* und *R. Süring* herausgegeben von *Richard Assmann* und *Arthur Berson*. In drei Bänden. Mit zahlreichen Tabellen und Tafeln graphischer Darstellungen, farbigen Vollbildern und Textabbildungen. gr. 4°. Preis 100 Mark.

Nach jahrelangen Vorbereitungen ist das von der naturwissenschaftlichen Welt mit Spannung erwartete grosse Berichtswerk über die im letzten Jahrzehnt des 19. Jahrhunderts mit grossen Mitteln neu aufgenommenen Forschungen in der Atmosphäre mittelst des Luftballons erschienen.

Dieses Fundamentalwerk ist für alle Meteorologen, Physiker, Astronomen, Geodäten u. s. w., ja fast für die ganzen Naturwissenschaften wegen des darin niedergelegten werthvollen Materials für die Physik der Atmosphäre von der höchsten Bedeutung und kann als ein „*standard work*“ bezeichnet werden, wie es bisher noch nicht existirt, sowohl was die Zahl und Sicherheit der Beobachtungen selbst, wie auch die strenge Methode der Bearbeitung der Ergebnisse anlangt.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

## Theoretische Betrachtungen

über die Ergebnisse der

## Wissenschaftlichen Luftfahrten

des Deutschen Vereins zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin.

Von Wilhelm v. Bezold.

Mit 17 eingedruckten Abbildungen. gr. 4. geh. Preis M. 1.—.

— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —



# **E. Leybold's Nachfolger**

Mechanische und optische Werkstätten

**Cöln a. Rhein**

==== gegründet 1853 ====

übernehmen die Construction von

**Präcisions-Apparaten**

nach Angabe und Zeichnungen.

—\*—  
**Zahlreiche Referenzen und Anerkennungen.**



1903

Heft 2

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*



# Inhalt.

---

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 23. Januar 1903 . . . . .	49
W. Jaeger und H. von Steinwehr, Bestimmung des Wasserwertes eines Berthelotschen Kalorimeters in elektrischen Einheiten. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) . . . . .	50
E. Giebe, Über die Bestimmung des Wärmeleitvermögens bei tiefen Temperaturen . . . . .	60
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	17
II. Akustik . . . . .	19
III. Physikalische Chemie . . . . .	19
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	23
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	25
VI. Wärme . . . . .	27
VII. Kosmische Physik . . . . .	29

---

---

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben  
von  
**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

30. Januar 1903.

Nr. 2.

---

**Sitzung vom 23. Januar 1903.**

Vorsitzender: Herr E. HAGEN.

Hr. W. Jaeger berichtete über die  
Bestimmung des Wasserwertes eines BERTHELOTSchen  
Kalorimeters in elektrischen Einheiten  
(nach gemeinsam mit Hrn. H. v. STEINWEHR angestellten Messungen).

Ferner trug Hr. E. Giebe (a. G.) vor:  
Über die Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens bei  
tiefen Temperaturen.

Endlich sprach Hr. J. Zacharias (a. G.)  
Über neue magnetische Untersuchungen und die  
Mechanik der magnetischen Erscheinungen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:  
Hr. Prof. GERHARD SCHMIDT, Erlangen  
(vorgeschlagen durch Hrn. E. WIEDEMANN),  
Hr. Schulamtskandidat L. LEWENT, Berlin W., Motzstr. 87  
(vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK).

***Bestimmung des Wasserwertes eines  
Berthelotschen Kalorimeters in elektrischen  
Einheiten;  
von W. Jaeger und H. von Steinwehr.***

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Januar 1903.)

(Vgl. oben S. 49.)

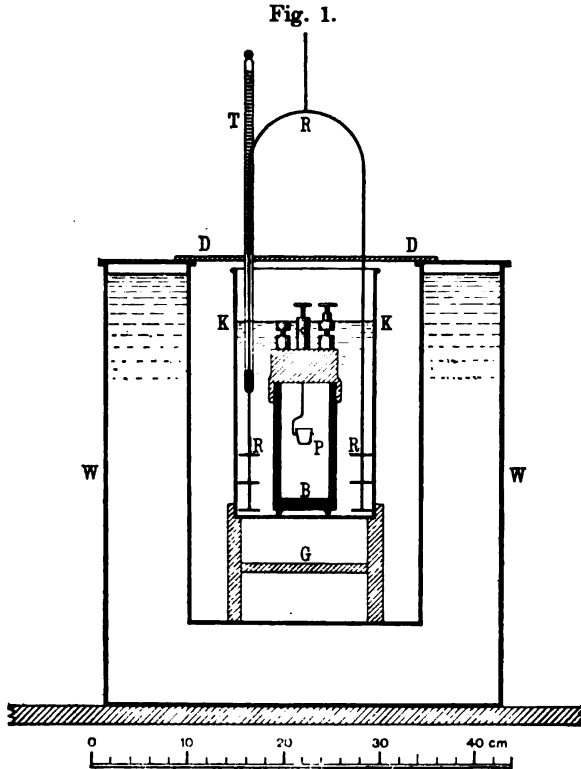
---

Die Kenntnis von Verbrennungswärmen chemischer Elemente und Verbindungen ist bekanntlich für die physikalische Chemie von großer Wichtigkeit; man hat sich daher schon vielfach mit der Messung dieser Größen beschäftigt, doch weichen die Angaben über die absoluten Werte der Verbrennungswärmen teilweise erheblich voneinander ab, wie ein Blick in die Tabellen von LANDOLT-BÖRNSTEIN lehrt. Im hiesigen Chemischen Institut ist deswegen unter Leitung des Herrn Prof. EMIL FISCHER die nochmalige sorgfältige Bestimmung von Verbrennungswärmen einer größeren Anzahl chemisch gut definierter Stoffe in Angriff genommen worden, wobei besonderer Wert auf die Reinheit der verwendeten Stoffe und, was ebenso wichtig ist, auf die Reinheit des zur Verbrennung benutzten Sauerstoffs gelegt wurde.

Die Reindarstellung der Substanzen und die Messung der Verbrennungswärmen mit dem BERTHELOTSchen Kalorimeter ist von dem Assistenten am Chemischen Institut, Herrn FR. WREDE, ausgeführt worden.

Zur Ableitung des absoluten Wertes der Verbrennungswärmen in Kalorien ist es nun notwendig, den Wasserwert des Kalorimeters in der Anordnung, wie es zu den Versuchen gedient hat, sorgfältig zu bestimmen. Auf Ersuchen von Herrn Prof. FISCHER hat sich die Reichsanstalt mit dieser Aufgabe befaßt, und es soll im folgenden die dabei benutzte Methode beschrieben und die hinsichtlich der erreichbaren Genauigkeit gesammelte Erfahrung mitgeteilt werden.

BERTHELOT'sches Kalorimeter (Fig. 1). — Der von BERTHELOT zur Bestimmung von Verbrennungswärmen angegebene Apparat besteht aus dem eigentlichen Wasserkalorimeter *K* und der Bombe *B*, in der die Verbrennung vorgenommen wird. Die Verbrennungsbombe ist ein starkes Gefäß aus Nickeleisen von etwa 300 ccm Inhalt mit einem luftdicht aufschraubbaren Deckel.



Der Sauerstoff wird durch ein Ventilrohr eingeführt und auf einen Druck von 20 bis 25 Atm. gebracht. Die zu verbrennende Substanz befindet sich in einem kleinen Platintiegel *P* und wird durch einen isoliert eingeführten Eisendraht mittels eines kurz andauernden elektrischen Stromes entzündet. Die Bombe steht in einem mit einer abgewogenen Wassermenge gefüllten Blechgefäß *K* von zwei bis drei Liter Inhalt, welches die in der Bombe ent-

wickelte Wärme aufnimmt; die Füße der Bombe sind unten spitz, um eine direkte Wärmeleitung zum Gefäß  $K$  möglichst zu verhindern. Das auf einem Ebonitgestell  $G$  stehende Kalorimeter  $K$  ist umgeben von einem doppelwandigen, mit Wasser gefüllten Kupfermantel  $W$  mit Ebonitdeckel  $D$ . Der Zwischenraum zwischen der Bombe und dem Kalorimetergefäß ist mit einem ringförmigen, mit Löchern versehenen Rührer  $R$  ausgestattet, der durch einen Elektromotor mit Übersetzung in mäßigem Tempo auf und ab bewegt wird. Der Rührer läßt Platz für ein Quecksilberthermometer  $T$ .

Die Verbrennung geht, wenigstens bei gut verbrennlichen Substanzen, in sehr kurzer Zeit vor sich, die entwickelte Wärme teilt sich den Wänden der Bombe mit und geht allmählich in das Kalorimeterwasser über. Wenn man die auf diese Weise bei einem Verbrennungsversuch erhaltenen Temperaturen als Funktion der Zeit aufträgt, erhält man Kurven von der Form in Fig. 2; dieselben zeigen zuerst einen gleichmäßig starken Anstieg, der einige Sekunden nach Einleitung der Verbrennung einsetzt; nach einiger Zeit verlangsamt sich die Temperaturzunahme und geht schließlich in eine gleichmäßige Temperaturänderung über. Dieser Temperaturgang vor und nach dem Versuch (sogenannte Vor- und Nachperiode) ist eine Folge des Wärmeaustausches des Kalorimeters mit der Umgebung und muß zur Berechnung der an den beobachteten Anfangs- und Endtemperaturen anzubringenden Korrektur sorgfältig gemessen werden. In Fig. 2 ist die Vor- und Nachperiode in vergrößertem Maßstab oberhalb der Kurve des eigentlichen Versuches gezeichnet. Die horizontale Linie  $u_0$  der letzteren Kurve entspricht der konstanten Außentemperatur bei diesem Versuch.

Nach diesen für das Verständnis notwendigen Erläuterungen sei zunächst kurz die hier befolgte Methode beschrieben.

**Bestimmung des Wasserwertes auf elektrischem Wege.** — Zur Messung des Wasserwertes des Kalorimeters benutzten wir die schon öfter zu ähnlichen Zwecken angewandte elektrische Methode, indem wir die Erwärmung des Kalorimeters durch eine bekannte elektrische Energiemenge bestimmten.

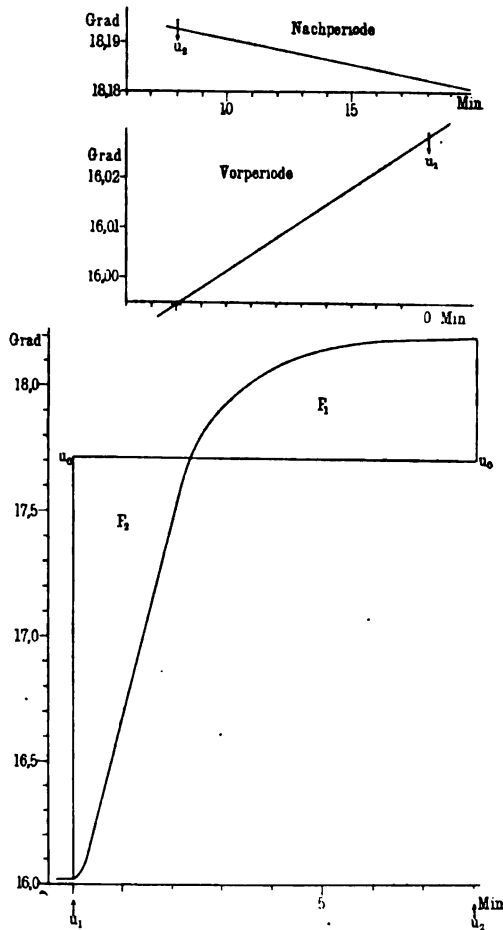
Von anderen Methoden käme in Betracht die Bestimmung des Wasserwertes durch die Mischungsmethode oder durch Aus-

wägung der Wassermenge und Metallmassen und Berücksichtigung der letzteren nach ihrer spezifischen Wärme. Doch erscheint dies besonders in Anbetracht der relativ großen Metallmassen (etwa 3,3 kg Metall bei 2,4 kg Wasser) als unsicher, auch ist man im Zweifel, wieweit man die Metallmassen zu rechnen hat. Da andererseits die elektrischen Einheiten jetzt in so großer Zuverlässigkeit vorhanden sind und die elektrische Methode so bequem und einwandfrei ist, wurde diese hier angewandt.

Es war dabei wünschenswert, den durch die Verbrennung in der Bombe erhaltenen Temperaturverlauf zu kopieren, um möglichst dieselben Verhältnisse zu erhalten wie bei den Verbrennungen selbst, obwohl bei Berücksichtigung aller Faktoren der Wasserwert unabhängig vom Temperaturverlauf sein muß. Um dies zu erreichen, ist es nicht nötig, auch die

Entwicklung der elektrischen Energie auf eine so kurze Zeit, wie die Verbrennung, zu beschränken und sie im Innern der Bombe zu erzeugen. Es würde auch in diesem Falle die elektrische Energie kaum mit der gewünschten Genauigkeit von etwa 1 Prom. gemessen

Fig. 2.



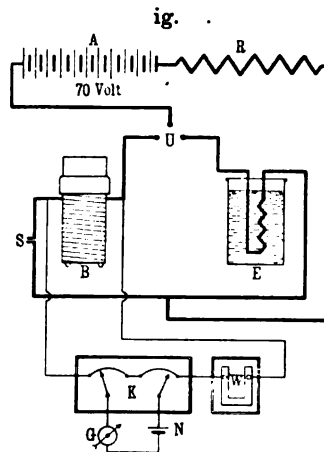
werden können. Wir erreichten dieselbe Wirkung auf die Weise, daß auf die Zylinderfläche der Bombe ein Metallband aufgewickelt wurde, das ein elektrischer Strom von einer oder mehreren Minuten Dauer durchfloß. Die in diesem Falle erhaltenen Kurven entsprechen vollständig dem Typus der Fig. 2. (Diese Kurve ist auf elektrischem Wege gewonnen.)

Die bei den Verbrennungen auftretenden Wärmemengen erreichten im Maximum etwa 6000 g-Kal., welche das mit etwa 2,4 Liter Wasser gefüllte Kalorimeter samt den Metallmassen um etwa 2° erwärmen. Um diese Energiemenge in einer Minute, die als untere Zeitgrenze gewählt wurde, hervorbringen zu können, benutzten wir eine Batterie von rund 70 Volt Spannung und wählten dementsprechend den Widerstand zu 11 Ohm. Die Leistung beträgt in diesem Maximalfall rund zwei Drittel Pferdekraft und die Belastung des Widerstandsbandes etwa 30 Amp./mm<sup>2</sup>. Um möglichst konstante Energieverhältnisse zu erzielen, wurde als Material für den Widerstand Konstantan gewählt. Letzteres hatte eine Dicke von 0,05 mm, eine Breite von 4 mm und eine Länge von etwa 5 m und bedeckte gerade die Zylinderfläche der Bombe in eng aneinandergelagerten Windungen, die durch einen dazwischen gewickelten Seidenfaden getrennt waren. Um das Konstantanband gegen die Bombe und das umgebende Wasser zu isolieren, was eine wesentliche Bedingung ist, wurde zunächst die Zylinderfläche der Bombe mit einem seidenen, mit Schellack getränkten Bande umwickelt und darauf mit dem Konstantanband. Nach dem Trocknen wurde über dieses wieder ein nachträglich mit Schellack getränktes Seidenband gelegt; die an den Enden des Widerstandes angelöteten Drahtzuführungen wurden durch übergeschobene Gummischläuche geschützt. Die Einrichtung hat sich vollkommen bewährt. Es war dadurch möglich, die ganze Energiemessung auf die Ermittlung der Spannung an den Enden des Widerstandes während des Versuches zu beschränken; der Widerstand wurde vor und nach dem Versuch im Wasser des Kalorimeters gemessen.

Versuchsordnung. — Die Versuchsordnung ist aus Fig. 3 ersichtlich. *A* ist die Akkumulatorenbatterie von 70 Volt, *R* der Regulierwiderstand für die Stromstärke, *U* ein Umschalter, mittels dessen entweder die Bombe *B* oder der gleich große Ersatzwider-

stand  $E$  eingeschaltet werden kann. Der letztere dient dazu, um vor dem Versuch die Stromstärke konstant werden zu lassen. Durch den Schlüssel  $S$  wird gleichzeitig der Heizstrom und der Stromkreis eines Chronographen geschlossen und geöffnet, um die Zeitdauer des Stromschlusses zu bestimmen. Zur Messung der Spannung an den Enden des auf die Bombe gewickelten Widerstandes benutzten wir in bekannter Weise den Kompensationsapparat  $K$  mit dem Vorschaltwiderstand  $W$ , wobei die zu messende Spannung einen Strom von genau 0,001 Amp. lieferte. Diese Stromstärke wurde mit dem zur Kompensation dienenden Normalkadmiumelement  $N$  einreguliert. Ein Präzisionsvoltmeter  $G$  von SIEMENS und HALSKE mit aufgehängter Spule und Zeigerablesung, wie es zu pyrometrischen Zwecken benutzt wird (1 Skalenteil =  $2 \times 10^{-7}$  Amp.) reichte für den vorliegenden Zweck aus, da ein Ausschlag von einem Skalenteil durchschnittlich  $\frac{1}{2}$  Prom. der Spannung entsprach und da auf etwa  $\frac{1}{10}$  Skalenteil abgelesen werden konnte.

Messung. — Zunächst wurde der Gang der Kalorimetertemperatur nach Eintritt des Gleichgewichtszustandes von Minute zu Minute abgelesen, während der Strom durch den Ersatzwiderstand  $E$  geschlossen war. Wir bedienten uns zur Temperaturmessung eines in Zehntelgrade geteilten Thermometers, das in der Vor- und Nachperiode mikrometrisch abgelesen wurde. Die Genauigkeit ist in diesem Falle etwa die gleiche wie bei den sonst meist benutzten, in Hundertstelgrade geteilten Thermometern; andererseits bietet es den Vorteil, daß in der weiteren Kapillare die Quecksilbersäule nicht so leicht hängen bleibt. Nach etwa 10 Minuten dauernder Beobachtung wurde der Strom durch Umlegen von  $U$  und durch den Schlüssel  $S$  in das Kalorimeter geleitet und dann von  $\frac{1}{4}$  zu  $\frac{1}{4}$  Minute die Temperatur des Wassers angenähert abgelesen, um die für die Korrektur wegen des Wärmeaustausches mit der Umgebung notwendige Temperatur-





kurve zu erhalten; gleichzeitig wurden von einem anderen Beobachter die kleinen Abweichungen des Galvanometers von der Nulllage beobachtet, die dann als Korrektion an der während der Versuchsdauer ungeänderten Einstellung des Kompensationsapparates anzubringen waren. Nach dem Unterbrechen des Stromes wurde die gleichmäßige Änderung der Kalorimetertemperatur in der Nachperiode abermals mikrometrisch abgelesen. Aus der Spannung  $E$  in Volt an den Enden des Konstantanwiderstandes von  $w$  Ohm, der am Chronographen abgelesenen Zeit des Stromschlusses  $t$  in Sekunden und dem beobachteten korrigierten Temperaturanstieg des Kalorimeters  $u$  (in Graden der  $H$ -Skala) berechnet sich dann der Wasserwert des Kalorimeters

$$W = \frac{E^2 \cdot t}{w \cdot u} \text{ Wattsekunden/Grad.}$$

Korrektion wegen des Wärmeaustausches. — Die Korrektion wegen des Wärmeaustausches geschieht vielleicht am einfachsten in folgender Weise.

Ist  $u$  die jeweilige Temperatur des Kalorimeters,  $u_0$  die als konstant angenommene Außentemperatur,  $t$  die Zeit und  $a$  eine von den Dimensionen des Apparates u. s. w. abhängende Konstante, so ist unter Annahme des NEWTONSchen Abkühlungsgesetzes zu setzen

$$du/dt = -a(u - u_0).$$

Die Größen  $a$  und  $u_0$  berechnen sich aus der Vor- und Nachperiode, in denen  $du/dt$  konstant ist (Fig. 2). Bezeichnet man die Werte für die Vor- und Nachperiode mit dem Index 1 und 2, so erhält man

$$\begin{cases} a = -\frac{1}{u_2 - u_1} \left( \frac{du_2}{dt} - \frac{du_1}{dt} \right) \\ u_0 = \frac{u_1 + u_2}{2} + \frac{1}{2a} \left( \frac{du_1}{dt} + \frac{du_2}{dt} \right). \end{cases}$$

Für die gesamte vom Kalorimeter abgegebene bzw. aufgenommene Wärmemenge ergibt sich dann

$$u' = -a \int_{t_1}^{t_2} (u - u_0) dt,$$

wobei das Integral von irgend einem Punkt der Vorperiode bis zu einem Punkt der Nachperiode zu erstrecken ist. Sind die

entsprechenden auf den Geraden  $du_1/dt$  und  $du_2/dt$  bei den Zeiten  $t_1$  und  $t_2$  abgelesenen Temperaturen  $u_1$  und  $u_2$ , so ist die korrigierte Temperatur  $u = u_2 - u_1 - u'$ .

Das obige Integral stellt die Differenz der Flächen  $F_1$  und  $F_2$  in Fig. 2 dar.

Die bekannten Formeln von REGNAULT, PFAUNDLER u. s. w. beruhen auf denselben Voraussetzungen und kommen auf eine mechanische Quadratur der Fläche hinaus; die obige Korrektion läßt sich leicht allen Verhältnissen anpassen. Die Größe der Konstante  $a$  betrug bei dem beschriebenen Apparat etwa 0,002 für  $t = 1$  Min., d. h. die Temperaturänderung des Kalorimeters bei 1° Differenz gegen die Außentemperatur betrug etwa 0,002° pro Minute.

Genauigkeitsgrenze. — Der Genauigkeit wird bei den vorliegenden Messungen in erster Linie eine Grenze gesetzt durch das Thermometer. Man braucht nur zu bedenken, daß bei einer durchschnittlichen Temperaturerhöhung des Kalorimeters von 2° die Ablesungen auf  $1/1000^\circ$  richtig sein müssen, wenn man eine Genauigkeit von 1 Prom. verbürgen will. Eine größere Temperaturdifferenz würde zwar die Ungenauigkeit des Thermometers verringern, aber andere Nachteile mit sich bringen. Wenn das Thermometer auch noch so sorgfältig kalibriert und fundamental bestimmt oder an ein Normalthermometer angeschlossen ist, eine Genauigkeit von 1 Prom. für 2° Temperaturdifferenz wird man niemals garantieren können. Dazu kommt, daß die nicht unerheblich herausragenden Fäden der Thermometer Fehler mit sich bringen, die man ja zum Teil korrigieren und durch Anwendung von Fadenthermometern verringern kann, die aber doch noch eine größere Unsicherheit zur Folge haben. Ferner ist auch noch die Trägheit des Thermometers zu berücksichtigen. Diese oft nicht genügend beachteten Mängel des Quecksilberthermometers bei kalorimetrischen Messungen sind wohl auch die Ursache dafür, daß diese Messungen im allgemeinen so schlechte Übereinstimmung zeigen und daß kalorimetrische Messungen deshalb zum Teil als ungenau angesehen werden. Wir sind der Ansicht, daß man durch Anwendung von geeigneten elektrischen Platinthermometern oder Thermoelementen eine beträchtlich größere Genauigkeit wird erzielen können, als es hier möglich

war, zumal man dann kleinere Temperaturdifferenzen und entsprechend größere Wassermengen verwenden und dadurch die Fehler des Wärmeaustausches mit der Umgebung vermindern kann. Doch mußten die Versuche äußerer Umstände halber vorläufig abgebrochen werden.

Resultat. — Bezüglich der in der folgenden Tabelle zusammengestellten Resultate sei bemerkt, daß verschiedene Gruppen von Versuchen angestellt worden sind, bei denen die Stromstärke, die Zeitdauer des Stromschlusses und damit zum Teil auch die Größe des Temperaturanstiegs variiert wurde. Die Versuche bewegen sich zwischen den Temperaturen von 12° und 22°. Die Anzahl der Versuche in den einzelnen Gruppen variiert zwischen fünf und neun.

Nr.	Volt	Zeit	Grad	Anzahl	Watt- sec/Grad	Abweichung Prom.
I	67	1'	2°	5	11626	+ 1,5
II	48	2	2	7	61	- 1,5
III	48	2	2	9	46	- 0,2
IV	38	3	2	7	56	- 1,0
V	48	3	3	6	31	+ 1,1
VI	27	4	1,4	7	44	0
Gesamtmittel					11644	

Die Übereinstimmung der Versuche ist am schlechtesten innerhalb der Gruppe VI, bei der die Temperaturerhöhung nur 1,4° betrug, wie es auch nach den früheren Bemerkungen über die Fehlergrenzen der Quecksilberthermometer zu erwarten war. Ein systematischer, die Beobachtungsfehler übersteigender Einfluß der Kupferzuleitungen zu dem Widerstand, welche einen Durchmesser von 0,4 mm besaßen, ist nicht zu erkennen. Hinter den Werten sind die Abweichungen vom Mittel in Promille angegeben; die größte Abweichung beträgt 1,5 Prom., der mittlere Fehler des Gesamtmittels ist 0,5 Prom. Zwischen den mit *A* und *B* bezeichneten Messungen ist der Widerstand neu gewickelt worden.

Die Genauigkeit des Gesamtmittels, das 11644 Wattsec/Grad beträgt, ist auf etwa 1 bis 2 Prom. zu schätzen. An diesem Mittelwert ist wegen der auf die Bombe gewickelten Seide und

des Konstantanbandes noch eine Korrektur von etwa 9 g-Kal. anzubringen, so daß man schließlich als Wasserwert des untersuchten Kalorimeters bei der benutzten Wassermenge von 2421 g den Wert erhält:  $W = 11606$  Wattsec/Grad (oder rund = 2780 g-Kal-Grad, wenn 1 Wattsec = 0,2394 g-Kal. gesetzt wird), d. h. 1° Erwärmung des Kalorimeters entspricht rund 2780 g-Kal.

Die unter Zugrundelegung dieses Wertes erhaltenen Verbrennungswärmen einer größeren Anzahl reiner organischer Verbindungen werden von seiten des Chemischen Instituts an anderer Stelle veröffentlicht werden.

Es besteht die Absicht, für einige besonders ausgewählte Stoffe die Versuche mit größerer Genauigkeit zu wiederholen, vielleicht unter Anwendung von Platinthermometern oder Thermo-elementen und mit einigen Verbesserungen am Apparat, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

Diese Substanzen können dann auch als Normalverbrennungssubstanzen zum Eichn von Kalorimetern dienen, doch wird es sich für grundlegende Messungen immer empfehlen, die hier vorgeschlagene elektrische Eichung vorzunehmen.

Charlottenburg, Januar 1903.

---

**Über die Bestimmung des Wärmeleitvermögens  
bei tiefen Temperaturen;  
von E. Giebe.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Januar 1903.)  
(Vgl. oben S. 49.)

§ 1.

Den Ausgangspunkt für die im folgenden kurz beschriebene Methode zur Bestimmung des Wärmeleitvermögens  $k$  bzw. des Temperaturleitvermögens  $a^2 = \frac{k}{c\varrho}$  ( $c$  spez. Wärme,  $\varrho$  Dichte) der Metalle bei tiefen Temperaturen bildete das von Herrn GRÜNEISEN<sup>1)</sup> für diese Messungen bei Zimmertemperatur ausgearbeitete Verfahren; dasselbe beruht im Prinzip auf der Messung des variablen Temperaturzustandes in einem nur durch eine Ebene begrenzten Medium, an dessen Grenzfläche, durch Bespülung mit einem Wasserstrahl von konstanter Temperatur  $u$  von einem bestimmten Augenblicke  $t = 0$  an, bis zu welchem das Medium überall die gleiche Temperatur  $u_0$  hatte, eine senkrecht zur Grenzfläche sich ins Innere fortpflanzende Wärmebewegung hervorgerufen wird. In einer von Hr. GRÜNEISEN allerdings nur durch wenige Versuche erprobten Modifikation der Versuchsanordnung wurde diese Wärmezuführung an der Grenzfläche durch Bestrahlung mittels eines elektrisch geglühten Platinbleches bewirkt. In dieser Form schien das Verfahren auch bei anderen Temperaturen als der des Zimmers anwendbar. Auf Vorschlag von Herrn Prof. WARBURG habe ich diese Messungen ausgeführt, und zwar bei tiefen Temperaturen.

---

<sup>1)</sup> E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 3, 43 ff., 1900 und Dissertation (Berlin) 1900.

## § 2.

Die Wiederholung der Versuche des Hr. GRÜNEISEN in der letztgenannten Anordnung lehrte indessen, daß die gemachten theoretischen Voraussetzungen nicht streng genug erfüllt waren, um eine sichere Berechnung der Konstanten  $a^2$  zu gewährleisten. Unter Beibehaltung prinzipiell der gleichen Anordnung gelangte ich zu einer anderen theoretischen Grundlage durch folgende Voraussetzung:

Es sei, bezogen auf den absoluten Nullpunkt,  $u'$  die Temperatur des glühenden Platinbleches,  $u$  die variable Temperatur der Endfläche des Mediums, dann wird die der letzteren durch Strahlung zugeführte Wärmemenge für blankes Platin in jedem Augenblicke proportional sein  $u'^5 - u^5$ . Ist nun  $u'$  hinreichend groß gegenüber den während der Versuchsdauer nur geringen Änderungen von  $u$ , so kann man praktisch  $u'^5 - u^5 = \text{const}$  setzen, d. h. durch die Grenzfläche fließt eine während der ganzen Versuchsdauer konstante Wärmemenge. Unter dieser Voraussetzung ist mit Hilfe der Wärmetheorie das folgende Problem zu lösen:

Das Wärme leitende Medium ist durch eine Ebene begrenzt, die wir zur  $x, y$ -Ebene eines rechtwinkligen Koordinatensystems machen, derart, daß die positive Richtung der  $z$ -Achse in das Innere des Mediums zeigt. Das Medium habe anfangs die Temperatur Null. Von einem bestimmten Augenblicke  $t = 0$  an wird der Grenzfläche  $z = 0$  eine konstante Wärmemenge  $-k \frac{\partial u}{\partial z} = C$  zugeführt. Innerhalb einer der Grenzfläche parallelen Ebene  $z = \text{const}$  wird alsdann zu jeder Zeit die Temperatur überall dieselbe sein. Die Differentialgleichung der Wärmeleitung lautet für diesen Fall:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}.$$

Sie ist zu lösen unter den Grenzbedingungen:

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial u}{\partial z} &= C \quad \text{für } z = 0, \\ u &= 0 \quad \text{für } t = 0. \end{aligned}$$

Die Lösung ergibt den folgenden Ausdruck:

$$u = \frac{2C}{k\sqrt{\pi}} \cdot s \cdot \left[ \frac{1}{2} \frac{e^{-\frac{s^2}{4a^2t}}}{\frac{s}{2a\sqrt{t}}} - \int_{\frac{s}{2a\sqrt{t}}}^{\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha \right] \quad 1)$$

Sind also die obigen Grenzbedingungen in der Praxis erfüllt, so muß die in einer beliebigen Entfernung  $s$  beobachtete Temperatur als Funktion der Zeit  $u = f(t)$  sich durch die Gleichung 1) darstellen lassen, wenn man nur der gesuchten Konstanten  $a^2$  den passenden Zahlenwert gibt, der somit durch versuchsweises Rechnen gefunden werden kann. Dabei braucht man, wie leicht ersichtlich, nicht die wahre Temperatur, sondern nur eine der Temperatur proportionale Größe  $\varphi$  zu kennen.

### § 3.

In praktischer Vereinfachung der Theorie erhielt das zu untersuchende Material die Form zylindrischer Stäbe. Vollständige Messungen wurden zunächst nur an einem Stabe aus reinem Wismut von 15 cm Länge und 1,8 cm Durchmesser vorgenommen, und zwar bei  $+18^\circ$  Cels., bei  $-79^\circ$  (Gemisch von Kohlensäureschnee mit Äther) und bei  $-186^\circ$  (flüssige Luft). In drei verschiedenen Entfernungen von der Endfläche ( $s_1 = 1,05$ ,  $s_2 = 2,04$ ,  $s_3 = 3,05$  cm) wurde mit Thermoelementen, deren elektromotorische Kraft der stets nur kleinen Temperaturdifferenz (einige Grade) proportional gesetzt wurde,  $u = f(t)$  (Versuchsdauer etwa 40 sec) bestimmt. Die Thermoelemente brauchten nicht geeicht zu sein, daher diente der Stab stets selbst als Elektrode. Die Zeiten wurden mit Hilfe eines Chronographen, die Thermostrome durch ein DUBOIS-RUBENSSches Panzergalvanometer gemessen, das, gegen mechanische Erschütterungen und magnetische Störungen völlig geschützt, in Parallelschaltung seiner beiden Spulen einen Widerstand von 3,25 Ohm und eine Empfindlichkeit von etwa  $6 \cdot 10^{-8}$  Amp. pro Skalenteil hatte; dabei war die Skale in Millimeter geteilt und war 2,25 m vom Spiegel des Galvanometers entfernt. Dämpfung und Schwingungsdauer konnten so klein gemacht werden (Zeit zwischen zwei Umkehrpunkten  $T = 1,30$  sec, Logarith. Dekrem.

$A = 0,090$ ), daß für das in Bewegung befindliche System der Ausschlag  $\varphi$  in jedem Augenblick proportional der elektromotorischen Kraft gesetzt werden konnte.

#### § 4.

Der Stab selbst wurde in einem zylindrischen Glasgefäß von 44 cm Länge und etwa 4 cm lichtigem Durchmesser in vertikaler Lage festgelegt. Eine auf sein oberes Ende aufgeschobene Scheibe aus Speckstein verhindert es, daß die Oberfläche des Stabes außer bei  $z = 0$  von der Bestrahlung des Platinbleches getroffen werde. Die Zuleitungen für die Thermolemente wurden durch seitlich am Gefäße angesetzte Glasröhrchen luftdicht ausgeführt. Oben war das Gefäß mittels eines geeignet konstruierten Deckels, durch welchen auch die Zuleitungen für den Heizstrom des Platinbleches (12 bis 22 Amp. Stromstärke) eingeführt wurden, luftdicht verschließbar. In 2 bis 3 cm Entfernung von der in der Regel beruhten Endfläche wurde ein Platinblech von 18 mm Breite, 25 mm Länge und  $\frac{1}{100}$  mm Dicke ausgespannt. Zwischen Blech und Endfläche war ein elektromagnetisch schnell entfernbarer Schirm angebracht, der es gestattete, den Beginn der Bestrahlung als wohldefinierten Zeitpunkt  $t = 0$  am Chronographen zu markieren.

Um bei den tiefen Temperaturen die Bedingung  $u = const = 0$  für die ganze Länge des Stabes bis zum Moment  $t = 0$  zu befriedigen, mußte das Gefäß etwa 35 cm tief in das Kältebad getaucht werden. Ob der Stab auch wirklich die Temperatur des Bades angenommen hatte, wurde durch ein besonderes Thermolement festgestellt.

Zur Erfüllung der Bedingung  $-k \frac{\partial u}{\partial z} = const$  während der ganzen Versuchsdauer wurde vor allem der Heizstrom für das Platinblech konstant gehalten, ferner das Gefäß zur Vermeidung von Luftströmungen bis zu einem Druck von etwa  $\frac{2}{1000}$  mm Hg evakuiert, nachdem das Platinblech durch wiederholtes Glühen von okkludierten Gasen nach Möglichkeit befreit war.

Die Messungen bei  $-186^\circ$  lieferten nur bei ganz geringen Drucken unterhalb  $\frac{1}{100}$  mm Hg brauchbare Resultate.



Die äußere Wärmeleitung wurde, da der Stab gut poliert und von hinreichend großem Durchmesser<sup>1)</sup> war, nicht berücksichtigt. Durch das hohe Vakuum wurde überdies ein Wärmeverlust vermöge der Luftleitung sowie durch Konvektion, die insbesondere bei vertikaler Lage des Stabes von störendem Einfluß hätte sein können, vermieden.

## § 5.

Die Rechnung zeigte, daß der Idealfall der Theorie in der Praxis nicht völlig verwirklicht ist. Durch Einführung einer weiteren Konstanten  $\zeta$  konnte man jedoch zu einer Berechnung des Temperaturleitvermögens gelangen, wenn man statt des Ausdrucks 1) den folgenden setzte:

$$u = m \cdot \varphi = \frac{2C}{k \cdot \sqrt{\pi}} (s + \zeta) \left[ \frac{1}{2} \frac{e^{-\frac{(s+\zeta)^2}{4a^2t}}}{s + \zeta} - \int_{\frac{s+\zeta}{2a\sqrt{t}}}^{\infty} e^{-\alpha^2} d\alpha \right] \quad 2)$$

Man konnte alsdann stets einen Wert:

$$\left( \frac{s + \zeta}{2a} \right)^2 = A \quad 3)$$

so bestimmen, daß sich für jede Entfernung  $s$  die beobachtete Kurve  $\varphi = f(t)$  in ihrem ganzen Verlaufe durch Gleichung 2) darstellen ließ. Wie die Einführung einer solchen Konstanten theoretisch zu rechtfertigen ist, hat Hr. GRÜNEISEN<sup>2)</sup> eingehend erörtert. Ist für mehr als zwei Entfernungen  $s$   $A$  bestimmt, so berechnet sich aus 3)  $a$  und  $\zeta$  nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Wodurch in der geschilderten Anordnung die Abweichung von der Theorie des § 2, die übrigens bei 18° sehr gering ist, bei den tiefen Temperaturen aber immer beträchtlicher wird, bedingt ist, blieb unaufgeklärt.

## § 6.

Es ergaben sich die folgenden Resultate:

bei +18° $a = 0,256$	bei -79° $a = 0,291$	bei -186° $a = 0,434$
$\zeta = 0,05$ cm	$\zeta = 0,126$ cm	$\zeta = 0,35$ cm

<sup>1)</sup> Vgl. hierüber L. LORENZ, Wied. Ann. 13, 597.

<sup>2)</sup> l. c.

Zur Bestimmung von  $k$  aus  $a$  ist noch die Kenntnis von  $\rho$  und  $c$  erforderlich. Die Dichte  $\rho$  wurde im hiesigen Institut an einer Probe des gleichen Materials von Herrn MARCUS bei  $+18^\circ$  und  $-186^\circ$  gemessen und für  $-79^\circ$  durch lineare Interpolation berechnet. Die mittlere spezifische Wärme  $c_{18}^{-186}$  zwischen  $+18^\circ$  und  $-186^\circ$  wurde nach der von U. BEHN<sup>1)</sup> angegebenen Methode ermittelt. Unter Zugrundelegung einer parabolischen Beziehung für die Abhängigkeit des  $c$  von der Temperatur wurde aus  $c_{18}^{-186}$  und den von anderen Beobachtern<sup>2)</sup> für andere Temperaturintervalle gefundenen Zahlen die wahre spezifische Wärme bei  $+18^\circ$ ,  $-79^\circ$  und  $-186^\circ$  berechnet.

Alle Zahlen sind in absoluten Einheiten [cm, g, sec, g-kal. (18°)] in der folgenden Tabelle zusammengestellt, die auch die den Beobachtungen von DEWAR und FLEMING<sup>3)</sup> entnommenen Werte des elektrischen Leitvermögens  $\kappa$ , sowie die Verhältnisse  $\frac{k}{\kappa}$  enthält.

Temperatur	Dichte $\rho$	Spezif. Wärme $c$	$a = \sqrt{\frac{k}{c \cdot \rho}}$	Wärmeleitvermögen $k$	Elektr. Leitvermögen $\kappa \cdot 10^6$	$\frac{k}{\kappa} \cdot 10^{-1}$
+ 18°	9,67	0,0303	0,256	0,0192	0,861	223
- 79°	10,04	0,0296	0,291	0,0252	1,196	211
- 186°	10,44	0,0284	0,434	0,0558	2,452	228

Die Zahlen lassen erkennen, daß das LORENZsche Gesetz über die Abhängigkeit des Leitverhältnisses  $\frac{k}{\kappa}$  von der Temperatur für reines Bi nicht erfüllt ist.  $\frac{k}{\kappa}$  bleibt nahezu konstant, während jenes Gesetz Proportionalität des Leitverhältnisses mit der absoluten Temperatur verlangt.

<sup>1)</sup> U. BEHN, Wied. Ann. 66, 236, 1898; Ann. d. Phys. (4) 1, 257, 1900.

<sup>2)</sup> KOPF, Phil. Trans. London 155, I, 71; SCHÜTZ, Wied. Ann. 46, 177, 1892.

<sup>3)</sup> DEWAR u. FLEMING, Proc. Roy. Soc. 60, 72—75, 1896.

Dasselbe Ergebnis fanden auch JAEGER und DIESELHORST<sup>1)</sup>  
für reines Bi zwischen + 18° und + 100°, nämlich

$$\text{bei } 18^\circ \frac{k}{\alpha} \cdot 10^{-1} = 231, \quad \text{bei } +100^\circ \frac{k}{\alpha} \cdot 10^{-1} = 258.$$

---

<sup>1)</sup> W. JAEGER und H. DIESELHORST, *Wissensch. Abb. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt* 3, 1900.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, 23. Januar 1903.

---

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

**Die Fortschritte der Physik.** Dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Jeder Jahrgang in drei  
Abtheilungen. gr. 8. geh.

**Einundfünfzigster Jahrgang. 1895.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1896. M. 20, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1896. M. 30, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1896. M. 25, —.

**Zweiundfünfzigster Jahrgang. 1896.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1897. M. 20, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1897. M. 30, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1897. M. 21, —.

**Dreieundfünfzigster Jahrgang. 1897.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1898. M. 23, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1898. M. 32, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1898. M. 21, —.

**Vierundfünfzigster Jahrgang. 1898.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1899. M. 26, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Richard Börnstein*. 1899. M. 34, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1900. M. 22, —.

**Fünfundfünfzigster Jahrgang. 1899.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Richard Börnstein* und *Karl Scheel*. 1900. M. 26, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Richard Börnstein* und *Karl Scheel*. 1900. M. 34, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1900. M. 20, —.

**Sechsendfünfzigster Jahrgang. 1900.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Karl Scheel*. 1901. M. 15, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Karl Scheel*. 1901. M. 27, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1901. M. 18, —.

**Siebenundfünfzigster Jahrgang. 1901.**

- I. Abtheilung, enthaltend: *Physik der Materie*. Redigirt von *Karl Scheel*. 1902. M. 17, —.  
II. Abtheilung, enthaltend: *Physik des Aethers*. Redigirt von *Karl Scheel*. 1902. M. 30, —.  
III. Abtheilung, enthaltend: *Kosmische Physik*. Redigirt von *Richard Assmann*. 1902. M. 24, —.

**Achtundfünfzigster Jahrgang. 1902. (In Vorbereitung.)**

== Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ==



# **E. Leybold's Nachfolger**

Mechanische und optische Werkstätten

**Cöln a. Rhein**


==== gegründet 1853 ====

übernehmen die Construction von

**Präcisions-Apparaten**

nach Angabe und Zeichnungen.

—\*—  
**Zahlreiche Referenzen und Anerkennungen.**



---

— Dieser Nummer sind beigegeben: Bericht Nr. 8 über Apparate und Anlagen, ausgeführt von Leppin & Masche in Berlin S. O., Engelufer 17. — Ferner ein Prospekt der Verlagsbuchhandlung von Alfred Schall in Berlin W. 30, betreffend Linke, „Moderne Luftschiffahrt“.

1903

Heft 3

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 6. Februar 1908 . . . . .	67
Vorschläge des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen und Regeln in der Physik . . .	68
K. Mey, Über das Kathodengefälle der Alkalimetalle . . . . .	72
K. Stöckl, Das Fedorowsche Universalgoniometer in der Kon- struktion von Fuëfs. Anwendung dieses Instrumentes zur Auflösung sphärischer Dreiecke . . . . .	75
G. Angenheister, Beiträge zur Kenntnis der Elastizität der Me- talle . . . . .	80
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	35
II. Akustik . . . . .	37
III. Physikalische Chemie . . . . .	38
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	39
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	42
VI. Wärme . . . . .	43
VII. Kosmische Physik . . . . .	45

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**15. Februar 1908.**

**Nr. 3.**

---

**Sitzung vom 6. Februar 1908.**

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Hr. K. Mey (a. G.) trägt vor:

Über das Kathodengefälle der Alkalimetalle.

Ferner bespricht und demonstriert Hr. K. Stöckl

Das FEDOROWSche Universalgoniometer in der Kon-  
struktion von FUESS. Anwendung dieses Instrumentes  
zur Auflösung des sphärischen Dreiecks.

Endlich berichtet Hr. E. Warburg über eine Arbeit von  
Hrn. G. Angenheister:

Beiträge zur Kenntnis der Elastizität der Metalle.



***Vorschläge des wissenschaftlichen Ausschusses  
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für ein-  
heitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen  
und Regeln in der Physik.***

---

Auf der Naturforscherversammlung zu Düsseldorf im Jahre 1898 hat die Abteilung für Physik, einer Anregung seitens des Herrn BOLTZMANN entsprechend, sich mit der Frage einheitlicher Bezeichnungen für die wichtigeren in der Physik vorkommenden Größen beschäftigt und zur Beratung dieses Gegenstandes eine Kommission, bestehend aus den Herren BOLTZMANN, PLANCK, RIECKE, E. WIEDEMANN, gewählt. Im weiteren Verfolg dieser Angelegenheit ersuchte der wissenschaftliche Ausschuß in seiner Sitzung vom 21. September 1901 zu Hamburg die Herren DRUDE und M. WIEN, sich mit den Mitgliedern der Düsseldorfer Kommission in Verbindung zu setzen und in der nächsten Sitzung des wissenschaftlichen Ausschusses ausführliche Vorschläge zu machen.

Dies ist in der Sitzung des wissenschaftlichen Ausschusses zu Karlsbad am 19. September 1902 geschehen, an welcher die Herren v. LANG, LECHER, PLANCK, PRINGSHEIM, SIMON, WARBURG und M. WIEN teilnahmen. Bei der anschließenden Beratung des Ausschusses über die gemachten Vorschläge wurde zunächst die prinzipielle Frage erörtert, ob man nicht lieber ganz radikal vorgehen und unabhängig von dem Bestehenden auf Grund im voraus aufgestellter allgemeiner Regeln ein gänzlich neues System von Bezeichnungen ausarbeiten solle. Der Ausschuß hat diese Frage einstimmig verneint, und zwar hauptsächlich in der Erwägung, daß bei dieser Art des Vorgehens eine Reihe von Bezeichnungen, die sich durch ihre Zweckmäßigkeit bereits bewährt und bis zu einem gewissen Grade eingebürgert haben, fallen müßte, wodurch zunächst jedenfalls ein dem beabsichtigten gerade entgegengesetzter Erfolg erreicht werden würde, während der schließliche Gewinn immerhin noch fraglich bliebe. Vielmehr erschien

es dem Ausschuß zweckmäßig, an das bereits Vorhandene anzuknüpfen und nicht sowohl neue Vorschläge zu machen, als vielmehr unter den schon gebräuchlichen Bezeichnungen eine geeignete Auswahl zu treffen.

Von diesen Anschauungen ausgehend, hat sich der Ausschuß auf Vorschläge für die Bezeichnungen von 33 Größen geeinigt (Liste I). Es wurden auch andere Größen besprochen, bezüglich deren man jedoch zu einer Entscheidung zwischen verschiedenen gemachten Vorschlägen nicht gelangte (Liste II). Ferner wurde eine Reihe von Benennungen, Definitionen und Regeln angenommen (Liste III). Endlich wurde beschlossen, den Fachgenossen zu empfehlen, am Anfang oder am Schluß jeder größeren Abhandlung die darin gebrauchten Symbole mit ihrer Bedeutung zusammenzustellen.

Die Listen I, II und III werden hierunter veröffentlicht und zum probeweisen Gebrauch empfohlen bzw. zur Diskussion gestellt.

Der Ausschuß ist sich völlig klar darüber, daß die gemachten Vorschläge für die Bezeichnungen bestenfalls nur dem augenblicklichen Entwicklungsstande der Wissenschaft entsprechen können, und daß, da eine dauernde Weiterentwicklung im Wesen unserer Wissenschaft liegt, eine definitive Lösung der Aufgabe, welche für alle Zeiten zutrifft, von vornherein unmöglich sein dürfte.

Wir empfehlen die vorgeschlagenen Bezeichnungen auch nur in dem Sinne, daß wir die Fachgenossen bitten, sie anderen Bezeichnungen vorzuziehen, falls kein besonderer Grund dagegen vorliegt.

Wir hoffen, daß auf diesem Wege über diesen wichtigen Gegenstand eine Einigung unter den Physikern und womöglich auch unter den Vertretern verwandter wissenschaftlicher und technischer Disziplinen angebahnt werden möge. Etwaige Meinungsäußerungen über die mit den Bezeichnungen gemachten Erfahrungen bitten wir an Herrn Prof. M. WIEN-Aachen einzusenden.

Liste I.

1. Länge . . . . .	$l$	5. Radius . . . . .	$r$
2. Masse . . . . .	$m$	6. Fallbeschleunigung . . . . .	$g$
3. Zeit . . . . .	$t$	7. Druck (Kraft durch Fläche) . . . . .	$p$
4. Volumen . . . . .	$v$	8. Arbeit . . . . .	$A$

9. Kraft . . . . . $F$	22. Magnetische Induktion (Gesamtzahl der Kraftlinien geteilt durch Fläche) . . . . $\mathfrak{B}$
10. Trägheitsmoment . . . . . $K$	23. Magnetische Permeabilität . $\mu$
11. Absolute Temperatur . . . . . $T$	24. Intensität d. Magnetisierung $\mathfrak{J}$
12. Wärmeausdehnungskoeffizient der Gase . . . . . $\alpha$	25. Magnetische Suszeptibilität. $\chi$
13. Gaskonstante (auf das Molekulargewicht bezogen) . . . . $R$	26. Elektrische Feldstärke . . . $\mathfrak{E}$
14. Wärmemenge . . . . . $Q$	27. Elektrische Induktion . . . $\mathfrak{D}$
15. Innere Energie . . . . . $U$	28. Dielektrizitätskonstante . . $\epsilon$
16. Entropie . . . . . $S$	29. Kapazität . . . . . $C$
17. Wellenlänge . . . . . $\lambda$	30. Induktionskoeffizient . . . $L$ (falls gegenseitige Induktion vorhanden, Selbstinduktionskoeffizient $L_{11}$ , gegenseitiger Induktionskoeffizient $L_{12}$ )
18. Schwingungszahl (in $2\pi$ Sekunden) . . . . . $n$	31. Elektromotorische Kraft . . $E$
19. Schwingungsdauer (der ganzen Schwingung) . . . . . $\tau$	32. Stromintensität . . . . . $J$
20. Lichtgeschwindigkeit (im luftleeren Raum) . . . . . $c$	33. Widerstand . . . . . $W$
21. Magnetische Feldstärke . . . $\mathfrak{H}$	

Liste II.

1. Geschwindigkeit . . . . . $u, q$	7. Fläche . . . . . $f$
2. Dichte . . . . . $\delta, k, s, \rho$	8. Flächendichte . . . . . $\sigma, s, \rho$
3. Spezifische Wärme . . . . . $\gamma, c$	9. Horizontalkomponente des Erdmagnetismus . . . . . $H, \mathfrak{H}$
4. Verhältnis der spezifischen Wärmen . . . . . $c_p/c_v = k$	10. Magnetisches Moment . $M, \mathfrak{M}$
5. Mechanisches Wärmeäquivalent . . . . . $\mathfrak{J}, j, \mathfrak{A}$	11. Magnetismenmenge . . . . . $m$
6. Brechungsquotient . . . . . $\nu$	12. Elektrizitätsmenge . . . . . $e, q$
	13. Potential . . . . . $V, \varphi$

Liste III.

1. Die absoluten Dimensionen einer Größe werden durch [lmt] mit den betreffenden Potenzen ausgedrückt. Bei Zahlen im [CGS]-System brauchen die Einheiten nicht angegeben zu werden. Im Bedarfsfalle ist [em] oder [est] hinzuzufügen.

2. Das Molekulargewicht ist auf  $O = 16$  zu beziehen.

3. Das Wort „Gewicht“ ist stets im Sinne einer Kraft zu gebrauchen. Unter mg, g, kg sind stets Massen zu verstehen, falls nicht das Wort „Gewicht“ hinzugefügt wird.

4. Der Buchstabe mit höherem Zahlenindex bezeichnet in der Regel eine Größe mit höherem Wert, z. B.  $r_1$  innerer Radius,  $r_2$  äußerer Radius. Die Indizes sind unten anzubringen.

5. Als Achse einer Drehung wird diejenige zur Ebene der Drehung senkrechte Richtung bezeichnet, welche durch die fortschreitende Bewegung einer sich in fester Mutter drehenden Rechtsschraube bestimmt ist.

6. Ein rechtwinkliges Koordinatensystem soll in der Regel so gewählt werden, daß die positive z-Achse (Nr. 5) die Achse derjenigen Drehung ist, durch welche die positive x-Achse mittels einer Vierteldrehung in die positive y-Achse übergeht.

7. Die Achse eines Doppelpols geht in der Richtung vom negativen zum positiven Pol.

8. Fläche, die der Radiusvektor während der Zeiteinheit zurücklegt (Flächengeschwindigkeit).

9. Linien gleichen Druckes (Isobaren), gleichen Volumens (Isopyknen), gleicher Entropie (Isentropen), Linien ohne äußere Wärmezufuhr (Adiabaten), Linien gleicher Temperatur (Isothermen).

10. Um die Vektoreigenschaft einer Größe hervorzuheben, wird sie mit großen deutschen Buchstaben bezeichnet, die auch in der obigen Liste I nur für Vektoren gebraucht sind.

11. Komponenten von Vektorgrößen sind durch angehängte Indizes zu bezeichnen, z. B.  $\mathfrak{S}_x$ ,  $\mathfrak{S}_y$ ,  $\mathfrak{S}_z$ .

*Über das Kathodengefälle der Alkalimetalle;  
von K. Mey.*

Aus der Berliner Dissertation 1902.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Februar 1903.)

(Vgl. oben S. 67.)

Infolge einer Beobachtung von Prof. WARBURG <sup>1)</sup>, die darauf hinzuweisen schien, daß die Alkalimetalle ein sehr kleines normales Kathodengefälle besäßen, habe ich die Kathodengefälle an reinen Oberflächen dieser Metalle in Stickstoff, Wasserstoff und Helium bestimmt.

Als Kathoden wurden verwandt Kalium, Natrium und eine bei gewöhnlicher Temperatur flüssige Legierung von beiden, welche die Metalle im Verhältnis ihrer Atomgewichte enthielt.

Unter dem Einfluß des elektrischen Stromes bildeten sich an den Alkalikathoden in Stickstoff und Wasserstoff chemische Verbindungen <sup>2)</sup>. In Stickstoff entstand das bekannte Kaliumnitrid  $K_3N$  und das entsprechende Natriumnitrid  $Na_3N$ , und zwar wurden an der Kalium-Natriumlegierung durch ein Milliampere in einer Minute regelmäßig 0,000033 g Stickstoff zur Bindung gebracht. In Wasserstoff entstehen wahrscheinlich die Verbindungen  $NaH$  und  $KH$ .

Das Entstehen dieser Körper gab ein gutes Mittel, das Helium zu reinigen, indem man es elektrischen Entladungen in einer Röhre mit Kalium-Natriumkathode aussetzte: Stickstoff und Wasserstoff, die am schwersten zu beseitigenden Beimengungen, wurden zur Bindung gebracht und ein reines Heliumspektrum erhalten.

---

<sup>1)</sup> E. WARBURG, Wied. Ann. 40, 1, 1890.

<sup>2)</sup> Vgl. ZERNER, Wied. Ann. 52, 56, 1894.

Die von mir gemessenen normalen Kathodengefälle betragen in Volt:

	Quecksilber	Natrium-amalgam	Natrium	Kalium	Kal.-Natr.-Legierung
Stickstoff . . .	226	185	178	170	125
Wasserstoff . .	—	—	185	172	169
Helium . . . .	—	—	80	69	78,5

Das Kathodengefälle des Quecksilbers in Stickstoff, 226 Volt, wird demnach durch einen geringen Natriumzusatz um ungefähr 40 Volt erniedrigt, auf 185 Volt; reines Natrium hat einen noch kleineren Wert. Gleichwohl sind in Stickstoff und Wasserstoff die Kathodengefälle der Alkalimetalle nicht so niedrig gefunden worden, wie vermutet wurde, sie liegen zum Teil noch etwas über demjenigen des Magnesiums in Wasserstoff. Jedenfalls ist die chemische Reaktion zwischen Gas und Metall hierbei von großem Einfluß.

In Helium aber, gegen welches sie chemisch indifferent sind, zeigen die Alkalimetalle die niedrigsten bis jetzt konstant hergestellten Kathodengefälle.

Man konnte in diesem Gase unter Verwendung von Alkalimetallen als Kathoden bereits mit der Spannung der städtischen Zentrale, 110 Volt, die Glimmentladung hervorbringen.

Eine Zusammenstellung der bisher für die wichtigsten Gase und Metalle gemessenen normalen Kathodengefälle<sup>1)</sup> scheint die Behauptung zu bestätigen, daß die Reihenfolge der Metalle nach abnehmendem Kathodengefälle in jedem Gase dieselbe ist. Platin hat stets das höchste, Aluminium ein niedrigeres, Magnesium noch ein geringeres Gefälle; dann folgt Natrium und mit dem kleinsten Gefälle Kalium. Dieselbe Reihe tritt auf, wenn man die Metalle nach ihren spezifischen Gewichten ordnet oder nach der Verwandtschaft zu Sauerstoff oder nach der Voltaschen Spannungsreihe.

<sup>1)</sup> Vgl. E. WARBURG, Wied. Ann. 31, 545, 1887 und 40, 1, 1890; J. W. CAPSTICK, Proc. Roy. Soc. 63, 356, 1898; R. J. STRUTT, Phil. Mag. März, 1900.

	Platin	Quecksilber	Silber	Kupfer	Eisen	Zink	Aluminium	Magnesium	Natrium	Kal.-Natr.	Kalium
Sauerstoff .	369	—	—	—	—	—	—	310	—	—	—
Wasserstoff	300	—	295	280	230	213	190	168	185	169	172
Stickstoff .	232	226	—	—	—	—	—	207	178	125	170
Helium . .	226	—	—	—	—	—	—	—	80	78,5	69
Argon . .	167	—	—	—	—	—	100	—	—	—	—

Eine ausführlichere Mitteilung wird demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinen.

Berlin, Physik. Inst. d. Univ.

***Das Fedorowsche Universalgoniometer in der  
Konstruktion von Fuefs<sup>1)</sup>. Anwendung dieses In-  
strumentes zur Auflösung sphärischer Dreiecke;  
von K. Stöckl.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Februar 1903.)

(Vgl. oben S. 67.)

**I. Das zweikreisige Goniometer als Apparat zur Messung  
der Kristallwinkel.**

1. Um einen beliebigen Punkt im Innern eines Kristalls denken wir uns mit willkürlichem Radius eine Kugel beschrieben. Von diesem Punkte werden die Normalen auf die Kristallflächen gefällt und bis zum Schnittpunkte mit der Kugeloberfläche verlängert. Diese Schnittpunkte heißen die Pole der Flächen. Die Pole sämtlicher Flächen, die einer und derselben Zone angehören, liegen auf einem größten Kreise. Die Flächenwinkel des Kristalls werden als Bogen auf den größten Kreisen gemessen.

Kennt man nun die sphärischen Koordinaten dieser Flächenpole nach Maßgabe der geographischen Bestimmungsstücke — der Länge und Breite —, so sind die Elemente, welche die Grundlage der Kristallographie bilden, eindeutig festgelegt.

Die Ermittlung der sphärischen Koordinaten geschieht durch das zweikreisige Goniometer; ein solches hat DE FEDOROW<sup>2)</sup> entworfen und FUESS konstruiert.

Die Ebenen des horizontalen und vertikalen Teilkreises sind senkrecht zueinander justiert.

Bei den einkreisigen Goniometern mußte jede Zone für sich zentriert und justiert werden, was bei flächenreichen und polyzonalen Kristallen eine sehr zeitraubende Arbeit ist. Das zweikreisige Goniometer dagegen macht jede Justierung überflüssig.

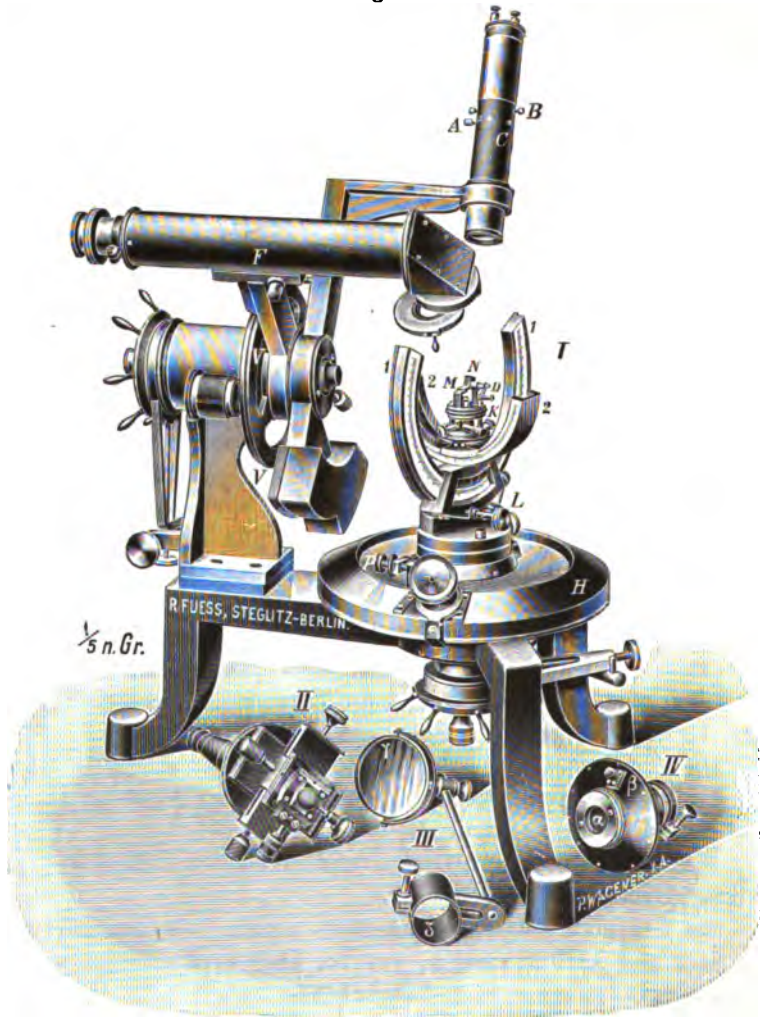
<sup>1)</sup> Eine ausführliche Beschreibung wird nächstens in Groths Zeitschrift für Kristallographie erscheinen.

<sup>2)</sup> DE FEDOROW, ZS. f. Krist. 32, 464, 190.



Nachdem man den Kristall auf das Meßtischchen aufgesetzt hat, sucht man der Reihe nach die Reflexe der Flächen auf und liest

Fig. 1.



die zugehörigen sphärischen Koordinaten der Pole auf dem horizontalen und vertikalen Teilkreise ab. Die Berechnung der Kristallelemente gestaltet sich sehr einfach.

Macht man sich die Mühe, eine einzige Kristallzone zu justieren, so ist jede größere Rechnung nachher bei der Auswertung der Resultate erspart, indem man die Flächenwinkel durch Addition und Subtraktion erhält. Die Herstellung des Kristallnetzes in stereographischer Projektion ergibt sich auf Grund dieser Messungen ohne weiteres.

2. Das zweikreisige Goniometer soll ferner das Studium der facettierten und Vizinalflächen erleichtern. Hierbei mag folgende Vorrichtung gute Dienste leisten, die auch bei der Einstellung mangelhaft ausgebildeter Kristallflächen sich wohl bewährt (Fig. 1, IV).

Handelte es sich früher um die Einstellung einer schlecht spiegelnden Fläche, so blendete man die nicht brauchbaren Teile der Fläche dadurch ab, daß man sie mit Tusche überzog und nur den gut ausgebildeten Teil frei ließ, der dann spiegelte. Denselben Effekt kann man nach CZAPSKI-PULFRICH auf rein optischem Wege folgendermaßen erreichen: Man schaltet vor die Kollimatorlinse einen Ablender, Fig. 1, IV, der aus nichts weiter besteht, als aus einer Irisblende  $\alpha$ , die auf einem Kugelgelenk  $\beta$  drehbar ist. Dadurch wird es ermöglicht, den Strahlenzylinder beinahe punktförmig einzuengen und auf einen ganz kleinen Teil der Kristallfläche zu richten, auf jenen, den man gerade zum Spiegeln bringen will.

In Fig. 1 zeigt II den Kristallträger mit Zentrier- und Justiervorrichtung in der alten bekannten Form. III stellt die WULFFSche Beleuchtungsvorrichtung dar. Dieselbe kann auf das Kollimatorrohr *C* aufgeschraubt werden; der Spiegel  $\gamma$  wirft die Strahlen einer Lichtquelle auf das Signal.

## II. Auflösung sphärischer Dreiecke.

In sehr geistreicher Weise hat DE FEDOROW gezeigt, wie man mit dem zweikreisigen Goniometer Rechnungsoperationen, welche in der Kristallographie immer wiederkehren, rein mechanisch durchführen und sphärische Dreiecke ohne jede Rechnung auflösen kann.

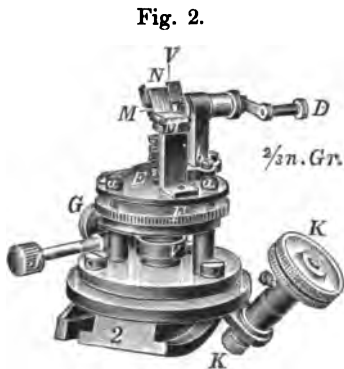
Solche Aufgaben sind:

1. Die Bestimmung der sphärischen Koordinaten des Poles einer Zone, wenn die sphärischen Koordinaten von zwei zu der Zone gehörigen Flächenpolen gegeben sind.

2. Die Messung des Bogens zwischen zwei Polen, deren sphärische Koordinaten gegeben sind.

3. Die Messung des Winkels am Schnittpunkt zweier Zonenkreise.

Bei allen diesen Aufgaben handelt es sich darum, zwei Punkte, deren sphärische Koordinaten gegeben sind, einzustellen. Um den Schnittpunkt der Achsen des horizontalen Teilkreises *H* und vertikalen Teilkreises *V*, „den Mittelpunkt des Apparates“, sei eine Kugel mit beliebigem Radius beschrieben und die zwei Punkte auf der Oberfläche eingezeichnet. Dieselben werden mit dem Mittelpunkt verbunden und die Ebenen konstruiert, welche auf den Verbindungsgeraden senkrecht stehen. Als solche Ebenen



nimmt DE FEDOROW zwei Metallspiegelchen *M* und *N* (Fig. 1 u. 2). Die Einstellung dieser Flächen nach gegebenen sphärischen Koordinaten erfolgt nach dem umgekehrten Prinzip, welches die Koordinaten der Flächenpole eines Kristalls abzulesen gestattet. Dazu ist es notwendig, die Spiegel nach allen Richtungen beweglich zu machen. Dies ist ermöglicht durch das Hilfskreissystem, zwei zueinander senkrechte Kreisbögen 1—1, 2—2 in

Fig. 1, I. Diese Figur zeigt das zweikreisige Goniometer in Verbindung mit dem Hilfskreissystem; die beiden Spiegel *M* und *N* sind mit ihrem Träger in Fig. 2 noch besonders herausgezeichnet.

Handelt es sich z. B. um die Messung des Bogens zwischen zwei Flächenpolen, so wird diese Größe nach Einstellung der beiden Spiegel dargestellt durch den Winkel, den die Ebenen dieser zwei Spiegel miteinander bilden.

Bei der Entwicklung der sphärischen Dreiecke denkt man sich eine Ecke stets in den Pol des Äquators fallen, d. i. jener Ebene, welche durch den „Mittelpunkt des Apparates“ parallel zur Ebene des horizontalen Teilkreises gelegt ist. Die beiden anderen Ecken sind durch ihre sphärischen Koordinaten bestimmt und werden mittels der zwei Spiegel eingestellt. Wir nehmen

folgendes Beispiel: „Gegeben sind zwei Seiten eines sphärischen Dreiecks  $b$  und  $c$  und der eingeschlossene Winkel  $\alpha$ ; gesucht ist die Seite  $a$  und die Winkel  $\beta$  und  $\gamma$ .“

Die Koordinaten der Ecke  $B$  sind:

Längenkoordinate  $a$ ,  
Breitenkoordinate  $90-c$ ;

jene der Ecke  $C$  sind:

Längenkoordinate  $\alpha$ ,  
Breitenkoordinate  $90-b$ .

Hat man die beiden Spiegel nach diesen Koordinaten festgelegt, so gibt ihr Winkel die gesuchte Seite  $a$ ; der Winkel, um welchen man das Hilfskreissystem drehen mußte, bis die Schnittlinie der Ebenen beider Spiegel (Fig. 1, I) mit der Achse des Hauptteilkreises  $V$  zusammenfällt, bestimmt den Winkel  $\beta$ , wie sich aus der Entwicklung der stereographischen Projektion des Dreiecks sofort ergibt.

Die ausführlichen Einstellungsvorschriften werden nächstens mit weiteren Beispielen in GROTHS Zeitschrift für Kristallographie veröffentlicht werden.

Die Genauigkeit, mit der sich die Seiten und Winkel bestimmen lassen, liegt im allgemeinen zwischen  $\frac{1}{2}'$  und  $1'$ , was für kristallographische Zwecke in den meisten Fällen mehr wie hinreichend ist.

---

zeigt. Die Messungen von GERLACH über die Siedepunktserhöhung bei konzentrierten Salzlösungen <sup>1)</sup> bestätigen diesen geradlinigen Verlauf.

Man kann also von der genannten Konzentrationsgrenze an in Gleichung 3) näherungsweise

$$\frac{d \ln p}{d v} = \text{const} = a$$

setzen, worin  $a$  eine für den gelösten Stoff charakteristische Konstante darstellt.

Nach Einsetzung dieses Wertes in Gleichung 3) wird dieselbe integrierbar, und man erhält durch Ausführung der Integration die einfache Beziehung:

$$A = a R T \ln \frac{v_2}{v_1} . . . . . 4)$$

Handelt es sich bei der Konzentrationsverschiebung nicht um den gelösten Stoff, sondern um das Lösungsmittel (Wasser), so vereinfacht sich Gleichung 3) für die Arbeitsleistung in

$$A' = - R T \int_{v_1}^{v_2} \frac{\partial \ln p}{\partial v} d v$$

oder, wenn wir wieder

$$\frac{\partial \ln p}{\partial v} = a$$

setzen, so wird

$$A' = a R T (v_1 - v_2) . . . . . 5)$$

Die Arbeitsleistung, welche mit dem Transport von 1 Mol. Wasser aus einer Lösung in die andere verbunden ist, ist also in äußerst einfacher Weise aus der Konstante  $a$  und der Konzentrationsdifferenz der Lösung berechenbar. Es gelten also für die Arbeitsleistung bei Konzentrationsverschiebungen in hoch konzentrierten Lösungen ebenso einfache Näherungsgesetze wie in den ideal verdünnten Lösungen, nur daß für jeden Stoff ein spezieller, durch Siedepunktsbeobachtungen leicht zu bestimmender Faktor  $a$  hinzutritt.

In nachstehender Tabelle 1 sind für eine Reihe von Salzen die aus den Messungen von TAMMANN, DIETERICI u. a. berechneten Werte von  $a$  in wässriger Lösung wiedergegeben. Die Zahlen

---

<sup>1)</sup> LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalisch-chemische Tabellen.

zeigen einen deutlichen Zusammenhang mit den Löslichkeiten, indem bei chemisch ähnlichen Salzen das löslichere stets den größeren Wert von  $a$  besitzt.

So befolgt z. B. bei den Halogenverbindungen der Alkalisalze die Größe  $a$  die Reihenfolge Fluorid, Bromid, Jodid, Chlorid, also die gleiche Reihenfolge wie die Löslichkeiten.

Die Konstante  $a$  ist streng genommen eine Funktion der Temperatur, die Änderung mit der Temperatur ist jedoch, wie aus den Messungen von TAMMANN hervorgeht und sich auch leicht aus der KIRCHHOFFSchen Formel für die Verdünnungswärme ableiten läßt, meist geringer, als die Genauigkeit der angegebenen Werte, so daß ihre Berücksichtigung vorläufig wenigstens unmöglich ist. Die abgeleiteten Beziehungen ermöglichen eine sehr große Anzahl praktischer Anwendungen, von denen nachstehend einige wiedergegeben werden mögen.

Tabelle 1.

	$a$		$a$		$a$
H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> . . . .	8,4	KJ . . . .	2,5	NaNO <sub>3</sub> . . .	1,6
HCl . . . . .	7,9	KBr . . . .	1,8	LiBr . . . .	5,8
H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> . . . .	3,0	KCl . . . .	1,8	LiCl . . . .	4,6
NaOH . . . . .	7,4	KNO <sub>3</sub> . . .	1,2	NH <sub>4</sub> Br . . .	2,1
KOH . . . . .	3,9	NaJ . . . .	4,1	NH <sub>4</sub> Cl . . .	1,7
K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> . . . .	7,1	NaBr . . . .	3,5	ZnCl <sub>2</sub> . . .	8,4
KF . . . . .	4,8	NaCl . . . .	2,8	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> O <sub>2</sub> . . .	1,01

**2. Partialspannungskurve des gelösten Stoffes in konzentrierter Lösung.**

Aus Gleichsetzung von Gleichung 1) und 4) ergibt sich für das Verhältnis der Dampfspannungen des gelösten Stoffes über den Lösungen sogleich die Beziehung:

oder 
$$\left. \begin{aligned} \ln \frac{\pi_2}{\pi_1} &= a \ln \frac{v_2}{v_1} \\ \frac{\pi_2}{\pi_1} &= \left( \frac{v_2}{v_1} \right)^a \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 6)$$

Die Konstante  $a$  erlaubt mithin auch, in einfachster Weise die Kurve für die Partialspannung des gelösten Stoffes ihrem

relativen Werte nach für die verschiedenen Konzentrationen zu berechnen.

Kennt man die Dampfspannung des gelösten Stoffes  $\pi$  für irgend eine Konzentration, z. B. für die gesättigte Lösung, so läßt sich die Berechnung natürlich auch dem absoluten Werte nach ausführen.

Als Beispiel der Anwendbarkeit dieser Gleichung sei die Berechnung der Chlorwasserstoffspannungen über verschiedenen konzentrierten Salzsäurelösungen wiedergegeben. Bei einer Konzentration von  $\nu = 0,173$  (achtfach normal) beträgt die Salzsäurespannung nach meinen früheren Messungen bei 30° C. 4,10 mm Quecksilber. Nach obiger Tabelle ist zu setzen  $a = 7,9$ .

Für die Chlorwasserstoffspannung konzentrierter Salzsäurelösungen ergibt sich dann aus Gleichung 6) die Beziehung:

$$\log^{10} \pi = 6,6421 - 7,9 \log^{10} \nu,$$

ausgedrückt in Millimeter Quecksilber.

In nachstehender Tabelle 2 ist für Salzsäuren verschiedener Konzentration ein Vergleich der mittels dieser Gleichung berechneten Werte mit den gemessenen Werten wiedergegeben.

Derselbe zeigt, daß in der Tat die Konstante  $a$  den ganzen Verlauf der Spannungskurve mit guter Annäherung wiedergibt, obgleich sich die Spannungen von 0,09 mm bis 277 mm, d. h. um ihren dreitausendfachen Betrag, ändern.

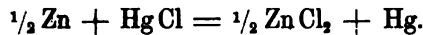
Tabelle 2.

Normal- gehalt	Proz. HCl.	$\nu$	HCl-Spannung $\pi$ mm Hg, 30° C.	
			gemessen	berechnet
12,0	36,8	0,288	277	280
11,0	34,2	0,257	112	95
10,0	31,4	0,226	31,5	34
9,0	28,6	0,198	11,2	12
8,0	25,8	0,173	4,10	4,1
7,0	22,9	0,146	0,96	1,1
6,0	19,8	0,122	0,52	0,6
5,0	16,8	0,100	0,09 <sup>1)</sup>	0,06

<sup>1)</sup> Dieser Wert ist den Messungen von GAHL (ZS. f. phys. Chem. 33, 178—214, 1900) entnommen und bezieht sich auf 25° C.

### 3. Elektromotorische Kräfte in konzentrierter Lösung.

Eine gute Prüfung für die Gültigkeit der abgeleiteten Beziehungen und ein ausgedehntes Anwendungsgebiet derselben ergibt auch die Berechnung der Änderung der EMK. eines galvanischen Elementes mit der Konzentration seiner Lösung. Am besten eignet sich hierzu das Kalomelelement wegen der großen Löslichkeit des Zinkchlorids und der vorzüglichen Konstanz seiner EMK. In dem Kalomelelement findet bei Stromentnahme ein chemischer Prozeß statt, welcher gegeben ist durch die Gleichung:



Die Stoffe Zn, Hg Cl und Hg gelangen in fester Form zur Reaktion, ihr Energiewert ist daher unabhängig von der Lösung. Die EMK. des Kalomelementes bei verschiedenen Konzentrationen der Zinkchloridlösung unterscheidet sich daher nur durch den Energieunterschied, den das Zinkchloridmolekül in Lösungen verschiedener Konzentration aufweist. Die Differenz der elektromotorischen Kräfte ( $E_2 - E_1$ ) zweier Kalomelemente, welche mit Zinkchloridlösungen von den Konzentrationen  $\nu_1$  und  $\nu_2$  gefüllt sind, ist daher berechenbar durch die Arbeit, welche gewonnen werden kann, wenn 1 g-Mol. Zinkchlorid aus einer Lösung in die andere übergeführt wird.

Gleichung 4) liefert unmittelbar für die Differenz der elektromotorischen Kräfte die Beziehung:

$$E_2 - E_1 = a \frac{RT}{m} \ln \frac{\nu_1}{\nu_2},$$

worin  $m$  die Elektrizitätsmenge bedeutet, welche bei Bildung von 1 g-Mol. Zinkchlorid von dem Element geliefert wird. Bei einem chemisch zweiwertigen Stoff, wie  $\text{Zn Cl}_2$ , ist bekanntlich  $m = 2.96540$  Coulomb. Drückt man  $R$  in elektrischem Energiemaß aus und verwendet an Stelle der natürlichen BRIGGSche Logarithmen, so wird:

$$E_2 - E_1 = a \cdot \frac{1,983 \cdot 10^{-4} T}{2} \log_{10} \frac{\nu_1}{\nu_2}.$$



Nach Tabelle 1 ist für Zinkchlorid  $a = 8,4$  zu setzen. Nach Messungen von INTOSH<sup>1)</sup> beträgt die EMK. bei der Konzentration  $\nu = 0,1024$  und  $15^{\circ}$  C. 0,983 Volt. Für die Abhängigkeit der EMK. von der Konzentration gilt daher die Gleichung:

$$E = 0,745 - 0,240 \log^{10} \nu.$$

Tabelle 3 enthält den Vergleich zwischen den nach dieser Gleichung berechneten Werten und den Messungen von INTOSH.

Tabelle 3.

Dichte $15^{\circ}$ C.	Proz. $\text{ZnCl}_2$	$\nu$	$E$ $15^{\circ}$ C.	
			gemessen	berechnet
1,747	60,4	0,2017	0,914	0,912
1,580	50,8	0,1367	0,956	0,953
1,469	43,6	0,1024	0,983	0,983
1,333	33,44	0,0664	1,028	1,028

Die nach der einfachen logarithmischen Formel berechneten Werte stimmen mit den Messungen vorzüglich überein, obgleich es sich hier um außerordentlich hoch konzentrierte Lösungen handelt.

Das CLARK'sche Normalelement eignet sich leider nicht zu einer eingehenden Prüfung der obigen Gleichung, da die Löslichkeit des Zinksulfates zu gering ist. Aus Fig 1 ist jedoch deutlich zu erkennen, daß bei Salzen geringerer Löslichkeit, die, wie oben erwähnt, auch einen kleinen Wert von  $a$  besitzen, die Konstanz von  $a$  noch ein beträchtliches Stück unterhalb  $\nu = 0,1$  hinabreicht. Aus diesem Grunde ist es möglich, auch für die EMK. des Clarkelementes bei wechselnden Zinksulfatkonzentrationen eine einfache logarithmische Beziehung anzugeben. Die ganz analog wie oben ausgeführte Berechnung ergibt für  $15^{\circ}$  C. die Gleichung ( $a = 2,2$ ):

$$E = 1,355 - 0,062 \log^{10} \nu.$$

In nachstehender Tabelle ist ein Vergleich der Berechnung mit den Messungen von CALLENDAR und BARNES wiedergegeben:

<sup>1)</sup> Journ. phys. chem. 2, 185, 1898.

Tabelle 4.

Dichte	Proz. ZnSO <sub>4</sub>	$\nu$	$E$ 15° C.	
			gemessen	berechnet
1,440	33,2	0,0556	1,433	1,433
1,372	29,1	0,0459	1,439	1,438
1,248	20,9	0,0296	1,452	1,450
1,190	16,66	0,0224	1,457	1,457

Als drittes Beispiel sei die Berechnung der EMK. der Chlorwasserstoffkette bei Verwendung verschieden konzentrierter Salzsäurelösungen wiedergegeben. Bei einer Konzentration von  $\nu = 0,10$  und einer Temperatur von 30° C. beträgt die EMK. 1,19 Volt. Nach Tabelle 1 ist für HCl  $a = 7,9$  zu setzen. Für die EMK. folgt dann die Gleichung:

$$E = 0,725 - 0,474 \log^{10} \nu.$$

Den Vergleich zwischen Messung und Berechnung enthält nachstehende Tabelle:

Normalgehalt	$\nu$	$E$ 30° C.	
		gemessen	berechnet
5,00	0,100	1,19	1,20
6,43	0,133	1,15	1,14
11,20	0,263	1,01	1,00
12,14	0,294	0,98	0,98

Besteht der stromliefernde Prozeß in dem betrachteten galvanischen Element nicht in der Bildung bzw. Zersetzung des gelösten Stoffes, sondern in einer solchen des Lösungsmittels (Wasser) selbst, wie dies z. B. bei der GROVESchen Gaskette und der elektrolitischen Zersetzung sehr vieler wässriger Lösungen der Fall ist, so ist die Änderung der elektromotorischen Kraft bzw. der Zersetzungsspannung nach Gleichung 5) gegeben zu:

$$E_2 - E_1 = a \cdot \frac{0,861}{2} \cdot 10^{-4} T (\nu_2 - \nu_1) \text{ Volt.}$$

Der Faktor 2 erscheint im Nenner, weil das Wassermolekül chemisch zweiwertig ist.

Ausdehnung in  $\mu = 0,001$  mm.

Intervall	$\frac{\lambda}{2} = 0,3281$	0,2890	0,2730	0,2431	Mittel
15 bis 100°	0,589	0,607	0,595	0,592	0,596
15 " 56	0,261	0,270	0,226	0,256	0,253
15 " 56	0,266	0,252	0,242	0,261	0,255
15 " 100	0,602	0,603	0,615	0,611	0,608

## Korrektion wegen Luftzwischenraum

zwischen 15° und 100° — 0,005  $\mu$ zwischen 15° und 56° — 0,003  $\mu$ ,

somit Ausdehnung

Mittel zwischen 15° und 100° 0,597  $\mu$ Mittel zwischen 15° und 56° 0,251  $\mu$ ,

woraus sich berechnet

$$l_t = l_0 (1 + 0,322 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0,00141 \cdot 10^{-6} \cdot t^2).$$

Die an beiden Versuchskörpern erhaltenen Resultate stimmen soweit überein, daß man sie zu dem Mittel

$$l_t = l_0 (1 + 0,322 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0,00147 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$$

vereinigen kann.

Es ist bemerkenswert, daß entgegen dem, was man aus den Beobachtungen aus dem größeren Temperaturintervall und bei höheren Temperaturen erwarten sollte, in dem Intervall 15 bis 100° die Ausdehnungskurve des amorphen Quarzes eine starke Krümmung aufweist, welche von derselben Größenordnung wie bei Metallen ist und nahezu denselben Betrag wie bei Platin hat, während der lineare Teil der Ausdehnung nur wenig mehr als  $\frac{1}{30}$  des gleichen Gliedes bei Platin beträgt.

Kurz vor Abschluß der vorliegenden Untersuchung erschien eine Mitteilung von Herrn P. CHAPPUIS<sup>1)</sup> über Beobachtungen, welche er ebenfalls nach der FIZEAUSCHEN Methode, aber mit Platiniridium als Normalkörper, an einem selbstgefertigten Zylinder

<sup>1)</sup> P. CHAPPUIS, Über einige Eigenschaften des geschmolzenen Quarzes. Verh. Naturf. Ges. Basel 16, 173—183, 1903.

amorphen Quarzes von 14,8 mm Länge und 10 mm Durchmesser im Intervall 0 bis 80° anstellte. Der von Herrn CHAPPUIS gefundene, auf die von mir angegebene Zifferzahl gekürzte Wert

$$l_t = l_0 (1 + 0,385 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0,00115 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$$

stimmt mit dem hier gefundenen in Ansehung der verschiedenen Versuchsbedingungen und der geringen absoluten Größe der Koeffizienten befriedigend überein.

Charlottenburg, den 3. März 1903.

---

***Über die Absorption der ultravioletten Strahlung  
in Ozon;  
von Edgar Meyer.***

(Auszug aus der Berliner Dissertation 1903.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. Februar 1903.)

(Vgl. oben S. 82.)

I

Schon ELSTER und GEITEL<sup>1)</sup> haben die photoelektrische Empfindlichkeit der Natrium-Kaliumzellen zur Vergleichung von Lichtstärken benutzt, aber ihre Anordnung ist für spektrale Zerlegung zu unempfindlich. Dadurch, daß H. KREUSLER<sup>2)</sup> die lichtempfindlichen Metalle bis nahe an das Entladungspotential auflud, steigerte er die Empfindlichkeit der ELSTER und GEITELschen Methode so weit, daß man auch bei spektraler Zerlegung des Lichtes arbeiten kann. Der Wirkungsbereich seiner photoelektrischen Zelle liegt zwischen  $\lambda = 185 \mu\mu$  und  $\lambda = 300 \mu\mu$ . Auf den Vorschlag von Herrn Geheimrat WARBURG verwandte ich die KREUSLERSche Methode, um das Absorptionsvermögen des Ozons für ultraviolette Strahlung zu untersuchen.

Die Versuchsanordnung war kurz folgende. Als Strahlungsquelle diente die Funkenstrecke eines großen Induktoriums (44 cm Spulenlänge) mit parallel geschalteter Kapazität. Die Elektroden bestanden aus Aluminium, Kadmium oder Gold. Vermittelt einer Quarzlinse wurde ein Bild des Funkens auf den Spalt des Spektrometers geworfen. Kollimator- und Fernrohr-linsen waren einfache Quarz-linsen, doch konnte durch Skalen, die an den Auszügen der Spektrometerröhren angebracht waren, für die verschiedenen Wellenlängen fokussiert werden. Das Prisma war ein CORNUSches Quarzprisma.

<sup>1)</sup> ELSTER und GEITEL, Wied. Ann. 48, 625, 1893.

<sup>2)</sup> H. KREUSLER, Verh. Phys. Ges. Berlin 17, 86, 1898; Diss. Berlin 1901; Ann. d. Phys. (4) 6, 398, 412, 1901.

An Stelle des Fernrohrokulars war ein Bilateralspalt angebracht, hinter dem dann die KREUSLERSche Zelle Platz fand. Das Absorptionsrohr, dessen Länge 19,35 cm betrug und das mit 4 mm dicken Quarzplatten verschlossen war, befand sich zwischen Prisma und Fernrohr und konnte mittelst eines Schlittens abwechselnd in den Strahlengang gebracht und daraus entfernt werden. Die Anode der Zelle war durch einen sehr großen Widerstand ( $10^8$  Ohm) mit der Erde verbunden, und mit einem THOMSONSchen Quadrantenelektrometer wurde die Potentialdifferenz an seinen Enden gemessen. Die Ausschläge des Elektrometers (ballistisch gebraucht) sind dann proportional der auffallenden Lichtintensität.

Das Ozon wurde durch stille Entladungen eines Induktoriums erzeugt, und wegen des großen Absorptionsvermögens nur sehr geringe Konzentrationen angewandt. Die quantitative Bestimmung des Ozons geschah durch Titrieren einer  $\frac{1}{40}$ -Normal-Natriumarsenitlösung mit Jod, das ebenso wie das Ozon das arsenigsaure Natrium zu arsensaurem Natrium oxydiert.

Die Absorptionskoeffizienten, wie sie sich aus der Formel  $J = J_0 e^{-\alpha d}$  berechnen, worin  $d$  die Schichtdicke in Zentimetern des reinen Ozons bei  $0^\circ$  C. und 760 mm Druck bedeutet, sind folgende (2. Kolonne):

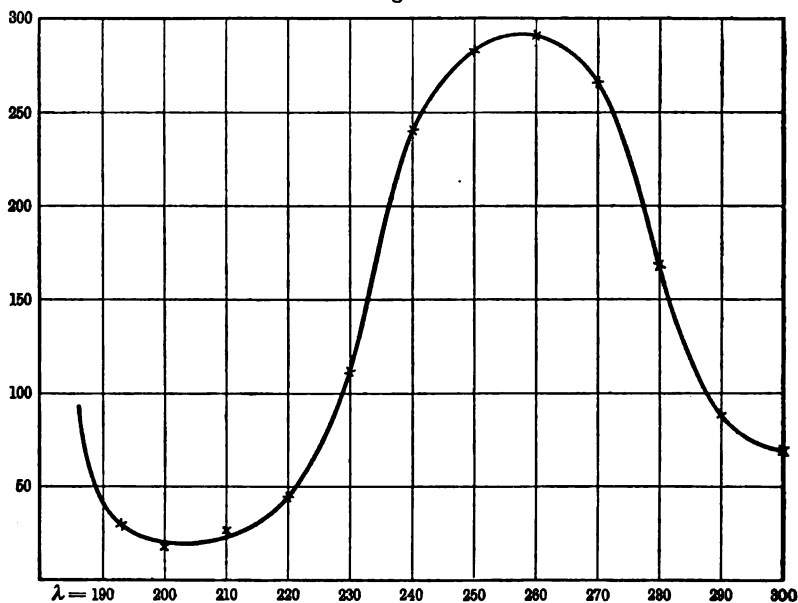
$\lambda$	$\alpha$	$J_0$	$J'$	$\lambda$	$\alpha$	$J_0$	$J'$
185	—	12,77	—	250	284,0	58,94	10,28
193	26,9	16,76	14,21	260	291,0	67,54	11,28
200	17,9	20,75	18,59	270	267,0	76,07	14,73
210	26,4	27,19	23,11	280	169,0	84,40	29,86
220	44,3	34,39	26,19	290	88,9	92,41	53,50
230	112,0	42,20	21,19	300	69,8	100,00	65,10
240	241,0	50,43	11,46				

Graphisch dargestellt ergeben diese Zahlen das Bild Fig. 1 (a. f. S.). Man sieht sofort das ausgesprochene Absorptionsminimum bei  $\lambda = 205 \mu\mu$  und das starke Absorptionsband, dessen Maximum etwa bei  $\lambda = 256 \mu\mu$  liegt<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Schon W. N. HARTLEY hatte dieses Absorptionsband gesehen, als er durch ozonisierten Sauerstoff photographierte. Chem. News 42, 268, 1880.

Es wurde auch untersucht, ob sich eine Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten von der Konzentration ergebe. Die Ver-

Fig. 1.



suche wurden alle bei derselben Wellenlänge  $\lambda = 220 \mu\mu$  ausgeführt. Das Resultat ist folgendes:

Volumprozent an Ozon	Extinktionskoeffizient des Ozons für $\lambda = 220 \mu\mu$
0,09 Proz.	44,91
0,22 "	45,24
0,31 "	43,95

Wie man sieht, eine sehr befriedigende Übereinstimmung.

## II.

Auf die Tatsache, daß das Sonnenspektrum etwa bei  $\lambda = 293 \mu\mu$  mehr oder weniger plötzlich aufhört, und nicht nach allmählicher Schwächung unsichtbar wird, hat zuerst CORNU<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> A. CORNU, C. R. 88, 1101 u. 1285, 1879; 89, 808, 1879; 90, 940, 1880.

aufmerksam gemacht und gezeigt, daß die Strahlung der Sonne in der irdischen Atmosphäre stark absorbiert wird. HARTLEY<sup>1)</sup> hat dann zuerst ausgesprochen, daß die absorbierende Substanz wahrscheinlich das Ozon sei. Auf Grund der vorliegenden Angaben über den normalen Ozongehalt der Atmosphäre und den von mir gemessenen Absorptionskoeffizienten des Ozons läßt sich ein Urteil über die Wahrscheinlichkeit der HARTLEYSchen Hypothese abgeben.

A. LEVY<sup>2)</sup>, der seine ozonometrischen Messungen über ein Intervall von 20 Jahren ausdehnte, gibt den Ozongehalt in 100 cbm Luft im Mittel zu 1,65 mg Ozon an; in Volumprozenten würde sich der mittlere Ozongehalt zu  $0,7696 \cdot 10^{-6}$  Proz. ergeben. Vermittelt dieser Zahl (die von der Strahlung zu durchdringende Schicht ist beim höchsten Stande der Sonne 7,989 km Luft von der Dichte 0,001293) kann man die Schwächungskoeffizienten der Atmosphäre für die einzelnen Wellenlängen berechnen, unter der Annahme, daß nur das Ozon absorbiere. Berechnet man ferner aus der PLANCKSchen Formel<sup>3)</sup> für die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers

$$E = \frac{8 \pi c h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1}$$

die an der Grenze der Atmosphäre auffallende Strahlungsenergie, indem man die Sonnenstrahlung als schwarze Strahlung ansieht (die bei  $\lambda = 300 \mu\mu$  auffallende Energie = 100 gesetzt), so erhält man die Zahlen, die in der 3. Kolonne der Tabelle angegeben sind. Aus diesen Zahlen in Verbindung mit den Schwächungsfaktoren der Atmosphäre ergibt sich dann auch leicht die Energieverteilung im Sonnenspektrum auf der Erde, nachdem also die Strahlung die Atmosphäre durchlaufen hat. (4. Kolonne der Tabelle.) Graphisch dargestellt sind diese beiden Intensitätsverteilungen in Fig. 2 (a. f. S.). Es ist ersichtlich, daß bei  $\lambda = 300 \mu\mu$  bis  $\lambda = 290 \mu\mu$ , wo das Ende des beobachtbaren Sonnenspektrums liegt, die Intensität der durch die Atmosphäre hindurch gelangen-

<sup>1)</sup> W. N. HARTLEY, Chem. News 42, 268, 1880.

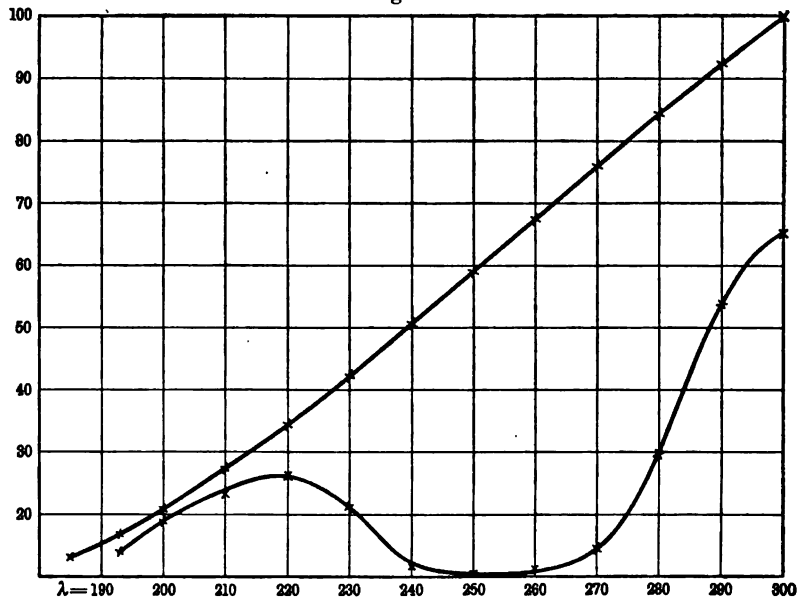
<sup>2)</sup> A. LEVY, Ciel et Terre 19, 291—296, 1898.

<sup>3)</sup> M. PLANCK, Ann. d. Phys. (4) 4, 561, 1901.



den Strahlung stark abnimmt, wodurch also die HARTLEYSche Hypothese an Wahrscheinlichkeit gewinnt. Ferner ist zu erkennen,

Fig. 2.



daß bei etwa  $\lambda = 220 \mu\mu$  mehr als die doppelte Intensität als bei  $\lambda = 250 \mu\mu$  sich findet.

Berlin, Physikal. Institut der Universität.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

== Soeben erschienen: ==

# Hermann von Helmholtz

VON

Leo Koenigsberger.

2. Band.

Gr. 8°. XVI u. 383 Seiten. Mit 2 Bildnissen in Heliogravure.  
Preis geh. *M.* 8.—; geb. in Lnwd. *M.* 10.—; in Hlbfrz. *M.* 12.—.

Der erste Band der grossen Helmholtz-Biographie, welcher den Lebensgang und die Wirksamkeit des genialen Forschers bis in die überaus fruchtbare Heidelberger Zeit führt, hat sich nach dem einstimmigen Urtheile der Presse als eine biographische Leistung ersten Ranges erwiesen.

Die Entwicklung, das Leben und Wirken und die Bedeutung einer Persönlichkeit zu schildern, die durch den Umfang und die Tiefe des Wissens und die Macht des Könnens die meisten ihrer Zeitgenossen überragt, alle Welt durch das Product ihrer Arbeit während mehr als eines halben Jahrhunderts in Staunen und Bewunderung versetzt und der Wissenschaft neue fundamentale Lehren geschenkt und neue Wege zu fruchtbarer Thätigkeit gewiesen hat, war eine ebenso reizvolle wie schwierige Aufgabe, deren Durchführung dem Verfasser, welchem nicht nur die Feder, sondern auch die auf eingehender Sachkenntniss ruhende Theilnahme für Person und Stoff zu Gebote stand, in vollendetem Maasse gelungen ist.

In dem hiermit vorliegenden zweiten Bande des Werkes, welches für die gesammte wissenschaftliche Welt und weite Kreise des gebildeten Publikums von dem grössten Interesse ist, wird die Heidelberger Epoche des grossen Naturforschers fortgesetzt und seine Thätigkeit als Professor der Physik in Berlin von Ostern 1871 bis Ostern 1888 geschildert.

Ein dritter Band von geringerem Umfange wird das Werk abschliessen und unmittelbar nachfolgen.

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

# **E. Leybold's Nachfolger**

**Cöln a. Rhein**

**Mechanische und optische Werkstätten.**

## **A**bsorptionsplatten nach Professor Wood

welche alle sichtbaren Lichtstrahlen absorbieren und nur die ultravioletten Strahlen durchlassen.

Diese Absorptionsplatten gestatten unter anderen, folgende zwei Vorlesungsversuche anzustellen:

Die Strahlen eines elektrischen Lichtbogens werden durch die Kondensorlinsen eines Projektionsapparates vereinigt und in den Brennpunkt ein Fläschchen mit Urannitrat gehalten. Bringt man dann zwischen Kondensor und Urannitrat die Absorptionsplatte, so leuchtet dasselbe intensiv hellgrün auf.

Entwirft man auf dem Schirm das Spektrum des elektrischen Lichtbogens und hält die Absorptionsplatte vor den Spalt oder vor die Objektivlinse, so erscheinen gar keine Linien mehr auf dem Schirme; bringt man nun einen Fluoreszenzschirm an die Stelle des ultravioletten Teiles des Spektrums, so leuchtet dieser hell auf.

Bei beiden Versuchen ist dafür zu sorgen, dass alles fremde Licht abgeblendet wird.

**Preis Mark 15. —.**

Dieser Nummer sind beigegeben: Ein Prospekt der Verlagsbuchhandlung von Gebrüder Jänecke, Hannover, betreffend *Rusener*, „Lehrbuch der Physik“. — Ferner ein Prospekt von Siemens & Halske, betreffend „Nachricht Nr. 7“. 12. 2. 1903.

1903

Heft 6

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

---

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 20. März 1903 . . . . .	129
M. Thiesen, Zur Theorie der Diffusion. (Zweite Mitteilung.) .	130
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	85
II. Akustik . . . . .	88
III. Physikalische Chemie . . . . .	88
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	91
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	94
VI. Wärme . . . . .	95
VII. Kosmische Physik . . . . .	97

---

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

30. März 1903.

Nr. 6.

---

**Sitzung vom 20. März 1903.**

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Der Vorsitzende teilt mit, daß bei der schriftlichen Abstimmung über die geplante Statutenänderung (vgl. S. 81) 132 Stimmen abgegeben sind, welche sämtlich im bejahenden Sinne lauten. Die Statutenänderungen sind damit von der Gesellschaft genehmigt und bedürfen jetzt noch der Genehmigung durch das Königliche Amtsgericht.

Hr. **F. F. Martens** spricht sodann  
Über ein neues tragbares Photometer für weißes Licht  
und demonstriert das Instrument.

Ferner trägt Hr. **W. B. von Czudnochowski** vor  
Über Flammen- oder Effektbogenlicht.

Endlich legt Hr. **M. Thiesen** eine zweite Mitteilung  
Zur Theorie der Diffusion  
vor.

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:  
Hr. Dr. **BOSE**, Göttingen  
(vorgeschlagen durch Hrn. **W. KAUFMANN**).

**Zur Theorie der Diffusion;  
von M. Thiesen.**

(Zweite Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 20. März 1903.)

(Vgl. oben S. 129.)

1. Die Theorie der Diffusion, welche ich in einer ersten Mitteilung <sup>1)</sup> entwickelt habe, läßt sich auch auf solche poröse Medien anwenden, in denen keine Richtung vor einer anderen ausgezeichnet ist. Natürlich sind die Verbreitungskonstanten in einem solchen Medium andere, als bei freier Diffusion; ein anderer Unterschied besteht darin, daß man in porösen Medien nicht mehr, wie früher vorausgesetzt wurde, einen augenblicklichen Druckausgleich annehmen darf.

Näher ausgeführt soll die Theorie nur für Gase werden, da sich für diese die Beziehung der Verbreitungskonstanten zu denen bei freier Diffusion angeben läßt, und da auch genaue Versuche vorliegen, die wenigstens den Weg für eine Anwendung der Theorie zeigen. Bei Gasen wird sich der konstante Widerstand des porösen Mediums dem der einzelnen Gase zufügen, so daß also bei zwei diffundierenden Gasen an Stelle der früheren Gleichung (25) die folgenden treten:

$$\begin{aligned} 4b_1^2 &= a_1 + a_{11}\varphi_1 + a_{12}\varphi_2 \quad | \quad \dots \quad 1) \\ 4b_2^2 &= a_2 + a_{21}\varphi_1 + a_{22}\varphi_2 \quad | \quad \dots \quad \dots \end{aligned}$$

Wir nehmen ferner an, daß die Strömung der Gase in dem porösen Medium allein von der Diffusion herrührt. Dies braucht allerdings bei grobporigen Medien und großen Druckunterschieden nicht unbedingt zuzutreffen, doch schließen wir diese Fälle von der Betrachtung zunächst aus. Es treten demnach an die Stelle der früheren Gleichungen (20) und (21) die Gleichungen:

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{4b_1^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} &= \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} \\ \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{4b_2^2} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 2) \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> M. THIESEN, Verhandl. Deutsch. Physikal. Ges. 4, 348, 1902

Die Bedingung, daß die Summe der  $\varphi$  konstant sei, fällt jetzt natürlich weg.

2. Die vorstehenden Gleichungen sollen auf die Versuchsbedingungen angewandt werden, unter denen HANSEMANN die Diffusion von Sauerstoff und Wasserstoff durch einen Gipspfropfen bestimmte <sup>1)</sup>. HANSEMANN selbst legte der Berechnung die von KIRCHHOFF <sup>2)</sup> ausgeführte Diffusionstheorie von STEFAN zu Grunde, fand aber keine Übereinstimmung der Theorie mit den Versuchen, namentlich fand er für den Koeffizienten der freien Diffusion noch nicht ein Zehntel des Wertes, den man aus direkten Versuchen gefolgert hatte. Die Versuche HANSEMANN'S, falls sie einwandfrei sind, widerlegen also die Theorie STEFAN'S.

Bei diesen Versuchen schied der Gipspfropfen, dessen Länge  $2l$  sei, zwei nahezu gleich große Kammern voneinander, deren Volumen Zylinder vom Durchmesser des Pfropfens und von den Längen  $l_1$  und  $l_2$  ergeben hätte. Am Anfang des Versuches war die erste Kammer und der Pfropfen mit dem Gase 1, die zweite Kammer mit dem Gase 2 gefüllt; die Diffusion fand im Gipspfropfen statt, während in den Kammern die Gase gut durchgemischt wurden; beobachtet wurde zu bestimmten Zeiten nach Einleitung des Versuches der Druck in jeder der beiden Kammern.

Es seien  $\psi_{11}$  und  $\psi_{21}$  die Moleküldichten der beiden Gase in der ersten,  $\psi_{12}$  und  $\psi_{22}$  in der zweiten Kammer zur Zeit  $t$  nach Einleitung der Diffusion. Der Querschnitt des Pfropfens sei gleich der Einheit, die Gesamtzahl der Moleküle jeder Art im Apparate  $N_1$  und  $N_2$ . Rechnen wir  $x$  von der Mitte des Pfropfens nach der ersten Kammer hin positiv, so ist zu jeder Zeit

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= l_1 \psi_{11} + l_2 \psi_{12} + \int_{-l}^{+l} \varphi_1 dx \\ N_2 &= l_1 \psi_{21} + l_2 \psi_{22} + \int_{-l}^{+l} \varphi_2 dx \end{aligned} \right\} \dots \dots 3)$$

In dem Pfropfen sei der Teil  $\alpha$  von den Poren eingenommen. Die Moleküldichten der Gase in den Poren sind  $\varphi_1/\alpha$  und  $\varphi_2/\alpha$ ; an den Enden des Pfropfens muß zwischen diesen Dichten und

<sup>1)</sup> G. HANSEMANN, Wied. Ann. 21, 545, 1884.

<sup>2)</sup> G. KIRCHHOFF, Wied. Ann. 21, 563, 1884. Beide Arbeiten auch in G. KIRCHHOFF, Abhandlungen, Nachtrag, S. 60 und 78, 1891.



den Dichten in den Kammern Kontinuität bestehen; es ist also (abgesehen von  $t = 0$ )

$$\left. \begin{aligned} \alpha \psi_{11} = \varphi_1; \quad \alpha \psi_{21} = \varphi_2; \quad \text{für } x = l \\ \alpha \psi_{12} = \varphi_1; \quad \alpha \psi_{22} = \varphi_2; \quad \text{für } x = -l \end{aligned} \right\} \dots 4)$$

Hierzu kommt noch die Bedingung, daß die Strömung durch die Endflächen des Pfropfens die Zahl der Moleküle in den Kammern entsprechend ändert. Es wird

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{4b_1^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = -l_1 \frac{d\psi_{11}}{dt} \\ \frac{1}{4b_2^2} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = -l_1 \frac{d\psi_{21}}{dt} \end{aligned} \right\} \text{für } x = l$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{4b_1^2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = l_2 \frac{d\psi_{12}}{dt} \\ \frac{1}{4b_2^2} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = l_2 \frac{d\psi_{22}}{dt} \end{aligned} \right\} \text{für } x = -l \dots 5)$$

Die Gleichungen 1) bis 5) enthalten die Theorie der Versuche HANSEMANNS nach der hier durchgeführten Auffassung.

Statt der  $\varphi$  und  $\psi$  führen wir jetzt zwei neue Größen  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  ein durch die Beziehung

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \varphi_1; \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = \varphi_2 \dots \dots \dots 6)$$

Bei passender Wahl einer noch unbestimmt gebliebenen, additiv in den  $\Phi_1 \Phi_2$  enthaltenen Funktion, erhält man dann durch Integration der Gleichungen 2)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} = 4b_1^2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} = 4b_2^2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 7)$$

Eliminiert man die linken Seiten zwischen diesen Gleichungen und den Gleichungen 5), integriert und ersetzt die  $\psi$  mittels 4) durch die  $\varphi$  und diese mittels 6) durch die  $\Phi$ , so erhält man die Grenzbedingungen, in denen  $C_1, C_2, D_1, D_2$  Konstanten bezeichnen,

$$\left. \begin{aligned} \alpha \Phi_1 = C_1 - l_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}; \quad \alpha \Phi_2 = C_2 - l_1 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \quad \text{für } x = l \\ \alpha \Phi_1 = D_1 + l_2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x}; \quad \alpha \Phi_2 = D_2 + l_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \quad \text{für } x = -l \end{aligned} \right\} \dots 8)$$

Zwischen den vier Konstanten bestehen, wie sich aus 3) 4) und 8) ergibt, noch die Beziehungen

$$\alpha N_1 = C_1 - D_1; \quad \alpha N_2 = C_2 - D_2 \dots \dots 9)$$

Fügen wir noch die Bedeutung der Größen  $b_1^2$  und  $b_2^2$  hinzu, wie sie sich aus den Gleichungen 1) und 6) ergibt, so ist das Problem auf die Auflösung der nicht linearen Differentialgleichungen 7) unter Berücksichtigung der Bedingungsgleichungen 8) zurückgeführt.

3. Zur Lösung lassen wir eine sukzessive Näherung eintreten und gehen dabei von dem Zustande aus, der lange Zeit nach Einleitung der Diffusion eintritt <sup>1)</sup>.

Die erste Näherung erhalten wir aus dem Endzustande, in dem die Gase durchaus gleichmäßig verbreitet sind.  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  sind dann lineare Funktionen von  $x$ , wir setzen unter Fortlassung von additiven Konstanten

$$\Phi_1 = p_1 x \quad \Phi_2 = p_2 x \dots \dots \dots 10)$$

und erhalten aus 8) und 9) die Werte

$$p_1 = \frac{\alpha N_1}{l_1 + l_2 + 2\alpha l} \quad p_2 = \frac{\alpha N_2}{l_1 + l_2 + 2\alpha l} \dots \dots 11)$$

Die Fortlassung der Konstanten ist nur erlaubt, wenn zwischen den  $C$  und  $D$  noch die folgenden Beziehungen bestehen, die in Verbindung mit 9) diese Größen vollständig bestimmen

$$C_1 + D_1 = p_1(l_1 - l_2); \quad C_2 + D_2 = p_2(l_1 - l_2) \dots \dots 12)$$

Zwischen den  $\psi$  und  $\Phi$  gelten dann die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} l_1 \psi_{11} &= \frac{C_1}{l_1} - \Phi_1; \quad l_1 \psi_{21} = \frac{C_2}{l_1} - \Phi_2; \quad x = l \\ l_2 \psi_{12} &= \Phi_1 - \frac{D_1}{l_2}; \quad l_2 \psi_{22} = \Phi_2 - \frac{D_2}{l_2}; \quad x = -l \end{aligned} \right\} \dots \dots 13)$$

Da die  $\psi$  und  $\Phi$  stetig sind, so gelten diese Beziehungen auch für  $t = 0$ , wo die  $\varphi$  unstetig sein können.

4. Eine zweite Näherung ergibt sich, wenn  $b_1$  und  $b_2$  mit den Werten der ersten Näherung berechnet werden. Man erhält dann die konstanten Ausdrücke

---

<sup>1)</sup> Die Methode, welche KIRCHHOFF in dem analogen Problem anwendet, die Strömung im Gipspfropfen als stationär anzunehmen, beschränkt von vornherein die Näherung, ohne bei gleicher Näherung eine einfachere Rechnung zu gewähren.

$$\left. \begin{aligned} \rho^2 &= a_1 + a_{11} p_1 + a_{12} p_2 \\ \sigma^2 &= a_2 + a_{21} p_1 + a_{22} p_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 14)$$

als Näherungswerte für  $4 b_1^2$  und  $4 b_2^2$ . Mit diesen Werten werden die Gleichungen 7) linear und ergeben die partikulären Lösungen

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= A \cos[\tau x - \varepsilon] e^{-\lambda^2 t} \\ \Phi_2 &= B \cos[\tau x - \varepsilon] e^{-\mu^2 t} \end{aligned}$$

falls

$$\tau = \rho \lambda = \sigma \mu \dots \dots \dots 15)$$

gesetzt wird.

Aus den Bedingungsgleichungen 8), in denen die schon durch die erste Näherung berücksichtigten Konstanten fortzulassen sind, ergeben sich nun die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \alpha \cos[\tau l - \varepsilon] &= l_1 \tau \sin[\tau l - \varepsilon] \\ \alpha \cos[\tau l + \varepsilon] &= l_2 \tau \sin[\tau l + \varepsilon] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 16)$$

Diese Gleichungen ergeben für  $\tau$  unendlich viele Lösungen. Man übersieht leicht, daß es genügt, nur die positiven Lösungen zu berücksichtigen; diese denken wir uns nach der Größe aufsteigend geordnet und mit einem Index versehen. Erteilen wir denselben Index auch den andern Konstanten, soweit sie sich mit  $\tau$  ändern, so erhalten wir die vollständige Lösung in zweiter Näherung

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= p_1 x + \sum_0^{\infty} A_i \cos[\tau_i x - \varepsilon_i] e^{-\lambda_i^2 t} \\ \Phi_2 &= p_2 x + \sum_0^{\infty} B_i \cos[\tau_i x - \varepsilon_i] e^{-\mu_i^2 t} \end{aligned} \right\} \dots \dots 17)$$

Die Koeffizienten  $A_i$  und  $B_i$  ergeben sich aus den Werten von  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  für  $t = 0$ . Es ist dazu die Aufgabe zu lösen, eine gegebene Funktion von  $x$  nach den  $\cos[\tau x - \varepsilon]$  zu entwickeln<sup>1)</sup>. Das geschieht wie bei den FOURIERSchen Reihen mittels der folgenden beiden Sätze, die sich leicht, der erste unter Benutzung der Gleichungen 16), ableiten lassen. Es ist

$$\int_{-l}^{+l} \cos[\tau_i x - \varepsilon_i] \cos[\tau_x x - \varepsilon_x] dx = 0; \quad i \text{ und } x \text{ verschieden} \quad 18)$$

$$\int_{-l}^{+l} \cos^2[\tau x - \varepsilon] dx = \frac{2 \tau l}{2 \tau} + \frac{\sin 2 \tau l \cos 2 \varepsilon}{2 \tau} \dots \dots 19)$$

---

<sup>1)</sup> Vgl. G. KIRCHHOFF, Wied. Ann. 21, 567, 1884; Abhandlungen, Nachtrag, S. 82, 1891.

Ist nun  $F_{[x]} = \sum A_i \cos [\tau_i x - \varepsilon_i] \dots \dots \dots 20)$   
 so wird

$$A_i \{ 2 \tau_i l + \sin 2 \tau_i l \cos 2 \varepsilon_i \} = 2 \tau_i \int_{-l}^{+l} F_{[x]} \cos [\tau_i x - \varepsilon_i] dx \dots 21)$$

Dabei ist die Möglichkeit der Entwicklung vorausgesetzt.

5. In dritter Näherung denken wir zunächst die Werte von  $b_1$  und  $b_2$  aus den Daten der zweiten Näherung berechnet. Allerdings dürfen bei gewissen Anfangsbedingungen die Gleichungen 17) für  $t = 0$  und  $x = \pm l$  nicht differenziert werden. Wir beschränken aber die Betrachtung auf größere Werte von  $t$  und berücksichtigen dabei noch den Umstand, daß die Größen  $e^{-\lambda^2 t}$  und  $e^{-\mu^2 t}$  für größere Werte des Index  $i$  und nicht zu kleine Werte von  $t$  sehr klein sind. In dritter Näherung beschränken wir uns daher darauf,  $i = 0$  zu setzen, und lassen diesen Index fort.

Setzt man nun die Werte von  $4b_1^2$  und  $4b_2^2$ , wie sie sich hiernach ergeben, in 7) ein, so erhält man als Lösung dieser Gleichung Ausdrücke von der Form

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= p_1 x + \sum C_{m,n} e^{-(m\lambda^2 + n\mu^2)t} \\ \Phi_2 &= p_2 x + \sum D_{m,n} e^{-(m\lambda^2 + n\mu^2)t} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots 22)$$

wo die  $C$  und  $D$  Funktionen von  $x$  sind. Diese Form ändert sich auch nicht, wenn wir in gleicher Weise weitere Näherungen berechnen. Wir sehen sie daher als endgültig an und erhalten daraus

$$\left. \begin{aligned} 4b_1^2 &= \varrho^2 + \sum e^{-(m\lambda^2 + n\mu^2)t} \frac{\partial}{\partial x} \{ a_{11} C_{m,n} + a_{12} D_{m,n} \} \\ 4b_2^2 &= \sigma^2 + \sum e^{-(m\lambda^2 + n\mu^2)t} \frac{\partial}{\partial x} \{ a_{21} C_{m,n} + a_{22} D_{m,n} \} \end{aligned} \right\} \dots 23)$$

Führt man in 7) die Werte aus 22) und 23) ein und setzt die Koeffizienten der verschiedenen Zeitfunktionen für sich gleich Null, so erhält man die Bedingungen

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \frac{\partial^2 C_{m,n}}{\partial x^2} + \varrho^2 (m\lambda^2 + n\mu^2) C_{m,n} \\ &\quad + \sum (i\lambda^2 + x\mu^2) C_{i,x} \frac{\partial}{\partial x} \{ a_{11} C_{m-i, n-x} + a_{12} D_{m-i, n-x} \} \\ 0 &= \frac{\partial^2 D_{m,n}}{\partial x^2} + \sigma^2 (m\lambda^2 + n\mu^2) D_{m,n} \\ &\quad + \sum (i\lambda^2 + x\mu^2) D_{i,x} \frac{\partial}{\partial x} \{ a_{21} C_{m-i, n-x} + a_{22} D_{m-i, n-x} \} \end{aligned} \right\} 24)$$

Da für niedrige Indices die  $C$  und  $D$  durch die zweite Näherung gegeben sind, so lassen sich die  $C$  und  $D$  mit höheren Indexsummen hieraus der Reihe nach berechnen.

Wirklich ausgeführt soll die Rechnung für die vier Größen  $C_{20}$ ,  $C_{11}$ ,  $D_{11}$ ,  $D_{02}$  werden. Es wird

$$\frac{d^2 C_{20}}{dx^2} + 2\tau^2 C_{20} + a_{11} \lambda^2 C_{10} \frac{dC_{10}}{dx} = 0$$

$$\frac{d^2 C_{11}}{dx^2} + \rho^2(\lambda^2 + \mu^2) C_{11} + a_{12} \lambda^2 C_{10} \frac{dD_{01}}{dx} = 0$$

Führt man hierin die früher gefundenen Werte ein

$$C_{10} = A \cos[\tau x - \varepsilon]; \quad D_{01} = B \cos[\tau x - \varepsilon],$$

so erhält man die Lösungen

$$\left. \begin{aligned} C_{20} &= A_{20} \cos[\tau x \sqrt{2} - \varepsilon_{20}] - \frac{a_{11} \lambda^2 A^2}{4\tau} \sin[2\tau x - 2\varepsilon] \\ C_{11} &= A_{11} \cos[\rho x \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} - \varepsilon_{11}] - \frac{a_{12} \lambda^2 \tau AB}{2(3\tau^2 - \rho^2 \mu^2)} \sin[2\tau x - 2\varepsilon] \end{aligned} \right\} 25)$$

Die vier neu eingeführten Konstanten  $A_{20}$ ,  $\varepsilon_{20}$ ,  $A_{11}$ ,  $\varepsilon_{11}$  lassen sich aus den Bedingungsgleichungen 8) bestimmen. Man findet unter Benutzung von 16)

$$\left. \begin{aligned} A_{11} \{ \alpha \cos[\rho l \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} - \varepsilon_{11}] - \rho l_1 \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} \sin[\rho l \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} - \varepsilon_{11}] \} \\ = a_{12} AB \frac{\lambda^2 \tau^2}{3\tau^2 - \rho^2 \mu^2} l_1 \cos^2[\tau l - \varepsilon]; \\ A_{11} \{ \alpha \cos[\rho l \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} - \varepsilon_{11}] - \rho l_2 \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} \sin[\rho l \sqrt{\lambda^2 + \mu^2} + \varepsilon_{11}] \} \\ = - a_{12} AB \frac{\lambda^2 \tau^2}{3\tau^2 - \rho^2 \mu^2} l_2 \cos^2[\tau l + \varepsilon]. \end{aligned} \right\} 26)$$

Etwas einfacher werden die Gleichungen zur Bestimmung von  $A_{20}$  und  $\varepsilon_{20}$ , man erhält sie, wenn man in vorstehenden Gleichungen  $A$  für  $B$ ,  $\lambda$  für  $\mu$  und  $a_{11}$  für  $a_{12}$  setzt. Die Gleichungen für  $D_{11}$  und  $D_{02}$  lassen sich unter entsprechenden Vertauschungen aus den vorstehenden abschreiben.

Durch das Hinzutreten weiterer Glieder zu denen der zweiten Näherung verliert die früher gegebene Bestimmung der Konstanten  $A_i$  und  $B_i$  aus dem Anfangszustande ihre strenge Gültigkeit. Doch gehen wir auf diesen Umstand, der für die Anwendung meist von untergeordneter Bedeutung sein wird, nicht näher ein.

6. Erhebliche Vereinfachungen der abgeleiteten Formeln ergeben sich, wenn die Räume der Kammern, wie es bei HANSEMANNS Versuchen der Fall war, gegen das Gasvolumen im Pfropfen groß und außerdem untereinander nahe gleich sind. Wir setzen

$$\frac{\alpha l}{l_1} = \beta + \gamma \quad \frac{\alpha l}{l_2} = \beta - \gamma \dots\dots\dots 27)$$

und nehmen an, daß  $\beta^2$  und  $\gamma$  gegen Eins zu vernachlässigen seien. Dann folgt aus 16)

$$l\tau_0 = \sqrt{\beta} \left(1 - \frac{\beta}{6}\right); \quad l\tau_i = i \frac{\pi}{2} + \frac{2\beta}{\pi i}, \quad i > 0 \dots\dots 28)$$

Ferner darf man ohne Widerspruch setzen

$$\varepsilon_0 = -\frac{\gamma}{\sqrt{\beta}} \left(1 - \frac{5}{6}\beta\right); \quad \varepsilon_i = i \frac{\pi}{2} - \frac{2\gamma}{i\pi} \quad i > 0 \dots\dots 29)$$

Ist nun für  $t = 0$  das Gas 1 mit der Dichte  $n_1 + p_1$  im Pfropfen gleichmäßig verteilt, so ist im Anfang

$$\Phi_1 - p_1 x = m_1 + n_1 x \dots\dots\dots 30)$$

wo die Konstanten  $m_1$  und  $n_1$  auch aus den Gleichungen 13) abzuleiten sind. Die rechte Seite von 21) wird dann gleich

$$4 m_1 \sin \tau_i l \cos \varepsilon_i + \frac{4 n_1}{\tau_i} \sin \varepsilon_i \{ \sin \tau_i l - \tau_i l \cos \tau_i l \}$$

und man erhält nach Einsetzen der Werte aus 28) und 29) in genügender Näherung

$$A_i = \left\{ \begin{array}{ll} m_1 \left(1 + \frac{\beta}{6}\right) - \frac{1}{3} n_1 l \gamma, & i = 0; \\ \frac{8 m_1 \beta}{i^2 \pi^2} + \frac{8 n_1 l \gamma}{i^2 \pi^2}, & i \text{ gerade}; \\ \frac{8 m_1 \gamma}{i^2 \pi^2} + \frac{8 n_1 l}{i^2 \pi^2} \left(1 + \frac{i^2 \pi^2 - 8}{i^2 \pi^2} \beta\right), & i \text{ ungerade.} \end{array} \right\} \dots\dots 31)$$

Der Ausdruck für  $B_i$  ist ganz analog.

7. Die vorstehend gegebenen Entwicklungen ermöglichen es prinzipiell, aus Versuchen, die denen HANSEMANNS gleichen, die Diffusionskonstanten zu berechnen. Diese Versuche gaben im wesentlichen den Unterschied der Drucke in den beiden Kammern, also eine mit  $\psi_{11} + \psi_{21} - \psi_{12} - \psi_{22}$ , proportionale Größe als Funktion der Zeit. Die Beobachtung des Druckes bietet gegenüber der bei freier Diffusion meist angewandten Gasanalyse so

bedeutende Vorzüge, daß der Nachteil einer größeren Zahl der zu bestimmenden Konstanten dadurch weit überwogen wird und die Methode ein vorzügliches Mittel zur Bestimmung der Diffusionskonstanten bieten würde, wenn ihre Voraussetzungen zuträfen. Zu diesem Zwecke müßten allerdings die Anfangsbedingungen etwas anders gewählt werden, als es von HANSEMANN geschah, der von der Voraussetzung einer einzigen Diffusionskonstante ausging.

Bei den Beobachtungen HANSEMANN'S wird nach längerer Zeit der Ausdruck für die beobachtete Größe im wesentlichen auf zwei mit  $e^{-\lambda^2 t}$  und  $e^{-\mu^2 t}$  proportionale Glieder reduziert sein, vorausgesetzt, daß  $\lambda$  und  $\mu$  von derselben Ordnung sind. Die Koeffizienten dieser Ausdrücke sind bekannt. Hat man nun  $\lambda$  und  $\mu$  hieraus annähernd gefunden, so findet man auch, da  $\tau$  bekannt ist,  $\rho^2$  und  $\sigma^2$ . Wollte man nun die einzelnen Glieder dieser Größen, wie sie durch 14) gegeben sind, trennen, so müßte man aus den Beobachtungen zu früheren Zeiten die Koeffizienten von  $e^{-2\lambda^2 t}$ ,  $e^{-(\lambda^2 + \mu^2)t}$  und  $e^{-2\mu^2 t}$  bestimmen und so fortfahren. Dies ist prinzipiell möglich, aber, wie fast immer die Bestimmung einer größeren Zahl von Parametern aus einer einzigen Kurve, unsicher und schwierig. Dagegen würde der folgende Weg zum Ziele führen.

Man wähle die Anfangsbedingungen so, daß das eine Gas überall dieselbe Dichte hat, dann wird nach unseren Voraussetzungen auch diese Dichte dauernd erhalten bleiben, und die beobachteten Druckänderungen werden nur von dem zweiten Gase herrühren. Die Terme, welche die Exponentialkoeffizienten  $\mu^2$  enthalten, fallen fort, und nach einiger Zeit werden diese Änderungen durch eine einfache Exponentialfunktion dargestellt werden, deren Koeffizienten man jetzt sehr leicht genähert und, sobald man genäherte Werte für die drei jetzt allein zur Geltung kommenden Diffusionskonstanten hat, scharf berechnen kann, indem man alle anderen Terme als Korrekptionsgrößen behandelt. Die Trennung der drei Konstanten erfolgt aus den linearen Gleichungen 14), indem man verschiedene Versuche bei verschiedener Dichte entweder des diffundierenden oder des indifferenten Gases anstellt. Läßt man dann die Gase ihre Rollen tauschen, so erhält man die drei anderen Konstanten.

8. Eine summarische Berechnung des HANSEMANNschen Versuches legt die Vermutung nahe, daß auch die hier entwickelte Theorie auf diese Versuche nicht zutrifft. Es wäre aber sehr wohl möglich, daß infolge von Spalten zwischen Gips und Metall oder der groben Struktur des Gipses selbst neben der eigentlichen Diffusion auch eine Strömung des Gasgemisches stattfand. Die Berücksichtigung dieses Umstandes würde noch eine weitere Konstante erfordern, also die Diffusion zweier Gase in porösen Medien von sieben Konstanten abhängig machen. Die Berechnung würde auch in diesem Falle durchführbar sein.

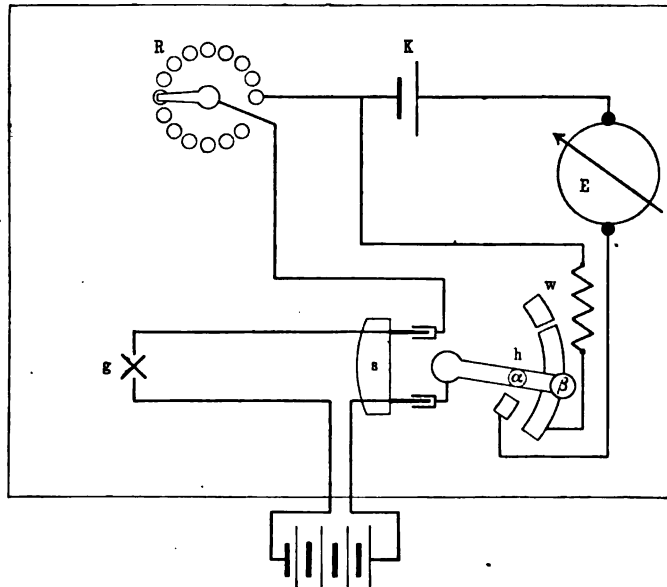
Nach den Versuchen GRAHAMS dürften sich die verschiedenen porösen Medien in dieser Beziehung sehr verschieden verhalten, wie die quantitativ verschiedene Trennung von Gasgemischen in ihre Bestandteile beim Durchpressen durch solche Medien zeigt. Es wird daher vielleicht auch leicht fallen, Medien zu finden, für welche die von der Diffusion unabhängige Strömung verschwindend klein ist. Andererseits liegt die Gefahr nahe, daß gerade bei solchen Medien die von der Theorie nicht berücksichtigten kapillaren Kräfte eine merkliche Rolle spielen, indem sie eine erhebliche mit der Zusammensetzung des Gases variierende Verdichtung der Gase in den Poren herbeiführen. Doch darüber könnten nur Versuche entscheiden.

---



geschlossen, in dem sich das Galvanometer  $E$ , das Normalelement  $K$  und der beiden Stromkreisen gemeinsame Widerstand  $w$  befinden.  $w$  ist so reguliert, daß das Galvanometer keinen Ausschlag zeigt, wenn der Hauptstrom gerade 0,29 Amp. beträgt. Diese Stromstärke wird durch den kleinen Kurbelwiderstand  $R$  einreguliert, dessen Widerstandswert kontinuierlich, nicht sprungweise geändert werden kann.

Fig. 3.



Auf diese Weise kann eine Änderung des Hauptstromes um weniger als  $\frac{1}{1000}$  bemerkt, die Lichtstärke der Vergleichslampe also etwa auf  $\frac{1}{2}$  Proz. konstant gehalten werden.

Etwas weniger genau und kostspieliger ist es, den Strom direkt durch ein Präzisionsampèremeter mit Nebenschluß zu messen.

#### 4. Messung einer Lichtstärke $J$ .

Um mit dem Photometer die Lichtstärke  $J$  einer Lampe zu messen, richtet man zunächst den drehbaren Tubus  $T$  auf die Lampe, indem man 1. das ganze Photometer um die Säule als

Achse, 2. den Tubus um seine horizontale Achse dreht; bei dieser Justierung setzt man den Deckel mit zentrischer Öffnung in das untere Tubusende  $\gamma$ .

Nach der Justierung setzt man den Deckel mit Gipsfläche in den Tubus ein, kontrolliert die Stromstärke der Vergleichslampe und stellt auf gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder ein. Das Licht der Vergleichslampe ist völlig ausgelöscht, wenn der Index des Analysatornicols auf dem Teilstrich 0 steht; von da an werden die Drehungswinkel  $\alpha$  des Nicols gerechnet.

Am besten stellt man in allen vier Quadranten ein und findet  $\alpha$  nach folgendem Schema. Bei Bestimmung der Konstante  $C_1$  wurden folgende Einstellungen abgelesen:

19,6	161,8	199,8	342,0
19,8	162,3	200,1	341,4
20,0	161,8	200,0	342,0
<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>
19,80	161,97	199,97	341,80
180,00	199,80	180,00	379,97
<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>
199,80	37,83	379,97	38,17
	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>		<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>
	38,17		
Mittel:	38,00		$\alpha = 19^\circ 0'$

Ist  $R$  der Abstand des Gipsschirmes von der zu messenden Lampe in Zentimetern, so ist die Beleuchtung auf dem Gipsschirm  $\frac{J}{R^2} \cdot 10000$  Meterkerzen ( $MK$ ). Der Beleuchtung ist die reflektierte Lichtmenge, diese ist nach dem bekannten  $tg^2$ -Gesetz proportional  $tg^2 \alpha$ . Also ist

$$J = C \cdot R^2 \cdot tg^2 \alpha \dots \dots \dots 1)$$

Die kleine Milchglasscheibe, welche die Öffnung  $b$  nach Fig. 2 bedeckt, ist in einer Revolverscheibe befestigt und kann so durch eine andere ersetzt werden, welche mit einer geschwärzten photographischen Platte verkittet ist; in beiden Fällen hat die Konstante  $C$  verschiedene Werte. Diese Werte  $C_1$  und  $C_2$  findet man, indem man das Photometer auf eine HEFNERsche Amylacetatlampe, die  $r$  cm vom Gipsschirm entfernt ist, richtet; dann ist  $1 = C \cdot r^2 \cdot tg^2 \alpha$ .

Für das Photometer Nr. 1 sind folgende Konstanten ermittelt:

$r$	$\alpha$	Konstante
31,21 cm	19° 0'	$C_1 = 0,008\ 659$
31,21 "	54° 33'	$C_2 = 0,000\ 520\ 4$
60,20 "	35° 57'	$C_2 = 0,000\ 524\ 6$
Mittel		$C_2 = 0,000\ 522\ 5$

Als Beispiel werde die Messung der Lichtstärke  $J$  einer Petroleumlampe mitgeteilt.

$R$	$\alpha$	Konstante	$J$
106,26 cm	19° 21'	$C_1 = 0,008\ 659$	12,06 HK
106,26 "	54° 43'	$C_2 = 0,000\ 522\ 5$	11,78 "
64,58 "	29° 46'	$C_1 = 0,008\ 659$	11,81 "
64,58 "	66° 35'	$C_2 = 0,000\ 522\ 5$	11,82 "
Mittel			$J = 11,82\ HK$

Die Lichtstärke der Lampe scheint während der Messungen etwas abgenommen zu haben.

### 5. Messung einer Beleuchtung $E$ .

Die Beleuchtung  $E$  in einer Ebene ist natürlich ganz unabhängig davon, ob in der Ebene ein weißer Karton oder ein schwarzes Sammetstück befindlich ist. Von der — durch Tages- oder Lampenlicht hervorgerufenen — Beleuchtung ist der Wert eines Arbeitsplatzes in Fabriken und Schulen in hohem Grade abhängig.

Um mit dem Photometer die Beleuchtung in einer Ebene zu messen, setzt man den Deckel mit Milchglas in das untere Ende  $\gamma$  des Tubus  $T$  und verschließt das andere Ende mit dem durchbohrten Deckel. Dann stellt man den Tubus so ein, daß das Milchglas in der zu untersuchenden — wohl meistens horizontalen — Ebene liegt. Nun ermittelt man den Drehungswinkel  $\alpha$  des Analysatornicols, welcher gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder hervorruft und berechnet die Beleuchtung,

$$E = C' \cdot \text{tg}^2 \alpha.$$

Die beiden Werte der Konstanten  $C'$  ermittelt man, indem man durch eine  $r$  m vom Milchglas entfernte Hefnerlampe die Beleuchtung

$$\frac{1}{r^2} = C' \cdot \text{tg}^2 \alpha$$

herstellt und  $\alpha$  mißt.

Für das Photometer Nr. 1 wurde beobachtet:

$r$	$\alpha$	Konstante
0,2122 m	17° 27'	$C'_1 = 224,75$
0,2122 „	51° 54'	$C'_2 = 13,653$

Die Petroleumlampe wurde nun so aufgestellt, daß ihre Entfernung vom Milchglase 0,4849 m betrug. Hieraus berechnet sich die Beleuchtung auf dem Milchglase  $E_{\text{ber.}} = \frac{11,82}{0,4849^2} = 50,27 \text{ MK.}$   
Die Beobachtung ergab folgenden Wert:

$\alpha$	Konstante	$E = C' \text{tg}^2 \alpha$
24° 51'	$C'_1 = 224,75$	48,21 MK.
62° 21'	$C'_2 = 13,653$	49,74 „
Mittel		$E_{\text{beob.}} = 48,98 \text{ MK.}$

### 6. Messungen bei ungleicher Färbung des untersuchten und des von der Vergleichslichtquelle kommenden Lichtes.

Die hier beschriebene, von Prof. L. WEBER in Kiel ausgearbeitete Methode der Photometrie bei ungleicher Färbung muß wohl gegenwärtig als diejenige bezeichnet werden, welche am meisten dem praktischen Bedürfnis Rechnung trägt. Insbesondere ist sie dadurch wertvoll, daß, wenn einmal die Tabelle für die Werte des Faktors  $k$  entworfen ist, alsdann die Messungen und Rechnungen von allen unsicheren physiologischen Einflüssen befreit sind.

Die Methode ist folgende. Um die Lichtstärke einer Lampe oder die Beleuchtung einer Fläche zu bestimmen, stellt man das Photometer genau so auf, wie es in den Abschnitten 4 bzw. 5 beschrieben ist. Erscheinen dem Beobachter die beiden Vergleichs-

felder erheblich verschieden gefärbt, wie es z. B. bei Messung einer vom Tageslicht bewirkten Beleuchtung der Fall ist, dann schaltet er 1. ein rotes, 2. ein grünes Glas vor die Okularöffnung und macht in beiden Fällen genau dieselben Einstellungen und Berechnungen, wie es in den angeführten Abschnitten beschrieben ist. Es sei  $R$  das im roten,  $G$  das im grünen Lichte erhaltene Resultat. Dann bildet der Beobachter den Quotienten  $\frac{G}{R}$ , sucht in der nachstehenden Tabelle den zugehörigen Wert  $k$  auf und findet als Resultat der ganzen Messung

$$J \text{ oder } E = k \cdot R \dots \dots \dots 3)$$

Dieses so gewonnene Resultat gibt an, wie viel Hefnerkerzen resp. Meterkerzen dem untersuchten Licht in Bezug auf Sehschärfe, also auch speziell für die Verwendung beim Lesen oder Arbeiten, äquivalent sind.

Tabelle nach L. WEBER zur Photometrie gefärbten Lichtes.

$\frac{G}{R}$	$k$	$\frac{G}{R}$	$k$	$\frac{G}{R}$	$k$	$\frac{G}{R}$	$k$	$\frac{G}{R}$	$k$	$\frac{G}{R}$	$k$
0,0	—	1,0	1,00	2,0	1,60	3,0	2,02	4,0	2,33	5,0	2,60
0,1	—	1,1	08	2,1	65	3,1	05	4,1	86	5,1	62
0,2	—	1,2	15	2,2	70	3,2	08	4,2	39	5,2	64
0,3	0,50	1,3	22	2,3	75	3,3	11	4,3	41	5,3	67
0,4	56	1,4	28	2,4	80	3,4	15	4,4	44	5,4	69
0,5	64	1,5	134	2,5	1,84	3,5	2,18	4,5	2,47	5,5	2,71
0,6	72	1,6	40	2,6	88	3,6	20	4,6	49	5,6	—
0,7	80	1,7	46	2,7	92	3,7	24	4,7	52	5,7	—
0,8	87	1,8	50	2,8	96	3,8	27	4,8	55	5,8	—
0,9	94	1,9	55	2,9	99	3,9	30	4,9	57	5,9	—

Über die Größe der Einstellungsfehler und die Freiheit des Instrumentes von systematischen Fehlerquellen soll an anderer Stelle näheres mitgeteilt werden.

**Flammen- oder Effektbogenlicht;  
von W. Biegön von Czudnochowski.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 20. März 1903.)

(Vgl. oben S. 129.)

Wenn es auch trotz vielfacher sorgfältiger Bemühungen bisher nicht gelungen ist, genau festzustellen, wann und von wem der elektrische Lichtbogen entdeckt ist, so ist doch mit ziemlicher Bestimmtheit anzunehmen, daß die wirkliche Entdeckung einer Entladungserscheinung, welche einen Lichtbogen nach der gegenwärtig geltenden Definition eines solchen darstellt, in das Jahr 1802 fällt, so daß seither ein volles Jahrhundert verflossen wäre<sup>1)</sup>. Nach O. LEHMANN ist jede elektrische Entladung eine der folgenden vier Formen: Glimm-, Büschel-, Streifen- oder Funkenentladung, und ist die Lichtbogenentladung nur als andauernde Funkenentladung in erhitzter und chemisch veränderter Luft zu betrachten<sup>2)</sup>. — Für die Praxis hat als Kriterium für das Vorhandensein eines Lichtbogens zu gelten: 1. die Art, die Entladung hervorzurufen durch Berühren zweier Elektroden miteinander und darauf folgendes Entfernen auf kurzen Abstand voneinander<sup>3)</sup>, 2. das Andauern der Erscheinung; ferner ist man im allgemeinen gewöhnt, unter einem Lichtbogen schlechthin einen solchen zwischen Kohlenstoffelektroden zu verstehen. An einen solchen knüpft auch die ganze Entwicklung, welche die Bogenlicht-Leuchttechnik bis zur Gegenwart genommen hat, an, gleichwohl ist auch auf diesem Gebiete die Vollendung des ersten Jahrhunderts seit seiner Begründung durch einen bedeutungsvollen Umschwung gekennzeichnet, bestehend in der Anwendung neuer Grundsätze, wozu allerdings schon weit zurückreichende Vorarbeiten getan waren.

<sup>1)</sup> SYLVANUS THOMPSON, Journ. of the Soc. of Arts Oct. 1895. — E. VOIT, Der elektrische Lichtbogen. Stuttgart, Encke, 1896, S. 1—2. — H. AYRTON, The Electric Arc. London 1902, S. 21 ff.

<sup>2)</sup> O. LEHMANN, Die elektrischen Lichterscheinungen oder Entladungen. Halle, W. Knapp, 1898. S. 6 ff.

<sup>3)</sup> H. AYRTON, l. c., S. 20.

### 1. Geschichtliches.

Während DAVY, der ja zuerst den Lichtbogen genauer untersuchte, sich zur Erzeugung eines solchen der Holzkohle als Elektrodenstoff bediente und seine Zeitgenossen und nächsten Nachfolger das gleiche taten, führte FOUCAULT 1843 hierfür die weit dichtere, daher langsamer verbrennende Retortenkohle ein. Da diese aber nach [der Art ihrer Entstehung niemals gleichmäßig in ihrer Beschaffenheit sein kann, anderseits die Vorteile bereits erkannt waren, welche die Verwendung dichter Elektroden bot, so lag der Gedanke sehr nahe, die Retortenkohle verbessert künstlich nachzuahmen, d. h. künstliche Kohle herzustellen aus sehr kohlenstoffreichen, möglichst reinen Stoffen, wie Ruß, Koks, Sirup, die sorgfältig gemischt, geformt, schließlich durch geeignete Weiterbehandlung von allen fremden Elementen befreit und in feste, dichte, fast vollkommen reine **Kohlenstäbe** verwandelt wurden. In solcher Weise hergestellte nenne ich

#### Bogenlichtelektroden erster Art.

Die ältesten Verfahren zu ihrer Erzeugung stammen von W. E. STAITE (1846) und LE MOLT (1849); namentlich das erste ist in seinen Grundzügen das Vorbild aller späteren ähnlichen Verfahren gewesen.

Nun hatte GROVE 1840 bereits gefunden, daß Tränken der Kohle mit K- und Na-Salzen unter sonst gleichen Umständen dem Lichtbogen eine **größere Länge** zu geben gestattet, und war zu der Ansicht gekommen, daß die Wirkung des Lichtbogens eine elektrolytische sei, abhängig von der Beschaffenheit des stromdurchflossenen Mittels. Bald darauf (1843) stellte CASSELMANN in eingehender Untersuchung fest, daß auch die **Helligkeit** des Lichtbogens *et. par.* sich durch Metallsalze beeinflussen läßt. Eine praktische Anwendung dieser Tatsachen läuft also darauf hinaus: statt reiner Kohlenstäbe solche mit absichtlichen Verunreinigungen in Gestalt von Metallsalzen zu erzeugen; man erhält so:

#### Bogenlichtelektroden zweiter Art.

WATSON und SLATER benutzten hierzu (1852) Kaliumkarbonat und Alaun, sowie Quarz und Kalk; LACASSAGNE und THIERS

(1857) verwendeten Kaliumkarbonat oder Ätznatron. In der ersten Hälfte des achten Jahrzehnts beschäftigten sich vornehmlich CARRÉ und GAUDOIN mit eingehenden Versuchen über den Gegenstand<sup>1)</sup>. Ersterer fand eine Erhöhung der Leuchtkraft durch Pottasche oder Soda um 25 Proz., durch Kalk, Magnesia oder Strontium um 40 Proz., wobei das Licht stark gefärbt war; durch Eisen oder Antimon um 60 bis 70 Proz. GAUDOIN untersuchte phosphorsauren, borsaurigen und kieseligen Kalk, Chlorcalcium, Kieselerde, Tonerde, kieselige Tonerde, Magnesia, Magnesiumphosphat und Boracit; von diesen Stoffen verdampfte die Kieselsäure unzersetzt, während Tonerde und kieselige Tonerde nur bei starkem Strom und hoher Spannung, die übrigen stets zersetzt werden; an den Elektroden entwickeln sich dabei reichliche Schlacken, außerdem treten starke Rauchmassen auf, so daß GAUDOIN, was auch CARRÉ bereits getan, seine Versuche in dieser Richtung aufgab<sup>2)</sup>. Weiter ist hier zu erwähnen, daß JABLOCHKOFF (1876) bei seinen elektrischen Kerzen das Licht durch Beimischung von Metalloxyden zur Isolierschicht färben wollte, sowie ein Patent nachsuchte auf eine besondere Einrichtung seiner Kerzen: es sollten nämlich die beiden Kohlenstäbe, jeder für sich, in geringem Abstände von einem Asbestmantel umgeben werden und sodann sowohl der Zwischenraum zwischen jedem Stab und seinem Mantel, als auch der zwischen den beiden fertigen Stäben mit einer Metalloxyde enthaltenden Masse ausgefüllt werden<sup>3)</sup>. Durch D. R.-P. Nr. 663 vom 14. August 1877 ließ sich dann JABLOCHKOFF den Ersatz der Kohlestäbchen durch solche aus Metall, Graphit oder anderem Material schützen, welche röhrenförmig und mit einer der zur Isolierung benutzten ähnlichen Masse ausgefüllt waren, z. B. einer Mischung von kieseligen oder erdigen Stoffen, während ARCHEREAU in demselben Jahre Elektroden aus mit Magnesia gemischten, gepreßten Kohlenagglomeraten herstellte<sup>4)</sup>. Im Jahre 1879 ließen sich GEBR. SIEMENS, nachdem ein Gesuch

<sup>1)</sup> H. FONTAINE, *Eclairage à l'électricité*. Paris 1877. S. 53—57.

<sup>2)</sup> Beide ließen sich 1876 Verfahren zur Herstellung von Bogenlichtelektroden erster Art patentieren.

<sup>3)</sup> H. FONTAINE, *Eclairage à l'électricité*. S. 44—46.

<sup>4)</sup> Das erwähnte Patent von JABLOCHKOFF hat seiner Zeit im „Dochtkohlenprozeß“ GEBR. SIEMENS contra HARDTMUTH-Wien eine Rolle gespielt. Vgl. *Elektrotechn. ZS.* 12, 317, 1891.



(D. R.-P.-A. v. 15. April 1879) betr. die Anwendung von Kohlenrohren mit einem leicht verdampfenden Docht in zwei Instanzen zurückgewiesen war, ein „Verfahren zur Tränkung roher Kohlenstäbe“ (D. R.-P. Nr. 8253) schützen, welches eine verbesserte Anwendung der Ergebnisse CASSELMANNS darstellt, und eine ganze Reihe namentlich englischer und amerikanischer Patentschriften aus den Jahren 1878 bis 1898, z. B. WERTON, Amer. Pat. Nr. 210380 (betr. Einführung verdampfbarer Silikate in röhrenförmige Kohle) zeugen davon, daß man ununterbrochen an der Brauchbarmachung von Elektroden zweiter Art arbeitete. Es ist dann hier auch zu gedenken der „Lampe Soleil“ von LE CLERC und BUREAU, von VIOLE „Drummond électrique“ genannt, die in Paris 1881 ausgestellt war. Bei dieser Lampe brannten zwei schräg gegeneinander stehende Kohlen in einem Kalkblock, der durch den Bogen erhitzt und verflüchtigt wurde, was sich im Spektroskop durch das Auftreten der Ca-Linien zu erkennen gibt<sup>1)</sup>. Im Jahre 1892 meldete E. RASCH ein „elektrobengalisches Bogenlicht“ zum Patente an (113594), später als „Elektrolytbogenlicht“ bezeichnet, das aber bis heute es zu einem bedeutsamen Hervortreten nicht gebracht hat und auf Verwendung einer dritten Art von Elektroden beruht, welche hauptsächlich aus Metalloxyden bestehen. Nach dieser langen Reihe von Vorversuchen war es der Pariser Weltausstellung von 1900 beschieden, die praktische Lösung der Aufgabe: brauchbare Bogenlichtelektroden zweiter Art herzustellen, der Allgemeinheit bekannt zu geben durch die Vorführung der Bogenlampe von H. BREMER (Neheim a. d. Ruhr), welche durch ihre Helligkeit und die von der aller bisher gebräuchlichen Bogenlampen ganz abweichende Farbe ihres Lichtes allgemeines Aufsehen erregte. Die ersten BREMERSchen Patente (118464, 118867, 127333, 114314, 114242, 113993, 133703) stammen aus 1899 und beziehen sich hauptsächlich auf die Herstellung von Elektroden. Es werden danach verwendet:

Um einen langen, stark leuchtenden Bogen zu erhalten: Ca-, Sr- und Mg-Verbindungen zu 20 bis 50 Proz.

---

<sup>1)</sup> Nach brieflicher Mitteilung von Herrn Prof. HAGENBACH-BISCHOFF in Basel. Herr Prof. HAGENBACH spricht sich geradezu dahin aus, daß diese Lampe „als eine Art Vorläufer der Bremerlampe betrachtet werden kann“.

Zur Erzielung einer angenehmen (?) gelblichen Farbe: Fl-, Br- und Ca-Verbindungen zu mindestens 5 Proz.

Zur Beruhigung des Lichtbogens: Bo-, K- oder Na-Salze.

Zur Erleichterung des Schmelzens und Abfallens der Schlacken: Flußmittel, wie NaCl, Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, K<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> und andere.

Zur Versteifung der abfließenden Schlackentropfen: ein Mantel aus Ca-, Mg- oder tonhaltigen Stoffen.

Ferner sollten die Verbrennungsgase durch einen dicht oberhalb des Bogens angebrachten Schirm, einen sogen. „Sparer“, zusammengehalten und die Rauchmassen dadurch abgefangen werden, daß die Gase in einen besonderen Raum eintreten, in dem sich die festen Verbrennungsprodukte ablagern können und aus dem die so gereinigten Gase wieder zum Bogen gelangen.

Weiter verwendete BREMER die in der Praxis ungewohnte, wenn auch schon vielfach (z. B. von STAITE 1846, RAPIEFF 1878, ZERENER bei seinem Lötapparat 1889, zuletzt HACKL 1898) versuchte Anordnung der Elektroden im Winkel gegeneinander mit der Spitze nach unten, und zwar in einer Vierkohlenlampe, welche nach den bekannt gewordenen Angaben anscheinend sehr große Ähnlichkeit in ihrer Einrichtung mit dem sogen. „bruleur“ von GÉRARD [1881]<sup>1)</sup> hatte. Aus dieser Vierkohlen- entstand die sehr viel einfachere Zweikohlenlampe, wie sie in einigen 100 Exemplaren hier in Berlin in Gebrauch gekommen ist, und dieser ist dann neuerdings eine sehr verbesserte „Modell C“ gefolgt, die sich durch verschiedene recht sinnreiche Vorrichtungen auszeichnet.

Wenn auch, wie aus den vorausgeschickten Angaben erhellt, von BREMER zunächst keine bedeutsamen grundsätzlichen Neuerungen zur Anwendung gebracht sind, so hat er doch das große und unbestreitbare Verdienst, einer schon lange schwebenden und, wie die Arbeiten von CARRÉ und GAUDOIN zeigen, wiederholt als aussichtslos aufgegebenen Angelegenheit durch energisches Vorgehen zum Erfolge verholfen zu haben. Daß es sich wirklich um einen Gegenstand von Bedeutung handelt, beweist die rasche Ausbreitung der neuen Lampen, sodann aber auch der Umstand, daß die bedeutendsten Firmen sich beeilt haben, als Mitbewerber

---

<sup>1)</sup> Eine Abbildung dieser Lampe siehe: A. v. URBANITZKY, Die Elektrizität im Dienste der Menschheit. Wien, Hartleben, 1885. S. 693.

auf diesem neuen Gebiete des Bogenlichtes aufzutreten. So werden gute Elektroden zweiter Art, kurz „Flammenlichtkohlen“ genannt, auch von GEBR. SIEMENS u. a. hergestellt, neben den Bremerlampen sind hier in Berlin an anderen Lampen für Flammenbogenlicht, bei denen die Elektroden im spitzen Winkel zueinander stehen, solche von K. WEINERT, der ALLGEMEINEN ELEKTRIZITÄTSGESELLSCHAFT und SIEMENS und HALSKE in Gebrauch.

## 2. Der Flammenbogen.

In den gewöhnlichen Bogenlampen stehen die beiden Elektroden senkrecht übereinander und ist bei Gleichstrom die obere eine Docht-, die untere eine Homogenkohle, bei Wechselstrom sind beides Dochtkohlen. Beim Brennen nehmen die einander zugewandten Enden der Elektroden ganz charakteristische Formen an, die + Dochtkohle brennt stumpf mit einer flach muldenförmigen Vertiefung in der Mitte: dem Krater; die — Homogenkohle dagegen bildet eine Spitze. Ist die Lichtbogenspannung klein, stehen sich also die Elektrodenenden sehr nahe, so nimmt das der — Kohle eine sehr merkwürdige Gestalt an: die sehr schlank endende Spitze setzt sich aus zwei Stufen zusammen. Das dünne Ende ist kalt sehr hart und fest, seine Entstehung führt man auf die Ablagerung von der + Kohle stammender Teilchen zurück; es bietet aber den Vorteil, daß vermöge seines Vorhandenseins der lichteussendende Krater freier liegt, als wenn die — Kohle mehr oder weniger stumpf abbrennte, wobei dann weit mehr von ihm ausgehende Strahlen abgefangen würden<sup>1)</sup>. Wächst die Lichtbogenspannung, somit auch die Bogenlänge, so wird die Spitze immer kleiner, die Stufentrennung immer weniger scharf, bis schließlich die — Kohle in einfacher stumpfer Wölbung abbrennt. Beistehende Fig. 1 und 2 stellen für die gleiche Stromstärke von 10 Amp. die Elektrodenform dar bei 35 Volt — Niederspannungs- oder Dreischaltungslampen — und bei 45 Volt — Lampen mit erhöhter Lichtbogenspannung —. Die Figuren zeigen, daß der eigentliche Bogen, d. h. die Gasstrecke zwischen den Elektroden, nur schwach leuchtet (in Fig. 1 ist der Bogen kaum

<sup>1)</sup> Ausführliches darüber siehe in H. АУВРОН: The electric Arc. London 1902.

sichtbar), während die Elektrodenenden hell weißglühend sind; unter gewöhnlichen Umständen sind an der Gesamtstrahlung beteiligt:

die positive Kohle mit . . . . .	85 Proz.
die negative Kohle mit . . . . .	10 „
der Lichtbogen selbst mit . . . . .	5 „

Wächst nun die Spannung weiter, so ändert sich auch das Aussehen des Lichtbogens recht erheblich, er wird nicht nur länger,

Fig. 1.

Fig. 2.



10 Amp. 35 Volt.

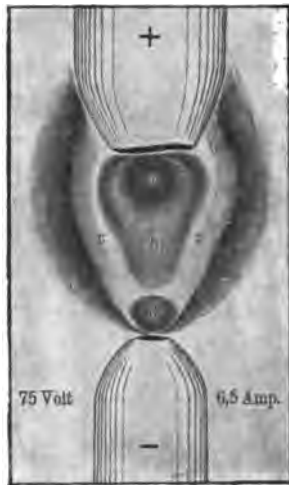
10 Amp. 45 Volt.

sondern auch sein Umfang wächst, und außerdem beginnt er eine deutliche Struktur zu zeigen; Fig. 3 (a. f. S.) zeigt einen solchen Lichtbogen bei 75 Volt und 6,5 Amp. (im Negativ). Auch hier sind die Elektrodenenden weißglühend, die — Kohle ganz stumpf; im Bogen selber aber haben wir jetzt zwei deutlich voneinander getrennte Lichtbüschel zu unterscheiden: das positive *ab*, einen hellen, oft vollkommen kugelförmigen Kern enthaltend, bläulich, von ihm durch einen auch schon in Fig. 2 erkennbaren dunkeln Raum *cc* getrennt, das negative Büschel *d*, rosa. Beide Lichtbüschel sind umgeben von einer hier sehr ausgedehnten Aureole *e*, welche als mantelförmige, gegen Luftzug sehr empfindliche Flamme (grün oder rotgelb) das Ende der + Kohle umspielt; wir können also einen solchen langen, gewöhnlichen Lichtbogen als einen Flammenbogen bezeichnen<sup>1)</sup>. Ein solcher Bogen ist nun für Be-

<sup>1)</sup> Stark vergrößerte, von den beistehenden etwas abweichende Darstellungen siehe H. AYRTON, l. c., Fig. 3 bis 6 (Tafeln). Vgl. auch O. LEHMANN, die elektr. Lichterscheinungen od. Entladungen, S. 242 u. 243, Fig. 150 a bis c.

leuchtungszwecke nicht verwendbar: wegen der großen Länge sind die beiden Büschel sehr gut ausgebildet, deswegen die Gesamtstrahlung weit ausgeprägter blau als die des normalen Bogens

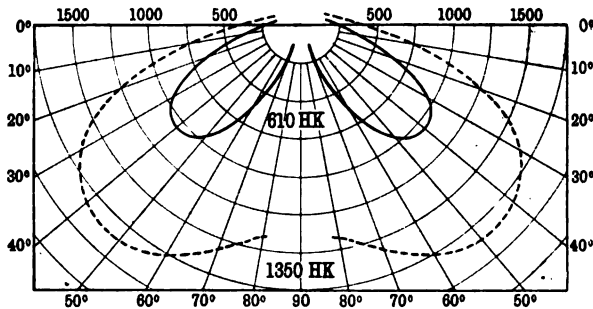
Fig. 3.



(bei üblicher Spannung); wegen der großen Länge ist auch der Widerstand sehr groß, der dadurch veranlaßte vermehrte Energieaufwand steht aber in keinem guten Verhältnis zu dem erzielten Mehr an Licht. Dazu kommt noch die große Empfindlichkeit gegen Luftbewegungen; andererseits liegt aber bei einem solchen Bogen der die Hauptlichtquelle bildende Krater viel freier als unter gewöhnlichen Umständen. Die Figur zeigt jedoch, daß man eine außerordentlich günstige Lichtausstrahlung, d. h. sehr geringe Schattenwirkung der — Kohle dann erhielt, wenn der Bogen selber stark leuchtend wäre; dies läßt sich, wie

schon gesagt, durch Anwendung von Elektroden zweiter Art erreichen, wobei der Lichtbogenwiderstand und damit die bei gleicher

Fig. 4.

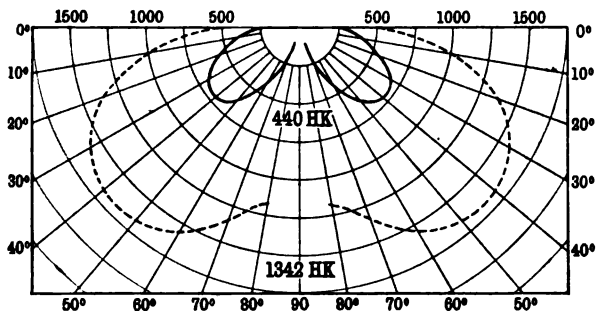


Gleichstrom: 7 Amp. 40 Volt.

Bogenlänge erforderliche Spannung kleiner wird. Die durch Anwendung solcher Elektroden bewirkte Veränderung der Helligkeit unter verschiedenen Winkeln gegen die Horizontale zeigen Fig. 4

für Gleichstrom und Fig. 5 für Wechselstrom (nach mir freundlichst zur Verfügung gestellten Messungsergebnissen von KÖRTING und MATHIESEN). Nun bilden aber die Metalloxyde enthaltenden

Fig. 5.



Wechselstrom: 12 Amp., — 30 Volt, --- 34 Volt.

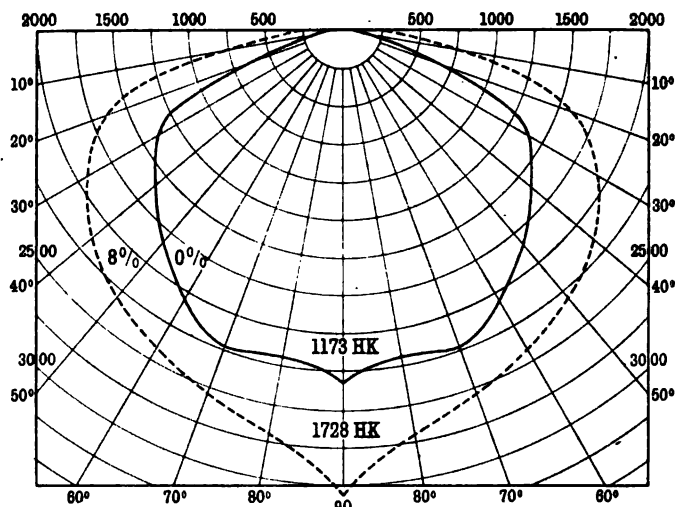
Elektroden reichliche Schlacken, welche, von der oberen auf die untere Elektrode herabtropfend, zu groben Störungen im Lichtbogen Anlaß geben; man muß deshalb entweder nur geringe Mengen der Beimischungen verwenden, oder aber, wie dies

Fig. 6.



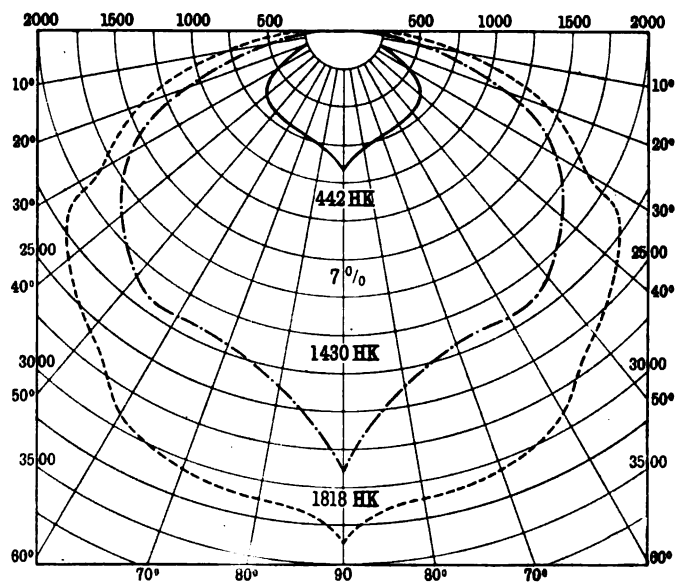
BREMER von vornherein getan hat, eine andere, diesen Übelstand ausschließende Elektrodenanordnung wählen; die den Lichtbogen der Bremerlampe „C“ darstellende Fig. 6 zeigt deutlich die an

Fig. 7.



Gleichstrom: 9 Amp., — 60 Volt, --- 45 Volt.

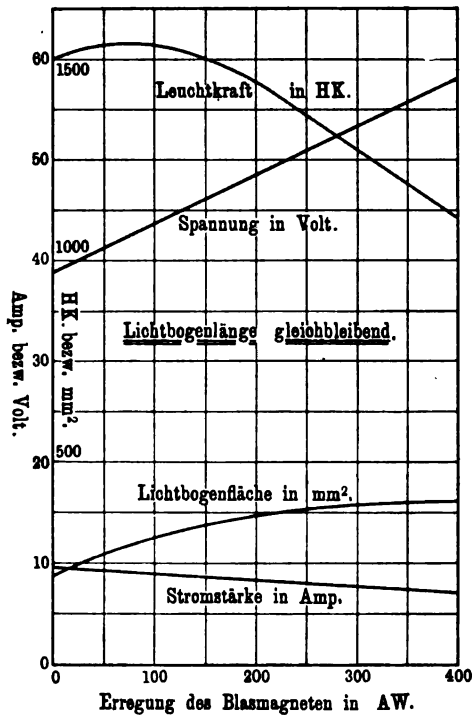
Fig. 8.



Wechselstrom: 9 Amp., 47,5 Volt; — weiß, --- rot, ... gelb.

den Elektrodenenden sich bildenden Schlackenränder. Die bei dieser Anordnung naturgemäß gänzlich andere Lichtverteilung ist in Fig. 7 für Gleichstrom — wobei der Bogen mit gewöhnlichen Elektroden überrnormale Spannung erforderte — und Fig. 8 für Wechselstrom und gleiche Zusatzmengen verschiedener Stoffe für gelbes, rotes und weißes Licht nach Messungen von Herrn WEDDING dargestellt; ein hierbei mögliches Wandern des Lichtbogens aufwärts wird verhindert: 1. durch den schon beschriebenen Sparer, 2. durch das vom Strome selbst erzeugte und den Bogen nach unten treibende magnetische Feld, welches sich, wie dies von BREMER, WEINERT u. a. sowie auch schon früher von GÉRARD geschehen, noch durch einen Blasmagneten verstärken läßt. Die Wirkung des letzteren ist aber, wenn zu kräftig, sogar von Nachteil, wie Fig. 9 nach Messungen von GEBR. SIEMENS erkennen läßt; deswegen verzichtet die ALLGEMEINE ELEKTRIZITÄTSGESELLSCHAFT bei ihren „Intensivflammenbogenlampen“ vollkommen auf einen Blasmagneten, was indessen nur bei Elektrodenwinkeln zwischen 15 und 45° zulässig ist.

Fig. 9.



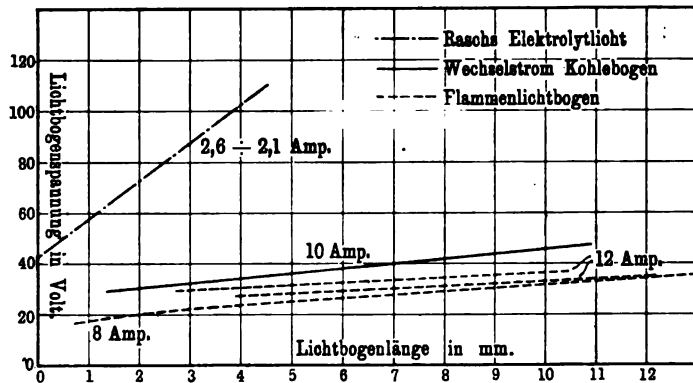
Über die bei senkrecht übereinanderstehenden Flammenlichtkohlen sich ergebende Bogenlänge gibt nachstehende Tabelle Aufschluß (nach KÖRTING und MATHIESEN).



Stromstärke	Spannung	Ges. Elektrodenlänge	Lichtbogenlänge	Stromart
7 Atm.	40 Volt	400 mm	9 bis 10 mm	Gleichstrom
9 "	41 "	400 "	11 " 12 "	"
12 "	42 "	400 "	13 " 14 "	"
8 Atm.	32 Volt	400 mm	7 mm	Wechselstrom
10 "	34 "	400 "	10 "	"
12 "	34 "	400 "	11 "	"

Die angegebenen sind die Lampenspannungen, in den Elektroden selber findet ein Spannungsabfall von 1 bis 2 Volt auf 100 mm statt, was eine Veränderlichkeit der Lichtbogenspannung z. B. bei einer Gesamtelektrodenlänge von  $2 \times 325$  um 5 bis 6 Volt zur Folge hat. Ferner ist bei bestimmter Stromstärke die Spannung

Fig. 10.



abhängig von der Lichtbogenlänge; in Fig. 10 sind hierfür zusammengestellt die Kurven  $E = f(L)$  für: RASCH'S Elektrolyt-bogenlicht, normale Wechselstromlampe, Flammenbogenlampen von KÖRTING und MATHIESEN und der ALLGEMEINEN ELEKTRIZITÄTS-GESELLSCHAFT [nach von Herrn ZEIDLER veröffentlichten Werten] <sup>1)</sup>, die beiden Kurven für 12 Amp. beziehen sich auf 400 bzw. 600 mm Elektrodenlänge. Die Figur zeigt, daß bezüglich der mechanischen Regelung die Anwendung eines Flammenbogens große Vorteile

<sup>1)</sup> Elektrotechn. ZS. 24, 170, 1903.

bietet, weil sie innerhalb der praktisch zulässigen und vorkommenden Spannungsschwankungen ziemlich beträchtliche Längenänderungen des Bogens gestattet, während andererseits der sehr steile Anstieg der Kurve für das Raschlicht erhebliche Bedenken gegen dessen Verwendbarkeit erweckt wegen der sich daraus ergebenden Notwendigkeit, ein ganz außerordentlich fein arbeitendes Regelwerk hierfür herzustellen. Wenn Herr RASCH dem entgegen behauptet<sup>1)</sup>: „Die Ökonomie eines Lichtbogens ist um so größer, die Lichtbogenbildung um so günstiger und stabiler, je rascher der Anstieg der Spannung mit der Lichtbogenlänge ist“, so ist dies schwer verständlich und widerspricht den in Fig. 10 zum Ausdruck kommenden Ergebnissen der Praxis, denn dann müßte ja auch die Ökonomie eines gewöhnlichen Kohlebogens größer sein als die des Flammenbogens, während das Umgekehrte der Fall ist.

Bezog sich das bisher Gesagte auf den im wesentlichen durch Ca gelb gefärbten Bogen, so kann man auch, wie schon eingangs gesagt, andere Färbungen durch andere Stoffe erzielen, wie z. B. Rot durch Sr und Weiß durch Ba, die hiermit erhaltenen Ergebnisse sind aber viel ungünstiger (vgl. Fig. 8). Aus diesem Grunde finden auch diese beiden Färbungen fast gar keine Anwendung. Andererseits ist a priori anzunehmen, daß verschiedene Zusatzmengen desselben Stoffes auch verschiedenen Einfluß auf die Helligkeit haben werden; die Ergebnisse hierüber von Herrn WEDDING angestellter Messungen, Fig. 11 (a. f. S.), zeigen, daß, wenn auch der erzielte Effekt mit wachsender Menge des Zusatzes fortwährend steigt, doch ein Optimum vorhanden ist, dessen Überschreitung Übelstände — verstärkte Rauch- und Schlackenbildung — zur Folge hat, welche die noch mögliche Verbesserung der Lichtausbeute mehr als aufwiegen. Der Vorteil des mittels Elektroden zweiter Art erzeugten Flammenbogens beruht aber, wie schon gesagt, nicht nur auf dem geringeren Wattverbrauch gegenüber dem gewöhnlichen Bogen, sondern auch in der bis auf 25 Proz. der gesamten gesteigerten Lichtausstrahlung des Bogens selbst. Letzteres könnte den ersteren erklären, wenn man an-

---

<sup>1)</sup> E. RASCH, Ein neues Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Licht. Elektrotechn. ZS. 22, 155—157, 1901. S. 156, Sp. 2.

nähme, daß die Emission im Bogen eine weitaus ökonomischere sei als die der Elektroden. Das Spektrum des Bremerlichtes,

Fig. 11.

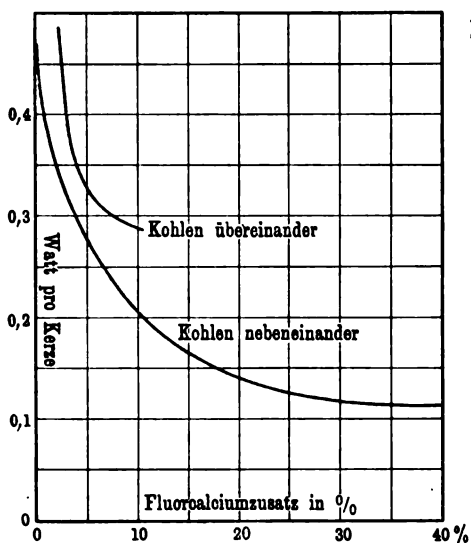


Fig. 12, ist ein besonders im Gelb und Grün sehr lichtstarkes Bandenspektrum<sup>1)</sup>, eine reine Temperaturstrahlung liegt daher keineswegs vor. Wir haben es mit selektiver Emission auch der Elektroden zu tun, doch liegen genaue Untersuchungen hierüber noch nicht vor; daß dabei die im Lichtbogen höhere Temperatur als an den Elektroden auf die Strahlung der im Bogen leuchtenden Stoffe ohne Einfluß sein sollte, ist nicht gut anzunehmen.

Andererseits können auch die Beimengungen die Temperatur der Elektrodenenden beeinflussen. In nachstehender Tabelle sind

Fig. 12.



rot gelb grün blau violett

Spektrum des Bremerlichtes.

unter Zugrundelegung der Normalspannung von 110 Volt bei Annahme eines Verlustes in den Zuleitungen von 5 Volt für Licht-

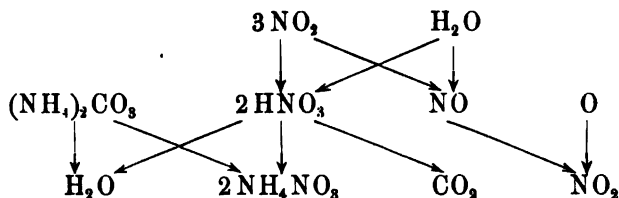
<sup>1)</sup> Die Figur 12 ist mangels geeigneter anderer Apparate erhalten durch Nachzeichnen des vollkommen scharf auf eine matte Glasplatte in dieser Größe entworfenen Spektrums auf durchscheinendem Papier, wobei mich Herr KREUSLER in dankenswerter Weise unterstützt hat.

bögen verschiedener Art Werte des absoluten wie des unter Berücksichtigung der Verwendung sich ergebenden praktischen spezifischen Wattverbrauchs zusammengestellt:

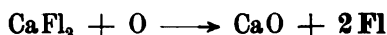
Strom- und Lampenart	Amp.	Volt	Watt	Watt	Bemerkungen
			Kerze abs.	Kerze prakt.	
Gleichstrom, Niederspannungslampe . . .	9	35	0,6415	0,6415	Dreischaltung *)
„ Hochspannungslampe . . .	9	45	0,578	0,6740	Zweischaltung *)
„ normale Lampe . . . . .	7	40	0,4590	0,6024	„ **)
„ „ „ . . . . .	12	43	0,3718	0,4535	„ **)
Wechselstrom, normale Lampe . . . . .	12	30	0,8181	0,4318	„ **)
„ „ „ . . . . .	12	30	0,8181	0,9545	Drei Lampen
Gleichstrom, „Jandus“ . . . . .	4	78	1,9756	2,7902	Eine Lampe***)
„ „Regina“ . . . . .	6	110	—	1,075	„ „
„ Flammenbogenlampe †) . . . . .	7	40	0,2075	0,2722	Zwei Lampen**)
„ „ „ †) . . . . .	12	43	0,2511	0,3063	„ „ **)
Wechselstrom, „ „ †) . . . . .	12	34	0,3040	0,4694	„ „ **)
Gleichstrom, „ „ ††) . . . . .	9	43	0,187	0,2184	„ „
„ Bremerlampe ††) . . . . .	9	48	0,1309	0,1432	„ „
„ „ „ ††) . . . . .	56	89	0,1003	0,1183	Eine Lampe zu vier Bögen

\*) Seillampe von SIEMENS und HALSKE, Elektrotechn. ZS. 20, Heft 25, 1899. — \*\*) Nach Messungen von KÖRTING und MATHIESEN. — \*\*\*) W. WEDDING, Elektrotechn. ZS. 18, 763—768, 1897. — †) Elektroden senkrecht übereinander. — ††) Elektroden gegeneinander geneigt.

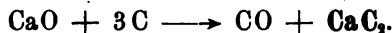
Die bei der Zahl und Verschiedenheit der in den Elektroden enthaltenen Stoffe jeden Falls sehr mannigfaltigen und verwickelten chemischen Vorgänge im Flammenlichtbogen sind ebenfalls noch nicht genauer untersucht. Über die möglicherweise neu entstehenden Verbindungen läßt sich gar nichts Genaueres sagen, zumal da die Entstehungsweise sehr verschieden sein kann. Sicher ist zunächst nur das sehr lästige Auftreten von  $\text{NO}_2$  in größeren Mengen, welches bisher eine Verwendung des Flammenbogens in geschlossenen Räumen durchaus verbot; hiergegen verwenden GEBR. SIEMENS neuerdings Ammoniumkarbonat  $[(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3]$  in Mengen von einigen Gramm pro Tag und Lampe. Die sich dabei abspielenden Vorgänge lassen sich ungefähr durch folgendes Schema veranschaulichen:



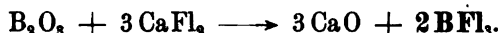
Das der Luftfeuchtigkeit entstammende  $\text{H}_2\text{O}$ -Molekül wirkt hier gewissermaßen nur katalytisch. Von Beimengungen kommen im wesentlichen hauptsächlich Borax,  $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ , und Flußspat,  $\text{CaFl}_2$ , in Betracht. Aus dem Flußspat „könnte“ durch Zersetzung freies Fluor entstehen:



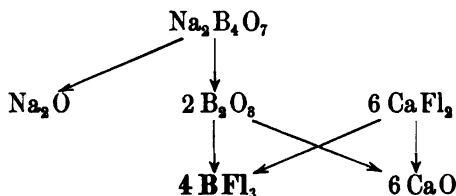
und weiterhin Calciumcarbid:



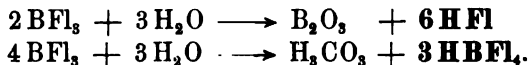
Das Bor besitzt besondere Neigung zur Vereinigung mit Fl zu Borfluorid,  $\text{BFl}_3$ , welches sich bei hoher Temperatur aus Borsequioxyd,  $\text{B}_2\text{O}_3$ , mit Flußspat bildet nach dem Schema:



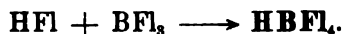
Danach konnte allerdings, wenn, was an sich etwas unwahrscheinlich erscheint, der Borax im Flammenlichtbogen nicht beständig ist, Borfluorid in erheblicher Menge entstehen, der Vorgang würde sich etwa so darstellen lassen:



In diesem Falle würde vermutlich durch die entstehenden Oxyde ein Teil des sich bildenden Kohlendioxydes gebunden werden; andererseits kann aber aus dem Borfluorid unter Einwirkung der Luftfeuchtigkeit weiter Fluorwasserstoff oder Borfluorwasserstoff entstehen:



Die letztgenannte Verbindung kann aber auch auf folgende Weise entstehen:



Wie ersichtlich, hängt das Auftreten der höchst gesundheitsschädlichen Stoffe  $\text{BFl}_3$ ,  $\text{HFl}$ ,  $\text{HBFl}_4$  von dem, wie schon gesagt, sehr unwahrscheinlichen Zerfall des Borax ab; dem entspricht auch, daß Untersuchungen von Herrn ARNDT über das Auftreten dieser Verbindungen vollkommen negative Ergebnisse lieferten<sup>1)</sup>. Die vorstehenden Ausführungen zeigen aber, wie sehr verwickelt die chemischen Vorgänge im Flammenbogen sein müssen.

### 3. Flammenbogenlampen.

Die im vorstehenden eingehend besprochenen besonderen Eigenschaften eines mit Elektroden zweiter Art erzeugten Flammenbogens verlangen nun bei Herstellungen von Vorrichtungen zur nutzbringenden Erzeugung und Gleichhaltung eines solchen Bogens besondere Berücksichtigung. Eine Erörterung der technischen Ausführungen ist hier nicht am Platze, als interessantes Beispiel für eine geschickte Bewältigung der in der physikalischen Natur des Flammenbogens liegenden Schwierigkeiten sei hier aber die neueste Bremerlampe „C“, nach mir bereitwilligst von der GESELLSCHAFT FÜR BREMERLICHT übermittelten Angaben und Zeichnungen schematisch dargestellt in Fig. 13 (a. f. S.), kurz besprochen. An derselben sind folgende Einrichtungen zu unterscheiden:

1. Nachschub der Elektroden. Ein Laufwerk  $L$  wird mittels Kette von einem in senkrechter Führung laufenden Schlitten bewegt, der an einer Querstange die beiden Kohlenhalter trägt; diese werden in zwei um  $36^\circ$  gegeneinander geneigten Stangenpaaren geführt, welche den Teller  $T$  mit Reflektor  $R$  (Sparer) tragen.

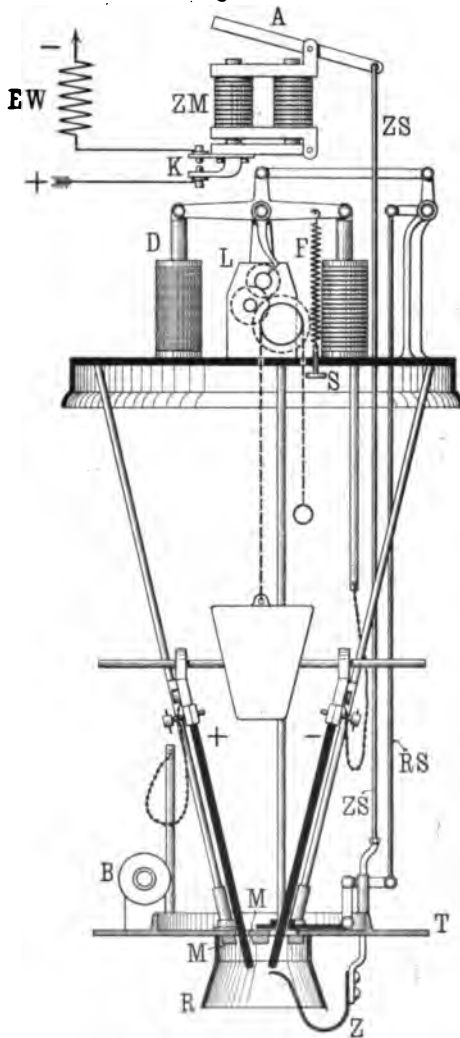
2. Regelung des Lichtbogens. Die Betätigung des Laufwerkes  $L$  geschieht durch ein Differentialwerk  $D$ , welches ferner durch Hebel mittels der Regulierstange  $RS$  die Spitze der — Kohle bewegt; am Teller befindet sich ein im Hauptstrom liegender Blasmagnet  $B$ , welcher je nach der Stromstärke den Bogen mehr oder weniger nach unten treibt. Die Schraube  $S$  dient dazu, um

<sup>1)</sup> Elektrotechn. ZS. 23, 709, 1902.

durch Änderung der Spannung der Feder *F* die Lampe auf eine bestimmte Spannung einzuregulieren.

3. Die Zündeinrichtung. Da wegen der Schlackenbildung am Rande ein Zusammenführen der Elektroden zur sicheren

Fig. 13.



Bremer-Lampe, Modell C.

Bogenbildung nicht ausreicht, so ist ein besonderer, im Nebenschluß liegender Zündmagnet *ZM* angeordnet, welcher beim Einschalten durch seinen Anker *A* die mit der +Klemme der Lampe über eine zweite Wicklung des Blasmagneten verbundene Zünderstange *ZS* mit dem Ende der — Kohle zur Berührung bringt; der zwischen dieser Kohle und dem Zünder *Z* sich bildende Bogen wird durch die erwähnte zweite Magnetwicklung nach der + Kohle hinübergezogen. Sobald der Bogen zwischen den Kohlen übergeht, wird der Zünderkreis stromlos.

4. Verhütung ungleichen Abbrandes der Elektroden. Zu diesem Zwecke sind innerhalb des Reflektors *R* abkühlend auf die Elektroden wirkende Metallmassen *M, M* angebracht.

5. Selbsttätiger Kurzschließer. Der

Zündermagnet  $ZM$  ist noch mit einer zweiten Vorrichtung  $K$  versehen, welche, wenn die Lampe wegen zu kurzer Elektroden erlischt, ohne wieder zünden zu können, einen der Lampe gleichwertigen Ersatzwiderstand ( $EW$ ) statt ihrer einschaltet. [In Fig. 13 sind der Übersichtlichkeit wegen die Teile des Werkes in von der wirklichen Ausführung etwas abweichender Lage zueinander gezeichnet, während ihre Funktion unverändert zur Darstellung gebracht ist; die Stange  $RS$  besitzt in Wirklichkeit statt der Winkelhebel oben und unten wagerechte Arme und ist um ihre Achse drehbar.]

Die schon erwähnten Flammenbogenlampen — mit geneigten Kohlen — von SIEMENS und HALSKE, der ALLGEMEINEN ELEKTRIZITÄTSGESELLSCHAFT und K. WEINERT besitzen die Werke der normalen Lampen der genannten Firmen, sowie mit Ausnahme der von WEINERT, bei welcher die Kohlenhalter einzeln an besonders geführten Seilen hängen, die beschriebene Kohlenbewegung (1). Der Blasmagnet fehlt bei der A.-E.-G.-Lampe, die besondere Zündeinrichtung bei allen dreien; letzteres ist ermöglicht durch Anwendung von Elektroden, welche die Beimengungen nur im Dochte enthalten, daher keine die Zündung durch Zusammenführen der Elektroden erschwerenden Schlackenränder erzeugen.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, an dieser Stelle den Firmen KÖRTING und MATHIESEN, Leutzsch bei Leipzig, DEUTSCHE GESELLSCHAFT FÜR BREMERLICHT, Neheim und Berlin, und K. WEINERT, Berlin, für das mir bereitwilligst zur Verfügung gestellte Material meinen Dank auszusprechen.

#### Literaturverzeichnis.

1. W. WEDDING, Das neue elektrische Licht von BREMER. Elektrotechn. ZS. 21, 546—549, 1900.
2. E. RUMMER, Das Bremerlicht. Physikal. ZS. 1, 523—524, 1900.
3. ERICH F. HUTH, Ein neues elektrisches Licht. Prometheus 11, 705—707, 1900.
4. BERMBACH, Der elektrische Lichtbogen. Elektrot. Rundsch. 18, 164, 177, 189, 1901.
5. Die Bogenlichtlampe von BREMER. Elektrot. Rundsch. 18, 192, 1901.
6. Über die Bogenlampe von BREMER. Elektrot. Anzeiger 18, 2750—2751, 1901.
7. W. WEDDING. Elektrotechn. ZS. 22, 904, 1901.



***Ein Verfahren zur Darstellung größerer Mengen  
von Argon;  
von K. Prytz.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. Mai 1903.)

(Vgl. oben S. 205.)

Um das Argon zu isolieren, muß man bekanntlich den Sauerstoff und den Stickstoff der trockenen und kohlenstofffreien atmosphärischen Luft absorbieren. Der Sauerstoff wird ohne Schwierigkeit mittels glühenden Kupfers vollständig entfernt. Für die Absorption größerer Mengen von Stickstoff ist wohl das glühende Magnesium am besten geeignet; doch wird lange nicht aller Stickstoff durch einmaliges Passieren des Magnesiums fortgenommen. Um eine vollständige Absorption zu bekommen, muß das Gas viele Male hindurchgesandt werden.

Darauf habe ich, in wirksamer Weise von Fräulein B. TROLLE unterstützt, das folgende Verfahren gegründet. Es wird ein geschlossener Kreis von Röhren gebildet; in den Kreis sind eingeschaltet: 1. ein Kolben mit zwei entgegengesetzt angebrachten Tuben, 2. ein größeres, mit Magnesiumspänen (ca. 130 g) gefülltes Stahlrohr, 3. ein kleineres, auch mit Magnesiumspänen versehenes Rohr, 4. eine von mir konstruierte Schlauchpumpe, welche ohne Ventile arbeitet und einen kontinuierlichen Strom erzeugt. Außerdem waren Absorptionsröhren für Wasserdampf, Kohlensäure und Wasserstoff eingeschaltet. Die beiden Magnesiumröhren sind in Verbrennungsöfen angebracht.

Der Röhrenkreis steht an einer Stelle durch ein in einem Verbrennungsöfen angebrachtes, metallisches Kupfer enthaltendes Stahlrohr mit der freien Luft in Verbindung. Zuerst werden dieses Rohr und das große Magnesiumrohr erhitzt, und die Pumpe wird in Gang gesetzt. Hierdurch wird das den Kolben und die Magnesiumröhre erfüllende Gas immer in Zirkulation durch das glühende Magnesium gehalten; der im voraus anwesende Sauerstoff verschwindet bald im Magnesium, und es findet eine immer

fortdauernde Absorption von Stickstoff statt. Im selben Verhältnisse, wie letzteres geschieht, strömt neue atmosphärische Luft hinzu; der Sauerstoff wird im Cu-Rohr zurückgehalten, und der eintretende atmosphärische, also argonhaltige, Stickstoff mischt sich mit dem zirkulierenden Gas und tritt alsbald in das glühende Magnesium hinein; das Gas des Röhrenkreises wird somit bei konstantem Volumen immer reicher an Argon. Endlich wird, um die letzten Spuren von Stickstoff zu entfernen, die Verbindung mit der Außenluft unterbrochen und die Zirkulation im geschlossenen Kreise aufrecht erhalten; dabei wird das kleinere Magnesiumrohr verwendet, während das größere ausgeschaltet ist, nachdem das in ihm befindliche Argon in den Kolben hineingezogen war.

Mit den von mir gewählten Dimensionen kann man in weniger als acht Stunden 50 Liter Luft verarbeiten, also  $\frac{1}{2}$  Liter Argon isolieren.

•

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

---

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

---

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

---

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

---

# **É. Leybold's Nachfolger**

**Cöln a. Rhein**

**Mechanische und optische Werkstätten.**

## **Absorptionsplatten** nach Professor Wood

**welche alle sichtbaren Lichtstrahlen absorbieren und nur die ultravioletten Strahlen durchlassen.**

Diese Absorptionsplatten gestatten unter anderen, folgende zwei Vorlesungsversuche anzustellen:

Die Strahlen eines elektrischen Lichtbogens werden durch die Kondensorlinsen eines Projektionsapparates vereinigt und in den Brennpunkt ein Fläschchen mit Urannitrat gehalten. Bringt man dann zwischen Kondensor und Urannitrat die Absorptionsplatte, so leuchtet dasselbe intensiv hellgrün auf.

Entwirft man auf dem Schirm das Spektrum des elektrischen Lichtbogens und hält die Absorptionsplatte vor den Spalt oder vor die Objektivlinse, so erscheinen gar keine Linien mehr auf dem Schirme; bringt man nun einen Fluoreszenzschirm an die Stelle des ultravioletten Teiles des Spektrums, so leuchtet dieser hell auf.

Bei beiden Versuchen ist dafür zu sorgen, daß alles fremde Licht abgeblendet wird.

Preis Mark 15.—.

1903

Heft 11

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

**Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn**

**1903**

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
R. Zsigmondy, I. Über kolloidale Goldlösungen und Goldrubin- gläser . . . . .	209
H. Siedentopf und R. Zsigmondy, II. Über Größenbestim- mung ultramikroskopischer Goldteilchen. (Vorgetragen von R. Zsigmondy in der Sitzung vom 22. Mai 1903.) . . . . .	209
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	173
II. Akustik . . . . .	174
III. Physikalische Chemie . . . . .	174
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	177
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	179
VI. Wärme . . . . .	180
VII. Kosmische Physik . . . . .	182

## Ankündigung.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluß an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1885) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

Verhandlungen  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**15. Juni 1903.**

**Nr. 11.**

---

*I. Über kolloidale Goldlösungen und Goldrubingläser; von R. Zsigmondy.*

*II. Über Größenbestimmung ultramikroskopischer Goldteilchen; von H. Siedentopf und R. Zsigmondy.*

Vorgetragen von R. ZSIGMONDY in der Sitzung vom 22. Mai 1903.

(Vgl. oben S. 205.)

---

I.

Es sei mir gestattet eine Reihe von Präparaten vorzuführen, welche geeignet sind, als Versuchsobjekte für die Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen nach der kürzlich von Herrn SIEDENTOPF und mir<sup>1)</sup> beschriebenen Methode zu dienen.

Weitgehende Zerteilungen des Goldes in verschiedenen Medien sind schon seit langem als Goldrubingläser, kolloidale Goldlösungen, CASSIUSScher Purpur u. s. w. bekannt.

Die vorliegende, von mir hergestellte Serie enthält das Gold in mehreren Abstufungen bis an die molekularen Dimensionen heran oder diese vielleicht erreichend.

Eine kolloidale Goldlösung, deren Beschreibung ich zuerst im Jahre 1898 gab<sup>2)</sup>, erscheint bei gewöhnlichem Tageslichte klar,

---

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 10, 1—89, 1903.

<sup>2)</sup> LIEBIGS Ann. 301, 29—54, 361—387, 1898.



im auffallenden Lichte bemerkt man an ihr eine schwache diffuse Zerstreuung, die bei Anwendung des FARADAY-TYNDALLschen Lichtkegels besonders auffällig wird. In dieser diffusen, polarisierten Zerstreuung, welche, wie SPRING u. A. zeigten, bei allen kolloidalen Lösungen auftritt, erblickten einige Forscher <sup>1)</sup> einen Beweis für die Heterogenität kolloidaler Lösungen, während ich, gestützt auf meine Versuche, die Anschauung vertrat, daß die kolloidalen Lösungen im wesentlichen homogene Mischungen seien und ihre Heterogenität einer Verunreinigung durch suspendierte trübende Teilchen verdanken, eine Anschauung, die derjenigen verwandt ist, die neuerdings von KONOWALOW zum Ausdruck gebracht wurde <sup>2)</sup>.

Meine Ansicht stützte sich zunächst auf die Beobachtung, daß die von mir hergestellten Hydrosole des Goldes (kolloidalen Goldlösungen) meistens zwar von der vorhin beschriebenen Beschaffenheit, zuweilen aber sehr klar <sup>3)</sup>, zuweilen sehr stark getrübt waren.

Alle diese Flüssigkeiten enthielten trotz ihres vollständig verschiedenen Aussehens die gleiche Menge metallischen Goldes, wie ich mich durch Analyse wiederholt überzeugen konnte, waren rot gefärbt und zeigten auch annähernd dasselbe Verhalten gegen Reagentien.

Da also diese Flüssigkeiten im allgemeinen die gleichen Eigenschaften untereinander aufwiesen, sich fast nur durch ihre größere oder geringere Trübung voneinander unterschieden, durfte ich annehmen, daß die Trübung ein zufälliges, nicht aber ein wesentliches Merkmal kolloidaler Goldlösungen sei.

Die Trübung erwies sich stets mehr oder weniger stark polarisiert, ein Beweis für die Kleinheit der trübenden Teilchen selbst bei stark getrühten Flüssigkeiten.

Von den grob mechanischen Suspensionen, welche von selbst absetzen, will ich vorläufig absehen.

Eine weitere Stütze erhielt die erwähnte Annahme durch die quantitative Prüfung der Empfindlichkeit des Nachweises von zertheiltem Golde durch den Lichtkegel, welche ergab, daß man in stark getrühten Flüssigkeiten (nach entsprechender Verdünnung)

<sup>1)</sup> LINDER u. PICTON, Journ. Chem. Soc. 61, 38, 1892; BÄRDIG, Anorgan. Fermente, Leipzig 1901; SPRING, Bull. de Belg. 1899, 174.

<sup>2)</sup> Ann. d. Phys. (4) 10, 391, 1903.

<sup>3)</sup> So klar, daß der Lichtkegel kaum stärker bemerkbar war, als in destilliertem Wasser.

auf diesem Wege noch weniger als  $10^{-8}$  mg Gold mit bloßem Auge an der deutlichen Spur des Lichtkegels erkennen konnte, also geringere Substanzmengen, als KIRCHHOFF und BUNSEN mit Hilfe der Spektralanalyse nachgewiesen hatten. Stark getrübt Goldflüssigkeiten von 0,0005 Proz. Gehalt wurden auf das 100- bis 1000fache Volumen verdünnt; die farblosen, verdünnten Flüssigkeiten zeigten immer noch einen intensiveren Lichtkegel, als die unverdünnten, ungetrübten Flüssigkeiten von 0,0005 Proz. Gehalt.

Da nun das Hinzufügen einer geringen Menge der stark getrübten Flüssigkeit zu der ganz klaren genügte, um ihr die mit dem Lichtkegel nachweisbare polarisierte Zerstreung des erstgeschilderten Hydrosols zu erteilen (Versuch), so war damit der Nachweis erbracht, wie klein die Menge gröber zerteilten Goldes zu sein brauchte, um in einer als homogen vorausgesetzten Goldlösung die erwähnte diffuse Zerstreung hervorzurufen.

Ich mußte mir aber eingestehen, daß die genannten Tatsachen zwar für meine Anschauung sprachen, aber immer noch keinen Beweis für das Vorhandensein einer optisch leeren kolloidalen Goldlösung erbrachten. Ich hoffte der Wahrheit näher zu kommen durch mikroskopische Betrachtung des Lichtkegels und durfte mit Rücksicht auf die FIZEAU-AMBRONNSche Beobachtung der Wahrnehmbarkeit sehr enger Lichtspalte unter dem Mikroskope erwarten, noch recht kleine Teilchen sichtbar machen zu können.

Tatsächlich konnte ich in einer stark getrübten Flüssigkeit bei Sonnenlicht unter Anwendung einer etwa 100 fachen Vergrößerung die Anwesenheit von Tausenden blitzender Goldteilchen nachweisen, deren Größe, wie eine Überschlagsrechnung aus den Teilchenabständen und der vorhandenen Goldmenge ergab, kleiner als die Wellenlänge des Lichtes sein mußte. Bei gewöhnlicher Beleuchtung waren sie selbst mit den besten Objektiven nicht wahrnehmbar. Die mittleren und feineren Zerteilungen konnte ich damals mikroskopisch nicht auflösen. Dies wurde erst ermöglicht, nachdem Herr SIEDENTOPF die optischen Prinzipien der Sichtbarmachung angegeben und die entsprechenden Einrichtungen am Mikroskope geschaffen hatte<sup>1)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Ann. d. Phys. (4) 10, 1—16, 1903.

Die Untersuchung in Gemeinschaft mit Herrn SIEDENTOPF ergab nun:

1. daß fein zerteiltes Gold den Rubingläsern oder Flüssigkeiten keine bei gewöhnlichem Tageslichte bemerkbare Trübung erteilt, sobald die Goldteilchen kleiner sind als etwa  $20 \mu\mu$ ;

2. daß in Rubingläsern zwar Teilchen von verschiedener Größe vorhanden sind, in einem bestimmten Präparate sich aber vorwiegend solche von annähernd gleicher Größe befinden;

3. ähnliches, wenn auch weniger ausgesprochen, gilt auch von kolloidalen Goldlösungen.

4. Die Teilchen in kolloidalen Goldlösungen weisen — im Gegensatz zu den größeren, suspendierten Goldteilchen — eine lebhafte translatorische und oszillatorische Bewegung auf, die im allgemeinen um so lebhafter ist, je kleiner die Teilchen sind;

5. zwischen Farbennüance der Rubingläser und der Größe (Masse) der Einzelteilchen ist zunächst kein erkennbarer Zusammenhang aufzufinden. Es scheint die Gestalt der Einzelteilchen von wesentlichem Einfluß auf die Farbe zu sein<sup>1)</sup>. Dagegen besteht zwischen Absorptionsfarbe des Rubinglases oder Hydrosols und der Farbe der Einzelteilchen der bekannte Zusammenhang, daß die von den letzteren abgebeugten Strahlengattungen oder, was dasselbe ist, die Farben der Beugungsscheibchen im mikroskopischen Bilde dieselben sind, welche von den Rubinglasstücken absorbiert werden.

6. Es existieren kolloidale Goldlösungen und Goldrubingläser, deren Teilchen kleiner sind, als die kleinsten einzeln sichtbar zu machenden Goldteilchen, aber auch diese weisen einen schwachen, polarisierten Lichtkegel auf, die Teilchen sind also entgegen meiner ursprünglichen Annahme nicht in färbendem, optisch leerem Zustande in der Flüssigkeit enthalten.

Diese außerordentlich kleinen Massenteilchen sind nur deshalb nicht einzeln wahrnehmbar zu machen, weil es uns an Lichtquellen von genügend großer spezifischer Intensität fehlt<sup>2)</sup>. Es wurde ja auch neuerdings von Lord RAYLEIGH ausgesprochen, daß ein Teil des polarisierten blauen Himmelslichtes auf die Beugung an den Molekülen der Atmosphäre zurückgeführt werden

<sup>1)</sup> Näheres darüber siehe S. 35 und 36 der zit. Abhandlung.

<sup>2)</sup> Vgl. die approximative Grenzbestimmung unter Voraussetzung der spezifischen Helligkeit der Sonnenstrahlung S. 15 unserer Abhandlung.

kann, ferner hat LOBRY DE BRUYN darauf aufmerksam gemacht, daß die aus dem Molekulargewicht der löslichen Stärke berechnete Lineardimension der Stärkemolekel (etwa  $5 \mu\mu$ ) ausreiche, den diffusen, polarisierten Lichtkegel der Stärkelösung zu erklären<sup>1)</sup>.

(Es wurden einige in der Glasfabrik Zombkowice hergestellte Gegenstände aus gepreßtem Goldrubinglase, welche das Gold in verschiedenen Arten der Zerteilung, teils färbend, teils trübend enthielten, vorgezeigt, auch ein Gegenstand, der in den schwächer erhitzten Teilen farblos geblieben, in den stärker erhitzten aber durch Ausscheidung ultramikroskopischer Goldteilchen rot gefärbt war.)

## II.

Zwei voneinander vollständig unabhängige Wege führen zu einem Urteile über die relative, resp. absolute Größe der Goldteilchen. Der eine durch Vergleich der Helligkeit der Beugungsscheibchen<sup>2)</sup>, der andere, auf geometrischer Grundlage ruhend, durch Auszählung der in einem bestimmten Volumen enthaltenen Goldteilchen.

Durch Vergleich der Helligkeit der einzelnen Beugungsscheibchen konnten wir uns auf den ersten Blick davon überzeugen, ob die Teilchen an vergleichbaren, 'schlierenfreien Stellen eines Präparates annähernd gleich oder verschieden groß waren. Auf Seite 29 unserer Abhandlung (l. c.) ist ausdrücklich auf die enormen Helligkeitsunterschiede von Teilchen aufmerksam gemacht, welche durch Auszählung als verschieden groß bestimmt worden waren.

Zeigten sich Abweichungen von dieser Regel, so konnten sie mit Sicherheit auf eine sehr unvollständige Ausscheidung des Goldes zurückgeführt werden, die auf zwei Wegen einer Prüfung zugänglich ist: 1. durch kolorimetrischen Vergleich mit einer Goldflüssigkeit von bekanntem Gehalte, 2. durch längeres Erhitzen des Glases, wobei eine Zunahme der Helligkeit oder der Zahl der Beugungsscheiben eintritt.

---

<sup>1)</sup> Wir haben versucht, den Lichtkegel einer Lösung löslicher Stärke in unserem Apparate in Einzelteilchen aufzulösen, wir konnten jedoch nur die größeren, suspendierten Verunreinigungen nachweisen, die Einzelteilchen selbst aber nicht wahrnehmbar machen. Der polarisierte Lichtkegel erschien selbst unter dem Mikroskop homogen und nicht auflösbar.

<sup>2)</sup> Dieser Weg führt nur zu einem Urteil über relative Größen.

Die Untersuchung zahlreicher Rubingläser hatte nun ergeben, daß die Goldteilchen in einem Glase bestimmter Zusammensetzung (wenn dasselbe an allen Stellen der gleichen Temperaturerhöhung ausgesetzt worden war) meist Beugungsbilder gleicher Farbe und annähernd gleiche Helligkeit zeigten. Daraus konnten wir schließen, daß die Teilchen sich in annähernd gleicher Größe ausgeschieden hatten.

Es erwies sich demnach eine Vermutung, welcher auch von G. QUINCKE<sup>1)</sup> kürzlich Ausdruck verliehen worden ist (unter Hinweis auf Verhältnisse, wie sie beim kupferhaltigen Aventuringlas vorliegen), daß nämlich die Goldteilchen in einem Rubinglaspräparate sehr verschieden groß seien, als nicht zutreffend.

Eine plausible Erklärung für die annähernd gleichmäßige Ausscheidung der einzelnen ultramikroskopischen Goldteilchen im Goldrubinglas kann man darin finden, daß erstens die Zeitdauer für die Ausscheidung dieser Goldteilchen aus der optisch leeren Form beim Anwärmen eine sehr kurze ist im Verhältnis zu der Zeit, die notwendig ist, um die Bildung der Kupferkriställchen im Aventuringlas zu ermöglichen. Zweitens ist in letzterem Falle der Kupfergehalt der Volumeneinheit ein viel größerer als der Goldgehalt in den Goldrubingläsern, so daß der Inhalt des Glases an färbendem Metall erheblich langsamer erschöpft wird.

Der zweite vorhin erwähnte Weg, welcher zu einer direkten Bestimmung der oberen Grenzen der Massen der Goldteilchen führt, ruht ebenfalls auf einer recht einfachen Grundlage, auf ihrer Beobachtung und Auszählung unter dem Mikroskope.

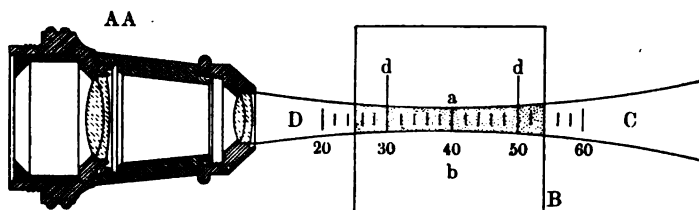
Mit dem Okularmikrometer läßt sich ein Teil des Strahlenkegels bei  $dd$  vorn und rückwärts scharf abgrenzen, womit Länge und Breite des ausgezählten Volumens bekannt werden. Die Tiefe des auf diese Weise abgegrenzten, erleuchteten Glasvolumens  $V$  läßt sich mit der Mikrometerschraube des Mikroskopes bestimmen. [Vgl. nebenstehende Figur<sup>2)</sup>.]

Die Gesamtmenge des Goldes, welche dem Glase zugesetzt wurde, war in unserem Falle bekannt; die auf das Volumen  $V$

<sup>1)</sup> G. QUINCKE, diese Verhandlungen 5, 108, 1903.

<sup>2)</sup> Ausführlichere Mitteilung siehe S. 17, 21 u. 22 unserer Abhandlung.

entfallende Menge Goldes sei  $M$ . Nun ist bekannt, daß ein Teil des Goldes in den Rubingläsern in optisch leerer Form, ein anderer Teil, der färbend wirkt, in Form ultramikroskopischer Teilchen im Glase enthalten ist. Nennen wir letzteren  $M'$ , so ist,



wenn  $n$  die Zahl der im Volum  $V$  enthaltenen Teilchen ausdrückt, die durchschnittliche Masse eines Teilchens  $a = M'/n < M/n$  und damit haben wir die obere Grenze der Massen der Teilchen bestimmt, wenn wir die Gesamtmasse in die Gleichung einsetzen. Unter Annahme einer würfelförmigen Gestalt der Teilchen und voller Raumerfüllung derselben mit metallischem Golde vom spez. Gew.  $s$  ergibt sich aus der Masse die Lineardimension  $l$  eines Einzelteilchens und zwar aus:  $l = \sqrt[3]{a/s}$ . Diese Werte von  $l$  sind zum Zwecke der übersichtlichen Darstellung in der Tabelle II unserer Abhandlung angeführt.

Um ein Urteil über das Verhältnis von  $M$  zu  $M'$  zu gewinnen und damit den wahren Teilchengrößen näher zu kommen, wurde durch kolorimetrischen Vergleich <sup>1)</sup> mit einer kolloidalen Goldlösung (in dieser läßt sich der Gehalt an färbendem, metallischem Golde leicht analytisch bestimmen) die Menge des in den Rubingläsern in färbender Zerteilung enthaltenen Goldes annähernd festgestellt; wir fanden dabei, daß meist ungefähr die Hälfte des Gesamtgoldes als färbendes Metall in den Rubingläsern enthalten war.

Übrigens wird, wie ein Blick auf die Tabelle zeigt, das Resultat wenig beeinflusst, wenn man an Stelle des Gesamtgoldgehaltes den kolorimetrisch gefundenen in die Rechnung einsetzt.

<sup>1)</sup> Auch bei Gläsern mit gröberer Zerteilung, bei welchen Kolorimetrie unmöglich ist, kann man sich durch Vergleich des trüben Glases mit einer durch Eisenvitriol gefällten Lösung von Goldchlorid leicht davon überzeugen, ob der größere Teil des Goldes aus dem Glase ausgeschieden ist oder nicht. Man muß selbstverständlich die Reduktionsbedingung des Goldes etwas variieren, um die gleiche Art der Trübung auch in der Flüssigkeit zu erhalten.

Aus der Formel  $l = \sqrt[3]{a/s}$  ergibt sich aber unmittelbar, daß Fehler in einer unrichtigen Bestimmung der Massen im Verhältnis der dritten Wurzel verkleinert werden. Selbst wenn nur der zehnte Teil des vorhandenen Goldes ausgeschieden wäre, was man an der zu geringen Färbung oder Trübung des Glases sofort erkennen müßte, so würde das Endresultat dadurch bloß im Verhältnis von etwa 1:2 beeinflußt werden; wir haben aber in den Goldgläsern größter Ausscheidung Teilchen beobachtet, deren berechnete Lineardimension etwa 100 mal größer ist, als diejenige der feinsten noch auflösbaren Zerteilung in guten Rubingläsern.

Gegenüber diesen Größenunterschieden würde selbst der vorhin erwähnte Fehler im Verhältnis 1:2 kaum von Bedeutung sein, ein solcher Fehler wäre aber im Sinne der obigen Ausführungen nur dann möglich, wenn man, wie QUINCKE<sup>1)</sup> annimmt, wirklich keinerlei Anhalt über die Menge des ausgeschiedenen Goldes hätte, eine Annahme, die jedoch bei Goldrubingläsern nicht zutrifft.

Aber selbst wenn man über die ausgeschiedenen Metallmengen nichts wüßte, bliebe die Richtigkeit unserer Angaben bestehen, denn wir haben ja in unserer Abhandlung ausführlich hervorgehoben, daß die gegebenen Lineardimensionen — schon aus anderen Gründen — als obere Grenzen anzusehen sind.

Man kann ja von der vorliegenden Methode nicht die Genauigkeit einer physikalischen Messung erwarten, es darf aber nicht übersehen werden, daß wir hier einen ersten Schritt in ein völlig unbekanntes Gebiet getan haben, und daß sich wohl keine der bekannten Methoden der Größenbestimmung mit größerer Aussicht auf Zuverlässigkeit auf ultramikroskopische Goldteilchen wird anwenden lassen. Erst die mikroskopische Untersuchung hat uns die Mannigfaltigkeit der Verhältnisse kennen gelehrt.

Wir erlauben uns, Ihnen die von uns benutzten Präparate und mikroskopischen Einrichtungen vorzuführen und sprechen gleichzeitig der Firma C. ZEISS in Jena für die dabei uns zuteil gewordene Unterstützung unsern aufrichtigsten Dank aus.

---

<sup>1)</sup> Diese Verhandl. 5, 108, 1903.

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

---

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

---

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

---

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

---



**E. Leybold's Nachfolger**

**Cöln a. Rhein**

**Mechanische und optische Werkstätten.**

**Absorptionsplatten**  
nach Professor Wood

**welche alle sichtbaren Lichtstrahlen absorbieren und  
nur die ultravioletten Strahlen durchlassen.**

Diese Absorptionsplatten gestatten unter anderen,  
folgende zwei Vorlesungsversuche anzustellen:

Die Strahlen eines elektrischen Lichtbogens werden  
durch die Kondensorlinsen eines Projektionsapparates  
vereinigt und in den Brennpunkt ein Fläschchen mit  
Urannitrat gehalten. Bringt man dann zwischen Kon-  
densor und Urannitrat die Absorptionsplatte, so leuchtet  
dasselbe intensiv hellgrün auf.

Entwirft man auf dem Schirm das Spektrum des  
elektrischen Lichtbogens und hält die Absorptionsplatte  
vor den Spalt oder vor die Objektivlinse, so erscheinen  
gar keine Linien mehr auf dem Schirme; bringt man nun  
einen Fluoreszenzschirm an die Stelle des ultravioletten  
Teiles des Spektrums, so leuchtet dieser hell auf.

Bei beiden Versuchen ist dafür zu sorgen, daß alles  
fremde Licht abgeblendet wird.

**Preis Mark 15. —.**

1903

Heft 12

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 12. Juni 1903 . . . . .	217
Fr. Heusler, Über magnetische Manganlegierungen. (Nieder- gelegt im Archiv der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 18. Juni 1901, der Öffentlichkeit übergeben in der Sitzung vom 12. Juni 1903.) . . . . .	219
Fr. Heusler, W. Starck und E. Haupt, Magnetisch-chemische Studien . . . . .	220
I. Über die Synthese ferromagnetischer Manganlegierungen von Fr. Heusler . . . . .	220
II. Über die magnetischen Eigenschaften von eisenfreien Manganlegierungen von W. Starck und E. Haupt	224
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	187
II. Akustik . . . . .	190
III. Physikalische Chemie . . . . .	190
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	193
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	196
VI. Wärme . . . . .	198
VII. Kosmische Physik . . . . .	201

## Ankündigung.

Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluß an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

zur Ausgabe gelangt ist.

Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das **Namenregister**, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das **Sach-Ergänzungsregister**, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.

Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.

Der Preis des statlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben  
von  
**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**30. Juni 1903.**

**Nr. 12.**

---

**Sitzung vom 12. Juni 1903.**

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor Eintritt in die Tagesordnung verliest Hr. H. Starke auf Wunsch des Hrn. Fr. Heusler eine von diesem durch Vermittelung des Hrn. F. Richarz am 18. Juni 1901 bei der Gesellschaft niedergelegte Notiz:

Über magnetische Manganlegierungen

und macht weiter Mitteilung über zwei im Zusammenhang hiermit stehende Arbeiten von Hrn. Fr. Heusler, W. Starck und E. Haupt:

Magnetisch-chemische Studien:

I Über die Synthese ferromagnetischer Manganlegierungen; von Hrn. FR. HEUSLER

und

II Über die magnetischen Eigenschaften von eisenfreien Manganlegierungen; von Hrn. W. STARCK und E. HAUPT.

Alle drei Mitteilungen gelangen weiter unten zum Abdruck.

Sodann sprechen die Hrn. **J. Traube** und **Teichner** über die  
Theorie der kritischen Erscheinungen  
mit gleichzeitiger Demonstration einiger Erscheinungen.

---

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. G. **BERNDT**, Breslau, Physikalisches Institut  
(vorgeschlagen durch Hrn. F. **HENNING**),

Hr. Prof. Dr. L. **AUSTIN**, Charlottenburg, Berlinerstr. 80 A  
(vorgeschlagen durch Hrn. L. **HOLBORN**).

---

**Über magnetische Manganlegierungen;  
von Fr. Heusler.**

(Niedergelegt im Archiv der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am  
18. Juni 1901, der Öffentlichkeit übergeben in der Sitzung vom 12. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 217.)

Ich habe gefunden, daß im Gegensatz zu den unmagnetischen Eigenschaften des Manganmetalles sowie des Mangankupfers gewisse andere Legierungen des Mangans stark magnetisierbar sind und diese Eigenschaft auch behalten, wenn man den Legierungen Kupfer und andere an sich unmagnetische Metalle zusetzt. Die folgenden Metalle und Metalloide geben auf solche Art eisenfreie mehr oder weniger stark magnetisierbare Manganlegierungen:

Zinn	Antimon
Aluminium	Wismut
Arsen	Bor.

Die erforderlichen quantitativen Messungen hat Herr F. RICHARZ durch die Herren Dr. W. STARCK und cand. E. HAUPT im physikalischen Institut zu Greifswald ausführen lassen. Bisher liegt eine umfangreiche Versuchsreihe über die Manganaluminiumkupferlegierungen vor, welche von mir durch Legieren von wechselnden Mengen von Aluminium mit technisch eisenfreiem Mangankupfer von 30 Proz. Mangan Gehalt hergestellt wurden.

Die Messungen haben, in Bestätigung der von mir qualitativ beobachteten Erscheinungen, einen wesentlichen Einfluß der Vorgeschichte auf den magnetischen Zustand der Legierungen erkennen lassen, so daß nunmehr die Herstellung magnetischer Bronzen von anscheinend geringer Hysteresis mit einer rund zwei Drittel von derjenigen des Gußeisens betragenden Magnetisierungsfähigkeit technisch durchführbar ist.

Die Untersuchung der anderweiten oben erwähnten magnetischen Manganlegierungen ist im Gange.

Bonn, chemisches Laboratorium der Isabellenhütte, G. m. b. H.

23. April 1901.

***Magnetisch-chemische Studien;***  
***von Fr. Heusler, W. Starck und E. Haupt.***

(Vorgelegt in der Sitzung vom 12. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 217.)

**I. Über die Synthese ferromagnetischer Mangan-  
legierungen;**  
**von Fr. Heusler.**

Indem ich die vorstehende vor zwei Jahren bei der Gesellschaft deponierte Notiz der Öffentlichkeit übergebe, möchte ich an dieser Stelle noch die folgenden Bemerkungen mir erlauben.

Um die Gesetze zu ergründen, welche die magnetischen Eigenschaften der Manganlegierungen beherrschen, erschien es zweckmäßig, ein für allemal von dem gleichen Rohmaterial, dem von der Isabellenhütte, G. m. b. H., zu Dillenburg fabrizierten 30 Proz. Mangan enthaltenden Mangankupfer des Handels auszugehen und dieses mit wechselnden Mengen derjenigen Metalle zu legieren, welche die magnetischen Eigenschaften hervorrufen. Da das Mangankupfer stets Spuren von Eisen enthält, so wurde zuerst festgestellt, daß selbst ein absichtlich mit erheblichen Mengen von Eisen verunreinigtes Mangankupfer nicht magnetisierbar ist. Sodann wurden die in der Versuchsreihe I näher bezeichneten Proben von Manganaluminiumkupfer hergestellt und in Greifswald gemessen (vergl. die folgende Abhandlung der Herren STARCK und HAUPT). Die Resultate ergeben zwar im allgemeinen ein Ansteigen der Magnetisierung mit steigendem Aluminiumgehalt, im einzelnen aber große Unregelmäßigkeit. Nun hatte ich, als mir die magnetischen Eigenschaften der frisch gegossenen Stücke von Versuchsreihe I von Herrn STARCK übermittelt wurden, bereits kupferreichere Manganaluminiumbronzen hergestellt und gefunden, daß deren in manchen Fällen ursprünglich verschwindend kleine Magnetisierbarkeit durch Erhitzen bis zum Auftreten gewisser Anlauffarben kräftig hervortritt. Da man Eisen zwecks Steigerung der magnetischen Eigenschaften ausglüht und die erwähnten Anlauffarben bei Temperaturen um 200° aufzutreten

schienen, so wurden die in je drei Exemplaren aus je einem Gußstück herausgearbeiteten Proben 37 und 38 teils auf etwa 400 bis 500°, teils auf etwa 200°, teils auf 150 bis 160° erhitzt. Die erstgenannte Temperatur ließ die magnetischen Eigenschaften fast verschwinden; die wechselnden, bei niederen Temperaturstufen erhaltenen Resultate haben sich erst allmählich entwirren lassen. Es muß genügen, hier zu erwähnen, daß als Resultat jahrelanger Arbeit die unerwartet niedere Temperatur des siedenden Toluols (110°) als die zur künstlichen Alterung von Manganaluminiumkupfer geeignete sich erwiesen hat. Als aber schließlich sämtliche Proben der Versuchsreihe I, welche eine sehr verschiedenartige Vorgeschichte hatten, bei 110° gealtert worden waren, stellte sich heraus, daß dieselben größtenteils nicht mehr in den magnetischen Zustand zurückverwandelt werden konnten, in welchen sie hätten gebracht werden können, wenn man sie unmittelbar nach dem Guß auf 110° erhitzt hätte.

Altern bei 110° führt also die frisch gegossenen Manganaluminiumkupferlegierungen in den der höchstmöglichen Magnetisierbarkeit entsprechenden Zustand stabilen Gleichgewichts über; dauernde und insbesondere starke Überhitzung aber kann den der höheren Temperatur entsprechenden Zustand dauernd festlegen.

Hiernach war also Versuchsreihe I zur Erreichung des eingangs erwähnten Zieles ungeeignet, und es wurden die Proben der Versuchsreihe II unmittelbar nach dem Guß zwei Tage auf 110° erhitzt. Die erhaltenen Resultate lassen keinen Zweifel, daß bei gleichem Mangangehalt die Magnetisierbarkeit bei steigendem Aluminiumgehalt zunimmt bis zu einem Maximum, welches erreicht ist, wenn der Aluminiumgehalt rund die Hälfte des Mangangehaltes beträgt, mit anderen Worten, wenn auf 1 Atom Mangan 1 Atom Aluminium kommt.

Dieses Resultat gewinnt an Interesse, wenn man sich gegenwärtigt, daß nach den Untersuchungen von G. WIEDEMANN, QUINCKE, DU BOIS u. A.<sup>1)</sup> wässerige Mangansalzlösungen eine etwas größere magnetische Suszeptibilität besitzen als Ferrisal-

---

<sup>1)</sup> G. WIEDEMANN, Lehre von der Elektrizität III, 958; St. MEYER, Wien. Monatshefte 20, 797, 1899; LIEBKNECHT und WILLS, Ber. d. deutsch. chem. Ges. 33, 448, 1900.



lösungen. Die molekulare Suszeptibilität  $i_m$  beträgt nach LIEBKNECHT und WILLS für

Chrominitrat . . . . .	0,00629		
Manganonitrat . . . . .	0,01536	Manganosulfat . . . . .	0,01514
Ferrinitrat . . . . .	0,01352	Ferrisulfat . . . . .	0,01515
Ferrojodid . . . . .	0,01282		
Kobaltonitrat . . . . .	0,01052		
Nickeltonitrat . . . . .	0,00443		
Cuprinitrat . . . . .	0,00163		

Es besteht eine unverkennbare Analogie darin, daß einerseits die Salze, andererseits gewisse Legierungen des an sich nicht ferromagnetischen Manganmetalls relativ stark ferromagnetische Eigenschaften zeigen. Man könnte versucht sein, die Manganaluminiumbronzen mit einer Salzlösung zu vergleichen, in welcher das Kupfer als Lösungsmittel, die erwähnte Kombination gleicher Atome Mangan und Aluminium als gelöstes Salz anzusehen sein würde.

Die Umwandlungspunkte, jenseits welcher die Manganaluminiumbronzen unmagnetisch sind, liegen relativ niedrig, und dieser Umstand erklärt die beim Erhitzen der Proben beobachteten Erscheinungen. Genauere Messungen der Umwandlungspunkte liegen noch nicht vor; ich habe indes feststellen können, daß die Umwandlungspunkte steigen mit steigendem Mangan-gehalt und bei konstantem Mangangehalt mit steigendem Aluminiumgehalt. So ist eine Legierung von rund 16 Proz. Mn und 8 Proz. Al bei 160° unmagnetisch, Guß 43 bei 310° noch magnetisierbar. Da Zusätze anderer Metalle die Lage der Umwandlungspunkte stark herabdrücken, so ist man in der Lage, für die magnetisierbaren Bronzen die Umwandlungspunkte innerhalb eines Temperaturintervalls von 310° abwärts bis zu etwa 60° nach Belieben zu variieren.

Die Manganaluminiumbronzen sind schlechte Leiter der Elektrizität. Proben von der Zusammensetzung von Guß 32 hatten ungefähr das gleiche Leitvermögen wie Manganin.

Ich bemerke noch, daß auch Legierungen von Mangan und Aluminium allein magnetische Eigenschaften haben. Doch ist dies nicht regelmäßig der Fall und es scheinen Verunreinigungen der legierten Metalle das Hervortreten der magnetischen Eigen-

schaften zu verhindern. Dieser Umstand erklärt auch wohl, daß die zahlreichen Chemiker, welche Legierungen dieser beiden Metalle herstellten, niemals magnetische Eigenschaften beobachtet haben. Umsomehr verdient die kurze Mitteilung von HOGG<sup>1)</sup> Beachtung, welcher Ferromangan mit Aluminium zu einer allerdings unhomogenen und stark eisenhaltigen Legierung vereinigte und diese im Gegensatz zu dem unmagnetischen Ferromangan magnetisierbar fand.

Eine erheblich geringere Magnetisierbarkeit als die Legierungen von 30 proz. Mangankupfer mit Aluminium besitzen die in analoger Weise mit Antimon, Wismut und Zinn hergestellten Legierungen. Nur das Zinn ergab unter diesen Umständen noch Induktionen, welche nach dem Altern der Proben bei 110° gemessen werden konnten (vgl. Tab. III). Stärker magnetisierbar sind aber Legierungen von Mangan und Zinn bzw. Mangan und Antimon allein bei richtiger Wahl des Mischungsverhältnisses. Indes lassen sich derartige Legierungen meist nur in Pulverform untersuchen, was bisher nur qualitativ geschehen ist.

Die vorstehende Untersuchung konnte nur dank dem Entgegenkommen des Herrn F. RICHARZ nach Überwindung erheblicher experimenteller durch die weite Entfernung unserer Wohnorte anfangs noch gesteigerter Schwierigkeiten erfolgreich durchgeführt werden. Ihm sowie seinen ehemaligen Assistenten, den Herren W. STARCK und E. HAUPT, danke ich auch an dieser Stelle für ihre Mühewaltung.

---

<sup>1)</sup> Hogg, Chem. News 66, 140, 1892; Beibl. 17, 224, 1893.

Dillenburg (Hessen-Nassau), chemisches Laboratorium der  
Isabellenhütte, G. m. b. H.

---

## II. Über die magnetischen Eigenschaften von eisenfreien Manganlegierungen;

von W. Starck und E. Haupt.

Die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Manganlegierungen wurde von Sommer 1900 bis Ostern 1901 im physikalischen Institut zu Greifswald, von da ab in dem zu Marburg angestellt. Es wurde die magnetometrische Methode gewählt, und zwar befand sich die zu untersuchende Probe stets in der ersten GAUSSSchen Hauptlage zum Magnetometer. Die magnetische Wirkung der Magnetisierungsspirale wurde durch eine möglichst gleiche, symmetrisch auf der anderen Seite der Magnetometernadel befindliche, von demselben Strome im entgegengesetzten Windungssinn durchflossene Spule kompensiert. Die Kompensation wurde zunächst für die Nullstellung der Nadel und bei derjenigen höchsten Stromstärke vorgenommen, welche später bei der Untersuchung der Probe voraussichtlich angewendet werden mußte, um trotz der Rückwirkung des magnetisierten Stabes eine gewisse effektive Maximalfeldstärke zu erreichen. Hierauf wurde, wie dies auch R. MANN<sup>1)</sup> tat, durch einen permanenten Magneten, der in verschiedene Abstände von der Nadel gebracht wurde, das Magnetometer um beliebige Winkel abgelenkt und für jede Ablenkung untersucht, um wieviel sie sich bei verschiedenen Stärken des in den Spulen fließenden Stromes änderte. Diese Änderung betrug selbst bei den kleinsten im Laufe der Untersuchungen benutzten Abständen vom Magnetometer nur sehr wenige Skalenteile; es konnte daher für jede Ablenkung und Stromstärke die an dem Ausschlag anzubringende Korrektur hinreichend genau berechnet werden. Daß die bei der Nullstellung der Nadel erreichte Kompensation nicht auch für beliebige Ablenkungen erhalten bleibt, kann in zwei Umständen seinen Grund haben. Einmal wird infolge der unvermeidlichen Ungleichheit der Spulen zur Erreichung der Kompensation in der Nullstellung der Nadel die schwächere Spule der Nadel näher gebracht worden sein als die andere.

---

<sup>1)</sup> R. MANN, Über Entmagnetisierungsfaktoren kreiszylindrischer Stäbe. Diss. Berlin 1895, S. 7.

Wird nun die Nadel durch einen Magneten abgelenkt, so ändern sich die Kräfte für die näher befindliche Spule stärker als für die entferntere, und die ablenkenden Wirkungen heben sich bei der neuen Nadelstellung nicht mehr auf, sondern ändern dieselbe.

Stehen anderseits die Magnetisierungs- und die Kompensationspule nicht genau senkrecht zum Meridian, so wirkt eine Komponente des Spulenfeldes auf das am Untersuchungsorte wirkende Erdfeld ein, und zwar je nach Feldrichtung verstärkend oder schwächend. Dieser Orientierungsfehler wird leicht daran erkannt, daß, wenn sich in der Magnetisierungsspirale ein magnetisierbarer Stab befindet, die absolute Größe der Ablenkung verschieden ist je nach der Richtung des Feldes. Bleibt die absolute Größe der Ablenkung nach dem Kommutieren der Stromrichtung die gleiche, so stehen die Kraftlinien der Spulenfelder senkrecht zum Meridian. Dieses Kriterium ergibt sich bei der magnetometrischen Methode von selbst und wird daher immer beachtet sein; die Befürchtung ERHARDS<sup>1)</sup>, daß infolge Nichtberücksichtigung dieser Fehlerquelle viele magnetometrische Messungen nicht einwandfrei seien, scheint uns ungerechtfertigt zu sein. Durch obige Methode der Feldprüfung wird übrigens beiden Orientierungsfehlern gleichzeitig Rechnung getragen.

Die zu untersuchenden Proben wurden in den meisten Fällen in der Gestalt kreiszylindrischer Stäbe der Messung unterworfen. Die an den Enden eines magnetisierten Körpers auftretenden Pole wirken dem Felde im Innern des Stabes entgegen, so daß die wirksame Feldstärke kleiner ist als die aus den Ampèrewindungen der Spule berechnete. Bei einem homogen magnetisierten Ellipsoid läßt sich die entmagnetisierende Wirkung pro Volumeinheit darstellen durch das Produkt  $N \cdot J$ , wo  $J$  die Intensität der Magnetisierung und  $N$  einen allein vom Dimensionsverhältnis  $m$  (Verhältnis von Länge zum Durchmesser) abhängigen Faktor bedeutet.  $N$  ist für  $m > 1$  durch die NEUMANNsche Formel gegeben:

$$N = \frac{4\pi}{m^2 - 1} \left[ \frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \cdot \ln(m + \sqrt{m^2 - 1}) - 1 \right].$$

Zylindrische Stäbe werden auch im homogenen Felde nicht homogen magnetisiert; aber man kann sich die gesamte Wirkung

<sup>1)</sup> ERHARD, Ann. d. Physik (4) 9, 724, 1902.

hervorgebracht denken durch eine homogene Magnetisierung von mittlerer Stärke. Dann ist die mittlere Entmagnetisierung pro Volumeinheit  $= \bar{J} \cdot \bar{N}$ .

Nach der Theorie<sup>1)</sup> ist für kreiszylindrische Stäbe  $\bar{N}$  umgekehrt proportional dem Quadrate des Dimensionsverhältnisses, also:

$$N = \frac{C}{m^2}.$$

Für Stäbe, deren Dimensionsverhältnis größer ist als 100, ist das Gesetz experimentell bestätigt. Die Konstante  $C$  wurde zu 45 bestimmt. Für kleinere Dimensionsverhältnisse ist  $C < 45$  und nimmt mit dem Dimensionsverhältnis ab. Für eine größere Zahl von Dimensionsverhältnissen sind diese Werte experimentell festgestellt<sup>2)</sup>, und es läßt sich für jedes beliebige  $m$  der Wert von  $\bar{N}$  interpolieren. Für hohe Magnetisierungen fällt die Unsicherheit von  $\bar{N}$  allerdings ziemlich stark ins Gewicht, und für genaue Messungen ist es nötig, daß das Material in ellipsoidische Form gebracht wird, da nur für diese Form der Entmagnetisierungsfaktor genau bekannt ist. Für die Messungen der vorliegenden Arbeit stand der etwas geringern Sicherheit der Messung der große Vorteil der leichteren Herstellbarkeit der kreiszylindrischen Stäbe gegenüber. Kam es auf sehr genaue Messungen an, wie z. B. bei der Festlegung der Hysteresiskurven von Guß 41 und 43, so wurde ellipsoidische Form gewählt.

Das Abdrehen der Stäbe war in den meisten Fällen mühsam und zeitraubend, da es sich um sehr harte und spröde Materialien handelte; einige Proben waren selbst durch einen mit Diamantspitze versehenen Drehstuhl nicht zu bearbeiten und mußten geschliffen werden, was bei den härtesten Stäben mit Hilfe einer schnell rotierenden Schmirgelscheibe geschah.

Die in Greifswald als Magnetisierungsspiralen benutzten Spulen litten an dem Übelstande, daß sie bei Anwendung größerer Stromstärken beträchtlich erwärmt wurden und sie daher durch Wasser gekühlt werden mußten. Die Marburger Spulen, bei denen infolge zweckmäßigerer Dimensionierung eine störende Erwärmung nicht

<sup>1)</sup> DU BOIS, Magnetische Kreise, S. 37.

<sup>2)</sup> DU BOIS, l. c., S. 45 und Ann. d. Phys. (4) 7, 942, 1902; RIBORG MANN, l. c.; BENEDICKS, Ann. d. Phys. (4) 6, 726, 1901.

auftrat, waren aus 2 mm starkem Draht von elektrolytischem Kupfer auf Glasröhren gewickelt und besaßen eine Länge von 300 mm und einen inneren Radius von 15 mm. Bei den längsten gemessenen Stäben (200 mm) betrug die Inhomogenität des Feldes an den Enden des Stabes<sup>1)</sup> nur 0,6 Proz.

Als Magnetometer wurde in Greifswald ein EDELMANNSches älterer, in Marburg ein solches, neuester Konstruktion benutzt; die magnetisierenden Stromstärken wurden mit einem Präzisionsampèremeter (nach RAPS) von SIEMENS u. HALSKE gemessen.

Vor Aufnahme einer Magnetisierungskurve wurde die zu untersuchende Probe in den magnetisch neutralen Zustand versetzt. Es geschah dies in der Weise, daß man von höherer Feldstärke ausgehend den magnetisierenden Strom schnell kommutierte und gleichzeitig seine Stärke allmählich auf Null abnehmen ließ. Bei Verwendung von kontinuierlich veränderlichen Flüssigkeitswiderständen war es so möglich, die Proben vollständig zu entmagnetisieren. Auch bei der Aufnahme der Magnetisierungskurven wurde die Feldstärke mit Hilfe der Flüssigkeitswiderstände kontinuierlich verändert.

Das magnetische Moment des untersuchten Stabes wurde berechnet nach der Formel

$$M = \frac{H}{2} \cdot R^3 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot (1 + \theta) \left[ 1 - \frac{1}{4} \frac{L^2 - 3/2 \lambda^2}{R^2} \right]^2,$$

worin  $H$  die Horizontalintensität des Erdmagnetismus,  $R$  den Abstand der Stabmitte vom Magnetometer,  $\theta$  das Torsionsverhältnis des die Magnetometernadel tragenden Fadens,  $L$  den Polabstand des Stabes, d. h.  $\frac{5}{6}$  seiner Länge, und  $\lambda$  den Polabstand der Nadel,  $\varphi$  die Ablenkung des Magnetometers bedeuten.

Besondere Sorgfalt erfordert die Bestimmung der Größe  $R$ , welche in die Formel mit der dritten Potenz eingeht. Der Abstand der Nadelmitte von der Mitte der Spule war leicht meßbar; es kam daher darauf an, die Probestäbe möglichst genau in die Mitte der Spule zu bringen. Bei den Marburger Spulen war an beiden Enden der Röhre je eine Strecke von 1 cm unbewickelt gelassen und auf diesen Stücken eine Marke angebracht, deren

<sup>1)</sup> F. KOHLRAUSCH, Handbuch S. 464.

Abstand von der Spulenmitte genau gemessen wurde. In das Spulenrohr ließ sich genau passend eine zweite Glasröhre hineinschieben, die an beiden Enden mit Millimeterskalen versehen war. Nun wurde zunächst durch zwei in die zweite Glasröhre passende Glasstäbe der Stab mit Hilfe der Teilung genau in ihre Mitte gebracht und dann diese zweite Röhre in dem Spulenrohr mit Hilfe der Markenstriche zentriert.

In nachstehenden Tabellen ist die Anzahl der Induktionskraftlinien für einige Feldstärken angegeben; die Diskussion der Resultate im Zusammenhang mit der chemischen Zusammensetzung und der thermischen Vorbehandlung ist im Teil I enthalten. Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf die sogenannte jungfräuliche Magnetisierungskurve; es wurde aber stets auch die abfallende und dann die wieder ansteigende Kurve bestimmt und so die Hysterese ermittelt. Diese ergab sich in einigen Fällen als sehr gering; indessen hat sich gezeigt, daß, wie die Magnetisierbarkeit überhaupt, so auch die Hysterese starken Veränderungen unterworfen sein kann.

---

Die ausführliche Mitteilung der ganzen Untersuchung wird demnächst in den Schriften der naturforschenden Gesellschaft zu Marburg (Verlag von N. G. Elwert) erfolgen.

Tabellen der Induktionswerte  $\mathcal{Q}$ .  
Manganaluminiumkupfer. Versuchsreihe I.

Guß Nr.	Analyse	Atomverhältnis Mn:Al	Wärmestufe	$\mathcal{Q} =$			Beobachter		
				20	40	100		150	
30	{ 28,3 Proz. Mn } { 5,8 " Al }	3:1,28 <sup>1)</sup>	Zustand nach dem Erstarren . . . . .	1050	1400	2000	2200	S.	
			e (~ 60 Stdn. 140°, zuletzt 160°) . . . . .	300	500	1100	1625	H.	
			{ Zustand nach dem Erstarren . . . . .	700	975	1450	1650	S.	
			c (140 bis 151°, ~ 40 Stdn. lang erhitzt) . . . . .	1350	1750	2375	2650	H.	
			c erhitzt auf e (~ 60 Stdn. 140°, zuletzt 150°) . . . . .	1100	1700	2500	2850	H.	
			c erhitzt auf f (~ 110°) . . . . .	1250	1900	2625	2925	H.	
			{ b (~ 400 bis 500°) . . . . .	100	150	400	550	S.	
			b erhitzt auf a <sub>1</sub> (30 Stdn. ~ 200°), dann auf d (18 Stdn. ~ 220°) . . . . .	60	115	290	490	H.	
			d erhitzt auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	120	195	450	555	H.	
			e erhitzt auf f (~ 110°) . . . . .	60	110	290	460	H.	
37	{ 28,2 Proz. Mn } { 8,6 " Al }	3:1,85	{ a <sub>1</sub> (9 Stdn. ~ 180°, 1 Stde. bis 212°, langsam erkaltet)	1100	1750	2600	2925	S.	
			a <sub>1</sub> erhitzt auf a <sub>2</sub> (~ 30 Stdn. auf ~ 200°, zwischen 180 und 210° schwankend) . . . . .	350	925	2175	2700	H.	
			a <sub>2</sub> erhitzt auf e (~ 60 Stdn. auf ~ 140°, zuletzt 150°)	325	650	1650	2350	H.	
			e erhitzt auf f (~ 110°) . . . . .	350	900	2175	2675	H.	
			{ 1. Teilstück						
			{ 2. Teilstück						
			{ 3. Teilstück						

Fortsetzung von Versuchsreihe I umstehend.

<sup>1)</sup> Die Aluminiumbestimmung von Guß 30 ist ungenau; der wahre Al-Gehalt dürfte 6 Proz. übersteigen. Heusler.



Fortsetzung von Versuchsreihe I.

Guß Nr.	Analyse	Atomverhältnis Mn:Al	Wärmestufe	Q =				Beobachter
				20	40	100	150	
38	{ 27,6 Proz. Mn } { 8,7 " Al }	3:1,95	Zustand nach dem Erstarren . . . . .	550	800	1200	1375	S.
			c (~ 40 Stdn. 140 bis 151°) . . . . .	975	1425	1900	2225	H.
			c auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	575	1175	2000	2300	H.
			e auf f (~ 110°) . . . . .	550	1150	2000	2350	H.
			b (~ 400 bis 500°) . . . . .	75	150	325	500	S.
39	{ 27,6 Proz. Mn } { 8,7 " Al }	3:1,95	b auf a <sub>2</sub> (30 Stdn. ~ 200°), dann auf d (18 Stdn. 210 bis 230°) . . . . .	40	75	210	325	H.
			d erhitzt auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	65	120	275	425	H.
			e erhitzt auf f (~ 110°) . . . . .	40	80	230	475	H.
			a <sub>1</sub> (9 Stdn. ~ 180°) . . . . .	1150	1675	2400	2700	S.
			a <sub>1</sub> erhitzt auf a <sub>2</sub> (30 Stdn. ~ 200°, zwischen 180 und 210° schwankend) . . . . .	150	350	1300	1800	H.
20	{ 26,1 Proz. Mn } { 10,7 " Al }	3:2,50	a <sub>2</sub> erhitzt auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	300	550	1550	2175	H.
			e erhitzt auf f (~ 110°) . . . . .	200	500	1600	2175	H.
			Zustand nach dem Erstarren . . . . .	1650	2500	3550	3800	S.
			a <sub>1</sub> (9 Stdn. 180°, 1 Stde. bis 212° steigend) . . . . .	1550	2450	3800	4900	S.
			a <sub>1</sub> erhitzt auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	1425	2450	3900	4425	H.
20	{ 26,1 Proz. Mn } { 10,7 " Al }	3:2,50	Zustand nach dem Erstarren . . . . .	3300	4150	4700	5050	S.
			a <sub>1</sub> (9 Stdn. 180°, 1 Stde. bis 212° steigend) . . . . .	4150	4700	5300	—	H.
			a <sub>1</sub> auf e (~ 60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	3300	4475	5250	—	H.

Guß Nr.	Analyse	Atomverhältnis Mn:Al	Wärmestufe	Q =					Beobachter
				20	40	100	150	150	
43	{ 27,1 Proz. Mn } { 12,3 " Al }	3:2,77	Zustand nach dem Erstarren . . . . . e (60 Stdn. auf 140 bis 150°) . . . . .	3800	4350	4975	5250	S.	
				3050	4075	5125	5450	H.	
41	{ 25,6 Proz. Mn } { 14,3 " Al }	3:3,40	Zustand nach dem Erstarren . . . . . a <sub>1</sub> (9 Stdn. 180°, 1 Stde. bis 212° steigend) . . . . . a <sub>1</sub> auf e (60 Stdn. 140 bis 150°) . . . . .	4800	4550	4950	5150	S.	
				3950	4400	4900	5150	H.	
				2750	4300	4900	5200	H.	

Versuchsreihe II.							
34	{ 28,1 Proz. Mn } { 3,6 " Al }	3:0,8	}	}	}	}	unmagnetisierbar
35	{ 27,7 Proz. Mn } { 5,7 " Al }	3:1,25	}	}	}	}	etwas stärker magnetisierbar als Nr. 34
36	{ 25,9 Proz. Mn } { 9,6 " Al }	3:2,25	}	}	}	}	}
32	{ 26,5 Proz. Mn } { 14,6 " Al }	3:3,2	}	}	}	}	}
33	{ 24,4 Proz. Mn } { 13,8 " Al }	3:3,4	}	}	}	}	}

Vor der Messung zwei Tage in siedendem Toluol erhitzt

**Manganzinnkupfer. Versuchsreihe III.**

Guß Nr.	Ungefähres Atomverhältnis	$\phi = 20$	$\phi = 40$	$\phi = 100$	$\phi = 150$
9	1 Sn : 2 Mn . . . . .	fast unmagnetisierbar			
13	1 Sn : 3 Mn . . . . .	—	—	1140	1500
10	1 Sn : 4 Mn . . . . .	220	420	815	1000
11	1 Sn : 6 Mn . . . . .	70	170	450	610

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

————— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —————

# **É. Leybold's Nachfolger**

**Cöln a. Rhein**

**Mechanische und optische Werkstätten.**

## **Absorptionsplatten**

nach Professor Wood

**welche alle sichtbaren Lichtstrahlen absorbieren und nur die ultravioletten Strahlen durchlassen.**

Diese Absorptionsplatten gestatten unter anderen, folgende zwei Vorlesungsversuche anzustellen:

Die Strahlen eines elektrischen Lichtbogens werden durch die Kondensorlinsen eines Projektionsapparates vereinigt und in den Brennpunkt ein Fläschchen mit Urannitrat gehalten. Bringt man dann zwischen Kondensator und Urannitrat die Absorptionsplatte, so leuchtet dasselbe intensiv hellgrün auf.

Entwirft man auf dem Schirm das Spektrum des elektrischen Lichtbogens und hält die Absorptionsplatte vor den Spalt oder vor die Objektivlinse, so erscheinen gar keine Linien mehr auf dem Schirme; bringt man nun einen Fluoreszenzschirm an die Stelle des ultravioletten Teiles des Spektrums, so leuchtet dieser hell auf.

Bei beiden Versuchen ist dafür zu sorgen, dass alles fremde Licht abgeblendet wird.

**Preis Mark 15. —.**

1903

Heft 13

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 26. Juni 1903 . . . . .	233
J. Traube und G. Teichner, Zur Theorie des kritischen Zustandes . . . . .	235
K. v. Wesendonk, Einige Bemerkungen über die Bestimmung der kritischen Temperatur . . . . .	238
H. Starke, Über die elektrische und magnetische Ablenkung schneller Kathodenstrahlen . . . . .	241
F. Neesen, Bemerkungen zu den Vorschlägen des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen . . . . .	251
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	207
II. Akustik . . . . .	209
III. Physikalische Chemie . . . . .	209
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	211
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	214
VI. Wärme . . . . .	215
VII. Kosmische Physik . . . . .	218

## Ankündigung.

Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, dass nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

zur Ausgabe gelangt ist.

Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das **Namenregister**, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das **Sach-Ergänzungsregister**, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.

Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.

Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

15. Juli 1908.

Nr. 18.

---

**Sitzung vom 26. Juni 1908.**

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Hr. H. Starke legt eine Mitteilung von Hrn. K. v. Wesendonk:  
Einige Bemerkungen über die Bestimmung der kritischen  
Temperatur

vor und berichtet sodann über eigene Untersuchungen:

Über die elektrische und magnetische Ablenkung  
schneller Kathodenstrahlen.

Ferner spricht Hr. E. Warburg über die Mitteilungen der  
Hrn. Fr. Heusler, W. Stark und E. Haupt:

Über die Synthese ferromagnetischer Mangan-  
legierungen und die magnetischen Eigenschaften von  
eisenfreien Manganlegierungen,

welche bereits im vorigen Hefte veröffentlicht sind, sowie:

Zur Polarisation umkehrbarer Elektroden

(nach Versuchen von Hrn. B. STRASSER).



Weiter macht **Hr. F. Neesen**:

Bemerkungen zu den Vorschlägen des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen.

---

Sodann legt **Hr. Karl Scheel** eine von **Hrn. Ewald Rasch** in Potsdam verfaßte:

Erwiderung auf den Aufsatz des  
**Hrn. W. Biegon von Czudnochowski** über „Flammen-  
oder Effektbogenlicht“

vor und gibt eine Übersicht:

Über die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0°.

---

Endlich berichtet **Hr. E. Gehrcke**:

Über die Elektrolyse der Schwefelsäure bei großer  
Stromdichte.

---

**Zur Theorie des kritischen Zustandes;  
von J. Traube und G. Teichner.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 12. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 218.)

Von DE HEEN, GALITZINE, BATTELLI u. a. sind früher eine Reihe von Beobachtungen gemacht worden, welche mit der Theorie des kritischen Zustandes von ANDREWS nicht im Einklang standen. DE HEEN hat u. a. durch direkte Dichtebestimmungen für Kohlensäure nachgewiesen, daß oberhalb der kritischen Temperatur bei konstanter Temperatur und konstantem Drucke Dichteverschiedenheiten bis zu 100 Proz. in demselben Rohre vorhanden waren. GALITZINE hat aus der Verschiedenheit des Brechungsindex in den verschiedenen Teilen eines mit Äthyläther gefüllten und bis über die kritische Temperatur erhitzten Rohres Dichteunterschiede von mehr als 40 Proz. berechnet.

Der eine von uns, J. TRAUBE, hat in einer früheren Mitteilung<sup>1)</sup> diese Versuche, sowie eine Reihe anderer Erscheinungen, welche mit ANDREWS' Theorie im Widerspruch stehen, ausführlich besprochen und darauf hingewiesen, daß die Bemühungen von KAMERLINGH-ONNES, KUENEN u. a., diesen Widerspruch zu beseitigen, nicht ausreichen.

Da immerhin die experimentellen Bedingungen, unter denen die direkten Dichtebestimmungen von DE HEEN ausgeführt wurden, gewissen Zweifeln unterliegen konnten, so hatte es Interesse, nach einer neuen einwandfreien Methode die Ergebnisse von DE HEEN und GALITZINE zu prüfen, und diese neue Methode ergab sich in einer Methode der Dichtebestimmung unterhalb und oberhalb der kritischen Temperatur mittels kleiner Glasballons, welche man in dem betreffenden Rohre aufsteigen ließ.

Es wurde eine vollständige Dichteskala kleiner Glasballons hergestellt. Die Dichten der Ballons wurden bestimmt durch Erwärmen in Äther. Man stellte die Temperatur fest, bei welcher die

---

<sup>1)</sup> J. TRAUBE, Ann. d. Phys. (4) 8, 267, 1902.

Ballons gerade in der Flüssigkeit schwebten. Eine größere Anzahl dieser Ballons wurde in ein zugeschmolzenes Rohr eingeschlossen, welches luftfrei mit reinstem Chlorkohlenstoffe gefüllt war. Dieses Rohr wurde erhitzt in einem Thermostaten, in welchem ein inneres Paraffinrohr von einem äußeren Siederohr umgeben war, in welchem Diphenylamin unter vermindertem Druck siedete. Dieser einfache, im wesentlichen von GALITZINE angegebene Thermostat gewährleistete eine Temperaturkonstanz auf einige hundertstel Grade. Die Versuche ergaben nun, daß die Ballons sich noch  $10^{\circ}$  oberhalb der kritischen Temperatur stundenlang in verschiedenen Höhen, entsprechend ihrer Dichte und derjenigen der Umgebung, schwebend erhielten und Dichteunterschiede anzeigten von 50 Proz. und darüber. Es herrschte vollkommenes Druck- und Temperaturgleichgewicht<sup>1)</sup>. Wie DE HEEN gefunden und hervorgehoben hat, sind bei demselben Druck die verschiedensten Dichten vorhanden. Das ist eine Tatsache, an welcher ANDREWS' Theorie scheitert. Die früheren Einwände von Temperaturungleichheiten, Unreinheiten der Substanz, Wirkungen der Schwere u. s. w. versagen hier vollständig. Im Einklang mit DE HEEN wurde bestätigt, daß die weitaus größten Dichteverschiedenheiten in einer mittleren Zone bestanden, dort wo der Meniskus verschwunden war. Danach zeigen diese Versuche, daß es bei der kritischen Temperatur zwei verschiedene Materien gibt, eine flüssige und eine gasförmige, und daß die kritische Temperatur aufgefaßt werden muß, als diejenige, bei welcher jene beiden Materien in jedem Verhältnisse miteinander mischbar werden. Auch unterhalb der kritischen Temperatur besteht bereits eine teilweise Mischbarkeit, denn u. a. zeigt sich, daß bei konstanter Temperatur die Dichte der Flüssigkeit sowohl mit der Höhe im Röhrchen sich erheblich ändert, wie auch mit der Zeit und beim Schütteln, und der eine von uns, J. TRAUBE, hat bereits früher (l. c.) darauf hingewiesen, daß voraussichtlich diese Mischbarkeit sich auch auf weit von der kritischen Temperatur entfernte niedere Temperaturen erstreckt.

---

<sup>1)</sup> Natürlich ist das Gleichgewicht nur ein Druckgleichgewicht. Wie zwei bei gleichem Druck übereinandergeschichtete Gase allmählich sich durchmischen, so kann man auch hier mit Hilfe eines elektromagnetischen Rührers eine Durchmischung herbeiführen.

In Bezug auf die Natur der beiden Materien, welche hier angenommen werden, stehen zwei verschiedene Hypothesen einander gegenüber.

P. DE HEEN nimmt an, daß die Molekeln im flüssigen Zustande allgemein komplexerer Art seien, als im Gaszustande.

Der eine von uns, J. TRAUBE, nimmt dagegen an, daß die Molekeln im Gas- und Flüssigkeitszustande sich nicht durch verschiedene Masse, sondern durch den verschiedenen Raum unterscheiden, den sie einnehmen.

Die Hypothese von DE HEEN ist nicht aufrecht zu erhalten, da die Flüssigkeiten, mit denen besonders experimentiert worden ist, Äthyläther, Chlorkohlenstoff u. s. w. zweifellos nicht assoziiert sind.

Die Hypothese von J. TRAUBE nimmt an, daß bei der Vergasung eine erhebliche Volumvergrößerung der Molekeln stattfindet. Im Sinne von VAN DER WAALS' Zustandsgleichung kommt diese Annahme darauf hinaus, daß die Größe  $b$  von VAN DER WAALS keine Funktion der Temperatur, sondern des Druckes ist, sowohl des Affinitätsdruckes, des Kompressions- und des inneren Druckes  $\frac{a}{v^2}$ .

Da dieser innere Druck sich bei der Vergasung plötzlich ändert, so führt die Hypothese zu zwei  $b$ -Werten, und somit zu einer Verschiedenheit der flüssigen und gasförmigen Materie. Diese Hypothese ist von Bedeutung nicht nur für die kritischen Erscheinungen, sondern auch noch für eine ganze Reihe anderer Tatsachen, auf welche zum Teil in dem früheren Aufsätze des einen von uns schon hingewiesen wurde, zum Teil demnächst in ausführlicheren Mitteilungen noch hingewiesen werden soll.

Berlin, Technische Hochschule.

*Einige Bemerkungen über die Bestimmung  
der kritischen Temperatur;  
von K. v. Wesendonk.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 233.)

Im Interesse einer eventuellen Wiederholung der betreffenden Versuche mit unanfechtbar reinen Substanzen, erlaubt sich Verfasser im Anschluß an die Mitteilungen der Herren TRAUBE und TEICHNER kurz auf seine in der Naturw. Rundsch. 9, 210—212, 1894 beschriebenen Beobachtungen<sup>1)</sup> hinzuweisen. Hierzu diente eine mit angeblich reiner Kohlensäure etwa zur Hälfte gefüllte aus Wien bezogene sogenannte NATTERERRöhre, die in einem recht gleichmäßig erwärmbaren Wasserbade, dessen Temperatur recht konstant erhalten werden konnte, um eine mittlere Querachse drehbar angebracht wurde. Es ergab sich da (unabhängig von GOUY und in Übereinstimmung mit seinen Resultaten), daß bei öfterem Umkehren das sonst variabel erscheinende Volum der Flüssigkeit einem für jede Temperatur bestimmten Dauerzustande zustrebt. Oberhalb 30,95° zerfiel die Flüssigkeit beim Umkehren in Nebel, der nicht wieder zu einer flüssigen Masse zusammenfloß, sondern sich sehr lange in der Röhre resp. einem Teile derselben schwebend erhielt, so daß also ein Herabsinken desselben nicht zu beobachten war. Durch häufiges Umkehren der NATTERERRöhre gelingt es, den Nebel gleichmäßig zu verteilen, jene erscheint dann durchweg blaugefärbt im reflektierten Lichte (Farbe trüber Medien). Dieser blaue Nebel kann bei konstanter Temperatur unbegrenzt lange bestehen bleiben<sup>2)</sup>, bei erhöhter Temperatur vergeht er erst über 31,7° und ist sein Auftreten bei 32° nicht mehr sicher zu

<sup>1)</sup> Man sehe ferner Verfassers Veröffentlichungen: ZS. f. phys. Chem. 15, 262—266, 1894; Wied. Ann. 55, 577—582, 1895; ZS. f. komprim. u. flüss. Gase 3, 113—116, 1899.

<sup>2)</sup> Soweit die Dauer der Versuche einen solchen Schluß erlaubt natürlich.

konstatieren. Bei öfterem Umkehren vergeht auch eine sonst hartnäckig sich zeigende perlende Erscheinung, so daß dann von 32° an also man einen tatsächlich homogenen Inhalt in der NATTERERRöhre erhält. RAMSAY<sup>1)</sup>, welcher durch die vorliegenden Versuche veranlaßt, mit reinem Äther experimentierte, erklärte, solange solch blauer Nebel sich zeige, sei die kritische Temperatur noch nicht erreicht. Dann müßte man aber wohl die kritische Temperatur erheblich höher annehmen, als dies bisher geschehen. Zur Zeit, da Verfasser seine Versuche anstellte, nahm man wohl allgemein die kritische Temperatur von CO<sub>2</sub> zu 30,92 bis 31,1° C. an<sup>2)</sup>, erst später fanden wohl Werte wie sie AMAGAT und CHAPPUIS erhielten (31,35 und 31,4°) weitere Anerkennung. Wenn man aber mit Herrn RAMSAY annimmt, die kritische Temperatur sei erst erreicht, wenn kein Nebel mehr zu bemerken, so käme man auf etwa 32°, eine Temperatur, die aber mit den Beobachtungen über das Verschwinden des Meniskus kaum harmonieren dürfte. Allerdings ist zu beachten, daß zu einwandsfreier Bestimmung der Temperatur des Verschwindens des Meniskus es nötig ist, genau das kritische Volum in der NATTERERRöhre zu haben. Aber selbst die sorgfältigen Versuche des Herrn YOUNG über Normalpentan ergeben, daß it is no doubt true, that the appearance of mist is not confined to the exact critical temperature itself, but that it is visible through a very small range of temperature. Therefore, heißt es weiter, some mist would first appear at a slightly higher temperature, when the temperature was falling, than when it was rising. Es erscheint daher Verfasser wahrscheinlich, daß der theoretische kritische Punkt in Wirklichkeit nicht existiert, sondern der Übergang der Flüssigkeit in den Gaszustand erfolgt durch ein Nebelstadium hindurch, in dem ganz kleine Flüssigkeitströpfchen noch bestehen können bei einer Temperatur, bei der eine zusammenhängende größere Flüssigkeitsmenge nicht mehr existenzfähig ist. Die übrigens auch von Herrn DUHEM als tatsächlich anerkannten Anomalien bei der kritischen Temperatur, wie sie die Herren DE HEEN, GALITZINE und andere beobachteten, kann man wohl mit Herrn MATHIAS als

---

<sup>1)</sup> W. RAMSAY, ZS. f. phys. Chem. 14, 489—490, 1894.

<sup>2)</sup> Man sehe z. B. HEILBORN, ZS. f. phys. Chem. 7, 605, 1891.

falsche Gleichgewichte<sup>1)</sup> auffassen. Bei dem häufigen Wenden einer NATTERERRöhre werden diese falschen Gleichgewichtszustände aufgehoben, und man erreicht einen Zustand der eingeschlossenen Materie, der bis auf das neblige Übergangsstadium den Forderungen der klassischen (ANDREWS u. s. w.) Theorie entspricht. Vollständig sind die Forderungen dieser klassischen Theorie vielleicht nur durch ein strikte unendlich langsames Erwärmen resp. Abkühlen zu erreichen, also praktisch kaum jemals.

Verfasser möchte mit diesen kurzen Bemerkungen wesentlich nur auf eine recht sorgfältige Wiederholung seiner resp. ähnlicher Versuche hinwirken unter Verwendung möglichst weit gereinigter Substanzen. Solche Beobachtungen haben vielleicht auch noch eine besondere Bedeutung neben solchen unter Anwendung eines elektromagnetischen Rührers.

---

<sup>1)</sup> Bekanntlich entscheidet die durch die Thermodynamik konstatierte Möglichkeit eines Prozesses noch nicht immer über sein wirkliches Eintreten und auch nicht über die Geschwindigkeit seines Verlaufes. So können Hindernisse für die Umlagerung der kleinsten Teilchen falsche Gleichgewichte liefern.

Berlin, den 24. Juni 1903.

*Über die elektrische und magnetische Ablenkung  
schneller Kathodenstrahlen;*

von *H. Starke.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 233.)

Wird aus der diffusen Strahlung eines Radiumpräparates ein Strahl herausgeblendet und einer magnetischen Ablenkung unterworfen, so breitet sich der Strahl bekanntlich fächerartig auseinander. Es ist dies ein Zeichen dafür, daß der Strahl inhomogen ist, aus einer ganzen Reihe von Strahlen verschiedener Ablenkbarkeit besteht. Dieselbe Erscheinung zeigt sich in noch größerem Maße bei der Ablenkung des Strahlenbündels durch ein elektrisches Feld. Durch geeignete Kombination beider Ablenkungen hat W. KAUFMANN<sup>1)</sup> die Geschwindigkeit und den Quotienten  $\frac{\epsilon}{\mu}$  für die in den verschiedenen ablenkbaren Strahlenarten sich bewegenden Teilchen gemessen. Es zeigten sich dabei Geschwindigkeiten von etwa 2,2 bis  $2,8 \cdot 10^{10}$  cm/sec., und ferner stellte sich das interessante Resultat heraus, daß  $\frac{\epsilon}{\mu}$  sich nicht, wie man es von den Kathodenstrahlen her kannte, als konstant, sondern als in hohem Maße von der Geschwindigkeit abhängig erwies, indem es stark abnimmt, je mehr sich die Geschwindigkeit der Strahlen derjenigen des Lichtes nähert.

Diese Abnahme von  $\frac{\epsilon}{\mu}$  mit wachsender Geschwindigkeit ist einer Zunahme der Masse  $\mu$  des Teilchens zuzuschreiben. Die Trägheit des im Radiumstrahl sich bewegenden Elektrons muß daher entweder ganz oder wenigstens teilweise einer anderen als der gewöhnlichen mechanischen Masse zuzuschreiben sein. Diese, von der Geschwindigkeit abhängige Masse ist elektrodynamischen Ursprungs; das Teilchen besitzt dieselbe vermöge seiner Ladung,

<sup>1)</sup> Gött. Nachr. 1901, Heft 2; 1902, Heft 5; Phys. ZS. 4, 54, 1902.



welche in Bewegung befindlich elektromagnetische Energie besitzt, deren Betrag von der Geschwindigkeit der Bewegung abhängt. Es ist deshalb eine Geschwindigkeitsänderung mit einer Energieänderung verbunden, wie es bei einem Massenteilchen der Fall ist.

Herr M. ABRAHAM<sup>1)</sup> hat eine elektrodynamische Theorie des bewegten Elektrons aufgestellt. Er kommt zu folgendem Resultat: Ist  $\beta = \frac{q}{c}$  das Verhältnis der Geschwindigkeit des Elektrons zur Lichtgeschwindigkeit,  $\mu_0$  der Wert der elektromagnetischen Masse für kleine Geschwindigkeiten, so ist der Quotient  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  aus Ladung und elektromagnetischer Masse des Elektrons:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{\varepsilon}{\mu_0} \frac{4}{3} \psi(\beta) \dots \dots \dots 1)$$

wo  $\psi(\beta)$  folgende Funktion von  $\beta$  ist:

$$\psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1 + \beta^2}{2\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right] \dots \dots \dots 2)$$

Für unendlich langsame Strahlen ( $\beta = 0$ ), wird  $\psi(\beta) = \frac{4}{3}$  und  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  nimmt den Grenzwert  $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$  an. Für Strahlen mit Lichtgeschwindigkeit ( $\beta = 1$ ) wird  $\psi(\beta) = \infty$ ,  $\frac{\varepsilon}{\mu} = 0$ .

Besitzt das Teilchen keine materielle Masse, sondern ist seine Trägheit nur durch sein elektromagnetisches Feld bedingt, so muß sich das Produkt aus den experimentell zu ermittelnden Größen  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  und  $\psi(\beta)$  als konstant erweisen.

Für den Bereich von Elektronengeschwindigkeiten, wie man sie in der Radiumstrahlung vor sich hat, ist durch KAUFMANN völlige Konstanz des Produktes  $\frac{\varepsilon}{\mu} \psi(\beta)$  nachgewiesen, also der Beweis erbracht worden, daß die Masse der Elektronen rein elektromagnetischer Natur ist.

<sup>1)</sup> Gött. Nachr. 1902, Heft 1.

2. Im folgenden ist die Frage der Untersuchung unterworfen, ob auch in dem Bereiche von Elektronengeschwindigkeiten, wie sie die Kathodenstrahlen besitzen, die Konstanz des Produktes  $\frac{\epsilon}{\mu} \psi(\beta)$  besteht. Um eine Anschauung von der Größe der hierfür zu erwartenden Änderung der Größe  $\frac{\epsilon}{\mu}$  zu geben, folgt hier eine Tabelle, welche den Verlauf der Funktion  $\psi(\beta)$  für verschiedene Geschwindigkeiten  $q$  darstellt:

$q \cdot 10^{-10}$	$\beta$	$\psi(\beta)$	$\epsilon/\mu$	$q \cdot 10^{-10}$	$\beta$	$\psi(\beta)$	$\epsilon/\mu$
3	1	$\infty$	0	1,5	0,5	1,493	1,70
				1,2	0,4	1,430	1,77
2,95	0,98	3,74	0,678	0,9	0,3	1,384	1,83
2,88	0,96	3,14	0,807	0,75	0,25	1,368	1,85
2,7	0,9	2,42	1,06	0,6	0,20	1,355	1,87
2,4	0,8	1,95	1,30	0,45	0,15	1,347	1,88
2,1	0,7	1,727	1,46	0,3	0,10	1,339	1,89
1,8	0,6	1,586	1,60	0	0	1,333	1,90

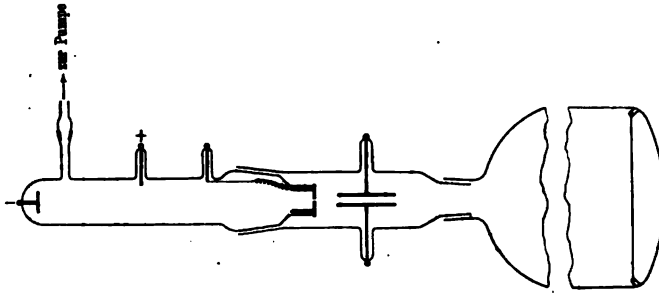
Die  $\frac{\epsilon}{\mu}$  der letzten Kolumne sind unter der Annahme von  $\frac{\epsilon}{\mu} = 1,87$  für  $q = 0,6 \cdot 10^{10}$  cm/sec. und  $\frac{\epsilon}{\mu} \psi(\beta) = \text{const.}$  berechnet.

Bisher untersucht sind Kathodenstrahlen im Bereich von  $q = 0,4$  bis etwa  $0,7$ . Wie aus der Tabelle ersichtlich, ist in diesem Intervall  $\frac{\epsilon}{\mu}$  nur um einen Betrag sich verändernd, welcher als innerhalb der Beobachtungsfehler bei den  $\frac{\epsilon}{\mu}$ -Bestimmungen liegend anzusehen ist. Und in der Tat ist  $\frac{\epsilon}{\mu}$  auch als Konstante angesehen worden. Bei den im folgenden mitgeteilten Messungen habe ich mich bemüht, relative  $\frac{\epsilon}{\mu}$ -Bestimmungen bis zu möglichst hohen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten auszuführen. Dies ist mir aber nur in recht beschränktem Maße gelungen. Oberhalb  $q = 1,17$ , und des dabei beobachteten Entladungspotentials von

38000 Volt verloren die Entladungen ihren kontinuierlichen Charakter und wurden so unruhig, daß präzise Bestimmungen nicht mehr möglich waren.

3. Experimentelles. Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen hohen Entladungspotentials wurde eine zwanzigplattige eingebaute Influenzmaschine von O. LEUNER verwendet.  $\frac{\epsilon}{\mu}$  wurde durch Messung der elektrischen und magnetischen Ablenkung bestimmt.

Das Entladungsrohr (siehe Figur) war eine von GEISSLER in Bonn angefertigte BRAUNSCHE Röhre, deren Glimmerschirm von 8,5 cm Durchmesser zwei aufeinander senkrechte, an der Teil-



maschine hergestellte Millimeterteilungen besaß. Durch zwei Schlitze war der Rohrteil, welcher den Kondensator für die elektrische Ablenkung enthielt, drehbar, so daß derselbe leicht so orientiert werden konnte, daß die Ablenkung längs einer der Skalen erfolgte. Das Diaphragma, aus einer durchbohrten dünnwandigen Messingkapsel bestehend, welche in den Rohrteil, in dem die Entladung stattfand, gesteckt wurde, hatte eine Öffnung von 1 mm, bei einigen Messungen auch 0,5 mm Durchmesser. Kathodenstrahlen erzeugten durch dasselbe auf dem Schirm einen bei jeder Ablenkung scharfen Fleck. Die Rohrdimensionen waren folgende:

Abstand Kathode-Diaphragma . . . . .	30 cm
„ Diaphragma-Schirm . . . . .	42 „
„ Schirm-zugewandtes Ende des Kondensators . . . . .	37 „
Kondensatorlänge . . . . .	3 „
Kondensatorbreite . . . . .	2,5 „
Abstand der Platten . . . . .	0,8 „

Die aus der Figur ersichtliche Anordnung des Schiffs, welche ich bereits früher verwendet habe, bewährt sich sehr gut. Es ist dabei vermieden, daß Fett sich im Entladungsraum befindet oder von Kathodenstrahlen getroffen wird. Zur Erzielung konstanten Vakuums ist dies erforderlich. Die Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes waren die seinerzeit von Herrn S. SIMON<sup>1)</sup> benutzten und waren so angeordnet, daß die magnetische Ablenkung senkrecht zur elektrischen erfolgte. Beide Ablenkungen wurden unmittelbar hintereinander bestimmt, und zwar in ihrem doppelten Betrage durch Stromkommutieren bzw. Austauschen der Kondensatorplatten. Der eine Pol der spannungsliefernden Akkumulatoren-batterie (zwei, manchmal vier Kästen à 68 Zellen) war dabei ständig, von den Kondensatorplatten abwechselnd die eine oder die andere zur Erde geleitet. Die Spannung jedes Kastens wurde gemessen, indem man sie mit Galvanometer und großem Widerstand mit der Spannung einer Starkstromakkumulatorenbatterie verglich, welche letztere mit einem SIEMENSschen Präzisionsvoltmeter ermittelt wurde.

4. Methode der relativen Geschwindigkeits- und  $\frac{\epsilon}{\mu}$ -Bestimmung. Ist  $l$  die Länge des Kondensators,  $D$  der Abstand des Schirmes von der ihm zugewendeten Kondensatorseite,  $d$  Distanz,  $V$  die Potentialdifferenz der Kondensatorplatten, so ist die elektrische Ablenkung gegeben durch die Formel:

$$y = \frac{\epsilon}{\mu q^2} \frac{V}{d} \cdot \left( \frac{l^2}{2} + lD \right).$$

Hierbei ist das elektrische Feld als homogen und nur zwischen den Platten befindlich angenommen. Ist dies nicht der Fall, so bleibt doch jedenfalls für alle Strahlgeschwindigkeiten die Ablenkung proportional der Größe  $\frac{\epsilon}{\mu q^2}$ . Daß sie auch für einen bestimmten Strahl proportional der Potentialdifferenz  $V$  ist, wurde für Ablenkungen bis an den Schirmrand durch den Versuch geprüft. Ist  $A$  eine Konstante, so kann man daher die elektrische Ablenkung gleich setzen:

<sup>1)</sup> S. SIMON, Wied. Ann. 69, 589, 1899.

$$y = A \cdot \frac{\varepsilon}{\mu q^2} \cdot V.$$

Die magnetische Ablenkung  $z$ , welche durch Kontrollversuche auch als völlig proportional der magnetischen Feldstärke, d. h. dem Spulenstrom  $J$  gefunden wurde, ist proportional  $\frac{\varepsilon}{\mu q}$ . Sie ist daher, wenn  $B$  eine andere Konstante bedeutet:

$$z = B \cdot \frac{\varepsilon}{\mu q} \cdot J.$$

Unmittelbar aufeinanderfolgende Bestimmung beider Ablenkungen ergibt daher die Quotienten:

$$\frac{z}{y} = \frac{B J}{A V} \cdot q$$

$$\frac{z^2}{y} = \frac{B^2 J^2}{A V} \cdot \frac{\varepsilon}{\mu}$$

als Größen, welche bei konstant gehaltenem elektrischem und magnetischem Felde der Strahlgeschwindigkeit  $q$ , bzw. der Größe  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  proportional sind.

Eine Änderung von  $\frac{\varepsilon}{\mu}$  muß sich also in einer gleichprozentigen Änderung des Quotienten  $\frac{z^2}{y}$  kenntlich machen.

5. Versuchsergebnisse. Die folgenden beiden Tabellen sind zwei aus einer größeren Reihe von Beobachtungsserien herausgegriffene. Die Beobachtungen sind angestellt, während fort-dauernd mit einer KAHLBAUMSchen Pumpe langsam evakuiert wurde. Die Feststellung zweier zusammengehöriger Werte von  $y$  und  $z$  erfolgte mittels bequemer Kontaktanordnungen so schnell, daß eine Änderung in den Entladungsverhältnissen inzwischen nicht eintrat. Die Messungen der letzten Horizontalreihe bei wieder niedrigem Entladungspotential sind zur Kontrolle ausgeführt, nachdem das Rohr von der Pumpe abgesperrt und durch längeres Hindurchfließen des kräftigen Entladungsstromes wieder der Druck im Rohr etwas gestiegen war. Die erste Vertikalreihe zeigt das beobachtete Entladungspotential, es folgen  $z$  und  $y, \frac{z}{y}$ ,

$\frac{z^2}{y}$ .  $z$  ist die magnetische Ablenkung bei einem Spulenstrom von 3 Amp.,  $y$  die elektrische Ablenkung bei 265 bzw. 279 Volt Potentialdifferenz. Die sechste Kolumne gibt die Werte für  $\frac{\epsilon}{\mu}$ , berechnet mit Hilfe von  $\frac{z^2}{y}$  unter Annahme des von S. SIMON gefundenen Wertes 1,87 für die Geschwindigkeit  $q = 0,6 \cdot 10^{10}$  cm (Entladungspotential etwa 9500 Volt).

In der siebenten Vertikalreihe sind die Geschwindigkeitswerte angegeben, berechnet aus der Proportionalität mit dem Quotienten  $\frac{z}{y}$ , indem für 9300 Volt (in Tabelle II 9500 Volt) Entladungspotential  $q = 0,6 \cdot 10^{10}$  gesetzt wurde. Die letzten drei Vertikalreihen zeigen den Vergleich der Resultate mit der ABRAHAMSCHEM Theorie, erst die aus  $q$  berechneten Größen  $\beta$  und  $\psi(\beta)$  und endlich die Werte von  $\frac{\epsilon}{\mu}$ , wie sie sich unter Annahme der Beziehung  $\frac{\epsilon}{\mu} \psi(\beta) = \text{const.} = \left[ \frac{\epsilon}{\mu} \psi(\beta) \right]_{\beta=0,2} = 1,87 \cdot 1,355 = 0,253$  ergeben (vgl. Tabelle auf S. 243).

I. ( $J = 3$  Amp.,  $V = 265$  Volt.)

Beob. Entladepot. Volt	$z$	$y$	$\frac{z}{y}$	$\frac{z^2}{y}$	$\frac{\epsilon}{\mu} 10^{-7}$	$q \cdot 10^{-10}$	$\beta$	$\psi(\beta)$	$\frac{\epsilon}{\mu} 10^{-7}$ Ber.
5 800	34	35,5	0,96	32,6	1,91	0,48	0,16	1,349	1,88
6 500	32	32	1	32,0	1,87	0,50	0,17	1,350	1,88
9 300	26,5	22	1,20	32,0	1,87	0,60	0,20	1,355	1,87
10 000	25,5	20	1,275	32,5	1,90	0,63	0,21	1,358	1,87
15 000	20,5	13*	1,58	32,4	1,89	0,79	0,26	1,368	1,85
17 000	19,5*	12*	1,63	31,8	1,86	0,81	0,27	1,374	1,84
26 500	16*	8,25*	1,94	31,2	1,82	0,97	0,32	1,393	1,82
36 000	13,5*	6,0*	2,25	30,4	1,78	1,12	0,37	1,416	1,79
6 000	34	36	0,95	32,0	1,87	0,47	0,16	1,349	1,88

\* Siehe Anmerkung auf folgender Seite.

II. ( $J = 3$  Amp.  $V = 279$  Volt.)

Beob. Entladepot. Volt.	$z$	$y$	$\frac{z}{y}$	$\frac{z^2}{y}$	$\frac{\epsilon}{\mu} 10^{-7}$	$q \cdot 10^{-10}$	$\beta$	$\psi(\beta)$	$\frac{\epsilon}{\mu} 10^{-7}$ ber.
7 400	33	31,5	1,05	34,5	1,85	0,52	0,17	1,350	1,88
8 300	31	27,5	1,13	35,0	1,88	0,56	0,19	1,354	1,87
9 500	29	24	1,21	34,9	1,87	0,60	0,20	1,355	1,87
12 000	26	19,3	1,35	35,0	1,88	0,67	0,22	1,360	1,86
21 000	19,5	11,2*	1,74	34,0	1,82	0,86	0,29	1,380	1,83
24 000	18,5*	10,2*	1,81	33,6	1,80	0,90	0,30	1,384	1,83
30 000	16,2*	8,0*	2,02	32,9	1,76	1,00	0,33	1,400	1,81
36 000	14,5*	6,5*	2,23	32,5	1,74	1,10	0,37	1,416	1,79
38 000	14,0*	6,0*	2,33	32,8	1,75	1,15	0,38	1,421	1,78
8 400	31	27,5	1,13	35,0	1,88	0,56	0,19	1,354	1,87

Die mit \* bezeichneten  $y$  sind aus der mit doppelter Spannung beobachteten doppelten Ablenkung durch Division mit 2 erhalten; ebenso die mit \* bezeichneten  $z$  aus angenähert doppelten mit größerem Spulenstrom beobachteten Ablenkungen durch Reduktion auf den Spulenstrom 3 Amp. Die durchweg etwas größeren magnetischen Ablenkungen in Tabelle II trotz gleichen Spulenstroms erklären sich durch etwas andere Lage der Spulen.

Die Tabellen zeigen, daß in dem bisher untersuchten Intervall bis etwa 15000 Volt Entladungspotential  $\frac{\epsilon}{\mu}$  keine beobachtbare Änderung aufweist. Bei dem höchsten Entladungspotential, bei welchem noch gute Beobachtungen möglich waren, ist  $\frac{\epsilon}{\mu}$  dagegen bereits um etwa 5 Proz. kleiner. Es ist dies eine Änderung, welche der ABRAHAM'Schen Formel und der Annahme rein elektrodynamischer Masse der Elektronen entspricht.

6. Fehlergröße. Die Genauigkeit der Resultate läßt sich, da jede Ablenkung sehr oft gemessen und der Mittelwert genommen wurde, nicht recht angeben. Die Ablesungsgenauigkeit betrug bei beiden Ablenkungsarten etwa  $\frac{1}{4}$  Skalenteil;

bei einer Ablenkung von 25 mm also 1 Proz. Das Quadrat der Ablenkung ist daher auf 2 Proz. bestimmt; im Quotienten  $\frac{z^2}{y}$  ist daher bei 25 mm ungefähre Größe der Ablenkungen durch Ablesefehler im ungünstigsten Fall 3 Proz. Fehler möglich. Durch Multiplikation der Beobachtungen wird dieser Fehler viel geringer. Ungleichartigkeiten im Fluoreszenzschirm, z. B. verschiedene Dicke des aufgetragenen wolframsauren Kalkes, machen an einigen Stellen die Ablesung um ein unbedeutendes ungenauer. Bei hohen Verdünnungen tritt leicht ein geringes Hinundherwandern des Fleckes ein, welches bis zu einem halben Skalenteil betragen kann. Es ist dies durch Ungleichartigkeiten in der Entladung verursacht. In solchen Fällen gemachte Ablesungen wurden nie zur Berechnung benutzt, sondern nur ganz einwandfreie, bei welchen der Fluoreszenzfleck absolut still stand. Wenn ich den Fehler in der relativen  $\frac{\varepsilon}{\mu}$ -Bestimmung auf 2 Proz. veranschlage, so ist dies eher zu hoch als zu tief gegriffen. Die Zahlen der Tabellen zeigen auch etwa diese Ungenauigkeit.

---

Von allergrößtem Interesse wäre es, die Untersuchung auf höhere Entladungspotentiale auszudehnen. Trotz vieler Bemühungen mit verschieden geformten Entladungsröhren (Kathoden, Elektrodenabstände und Rohrweiten verschiedenster Größe) ist es mir indessen nicht gelungen, bei höheren Potentialen als den angegebenen kontinuierliche Entladungen zu erhalten. Bei etwa 40000 Volt fing unter allen Verhältnissen die Entladung zu flimmern an. Dies erfolgt schon viel eher, falls nicht sorgfältig Spitzenausströmungen aus der Spannungsleitung, am besten durch Umgeben derselben mit Glasrohr oder Gummischlauch, vermieden werden.

Diskontinuierliche Entladungen sind für Messungen nicht brauchbar, weil wegen des oszillatorischen Charakters derselben keine Erdleitung ihren Zweck, den geerdeten Leiter auf Potential Null zu halten, erfüllt; selbst wenn die Erdleitung aus breitem Kupferband, welches an die Wasserleitung gelegt ist, besteht kann man doch aus ihr kleine Fünkchen ziehen. Da die für



elektrostatische Ablenkung benutzten Spannungen nur 200 bis 300 Volt betragen, so ist ersichtlich, wie derartige Ladungen störend wirken müssen. Wegen eben dieser Störungen ist es mir auch nicht gelungen, Induktor- oder Teslaentladungen mit Erfolg für die Versuche anzuwenden, mit deren Hilfe man ja leicht zu sehr hohen Entladungspotentialen gelangen kann.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

***Bemerkungen zu den Vorschlägen des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen;  
von F. Neesen.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 234.)

Etwa vor einem Jahre konnte ich der Gesellschaft Vorschläge mitteilen, welche von einer Kommission des Elektrotechnischen Vereins für einheitliche Bezeichnungen gemacht wurden <sup>1)</sup>. Inzwischen sind nun auch die auf der Naturforscherversammlung in Karlsbad von unserem wissenschaftlichen Ausschusse empfohlenen Benennungen und Leitsätze erschienen, so daß diese wichtige Frage einigermassen in Fluß gekommen ist.

Auf die von elektrotechnischer Seite gemachten Anregungen ist eine große Zahl von Äußerungen eingegangen, deren Zusammenstellung sich in Bearbeitung befindet. Fast durchweg erklären sich diese (herrührend von Einzelpersonen und Korporationen) einstimmig mit dem Bestreben, die Bezeichnungen zu regeln, einverstanden, so daß trotz der vielen Abweichungen in Einzelheiten die Hoffnung Berechtigung hat, daß ein positives Resultat erzielt wird.

Ich halte es für sehr zweckmäßig, daß zunächst von verschiedenen Seiten getrennt die Frage angefaßt wird und bestimmte Vorschläge gemacht sind. Später, wenn erst eine Klärung der Ansichten unter den engeren Fachgenossen eingetreten ist, wird es allerdings nach meiner Auffassung nicht allein zweckmäßig, sondern sogar notwendig sein, in gemeinsamer Beratung alle verwandten Kreise zu vereinen.

Die beiden vorliegenden neueren Vorschläge stimmen in vielen Einzelheiten überein; allerdings scheint ein prinzipieller Gegensatz darin zu bestehen, daß die Vorschläge des elektrotechnischen Ausschusses von bestimmten Grundgedanken ausgehen,

<sup>1)</sup> Diese Verhandl. 5, 68, 1903.

während in den Erläuterungen zu den Karlsbader Vorschlägen systematische Festsetzungen abgelehnt werden. Indessen dürfte dieser Punkt keine großen Schwierigkeiten bei Erzielung einer Verständigung ergeben, da von elektrotechnischer Seite wohl kaum auf einer strikten Durchführung der systematischen Benennung bestanden wird und andererseits zugegeben werden kann, daß die Aufstellung bestimmter Gesichtspunkte, nach denen in der Hauptsache verfahren werden soll, nur Nutzen gewähren kann. Es findet sich im Leitsatz Nr. 10 der Karlsbader Vorschläge selbst ein solcher allgemeiner Gesichtspunkt.

Bei den Abwägungen der Gründe für und wider eine Bezeichnung macht vor allem Schwierigkeit die Feststellung dessen, wofür der bisherige Gebrauch spricht. Es ist ja ein durchaus berechtigter Standpunkt, an dem, was im langjährigen Gebrauch geheiligt ist, nicht zu rütteln, und so wird auch in der Mehrzahl der Äußerungen zu elektrotechnischen Vorschlägen gefordert, daß die bisher in der Technik gebräuchlichen Bezeichnungen unter allen Umständen beibehalten werden müssen. Da ist nun eine Zusammenstellung sehr lehrreich, welche vom Verein Deutscher Ingenieure veranlaßt ist. Für etwa 200 Größen sind die in den gebräuchlichsten Lehrbüchern der technischen Mechanik benutzten Bezeichnungen aufgesucht. Bei etwa sechs, wie Wirkungsgrad, Erdbeschleunigung, Geschwindigkeit, ergab sich Übereinstimmung, bei den übrigen, darunter die Begriffe Kraft und Arbeit, herrscht die größte Mannigfaltigkeit. Wie soll nun hier entschieden werden, was althergebrachter Gebrauch ist!

Ich darf vielleicht noch aus den erwähnten Äußerungen hervorheben, daß sich darin ziemlich häufig eine merkwürdige Abneigung gegen den Gebrauch unserer deutschen Buchstaben ausspricht, und zwar mit der Begründung, daß die Benutzung derselben eine internationale Verständigung ausschließe. Diesen Grund halte ich nicht für stichhaltig. Denn schon jetzt verwenden ausländische Autoren, z. B. Duhem, deutsche Zeichen. Die Kenntnis derselben können wir doch mindestens mit demselben Recht voraussetzen, wie die der griechischen Buchstaben, namentlich in Anbetracht der Bestrebungen, das Griechische mehr und mehr aus dem Unterrichte zu entfernen.

Weitere Einwendungen, für welche internationale Erwägungen

maßgebend sind, beziehen sich auf die Beibehaltung von  $w$  für Widerstand. Hiermit komme ich auch auf Einzelheiten der Karlsbader Beschlüsse. Bekanntlich wird meistens in ausländischen Veröffentlichungen hierfür  $r$  gesetzt. Ich habe den Eindruck, als wenn man in Bezug auf diesen Punkt schließlich nachgeben könnte, um eine allgemeinere Regelung zu ermöglichen. doch halte ich es zunächst für besser, an unserem  $w$  festzuhalten. Anders für die Bezeichnung der Fläche und Geschwindigkeit, für welche die Vorschläge  $f$  resp.  $u$ ,  $q$  allerdings erst in Liste II setzen.

Nimmt man für Fläche, entsprechend einem in der Technik und im Auslande meist gepflogenen Gebrauch, das Zeichen  $S$ , so wird das Zeichen  $f$  wieder frei für Kraft, was ich dem Gebrauch von  $F$  vorziehen möchte, da für die Kraft auf die Flächeneinheit auch ein kleiner Buchstabe ( $p$ ) gewählt ist und weiter die Kraft meistens mit Größen in Verbindung gebracht wird, die mit kleinen Buchstaben bezeichnet werden.

Der Buchstabe  $v$  ist von Alters her für Geschwindigkeit benutzt, nach Liste I soll er für Volumen gelten; indessen kann  $V$  hierfür ebensogut gesetzt werden.

Ich vermisse in den Karlsbader Beschlüssen eine Wahl für die Fundamentalgröße, Beschleunigung; soweit ich übersehe, wird dafür meistens  $c$  gesetzt.

Nicht glücklich erscheint mir die Festlegung des Wortes Schwingungszahl nach Nr. 18. Bisher wurde wohl allgemein unter Schwingungszahl die Zahl der Schwingungen in einer Sekunde und nicht in  $2\pi$  Sekunden verstanden. Ich glaube nicht, daß man sich im Gegensatz hierzu daran gewöhnen wird, die Schwingungszahl eines Tones, bei welchem der Ton 100 Schwingungen in der Sekunde macht, mit einer inkommensurablen Größe 15,92 zu bezeichnen. Was nach Nr. 18 bezeichnet werden soll, würde zweckmäßiger Periodenzahl genannt werden.

In Bezug auf den Begriff Temperatur scheinen die Karlsbader Vorschläge der Festsetzung eines Zeichens für die gewöhnliche Temperatur aus dem Wege gegangen zu sein wegen der Kollision mit dem Zeitzeichen. Der letztere Umstand spricht meines Erachtens sehr für Annahme der viel in englischen Werken benutzten Benennungen  $\phi$  und  $\theta$ , wenn man nicht daran denkt, überhaupt

allgemein an Stelle der gewöhnlichen Celsius-Skala die absolute einzuführen.

Von den im Abschnitt III gegebenen Leitsätzen bedaure ich den dritten. Es ist ja ein alter Streit um das Wort Gewicht. Die Entscheidung zu Gunsten: „Gewicht als Kraft“ wird wohl mit Rücksicht auf den Gebrauch in der Technik gefallen sein. Der Technik gegenüber stehen aber andere, für den Physiker ebenso wichtige und umfassendere Gebiete. Da ist vor allem die Chemie und das tägliche Leben. Bekanntlich steht auch die gesetzliche Bestimmung in unserem Maß- und Gewichtsgesetz dieser Benutzung des Wortes Gewicht entgegen. Wir müßten also erwarten, daß, um die jetzt vorkommenden Konfusionen aufhören zu lassen, der Chemiker nicht mehr von Gewichten spricht und Gewichtsmengen ermittelt, da ebenso das tägliche Leben beim Tausch von Waren nur nach Massen rechnet, nicht nach Gewichten, schließlich die gesetzlichen Bestimmungen geändert werden. Ich glaube nicht, daß dieses zu erreichen ist, wenigstens nicht, solange wir das Instrument zur Bestimmung der Masse Wage nennen. Was mit der Wage bestimmt wird, wird man auch fernerhin Gewicht nennen.

Sehr lehrreich ist für mich in Bezug auf diesen Punkt eine wiederholte Erfahrung, die ich bei praktischen Übungen über das Trägheitsmoment gemacht habe. Auf Grund der Festsetzung: Masse ist Gewicht durch Erdbeschleunigung wurden bei Ermittlung des Trägheitsmomentes fast durchweg die mit der Wage ermittelten Massen erst mit  $g$  dividiert in Rechnung gestellt.

Mir scheint es das beste, das Wort Gewicht überhaupt nicht in physikalischen Veröffentlichungen zu gebrauchen. Wir haben doch für das, was nach Satz 3 bezeichnet werden soll, ein vollkommen erschöpfendes Wort in „Schwere“. Mit dieser Bezeichnung vermeidet man wenigstens einen Widerspruch mit einem nicht auszumerzenden Gebrauche.

---

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

———— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ————

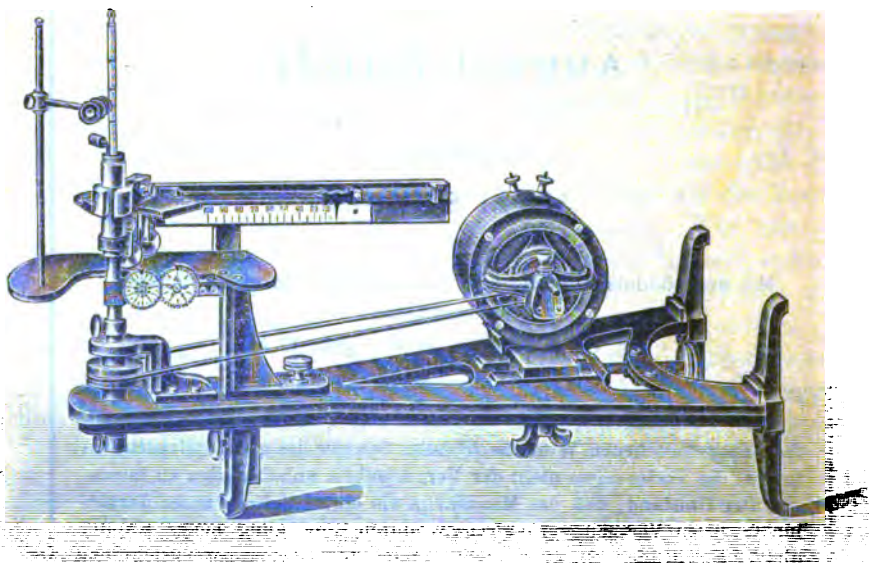
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Dreisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 14

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*



# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
A. Wehnelt, Über Kathodenstrahlen an glühenden Kathoden. (Vorläufige Mitteilung) . . . . .	255
A. Wehnelt, Über eine Röntgenröhre mit veränderlichem Härte- grad . . . . .	259
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der     Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	225
II. Akustik . . . . .	227
III. Physikalische Chemie . . . . .	228
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	231
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	234
VI. Wärme . . . . .	237
VII. Kosmische Physik . . . . .	239

## Ankündigung.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ hatten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

# Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

30. Juli 1908.

Nr. 14.

---

## *Über Kathodenstrahlen an glühenden Kathoden; von A. Wehnelt.*

(Vorläufige Mitteilung.)

Gelegentlich von Untersuchungen über das Leuchten sehr heißer Gase hatte Herr Professor E. WIEDEMANN gefunden, daß von hellglühenden Kathoden bei sehr kleinen Potentialdifferenzen helle blaue Kathodenstrahlen ausgehen, so daß also sehr heiße Gase eine Lichtemission besitzen.

Diese eigenartigen Kathodenstrahlen traten meist nur an einem, selten an zwei oder mehr Punkten eines hellglühenden Platin- oder Platiniridiumdrahtes als ganz feiner, dünner, scharf begrenzter Strahl auf, der auf Strecken von mehreren Zentimetern Länge zu sehen war und bei tiefen Drucken dort, wo er die Glaswand traf, helle Fluoreszenz erregte. Die Ausgangsstelle der Strahlen schien in nichts von der übrigen Oberfläche des Drahtes verschieden zu sein. Je tiefer der Druck, desto glänzender waren die Strahlen; sie erwiesen sich als magnetisch leicht ablenkbar; ihre Geschwindigkeit konnte daher nicht sehr groß sein. Das Eigentümlichste an ihnen war, daß sie trotz eines sehr niedrigen Kathodenfalls eine sehr große Helligkeit besaßen.

Einer eingehenderen Untersuchung schienen diese Strahlen leider nicht zugänglich, da sie nicht an jedem Platindraht auftraten und auch dann nach kurzer Zeit wieder verschwanden.

Ich habe nun die Bedingungen für das Auftreten dieser Strahlen untersucht und gefunden, daß sie sich unter geeigneten Versuchsbedingungen stets wieder gewinnen lassen.

Während bisher nur unter Anwendung hoher Potentialdifferenzen der Messung zugängliche sichtbare Kathodenstrahlen erzeugt werden konnten, sich die Messung der Geschwindigkeit, des Verhältnisses von Ladung der Masse und der Energie also nur auf Strahlen von relativ großen Geschwindigkeiten erstreckte, so boten die Strahlen an hellglühenden Kathoden eine Gelegenheit, unsere Kenntnis der eben angegebenen Größen bis zu sehr kleinen Kathodenstrahlgeschwindigkeiten zu erweitern.

Ich habe nun Messungen der Geschwindigkeit und des Verhältnisses von Ladung zur Masse für die neuen Kathodenstrahlen angestellt und gebe hier kurz die bisher erhaltenen Resultate:

1. Die magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen wächst
  - a) bei konstanter Temperatur der Kathode mit steigendem Druck;
  - b) bei konstantem Druck mit steigender Temperatur der Kathode.
2. Die Kathodenstrahlen treten auf bei Rotglut und hören bei Weißglut auf, als scharf begrenztes Bündel zu existieren.
3. Mit Zunahme der Temperatur sinkt der Kathodenfall von einigen hundert Volt bis auf einige Volt herab. (Bei nur 5 Volt Kathodenfall ist noch ein ziemlich scharf begrenztes kurzes Strahlenbündel sichtbar.)
4. Das Verhältnis von Ladung zur Masse, bestimmt aus Messungen des Kathodenfalles und der magnetischen Ablenkbarkeit, ist von derselben Größenordnung, wie bei den durch hohe Potentiale erzeugten Kathodenstrahlen. Die Geschwindigkeiten sind, wie zu erwarten war, sehr klein.

Folgende Tabelle gibt für nahezu konstanten Druck die für verschiedene Potentialdifferenzen ( $V$  = Kathodenfall) ge-

messenen Geschwindigkeiten ( $v$ ) und das Verhältnis von Ladung zur Masse ( $\frac{\epsilon}{\mu}$ ):

Druck in mm Hg	Kathodenfall ( $V$ ) in Volt	Geschwindig- keit ( $v$ ) in ccm	$\frac{\epsilon}{\mu}$	Bemerkungen über die Temperatur
0,028	8,5	0.016 · 10 <sup>10</sup>	1,4 · 10 <sup>7</sup>	Helle Weißglut
0,022	30,0	0,020	1,34	Temperatur langsam abnehmend bis zur Rotglut
0,023	85,0	0,056	1,81	
0,027	161,0	0,068	1,37	
0,025	171,0	0,070	1,42	
0,020	192,0	0,075	1,45	
0,022	242,0	0,082	1,37	
0,020	342,0	0,107	1,67	

Die Werte von  $\frac{\epsilon}{\mu}$  liegen zwischen dem Werte von S. SIMON <sup>1)</sup> ( $\frac{\epsilon}{\mu} = 1,865 \cdot 10^7$ ) und denen von LENARD <sup>2)</sup> ( $\frac{\epsilon}{\mu} = 1,16 \cdot 10^7$ ). Die Werte sind nur als vorläufige, erhalten aus wenigen orientierenden Messungen, zu betrachten.

Während PH. LENARD <sup>3)</sup> bei Strahlen, deren Geschwindigkeit noch höher gewesen ist, als die der obigen, keine Phosphoreszenz und eine ziemlich starke Diffusion beobachtete, ist hier die erstere sehr groß, die letztere klein. Es beruht dies wohl darauf, daß die Intensität der Strahlen, gemessen durch die pro Sekunde durch den Querschnitt bewegte Elektrizitätsmenge, bei meinen Versuchen viel größer ist.

Das Auftreten der Strahlen bei den hohen Temperaturen erklärt sich vielleicht aus den von O. W. RICHARDSON <sup>4)</sup> entwickelten

<sup>1)</sup> S. SIMON, Wied. Ann. 69, 589, 1899.

<sup>2)</sup> PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 2, 368, 1900.

<sup>3)</sup> l. c.

<sup>4)</sup> O. W. RICHARDSON, Cambridge Proc. (2) 11, 286—295, 1902 (Referat Beibl. 26, 801, 1902).

Anschauungen zusammen mit der Tatsache, daß die von der glühenden Kathode selbst ausgehenden ultravioletten Strahlen die Erscheinung bedingen. Der sehr kleine Kathodenfall beruht wohl auf der Ionisierung durch die Kathodenstrahlen selbst.

Mit der weiteren Untersuchung der neuen Strahlen bin ich beschäftigt und werde später darüber eingehender berichten.

Erlangen, Physik. Institut der Univ., Juli 1903.

---

**Über eine Röntgenröhre  
mit veränderlichem Härtegrad<sup>1)</sup>;  
von A. Wehnelt.**

Den Härtegrad einer Röntgenröhre beurteilt man gewöhnlich nach der Größe des Entladungspotentiales, wobei man dasselbe in Ermangelung absoluter Werte durch die Funkenlänge zwischen einer Spitze als positivem und einer Platte als negativem Pol ausdrückt.

In einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> habe ich gezeigt, daß das Entladungspotential eines Entladungsrohres nicht nur vom Drucke und dem Abstände der Elektrode, sondern auch in hohem Maße von der Lage der Kathode in bezug auf die Glaswände des Rohres abhängt.

Befindet sich z. B. eine Kathode *K* (Fig. 1 a) das eine Mal frei in einem kugelförmigen Entladungsrohr, das andere Mal unter sonst gleichen Bedingungen in einem sie eng umschließenden Glasrohr *R* (Fig. 1 b), so ist im zweiten Falle das Entladungspotential wesentlich höher.

Ordnet man das Glasrohr mechanisch verschiebbar an, so ist man imstande, das Entladungspotential einer solchen Röhre ohne Änderung des Vakuums innerhalb weiter Grenzen zu verändern.

Diese Tatsache hat auf meine Anregung Herr Ingenieur E. BERGER für die Regulierung des Härtegrades von Röntgenröhren verwendet.

Fig. 2 zeigt das von ihm konstruierte Röntgenrohr<sup>3)</sup>. Dasselbe unterscheidet sich von den bekannten Röhren durch die

Fig. 1.

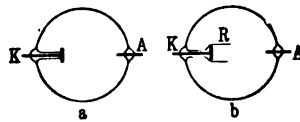
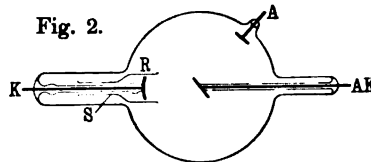


Fig. 2.



<sup>1)</sup> Auszug aus einer demnächst erscheinenden ausführlichen Mitteilung.

<sup>2)</sup> A. WEHNELT, Wied. Ann. 65, 520 u. 535, 1898.

<sup>3)</sup> Das Rohr wird von der Firma REINIGER, GEBBERT u. SCHALL, Erlangen, in den Handel gebracht.

Anbringung eines über die Kathode schiebbaren Rohres  $R$ . Der Durchmesser von  $R$  ist nur wenig größer als der der Kathode. Nach hinten läuft dasselbe in ein engeres Rohr  $S$  aus, welches auf dem den Kathodenstiel umhüllenden Glasrohr gleitet.

Durch Neigen des Rohres und sanftes Klopfen an dem Kathodenhals läßt sich das Rohr  $R$  vor- und rückwärts bewegen, so daß die Kathode entweder ganz frei oder mehr oder weniger vom Rohr bedeckt ist.

Die zum Betriebe des Rohres notwendige Funkenlänge kann mit Hilfe dieser einfachen Vorrichtung je nach dem Evakuationsgrade um das doppelte bis achtfache geändert werden. Ein und dasselbe Rohr kann daher ohne Änderung des Vakuums zur Durchleuchtung dünner wie auch dicker Körperteile verwendet werden.

Erlangen, Physik. Institut, Juli 1903.

---

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —



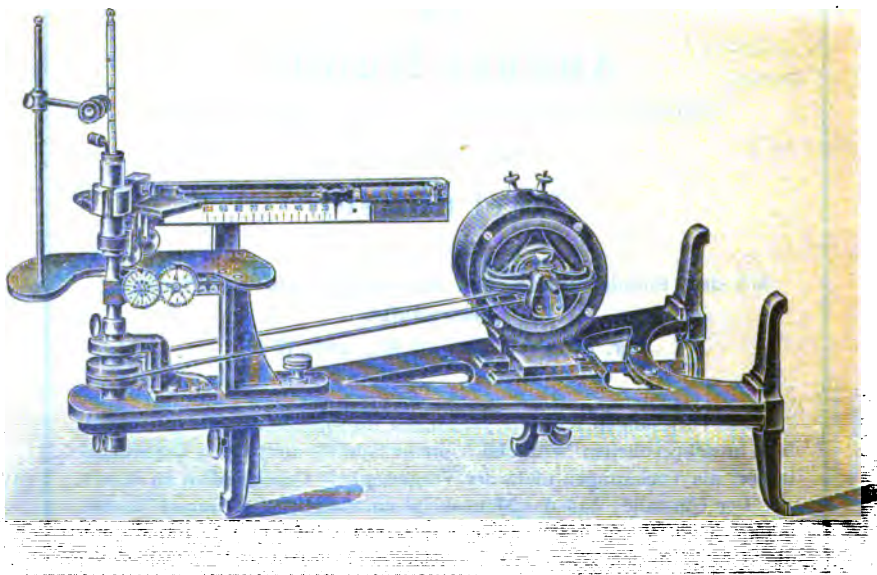
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmachine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 15

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# I n h a l t.

	Seite
<b>I. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
F. Kohlrausch, Beobachtungen an Becquerelstrahlen und Wasser. (Mitgeteilt in der Sitzung vom 8. Mai 1903.) . . .	261
E. Gehrcke, Über die Elektrolyse der Schwefelsäure bei großer Stromdichte. (Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)	263
Sur les oscillographes. Aus einem Briefe des Herrn Prof. A. Blondel in Paris an die Redaktion . . . . .	267
A. Wehnelt, Bemerkung zur Mitteilung des Herrn Prof. A. Blondel „Sur les oscillographes“ . . . . .	268
<b>II. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	245
II. Akustik . . . . .	248
III. Physikalische Chemie . . . . .	248
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	251
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	255
VI. Wärme . . . . .	257
VII. Kosmische Physik . . . . .	259

## A n k ü n d i g u n g.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluß an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

# Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

---

5. Jahrg.

15. August 1908.

Nr. 15.

---

## *Beobachtungen an Becquerelstrahlen und Wasser; von F. Kohlrausch.*

(Mitgeteilt in der Sitzung vom 8. Mai 1903.)

(Vgl. oben S. 186.)

Herr RUBENS veranlaßte diese Beobachtungen, zu denen ein dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule gehörendes Präparat diente.

Ein Gemisch von etwa  $\frac{1}{2}$  g Radiumbromid mit 2 g Baryumbromid in einer flachen Kapsel war mit einem 0,1 mm dicken Aluminiumblech bedeckt; die Strahlen durchsetzten die etwa 18 mm dicke Wasserschicht eines Widerstandsfläschchens von gebräuchlicher Form aus Jenaer Thermometerglas 16 mit eingeschliffenem Thermometer. Die Wanddicke betrug etwa 1 mm. Die Platinelektroden waren blank. Das Fläschchen hatte seit seiner Herstellung zwei Jahre lang mit Wasser gestanden; es war zu dem Versuch mit etwa 25 ccm destillierten Wassers vollständig gefüllt worden.

Plötzliche Wirkungen der Bestrahlung zeigten sich nicht.

Fortgesetzte Einwirkung ließ aber vermöge sorgfältiger Bestimmung des zeitlichen Ganges, den das Leitvermögen alternierend ohne und mit Bestrahlung zeigte, unzweifelhaft erkennen, daß im letzteren Falle das Wachstum vermehrt war. Von dem Ausgangs-

werte  $1,1 \cdot 10^{-6}$  wuchs in je zwei Tagen das bei  $16,00^\circ$  gemessene Leitvermögen:

bestrahlt um	+ 0,0265	0,0160	0,0138	$0,0118 \cdot 10^{-6}$
nicht bestrahlt um	+ 0,0069	0,0033		$0,0028 \cdot 10^{-6}$

Das bei der Bestrahlung sich ergebende Mehr beträgt durchschnittlich etwa  $+0,01 \cdot 10^{-6}$ . Mit der Zeit vermindert es sich.

Die Hinzunahme eines zweiten, von der Gegenseite strahlenden Präparates vermehrte den Einfluß erheblich, aber nur zu Anfang. Nach einigen Tagen schien die Wirkung im Gegenteil kleiner zu sein.

An einem ähnlichen, schon alten Fläschchen aus etwa  $1\frac{1}{2}$  mm dickem Gehlberger Glase, welches alternierend mit dem vorigen bestrahlt wurde, fand sich eine deutliche Wirkung in demselben Sinne, aber nur von etwa halbem Betrage. Die Glaswände an sich bewirkten hier einen stärkeren Gang des Leitvermögens.

Rechnet man das Wachstum des Leitvermögens von 25 ccm Wasser um  $+0,01 \cdot 10^{-6}$  in eintretende Ionen von gewöhnlicher Beweglichkeit um, so kommt als Ordnungszahl  $\frac{1}{5000}$  mg.

Sicher deuten wird man dieses sehr kleine Leitvermögen nicht können. Die Bestrahlung könnte erstens direkt im Wasser Ionen entwickelt haben; ebenso aber kann man die Annahme machen, daß durch die Strahlen die Auflösung der Glaswand beschleunigt wurde.

Eine dritte mögliche Annahme, nämlich daß die das Präparat umgebende Luft etwas aufgenommen habe, etwa Brom, was neben den eingeschliffenen Stöpseln eingedrungen wäre, ist unwahrscheinlich; denn ein Versuch, welchen Herr GRÜNEISEN in der Weise ausführte, daß ein Luftstrom, der über das Präparat gegangen war, durch Wasser mit Elektroden geleitet wurde<sup>1)</sup>, gab, auch bei längerem Durchleiten, ein negatives Resultat.

Herr DORN teilt mir mit, daß auch im Physikalischen Institut Halle Beobachtungen über Becquerelstrahlen und Wasser ausgeführt worden sind.

<sup>1)</sup> Über die Anordnung vgl. ZS. f. physik. Chem. 42, 195, 1902.

***Über die Elektrolyse der Schwefelsäure  
bei großer Stromdichte;  
von E. Gehrcke.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 234.)

E. WARBURG<sup>1)</sup> beobachtete, daß verdünnte Schwefelsäure, welche durch einen elektrischen Strom in die normalen Produkte Sauerstoff und Wasserstoff zersetzt wird, bei höherer Temperatur Schwefel und Schwefelwasserstoff an der Kathode abscheidet. Vorher hatte bereits A. GEUTHER<sup>2)</sup> gezeigt, daß bei der Elektrolyse konzentrierter Schwefelsäure neben Wasserstoff noch Schwefel gebildet wird, und daß dieser Vorgang augenscheinlich von der Temperatur stark beeinflußt wird. — Im folgenden mögen einige Versuche beschrieben werden, welche mit den genannten Erscheinungen im Zusammenhang stehen und dieselben von einer anderen Seite her beleuchten.

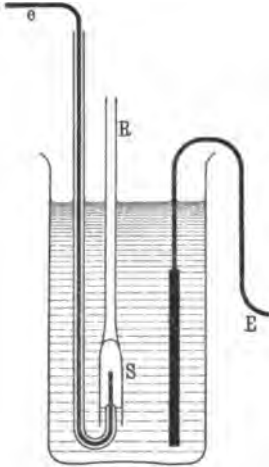
Gelegentlich einer Untersuchung des Wasserstoffspektrums beobachtete ich zufällig, daß der aus verdünnter Schwefelsäure elektrolytisch dargestellte Wasserstoff nicht ganz rein war, sondern Spuren von Schwefelwasserstoff beigemischt enthielt. Es stellte sich dann heraus, daß unter gewissen, näher anzugebenden Bedingungen aus verdünnter Schwefelsäure auch bei gewöhnlicher Temperatur der Lösung Schwefelwasserstoff, Schwefel und schweflige Säure als elektrolytische Produkte (neben Wasserstoff und Sauerstoff) erhalten werden können. Man beobachtet die genannte Erscheinung passend mit folgender Versuchsanordnung (vgl. umstehende Figur).

Ein mit Schwefelsäurelösung gefülltes Becherglas enthält eine Elektrode *E*, welche aus einem Stück Platinblech gebildet ist, und ferner eine zweite, spitzenförmige Elektrode *e*, die aus einem in ein umgebogenes Glasrohr eingeschmolzenen Platindraht besteht.

<sup>1)</sup> E. WARBURG, Pogg. Ann. 135, 114—120, 1868.

<sup>2)</sup> A. GEUTHER, Ann. d. Chem. u. Pharm. 109, 129—135, 1859.

Über die Spitzenelektrode  $e$  ist ein Glasrohr  $RS$  gestülpt, das am unteren, erweiterten Ende  $S$  ein kleines, abgeschlossenes Reservoir bildet, wie aus der Figur ersichtlich ist. Dasselbe hat den Zweck, die Herstellung einer beliebigen Stromdichte bei  $e$  zu gestatten. Beim Beginn jedes Versuchs ist das Reservoir  $S$  als mit Flüssigkeit gefüllt voranzusetzen. Als Stromquelle diente meist die Lichtzentrale (110 Volt), wobei noch ein geeigneter Ballastwiderstand vorgesehen ist.



#### I. $e$ Kathode, $E$ Anode.

Schließt man den Strom, so tritt die gewöhnliche Elektrolyse ein, indem Wasserstoff bei  $e$ , Sauerstoff bei  $E$  abgeschieden wird. Die Stromstärke beträgt mehrere Ampères. Bald aber ist das kleine Reservoir  $S$  soweit mit Wasserstoff gefüllt, daß der in ihm befindliche Platindraht in den Gasraum hineinragt und auf diese Weise seine Oberfläche verkleinert wird. Die Stromstärke sinkt dann beträchtlich und beträgt, nachdem die Vorrichtung bei einem gewissen Stadium einen summenden Ton von sich gegeben und wie ein WEHNELT-Unterbrecher gewirkt hat, nur noch einige Tausendstel Ampère. Bei diesem schwachen Strom ist nur eine sehr geringe Gasentwicklung an den Elektroden bemerkbar.

Überläßt man die Anordnung in diesem Zustande sich selbst einige Zeit hindurch, etwa 20 bis 30 Stunden lang, so findet man, daß folgende Veränderung vor sich gegangen ist: Die Lösung hat ein trübes Aussehen erhalten; am Boden befindet sich ein fester Niederschlag; in der Nähe der Kathode  $e$ , besonders an der inneren Wand des Glasrohrs  $S$ , hat sich eine gelblichweiß bis rötlich gefärbte Haut abgesetzt. Diese erweist sich, wie auch der Bodensatz und die Trübung, als Schwefel. Ferner besitzt die Lösung einen ausgesprochenen Geruch nach Schwefelwasserstoff; besonders enthält der Gasraum  $S$  über der Kathode größere Mengen dieses Gases. Aufsteigende Gasblasen schwärzen eine blanke Silbermünze.

## II. *e* Anode, *E* Kathode.

Bei dieser Schaltung läßt sich unter denselben anfänglichen Versuchsbedingungen wie oben folgendes beobachten: Die Stromstärke sinkt auch hier beim Schließen des Stromes infolge der Sauerstoffabscheidung bei *e* schnell auf einige Hundertstel Ampère; Stromstärken, die kleiner wären als 0,005 Amp., wurden aber im allgemeinen hier nicht beobachtet. An der spitzenförmigen Anode zirkulieren in dem Gasraum *S* unausgesetzt neblige, stark nach schwefeliger Säure riechende Dämpfe.

Bereits nach wenigen Stunden beginnt die Flüssigkeit sich zu trüben und nimmt ein schmutzigbraunes Aussehen an. An der Kathode *E* aufsteigende Gasbläschen riechen stark nach Schwefelwasserstoff. Die Schwefelausscheidung findet auch hier statt, doch pflegt sich der Schwefel meist nur als Bodensatz und in feiner Suspension in der ganzen Lösung abzuscheiden, die Oberfläche der Kathode *E* bleibt im allgemeinen blank.

Die beschriebenen Erscheinungen sind nicht an eine bestimmte Konzentration der Schwefelsäure gebunden. Benutzt wurden meist Verdünnungen im Verhältnis 1:4 bis 1:6, da dann die Erscheinungen am deutlichsten waren. In dieser Gegend mittelstarker Konzentration hat auch das elektrische Leitvermögen ein Maximum <sup>1)</sup>. — Bei geringerer und stärkerer Konzentration treten die oben beschriebenen Erscheinungen auch auf, erfordern jedoch eine längere Zeitdauer. Bei den großen Verdünnungen, z. B. 1:25, konnte jedoch auch bei mehrtägiger Dauer des Versuchs keine der oben beschriebenen Erscheinungen wahrgenommen werden.

Als Stromquelle wurden außer der meist angewandten Lichtleitung (110 Volt) auch Akkumulatoren benutzt. Schon mit zwei Akkumulatoren ließen sich, wenn auch nur in sehr schwachem Maße und bei tagelanger Versuchsdauer, die genannten Phänomene beobachten. Die Stromstärke betrug hierbei weniger als 0,0001 Amp.

Was die Erklärung der Beobachtungen anlangt, so mag dahingestellt bleiben, ob diese lediglich auf Rechnung der an der

---

<sup>1)</sup> Vgl. F. KOHLBAUSCH, Lehrbuch der praktischen Physik, 9. Aufl., S. 596, 1901.



Stelle der größten Stromdichte eintretenden Temperaturerhöhung zu setzen ist. Wenngleich bei allen Versuchen die Temperatur der Lösung diejenige des Zimmers nicht wesentlich überstieg und höchstens 25° C. betrug, so findet doch an der Stelle der Strom-einschnürung augenscheinlich eine Temperaturerhöhung statt. Es ist indes auch denkbar, daß das unter den beschriebenen Versuchsbedingungen gegebene hohe Potentialgefälle am Orte der maximalen Stromdichte ebenfalls eine Rolle spielt. In diesem Falle würde vielleicht eine Analogie bestehen mit den bei Entladungen in Gasen auftretenden Erscheinungen.

Charlottenburg, Juni 1903.

*Sur les oscillographes.*

Aus einem Briefe des Herrn Prof. A. BLONDEL in Paris  
an die Redaktion.

---

Paris, le 16 Juillet 1903.

J'ai eu l'occasion de lire dernièrement un compte-rendu d'une communication de M. le Dr. WEHNELT à l'une des récentes séances de la Société allemande de Physique, dans laquelle il a décrit un nouvel Oscillographe simple. Dans cette occasion M. WEHNELT a attribué par erreur l'invention des Oscillographes à M. DUDELL. Permettez-moi de revendiquer moi-même cette invention, ayant décrit ces appareils dans les Comptes-rendus de notre Académie des Sciences de 1894. M. DUDELL, dans son premier travail sur les Oscillographes présenté au Congrès de la „British Association“ à Toronto, en 1898, a déclaré lui-même que son appareil était exécuté suivant les indications données par moi. J'ai donné la théorie dans le „Journal de Physique“ 1902, et dans les Comptes rendus de l'académie en 1894.

Je tiens aussi à faire connaître à votre société que mes Oscillographes sont construits industriellement, sous plusieurs formes en particulier par la maison réputée de J. CARPENTIER, et il est facile à n'importe qui de s'en servir avec succès pour toute espèce d'application, grâce aux perfectionnements nouveaux que j'ai apportés dans l'exécution des équipages mobiles depuis 3 ans. Les objections faites par M. le Dr. WEHNELT contre les difficultés de ces appareils sont donc maintenant écartées.

---

***Bemerkung zur Mitteilung des Herrn Prof. A. Blondel  
„Sur les oscillographes“;  
von A. Wehnelt.***

---

In meiner Abhandlung über „einen einfachen Oszillographen“ habe ich meines Erachtens nach nicht Herrn DUDELL als Erfinder des Oszillographen bezeichnet, sondern habe auf S. 178, um eine Anhäufung von Zitaten zu vermeiden, auf Herrn A. BLONDELs Mitteilung in den „Rapports présent. au congrès internat. de Phys.“ 3, 264, 1900 hingewiesen, aus welcher zu ersehen ist, daß Herr A. BLONDEL der Erfinder des Oszillographen ist.

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

---

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

---

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektrattafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

---

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

————— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —————

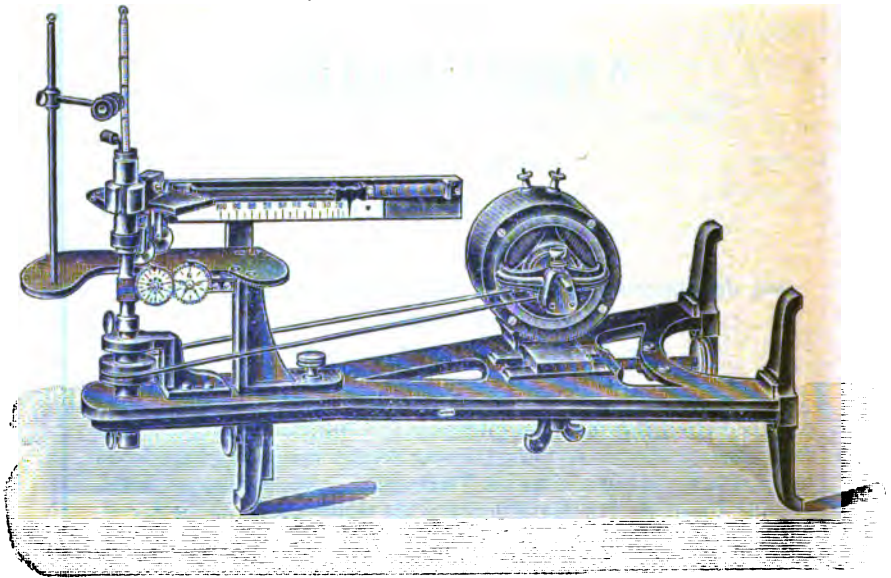
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 16

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1022 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
E. Warburg und B. Strasser, Zum Verhalten sogenannter unpolarisierbarer Elektroden gegen Wechselstrom. (Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.) . . . . .	269
Ewald Rasch, Potsdam, Flammen- und Effektbogenlicht. Erwiderung auf den gleichnamigen Aufsatz des Herrn W. Biegon v. Czudnochowski. (Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1903.) . . . . .	276
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	265
II. Akustik . . . . .	266
III. Physikalische Chemie . . . . .	266
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	268
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	269
VI. Wärme . . . . .	270
VII. Kosmische Physik . . . . .	272

## Ankündigung.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1897), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des statlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

# Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

---

5. Jahrg.

30. August 1903.

Nr. 16.

---

## *Zum Verhalten sogenannter unpolarisierbarer Elektroden gegen Wechselstrom;*

*von E. Warburg und B. Strasser.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 233.)

§ 1. Das Verhalten sogenannter unpolarisierbarer Elektroden (z. B. Zink in Zinksulfat und analoge) gegen Wechselstrom ist nur in einzelnen Fällen<sup>1)</sup> der Theorie<sup>2)</sup> entsprechend gefunden worden. In den meisten Fällen zeigen sich die theoretischen Forderungen auch nicht annähernd erfüllt, insbesondere ergibt sich bei der nach M. WIEN und E. ORLICH vorgenommenen Untersuchung in der WHEATSTONESchen Brücke die kompensierende Selbstinduktion viel größer als berechnet.

§ 2. Mit der Ursache dieser Abweichungen hat sich Herr STRASSER beschäftigt. Er fand z. B. bei flüssigem Zinkamalgam in Zinksulfat gleich nach Ansetzen der Zelle ein der Theorie entsprechendes Verhalten, nämlich nahezu die Polarisationskapazität umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Schwingungszahl, direkt proportional der Konzentration, und der absolute

---

<sup>1)</sup> E. NEUMANN, Wied. Ann. 67, 500, 1899.

<sup>2)</sup> E. WARBURG, Wied. Ann. 67, 493, 1899.



Wert der Kapazität war ungefähr zwei Drittel des theoretischen Wertes; die kompensierende Selbstinduktion betrug  $2 \cdot 10^6$  cm. Aber nach 14 Stunden war diese auf  $30 \cdot 10^6$  cm gestiegen, und die anderen Gesetze trafen auch nicht annähernd mehr zu.

§ 3. Diese Veränderung war nun begleitet von einer erheblichen Zunahme des OHMSchen Widerstandes der Zelle, wie sich durch Untersuchung sowohl mit Gleichstrom als mit Wechselstrom ergab. Ein ähnliches Verhalten zeigten Elektroden aus Kupferdraht in Kupfersulfat und aus Kadmiumblech in Kadmiumsulfat. Die Widerstandsvermehrung nahm zu, wenn man die Zelle längere Zeit sich selbst überließ, zugleich die kompensierende Selbstinduktion; es wurden Widerstände von mehr als 70 Ohm der einzelnen Elektrode pro Quadratcentimeter beobachtet.

Solche Widerstandsvermehrungen sind bereits von Herrn R. LOHNSTEIN<sup>1)</sup> an derartigen Zellen gefunden worden, welcher auch zeigte, daß die Widerstandsvermehrung an der Elektrodenoberfläche ihren Sitz hat, also von schlecht leitenden, dort sich bildenden Schichten herrührt. Herr M. WIEN<sup>2)</sup> bestätigte diese Beobachtungen. Herr STRASSER fand außerdem, daß mit wachsender Stromstärke der Widerstand erheblich abnimmt<sup>3)</sup> und zugleich die kompensierende Selbstinduktion. Die hierbei angewandten Veränderungen der Stromstärke waren in dem Anfangszustande der Zelle, als sie sich den für unendlich kleine Stromoszillationen geltenden Gesetzen entsprechend verhielt, noch gänzlich ohne Einfluß auf die Kapazität.

§ 4. Es besteht nach dem Gesagten kein Zweifel, daß die Bildung dieser schlecht leitenden Schicht und die Abnahme der Polarisationskapazität in ursächlichem Zusammenhange stehen; es fragt sich, in welchem. Die elektromotorische Kraft an der Berührungsstelle mit dem Elektrolyten wird durch die Schicht nicht merklich geändert, wie schon aus dem Verhalten der Normal-elemente hervorgeht. Es ist daher schwer einzusehen, weshalb

<sup>1)</sup> R. LOHNSTEIN, Wied. Ann. 47, 299, 1892.

<sup>2)</sup> M. WIEN, Wied. Ann. 58, 56, 1896.

<sup>3)</sup> Ein ähnliches Verhalten zeigen elektrolytisch gebildete dünne Kieselsäureschichten (E. WARBURG, Wied. Ann. 21, 636, 1884), sowie der Bergkristall (E. WARBURG und F. TEGETMEYER, Wied. Ann. 35, 461, 1888 und F. TEGETMEYER, Wied. Ann. 41, 34, 1890).

die elektrolytische Polarisationskapazität durch die Schicht geändert werden sollte.

Sofern indessen die Schicht eine gewisse Dielektrizitätskonstante besitzt, repräsentiert sie, worauf schon Herr M. WIEN hingewiesen hat, einen leitenden Kondensator, dessen verhältnismäßig kleine dielektrische Kapazität die große elektrolytische verdecken kann.

§ 5. Wird nämlich ein Kondensator mit leitender dielektrischer Schicht, dessen OHMScher Widerstand  $W$ , dessen dielektrische Kapazität  $C_s$  ist, von dem Wechselstrom  $J = a \cdot \sin nt$  durchflossen, und ist  $V$  die dadurch hervorgerufene Potentialdifferenz der Belegungen, positiv gerechnet, wenn sie außerhalb des Kondensators der positiven Stromrichtung entgegen wirkt, so hat man

$$J = a \cdot \sin nt = C_s \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{V}{W} \dots \dots (1)$$

Das dem stationären Zustande entsprechende Integral ist, wenn man  $W$  als konstant ansieht,

$$\left. \begin{aligned} V &= a \cdot W \cdot \sin \psi \cdot \sin \left[ nt - \left( \frac{\pi}{2} - \psi \right) \right] \\ \text{tg } \psi &= \frac{1}{C_s \cdot W \cdot n} \end{aligned} \right\} \dots \dots (2)$$

Bei den beschriebenen Versuchen würde sich an jeder der beiden als gleich angenommenen Elektroden ein solcher leitender Kondensator bilden, und die beiden hintereinander geschalteten Kondensatoren wie einer von der halben Kapazität wirken, an dessen Belegungen der Strom die Potentialdifferenz  $2V$  hervorruft. Setzt man wie üblich

$$V = \frac{a}{C \cdot n} \cdot \sin \left[ nt - \left( \frac{\pi}{2} - \psi \right) \right] \dots \dots (3)$$

so wird

$$C = \frac{1}{2 W \cdot n \cdot \sin \psi}; \text{tg } \psi = \frac{1}{C_s \cdot W \cdot n} \dots \dots (4)$$

Die Zelle wirkt wie ein elektrolytischer Kondensator von der Polarisationskapazität  $C$  und der durch (4) bestimmten Phasenverschiebung.

Wird also die Zelle nebst einer regulierbaren Selbstinduktion in den Zweig 1 einer WHEATSTONESchen Brückenkombination eingeschaltet, und bringt man den an einem optischen Telephon oder

Vibrationsgalvanometer gemessenen Strom in der Brücke auf Null, dann ergeben sich der Widerstand  $W$  und die dielektrische Kapazität eines der Kondensatoren

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{\delta W_1}{2} \cdot \left( 1 + \frac{L^2 \cdot n^2}{\delta W_1^2} \right) \\ C_s &= \frac{2L}{\delta W_1^2 \left( 1 + \frac{L^2 \cdot n^2}{\delta W_1^2} \right)} \\ \text{tg } \psi &= \frac{\delta W_1}{Ln} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

wo  $\delta W_1 = \frac{W_2}{W_3} \cdot W_4 - W_1$ ,  $W_1$  den im Zweige 1 außer dem leitenden Kondensator vorhandenen Widerstand bedeutet, und der 1 gegenüberliegende Zweig 3 genannt ist. Daraus findet man die kompensierende Selbstinduktion

$$L = \frac{W}{n} \cdot \sin 2\psi = \frac{2 W^2 \cdot C_s}{1 + n^2 W^2 C_s^2} \dots \dots \dots (6)$$

Ist  $W$  unendlich groß, so ist  $L = \frac{2}{n^2 C_s}$ , umgekehrt proportional mit der dielektrischen Kapazität  $C_s$ . Nimmt man an, daß das spezifische Leitungsvermögen und die Dielektrizitätskonstante der Schicht von der Dicke unabhängig sind, so ist auch  $C_s \cdot W$ , die Relaxationszeit, von der Dicke unabhängig und  $L$  nach (6) mit  $W$ , also mit der Dicke der Schicht, proportional. Da indessen der Widerstand nach § 3 von der Stromstärke abhängt, so kann man nicht erwarten, diese Beziehung bestätigt zu finden. Die Dielektrizitätskonstante hingegen ist eine Größe, welche sich stets als unabhängig von der Stromstärke bzw. der elektrischen Kraft ergeben hat; wenn also die beobachtete Kapazität wirklich dielektrischer Natur ist, so sollte man erwarten, daß  $C_s$  sich konstant, d. h. unabhängig von der Stromstärke zeigt.

§ 6. Herr STRASSER hat nun für die von ihm untersuchten Zellen unter der Annahme, daß die ganze beobachtete Polarisationskapazität dielektrischer Natur ist, den Widerstand  $W$  und die dielektrische Kapazität  $C_s$  nach (5) berechnet<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Es scheint ein Widerspruch darin zu liegen, daß man nach einer Formel rechnet, welche auf das Ohmsche Gesetz gegründet ist (Gleichung 1), während doch der Widerstand  $W$  von der Stromstärke abhängig gefunden

Die folgende Tabelle enthält einige seiner Ergebnisse. Die angewandte Schwingungszahl betrug 89 pro Sekunde, also  $n = 2\pi \cdot 89$ . Die erste Kolumne enthält den in den Primärkreis des Induktors eingeschalteten Ballastwiderstand  $B$  in Ohm, durch dessen Veränderung die Stromstärke verändert wurde.  $C_s$  ist in Mikrofarad angegeben.

Zinkamalgam, flüssig. 14 Stunden nach Ansetzen der Zelle.  
0,021 qcm Oberfläche der einzelnen Elektrode.

$B$	$\delta W_1$	$L \cdot 10^6$	$2 W$	$\frac{1}{2} C_s$	$\psi$
5	45,1	1,8	45,1	0,89	89°
10	63,6	4,1	63,7	1,01	88
25	107,6	9,2	107,8	0,79	87
50	126,6	16,4	127,2	1,03	86
100	216,6	29,5	217,9	0,63	86

Kadmiumblech. 3,5 qcm Oberfläche der einzelnen Elektrode.  
1 Stunde nach Ansetzen.

10	12,7	6,1	13,6	35,3	75
20	16,0	9,3	17,7	32,9	72
30	17,6	11,0	19,7	31,6	71

24 Stunden nach Ansetzen.

10	20,6	3,0	20,7	7,0	85
20	33,5	3,5	34,2	7,4	82
30	41,7	14,0	43,2	7,8	79

Die Konstanz der Werte von  $C_s$  innerhalb einer Versuchsreihe läßt zwar zu wünschen übrig, doch zeigt sich kein Gang in diesen Werten, und während der angenäherten Konstanz von  $C_s$  wächst mit abnehmender Stromstärke die kompensierende Selbstinduktion auf das 2- bis 16fache.

wird. Gleichwohl kann für eine bestimmte Wechselstromstärke die Schicht ein Verhalten zeigen, wie es einem bestimmten OHMSchen Widerstande entspricht. Dies träfe z. B. genau zu, wenn das Sinken des Widerstandes mit wachsender Stromstärke von JOULEScher Wärme herrührte, so daß die Abweichung vom OHMSchen Gesetz nur eine scheinbare wäre. Allerdings scheint die Veränderlichkeit des Widerstandes bei den § 3 erwähnten Kieselsäureschichten nicht von JOULEScher Wärme herzurühren (F. TEGTMEYER, l. c., S. 38).

Die Phasengröße  $\psi$  nähert sich  $90^\circ$ ,  $\frac{Ln}{\delta W_1}$  ist also klein; vernachlässigt man das Quadrat dieser Größe gegen 1, so erhält man anstatt (5) die Näherungsformeln

$$W = \frac{\delta W_1}{2} \cdot C_s = \frac{2L}{\delta W_1^2} = \frac{L}{2W_1^2}$$

Im Falle des Kadmiumblechs ist der Widerstand der Schicht 24 Stunden nach Ansetzen der Zelle ungefähr doppelt so groß gefunden als 1 Stunde nach dem Ansetzen, zugleich mit der Zunahme des Widerstandes ist die dielektrische Kapazität  $C_s$  auf den fünften Teil gesunken; beides erklärt sich dadurch, daß die Dicke der Schicht mit der Zeit wächst.

§ 7. Insoweit sind die Versuchsergebnisse der gemachten Annahme, daß die Polarisationskapazität hier rein dielektrischer Natur sei, nicht ungünstig. Zu Bedenken könnte indessen die sehr kleine Dicke Anlaß geben, welche man nach der gegebenen Theorie den Schichten beilegen muß. Ist  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante,  $C_{s,1}$  die dielektrische Kapazität in Mikrofarad pro Quadratcentimeter, so ist

$$d = \frac{\epsilon}{36 \pi \cdot C_{s,1}} \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

Aus den Daten der Tabelle ergibt sich für

	Zinkamalgam	Kadmium	
		nach 1 Stunde	nach 24 Stunden
$\frac{1}{2} C_s$ im Mittel . . . . .	0,87	33,3	7,4
$C_{s,1}$ . . . . .	82,9	19,0	4,23
$d$ . . . . .	$0,107 \cdot 10^{-7}$ cm	$0,466 \cdot 10^{-7}$ cm	$2,09 \cdot 10^{-7}$ cm

wenn man den Schichten die hohe Dielektrizitätskonstante 10 beilegt.

Lord RAYLEIGH<sup>1)</sup> findet die Dicke kohärenter Ölschichten auf Wasser 2 bis  $1 \cdot 10^{-7}$  cm, RÖNTGEN<sup>2)</sup> 1,8 bis  $0,56 \cdot 10^{-7}$  cm. Sind demnach Kondensatoren mit einer dielektrischen Zwischenschicht

<sup>1)</sup> Lord RAYLEIGH, Scientific Papers 3, 349, 1890.

<sup>2)</sup> W. C. RÖNTGEN, Wied. Ann. 41, 327, 1890.

von einer Dicke kleiner als ein Milliontel Millimeter nicht als eine physische Unmöglichkeit anzusehen, so erscheint doch ein direkter Beweis für die Existenz solcher Kondensatoren wünschenswert.

Aus den mit  $\varepsilon = 10$  berechneten Werten ergibt sich das spezifische Leitungsvermögen der Schichten von der Größenordnung  $10^{-18}$  bezüglich des Quecksilbers.

Berlin, Physik. Institut, im Juli 1903.

### *Flammen- und Effektbogenlicht.*

Erwiderung auf den gleichnamigen Aufsatz des Herrn W. BIEGON  
v. CZUDNOCHOWSKI;

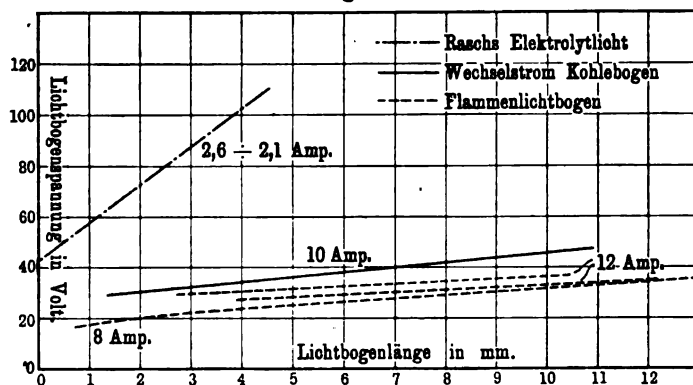
von *Ewald Rasch, Potsdam.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 234.)

Da Herr v. CZUDNOCHOWSKI in seiner Arbeit über „Flammen- und Effektbogenlicht“ nicht nur die physikalische Seite dieses Themas behandelt, sondern auch die wirtschaftlich-technische Bedeutung einiger neuer Erscheinungen auf dem Gebiete des elektrischen Lichtbogens kritisch streift, so glaube ich einzelnen unzutreffenden Ausführungen dieser Arbeit durch eine sachliche Richtigstellung in Kürze entgentreten zu müssen.

Fig. 1.



Herr v. CZUDNOCHOWSKI<sup>1)</sup> verzeichnet in seiner Fig. 10 (die hier als Fig. 1 wiedergegeben wird) den Anstieg der Lichtbogen-spannung ( $E$ ) mit der Lichtbogenlänge ( $L$ ) für drei Lichtbogenarten, nämlich für den „RASCHlichtbogen“ von rund 2,35 Amp.,

<sup>1)</sup> Diese Verh. 5, 160 u. 168, 1903. Die Abhandlung des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI kommt mir verspätet und durch Zufall zu Gesicht, so daß ich erst jetzt darauf zu entgegnen vermag.

für den gewöhnlichen „Wechselstromkohlelichtbogen“ und für den sogenannten „Flammenlichtbogen“ von 8 bis 12 Amp.

Herr v. CZUDNOCHOWSKI zieht nun im Hinblick auf die hier wiedergegebene Figur eine Reihe weittragender Schlüsse, die als unzutreffend angesehen werden müssen.

Es heißt nämlich dort:

„Die Figur zeigt, daß bezüglich der mechanischen Regelung die Anwendung eines Flammenbogens große Vorteile bietet, weil sie innerhalb der praktisch zulässigen und vorkommenden Spannungsschwankungen ziemlich beträchtliche Längenänderungen des Bogens gestattet, während andererseits der sehr steile Anstieg der Kurve für das RASCHlicht erhebliche Bedenken gegen dessen Verwendbarkeit erweckt, wegen der sich daraus ergebenden Notwendigkeit, ein ganz außerordentlich fein arbeitendes Regelwerk hierfür herzustellen.“

Die Annahme des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI, daß beim RASCHlichtbogen der Anstieg der  $\varphi(L)$ -Kurve abnorm groß sei, steht nun mit dem Inhalte meiner von ihm zitierten Arbeit in ausdrücklichem Widerspruch und erklärt sich nur durch eine mathematisch und physikalisch unzulässige Interpretation der Fig. 1.

Herr v. CZUDNOCHOWSKI übersieht nämlich, daß die von ihm in Vergleich gezogene Neigung der Geraden, d. h. also der Differentialquotient  $\frac{\partial E}{\partial L}$ , eine Funktion der hier in sehr weiten Grenzen variierten Stromstärke ( $J$ ) ist. (2,1 bis 12 Amp.)

Der Anstieg der  $\varphi(L)$ -Kurve oder der Differentialquotient  $\frac{\partial E}{\partial L}$  wird nämlich bei allen von Herrn v. CZUDNOCHOWSKI in Vergleich gezogenen Lichtbogenarten, wie der Verlauf der Fig. 2 (a. f. S.) erkennen läßt, für die Stromstärke  $J = 0$  unendlich groß, für  $J = 1$  Amp. gleich einem Koeffizienten  $b$  und für  $J = \infty$  gleich 0.

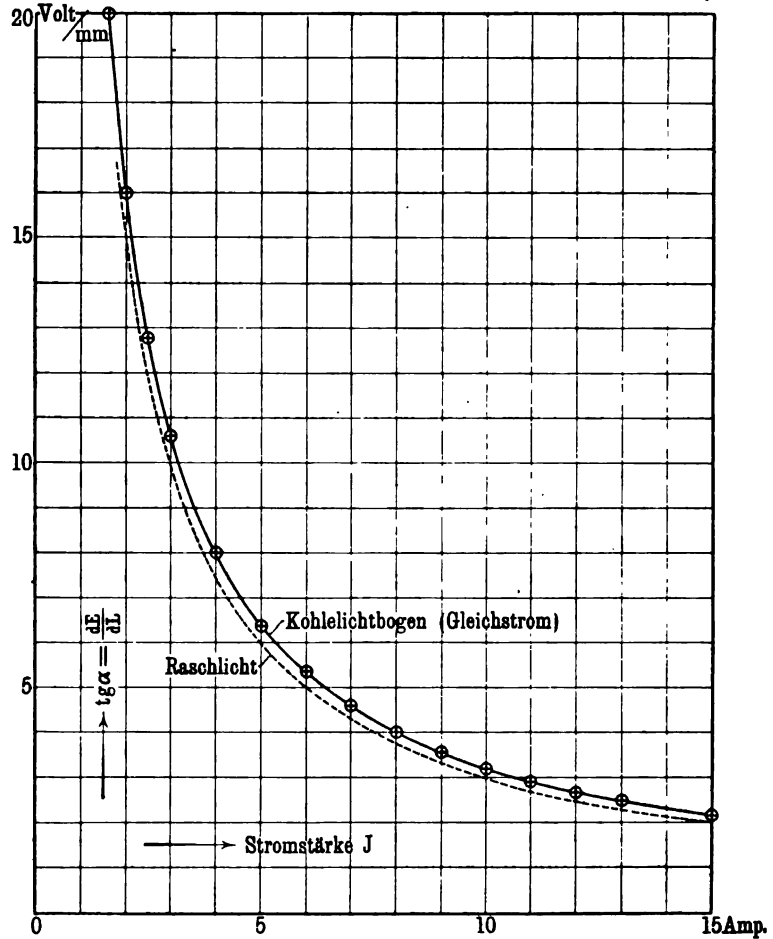
Es darf also nicht Wunder nehmen, daß für den 2,35 Amp.-Lichtbogen (RASCHlicht) der Anstieg sehr viel größer ist, als der für Lampen von 12 Amp. (Flammenbogenlicht).

Die Abhängigkeit dieser drei Größen, der Lichtbogenanspannung  $E$ , der Stromstärke  $J$  und der Lichtbogenlänge  $L$  ist bekanntlich durch die Charakteristik des Lichtbogens gegeben, für welche man in



der Lichtbogentechnik <sup>1)</sup> mit ausreichender Annäherung die von SYLVANUS THOMPSON <sup>2)</sup> herrührende Gleichung  $E = k + b \cdot \frac{L}{J}$  benutzt.

Fig. 2.



<sup>1)</sup> KÖRTING und MATHIESSEN: „Das Bogenlicht“ S. 3. Für den Kohlelichtbogen gibt Frau HERTA AYRTON die etwas feiner gebaute Formel mit vier Konstanten  $E = \alpha + \beta L + \frac{\gamma + \delta L}{J}$ .

<sup>2)</sup> The Electrician 29, 460, 1892.

Die Konstanten  $k$  und  $b$  bewegen sich bei den bisher bekannten Lichtbogenarten in nicht sehr weiten Grenzen und sind durch die Materialeigenschaften der Elektroden und die geometrische Form des Lichtbogens bestimmt.

Hieraus folgt durch Differentiation ohne weiteres für den „Anstieg“ der  $\varphi(L)$ -Kurve (Fig. 1), d. h. also für  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\partial E}{\partial L}$ ,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\partial E}{\partial L} = J.$$

Der Differentialquotient  $\frac{\partial E}{\partial L}$  ist also um so größer, je kleiner die Stromstärke ist (Fig. 2). Für die Theorie des Lichtbogens ist es übrigens von Interesse, daß diese Beziehung neuerdings von Herrn J. STARK<sup>1)</sup> auch für den Glimmstrom bei sehr kleinen Stromstärken ( $J = 14,4$  bis  $62$  Milliampère) bestätigt worden ist.

Ohne die Tatsache in Betracht zu ziehen, daß in Fig. 1 der RASCHlichtbogen sich auf  $2,35$  Amp., der Flammenlichtbogen sich jedoch auf  $8$  bis  $12$  Amp.-Lampen bezieht, durfte also Herr v. CZUDNOCHOWSKI nicht einen Schluß ziehen, der geeignet ist, unberechtigte Bedenken gegen die Verwendbarkeit meines Lichtbogens wach zu rufen.

Will man dieser Frage nach dem Einfluß des Spannungskoeffizienten  $\frac{\partial E}{\partial L}$  auf die Regulierfähigkeit näher treten, so muß man zum mindesten die vollständige Charakteristik des Lichtbogens heranziehen.

Ich habe die Charakteristik für den RASCHlichtbogen in der von Herrn v. CZUDNOCHOWSKI zitierten Arbeit<sup>2)</sup> ausdrücklich festgestellt. Es heißt dort nach Vorausschickung der Gleichung für die allgemeine Charakteristik des Lichtbogens:

„Für die zu den Versuchen  $B$  94—96 benutzten Elektroden wurde gefunden

$$k = 31,35, \quad b = 30.$$

Die Konstante  $k$  bedeutet hierbei den Spannungsabfall an den Grenzen der beiden Elektroden. Für den Gleichstrom-Kohlelicht-

<sup>1)</sup> „Zur Charakteristik des Glimmstromes“. Phys. ZS. 4, 235 ff., 1903.

<sup>2)</sup> E. RASCH: „Ein neues Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Licht“. Elektrot. ZS. 22, 155 ff., 1901; vergl. Fig. 4. Versuch  $B$  94—96.

bogen ist etwa  $k = 43$ ;  $b = 32$ . Bei anderen etwas härteren Elektrolytelektroden fand ich  $k = 42$  bis  $43$ . Man erkennt hieraus ohne weiteres, daß die Spannungsverhältnisse am Elektrolytlichtbogen praktisch genau die gleichen sind, wie die am gewöhnlichen Kohlelichtbogen.<sup>4</sup>

Im Gegensatz zu der Voraussetzung des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI hat also die von ihm zitierte Arbeit ergeben,

daß der Anstieg der  $\varphi(L)$ -Kurve, d. h. der Differentialquotient  $\frac{\partial E}{\partial L} = \frac{b}{J}$  beim RASCHlichtbogen ceteris paribus

eher kleiner, praktisch jedoch genau von derselben Größenordnung ist, wie der des gewöhnlichen Kohlelichtbogens.

Fig. 2 veranschaulicht die Größenordnung und den raschen Abfall des Differentialquotienten  $\frac{\partial E}{\partial L}$  mit wachsender Stromstärke ( $J$ ) für den gewöhnlichen Kohlelichtbogen ( $b = 32$ , nach KÖRTING und MATHIESEN) und den Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse ( $b = 30$ ).

Aus Obigem erhellt also, daß die Voraussetzung des Herrn v. CZUDNOCHÓWSKI, daß mein Lichtbogen schlechthin einen abnorm steilen Anstieg der  $\varphi(L)$ -Kurve bzw. einen abnorm großen Wert der Konstanten  $b$ <sup>1)</sup> zeige, nicht zutreffend ist.

Die Schlüsse des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI bezüglich der Verwendbarkeit und Regelungsfähigkeit dieses Lichtbogens, die sich auf dieser Voraussetzung aufbauen, werden somit ebenfalls hinfällig.

Eine eingehendere Prüfung der weiteren Begründung dieser Schlüsse erweist sich daher als überflüssig und kann an dieser Stelle keinen weiten Raum beanspruchen.

Jedoch möchte ich auch hier Zweifel aussprechen, daß ein großer Spannungsfaktor  $\frac{\partial E}{\partial L}$ , wie Herr v. CZUDNOCHOWSKI annimmt,

<sup>1)</sup> Hiermit ist jedoch nicht gesagt, daß es unmöglich ist, bei den von mir angegebenen aus festen oder flüssigen Leitern zweiter Klasse (Elektrolyten) bestehenden Elektroden der Konstanten  $b$  größere oder kleinere Werte zu geben. Man hat es vielmehr völlig in der Hand, den Leitungswiderstand der Dämpfe des Flammenbogens — denn dieser wird durch  $b$  charakterisiert — durch Wahl entsprechender Elektrodenmassen in Grenzen zu variieren, wie es bei den bisher bekannten Lichtbogenarten nicht möglich war.

die praktische, elektromagnetische Regelungsfähigkeit<sup>1)</sup> und die Lichtausbeute eines Lichtbogens schlechthin ungünstig beeinflussen müsse.

Die elektromagnetische Auslösung des Laufwerkes muß dann erfolgen, wenn die vorgeschriebene Lichtbogenlänge überschritten ist: sie kann jedoch nur erfolgen, wenn in diesem Momente in das elektromagnetisch betätigte Sperrwerk elektrische Energie abfließt, hinreichend, um dieses in Tätigkeit zu setzen. Mit anderen Worten, es muß mit der Änderung der Lichtbogenlänge ( $dL$ ) eine Änderung der Lichtbogenspannung ( $dE$ ) Hand in Hand gehen; und letztere bildet gewissermaßen einen Indikator dafür, daß ein zu lang gewordener Lichtbogen eine Korrektur seiner Länge bedarf. Immerhin aber bildet, wie man sieht, das Anwachsen der Lichtbogenspannung ( $E$ ) bzw. die reziproke Änderung der Stromstärke ( $J$ ) das ursächliche Moment, durch welches die Betätigung des elektromagnetischen Regelwerkes überhaupt erst zustande kommen kann. Ist beispielsweise der Faktor  $b$  in der Charakteristik

$$E = k + b \frac{L}{J},$$

mithin auch  $\frac{\partial E}{\partial L}$  gleich Null, so ändert sich die Lichtbogenspannung selbst bei den größten Änderungen der Lichtbogenlänge überhaupt nicht. Es steht also auch kein Indikator zur Verfügung, der diesen zu großen Abbrand der Elektroden korrigieren kann: eine elektromagnetische Regelung des Nachschubes der Elektroden wäre hier völlig unmöglich.

Die elektromechanische Regelung erfolgt also um so sicherer und häufiger, nähert sich also einem kontinuierlichen Reguliervorgang um so mehr, je größer die Elektrodenkonstante  $b$  ist.

Auch die Anschauung des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI, daß die Ökonomie eines Lichtbogens nicht mit  $\frac{\partial E}{\partial L}$  zunehmen könne, da „sonst die Ökonomie eines gewöhnlichen Kohlelichtbogens größer sein müßte, als die des Flammenbogens, während das Umgekehrte der Fall ist“, vermag ich nicht zu teilen.

<sup>1)</sup> Die praktische Regulierfähigkeit eines Lichtbogens ist keineswegs mit dessen „Stabilität“ im theoretisch-physikalischen Sinne identisch.

Selbstverständlich kann man drei heterogene Dinge wie den reinen Kohlelichtbogen, den Lichtbogen zwischen Leitern zweiter Klasse und die Verschmelzung beider, den „Effektlichtbogen“ bezüglich der Ursache ihrer Ökonomie nicht ohne weiteres in Vergleich stellen <sup>1)</sup>.

Der Lichtbogen zweiter Art, nämlich der zwischen überwiegend aus Leitern zweiter Klasse (Metalloxyden, Metallsalzen, Karbiden u. s. w.) bestehenden Elektroden (RASCH 1899) hat die Lichtausbeute selbst an kleinen Lampentypen in kaum gehähter Weise dadurch erhöht, daß er die selektive Emission der Lichtbogenflamme und die — enorm große Differenzen aufweisende — Reizempfindlichkeit ( $\lambda_m = 0,535 \text{ \AA}$ . KÖNIG) der Retina zweckbewußt ausnutzt, während er gleichzeitig bei hoch feuerfesten, selektiv strahlenden (weißen) Metalloxyden usw. erreicht, daß die Elektroden entsprechend ihrer hohen Verdampfungstemperatur sich ebenfalls in ökonomischer Hinsicht an der Lichtbildung besser als Kohleelektroden beteiligen.

Sieht man nun von der physiologisch zu erklärenden Tatsache ab, daß mit Hilfe selektochromatischer Emission (Linien-, Bandenstrahlung) gewonnenes grünelbes Licht — etwa von der Wellenlänge  $\lambda = 0,535 \mu$  — eine weitaus intensivere photometrische Reizkraft besitzt, als rotes oder violettes Licht <sup>2)</sup>, so bleibt für Licht gleicher spektraler Zusammensetzung die von mir erwähnte Beobachtung bestehen, daß für den Elektrolytlichtbogen, auf den sich diese bezog, die Lichtausbeute mit  $\frac{\partial E}{\partial L}$  bzw. mit  $b$  im allgemeinen zunimmt.

Letztere Tatsache darf kaum Wunder nehmen. Auch Herr v. CZUDNOCHOWSKI betont, wenn auch im Widerspruch zu dieser

<sup>1)</sup> Meine diesbezüglich zitierten Ausführungen bezogen sich, wie der Zusammenhang dort deutlich erkennen läßt, lediglich auf vergleichbare Versuchsergebnisse an Lichtbogen mit Elektroden aus Leitern zweiter Klasse. Vgl. Elektrot. ZS. 22, 155 ff., 1901.

<sup>2)</sup> In eingehenderer Weise habe ich dieses physiologische Moment der „selektochromatischen Lichterzeugung“ in folgenden Arbeiten behandelt: „Licht und Energieverbrauch“, ZS. f. Beleuchtungswesen 1894, 1 ff. u. 13 ff.; „Zur Ökonomie der Beleuchtung“, Bayer. Gewerbezeitg. 12, 1897; „Über die Grundbedingungen einer ökonomischen Lichterzeugung“, Bayer. Ind. u. Gewerbebl. 1900; „Fortschrittliche Prinzipien der Lichttechnik“, ZS. f. Elektrot. und Maschinenbau, Heft 4—10, 1903.

Stellungnahme, es liege im Interesse der Lichtökonomie, daß der Lichtbogen als solcher mit seinen leuchtenden Gasen einen nennenswerten Anteil an der Gesamtstrahlung nimmt.

Die vorhin erwähnte, von mir an Elektrolytlichtbogen verschiedener Elektrodenmischungen gemachte Beobachtung kommt jedoch auf dasselbe hinaus.

Die Gesamtarbeit  $S$  in kalorischem Maß für die Zeit  $t$  ist

$$S = 0,24 EJ = 0,24 (kJ + bL) t \text{ in Kalorien,}$$

eine Gleichung, die aus der Charakteristik folgt.

Die Konstante  $k$  kennzeichnet den Übergangswiderstand an den beiden Elektroden;  $kJ$  ist als die elektrische Arbeit, die zum Teil auf die Verdampfung und die Emission der Elektroden, zum größten Teil jedoch auf die Wärmeableitung durch die Elektroden entfällt. So hat neuerdings G. GRANQUIST<sup>1)</sup> nachgewiesen, daß beim Kohlelichtbogen durch die Wärmeleitung der Anode 42 Proz., durch die Kathode 37 Proz., insgesamt also 79 Proz. der Gesamtenergie des Lichtbogens verloren gehen.

Die elektrische Energie, die im eigentlichen Lichtbogen, der glühenden Dampfsäule, in Strahlung umgesetzt wird, ist gleich

$bL$ , bzw., da  $b = J \frac{\partial E}{\partial L}$  ist,

$$S_{\text{Bogen}} = LJ \frac{\partial E}{\partial L}.$$

Hieraus erhellt, daß der Anteil der ökonomischen Lichtstrahlung des eigentlichen Lichtbogens *ceteris paribus*, wie ich beobachtet hatte, mit  $\frac{\partial E}{\partial L}$  zunimmt.

Was die Ausführungen des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI anlangt, welche die historische Entwicklung des farbigen Lichtbogens („Flammen- und Effektbogenlicht“) zum Gegenstande haben, so glaube ich es mir schuldig zu sein, einige Angaben über meine Arbeiten auf diesem Gebiete zu machen.

Ich habe das Prinzip der selektchromatischen Lichterzeugung, das nunmehr auf die Bogenlichtbeleuchtung in einem Zeitraum

---

<sup>1)</sup> „Über die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen“. Phys. ZS. 4, 537, 1903.

von wenigen Jahren umwälzend gewirkt hat, bereits im Jahre 1892 in die Praxis einzuführen mich bemüht.

Die Patentansprüche der diesbezüglichen Anmeldung (R 7687 VIII/21 c vom 5. Dezember 1892) lauten:

1. Farbiges Bogenlicht, bewirkt durch Versetzen der Kohlekörper mit zweckentsprechenden Metallsalzen resp. Metallen.
2. Erhöhung der Intensität des elektrischen Bogenlichtes durch Versetzen der Kohlenstäbe mit Substanzen von ausgesprochenem Lichtemissionsvermögen.

Überdies habe ich auch ein Jahr vor den ersten BREMERSchen Patenten, nämlich am 21. November 1898, gelegentlich eines öffentlichen Experimentalvortrages <sup>1)</sup> zwei farbig brennende Bogenlampen vorgeführt, die mit Metallsalzen gedochtete Kohleelektroden besaßen.

Ohne weiteres kann man also nicht behaupten, daß der oben definierte Flammenlichtbogen des Verfassers (1892) an sich „es bis heute nicht zu einem bedeutsamen Hervortreten gebracht hat“. Jedoch gebe ich gerne zu, daß Herrn BREMER das Verdienst zukommt, dieser Angelegenheit durch energisches Vorgehen zum Erfolge verholfen zu haben.

Andererseits muß ich der Meinung des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI entgegnetreten, daß der „Elektrolytlichtbogen“ (1899) gewissermaßen nur durch eine geänderte Benennung des von mir im Jahre 1892 angegebenen „Flammen- oder Effektlichtbogens“ entstanden ist.

Der Elektrolytlichtbogen des Verfassers wird am besten seinem heuristischen und technologischen Inhalte nach durch die diesbezüglichen Patentansprüche definiert. Diese lauten:

D. R.-P. Nr. 117214 (1899). Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Bogenlicht, dadurch gekennzeichnet, daß der Lichtbogen statt zwischen bei gewöhnlicher Temperatur leitenden Elektroden zwischen vorgewärmten Elektroden aus Leitern zweiter Klasse hergestellt wird.

D. R.-P. Nr. 137788 (1899). 1. Verfahren zur Erzeugung von elektrischem Bogenlicht nach Patent Nr. 117214, dadurch

---

<sup>1)</sup> Bayerisches Gewerbemuseum, Nürnberg. „Über die Erzeugung hoher Temperaturen.“

gekennzeichnet, daß die zur eigentlichen Lichterzeugung dienenden Elektrolytelektroden durch einen zwischen Hilfs- elektroden aus relativ besser leitendem Material gebildeten Flammenbogen vorgewärmt werden.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein oder mehrere relativ besser leitende Hilfs- elektroden an schlechter leitenden Elektrolytelektroden derart angeordnet sind, daß sie den elektrischen Strom bis an die Verbrauchsenden der Elektrolytelektroden zuführen und hierdurch den Glühprozeß der Elektrolytelektroden örtlich auf deren Polen beschränken.

Wie man sieht, stützt sich der Lichtbogen des Verfassers auf ein physikalisch wohl definiertes Verfahren mit breiter prinzipieller Basis.

Wie nämlich auch Herr v. CZUDNOCHOWSKI betont, hat bei den bisher bekannten Lichtbogenarten als Kriterium für das Zustandekommen eines Lichtbogens in erster Linie

„die Art zu gelten, die Entladung hervorzurufen durch „Berührung zweier Elektroden miteinander und darauf- „folgendes Entfernen auf kurzen Abstand voneinander“.

Mit anderen Worten, die Kontaktgebung der Elektroden ist für eine sichere Lichtbogenbildung ausreichend.

Demgegenüber habe ich nachgewiesen, daß man vor der schlechten Leitfähigkeit von Elektroden nicht Halt zu machen braucht, und daß man auch die hohe Lichtökonomie dieser, die mit dem Gehalt an Leitern zweiter Klasse bis zu einem Maximum für reine Leiter zweiter Klasse zunimmt, nutzbar machen kann, indem man zur Erzeugung des Lichtbogens eine andere Hilfs- operation hinzunimmt: die Zündung durch gesonderte Hilfsflammen (Flammenbögen, Funkenstrecken etc.).

Diese Hilfszündung erhitzt die Leiter zweiter Klasse („Schlacken“) bis zur Leitfähigkeit und Verdampfung, so daß sie dann als selbständige Lichtbogenbildner an der Unterhaltung des Lichtbogens und an der Lichtemission teilnehmen.

Nach den Angaben des Herrn v. CZUDNOCHOWSKI scheint es übrigens einem Zweifel nicht zu unterliegen, daß in den neueren



BREMERlampen genau dasselbe Verfahren des Verfassers<sup>1)</sup> in Anwendung kommt.

So betont Herr v. CZUDNOCHOWSKI, „daß ein Zusammenführen der Elektroden zur sicheren Lichtbogenbildung nicht ausreicht“ wegen der an den Elektrodenenden sich sammelnden, den eigentlichen Herd des Lichtbogens bildenden Schlacken (Leiter zweiter Klasse).

Herr BREMER ordnet daher zwischen relativ gut leitenden Elektroden, nämlich zwischen der metallischen Hilfs Elektrode Z (vgl. Fig. 13) und der negativen, besser leitenden Elektrode einen Hilfsflammenbogen an, der gegen die schlecht leitenden Elektrodenenden der positiven Elektrode zwecks Vorwärmung und Initialzündung geblasen wird.

Also auch hier kann man kaum behaupten, daß mein Bogenlicht schlechthin „es bis heute zu einem bedeutsamen Hervortreten nicht gebracht hat“. Andererseits stimme ich gern zu, daß letzteres in kommerzieller Richtung nicht für meine Persönlichkeit Geltung hat.

---

<sup>1)</sup> D. R.-P. Nr. 117 214 (1899); D. R.-P. Nr. 137 788 (1899).

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 16 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

———— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ————

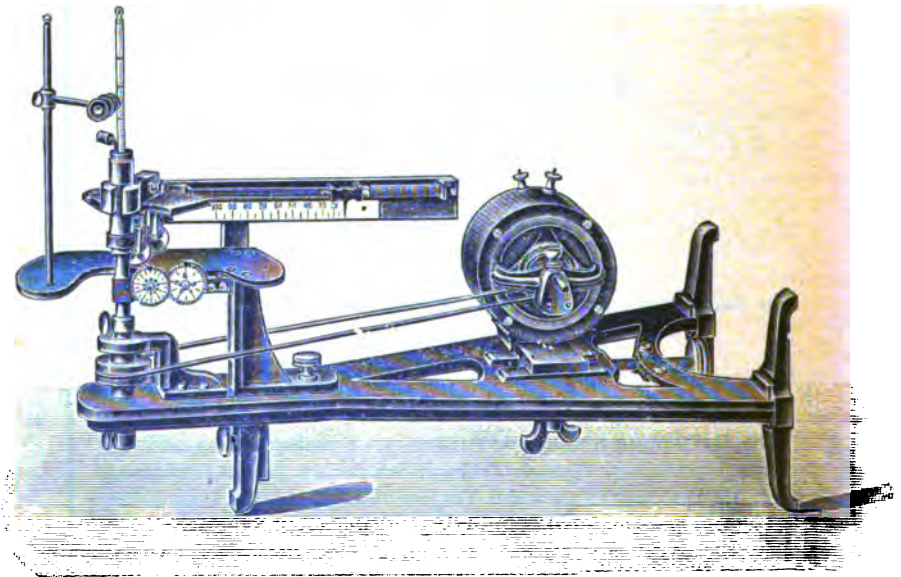
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 17

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Karl Scheel, Über die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0°. (Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1903.) . . . . .	287
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	277
II. Akustik . . . . .	278
III. Physikalische Chemie . . . . .	278
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	280
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	281
VI. Wärme . . . . .	282
VII. Kosmische Physik . . . . .	284

## Ankündigung.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des statlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

# Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

---

5. Jahrg.

15. September 1903.

Nr. 17.

---

## *Über die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0°; von Karl Scheel.*

(Vorgelegt in der Sitzung vom 26. Juni 1903.)

(Vgl. oben S. 234.)

Die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0° ist kürzlich von Hrn. THIESEN<sup>1)</sup> zum Gegenstand einer interessanten theoretischen Untersuchung gemacht worden. Als Schlußresultat seiner Betrachtungen findet Hr. THIESEN, daß sich die Spannkraft des Wasserdampfes  $p$  in Millimetern darstellen lasse durch zwei Formeln, nämlich über Eis durch:

$$\text{Log} \frac{p}{4,5813} = 9,78 \cdot \frac{t}{273 + t},$$

über Wasser durch:

$$\text{Log} \frac{p}{4,5813} = \frac{t}{273 + t} (8,628 - 0,00394 \cdot t + 0,000002 t^2 - \dots),$$

worin durch  $\text{Log}$  der gemeine BRIGGSche Logarithmus bezeichnet wird und  $t$  die Temperatur nach der Celsiuskala bedeutet.

---

<sup>1)</sup> M. THIESEN, Wied. Ann. 67, 690—695, 1899.

Nachdem ich die Neubearbeitung der Spannungstafeln für die 3. Auflage der LANDOLT-BÖRNSTEIN'schen Tabellen übernommen hatte, habe ich Veranlassung genommen, die obigen theoretischen Formeln mit den bekannten besten experimentellen Daten zu vergleichen. Dabei ergibt sich eine bemerkenswerte Bestätigung der theoretischen Formeln, welche hier mitzuteilen einiges Interesse bieten dürfte.

Sieht man von den älteren Versuchen ab und betrachtet nur neuere einwandfrei ausgeführte Messungen, so kommen für den vorliegenden Zweck nur folgende Beobachtungen in Frage:

1. Die umfangreichen Messungen REGNAULT's<sup>1)</sup> über die Spannung des Wasserdampfes über Wasser, welche später u. a. von BROCH<sup>2)</sup> eingehend diskutiert und zu endgültigen Tafeln verarbeitet wurden.

2. Beobachtungen von FISCHER<sup>3)</sup> gleichzeitig für Wasser und Eis, welche sich nur auf ein sehr geringes Temperaturintervall beziehen, die aber zuerst den experimentellen Beweis dafür liefern, daß die Spannung über Eis und über Wasser bei 0° die gleiche ist.

3. Messungen von JUHLIN<sup>4)</sup> über Eis zwischen 0° und — 50° C. und über Wasser zwischen + 20° und — 13° C., welche gleicherweise für beide Fälle bei 0° nur einen geringen Unterschied liefern.

4. Untersuchungen von MARVIN<sup>5)</sup> bezüglich der Spannung des Wasserdampfes über Eis.

Die von den vier Beobachtern direkt erhaltenen Resultate sind hierunter zusammengestellt:

---

<sup>1)</sup> V. REGNAULT, Relations des expériences 1, 465—633, Paris 1847.

<sup>2)</sup> O. J. BROCH, Trav. et Mém. du bureau intern. des Poids et Mesures 1, A, 22, Paris 1881.

<sup>3)</sup> WILHELM FISCHER, Wied. Ann. 28, 400—432, 1886.

<sup>4)</sup> JULIUS JUHLIN, Bih. till K. Svenska Vet.-Akad. Handl. 17, Afd. I, Nr. 1, 72 S., 1891.

<sup>5)</sup> C. F. MARVIN, Extract Nr. 10 from Annual Report of the Chief Signal Officer 1891, 351—383, Washington 1892.

Temperatur	Spannung über Wasser (mm)			Spannung über Eis (mm)		
	REGNAULT-BROCH	FISCHER	JUHLIN	FISCHER	JUHLIN	MARVIN
— 50°	—	—	—	—	0,050	0,030
— 45	—	—	—	—	0,077	0,067
— 40	—	—	—	—	0,121	0,100
— 35	—	—	—	—	0,194	0,165
— 30	0,380	—	—	—	0,312	0,284
— 25	0,606	—	—	—	0,508	0,478
— 20	0,944	—	1,005	—	0,808	0,781
— 15	1,439	—	1,492	—	1,279	1,246
— 10	2,151	2,25	2,197	2,03	1,999	1,961
— 5	3,161	3,22	3,203	3,06	3,068	3,009
0	4,569	4,63	4,618	4,64	4,602	4,568

Die Übereinstimmung der Zahlen ist für gleiche Temperaturen bereits eine zufriedenstellende zu nennen, sie wird aber noch erheblich besser, wenn man die Annahme macht, daß die Zahlen eines jeden Beobachters noch mit konstanten Fehlern behaftet sein können, die etwa durch eine falsche Nulllage des benutzten Manometers hervorgerufen sein könnten. Daß eine solche Annahme erlaubt ist, beweist eine Äußerung REGNAULTS<sup>1)</sup>, daß bei seinen Versuchen die verschiedenen Reihen häufig um Beträge voneinander abwichen, welche durch die ganzen Reihen hindurch konstant blieben.

Es liegt nun am nächsten, als einen Wert, auf den alle Reihen zu beziehen sind, denjenigen anzunehmen, welchen Herr THIESEN und ich<sup>2)</sup> als Mittelwert aus zahlreichen Messungen bei 0° mit Hilfe eines Differential-Quecksilbermanometers gefunden haben, dessen Schenkel abwechselnd dem zu bestimmenden Drucke ausgesetzt werden konnten. Reduziert man alle Reihen durch Addition von Konstanten auf diesen Wert, 4,579 mm, so erhält man folgende Tabellen:

<sup>1)</sup> l. c., S. 580; vgl. Pogg. Ann. Erg.-Bd. 2, 171, 1848.

<sup>2)</sup> M. THIESEN und K. SCHEEL, Wissenschaftl. Abh. der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 3, 71—94, 1900.



## 1. Spannung über Wasser (mm).

Temperatur	REGNAULT-BROCH	FISCHER	JUHLIN	Mittel aus REGNAULT-BROCH und JUHLIN	THIESEN-Formel
— 30°	0,390	—	—	—	—
— 25	0,616	—	—	—	—
— 20	0,954	—	0,966	0,960	0,939
— 15	1,449	—	1,453	1,451	1,432
— 10	2,161	2,19,	2,158	2,159	2,145
— 5	3,171	3,16,	3,164	3,167	3,162
0	4,579	4,579	4,579	4,579	4,581

## 2. Spannung über Eis (mm).

Temperatur	FISCHER	JUHLIN	MARVIN	Mittel aus JUHLIN und MARVIN	THIESEN-Formel
— 50°	—	0,027	0,041	0,034	0,029
— 45	—	0,054	0,068	0,061	0,054
— 40	—	0,093	0,111	0,104	0,096
— 35	—	0,171	0,176	0,173	0,167
— 30	—	0,289	0,295	0,292	0,284
— 25	—	0,480	0,489	0,484	0,473
— 20	—	0,783	0,792	0,787	0,772
— 15	—	1,256	1,257	1,256	1,237
— 10	1,96,	1,976	1,972	1,974	1,946
— 5	2,99,	3,045	3,020	3,032	3,010
0	4,579	4,579	4,579	4,579	4,581

Bildet man unter Nichtberücksichtigung der Beobachtungen FISCHERS, die sich ja nur auf ein kleines Intervall beziehen, die Mittelwerte aus REGNAULT-BROCH und JUHLIN einerseits, sowie JUHLIN und MARVIN andererseits, so gelangt man zu Resultaten, welche mit den aus den oben mitgeteilten THIESENSchen Formeln berechneten sehr nahe übereinstimmen.

Meinen Berechnungen für die LANDOLT-BÖRNSTEINSchen Tabellen habe ich die Mittelwerte in den fünften Spalten der beiden vorstehenden Zusammenstellungen zu Grunde gelegt.

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

---

Neu erschienen:

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

---

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

---

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —

***Über die Frage der Beeinflussung von Kathodenstrahlen;***

***von F. Neesen.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1903.)

(Vgl. oben S. 292.)

---

Um zu zeigen, daß das Fehlen einer Einwirkung von verschiedenen Kathodenstrahlen aufeinander nicht von einer entgegenwirkenden elektrodynamischen Wirkung abhängt, werden in einer Röhre zwei Kathodenstrahlen von getrennten Entladungen in entgegengesetzter Richtung in unmittelbarer Nähe aneinander vorbeigeführt. Auch dann tritt keine Einwirkung ein, obgleich jetzt die elektrodynamische Wirkung die elektrostatische unterstützen muß.

---

***Demonstration einer Quecksilberpumpe;***

***von F. Neesen.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1903.)

(Vgl. oben S. 292.)

---

Die Pumpe ist eine doppelwirkende Kolbenpumpe, welche ein andauerndes Aussaugen bewirkt. Zwei gleiche Pumpenhälften werden durch einen Hahn abwechselnd mit der äußeren Luft bezüglich einer Vorpumpe in Verbindung gesetzt. Die Steuerung des Hahnes erfolgt durch eine Hilfspumpe. Der glastechnische Aufbau ist von Herrn BURGER wesentlich vereinfacht.

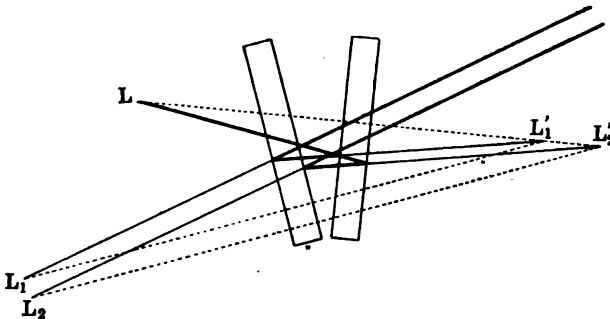
---

**Fresnelsche Interferenzen an zwei planparallelen  
Platten als Vorlesungsversuch;  
von J. Classen.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1903.)

(Vgl. oben S. 292.)

Fällt Licht durch zwei nahezu parallele Platten von gleicher Dicke, so entstehen Interferenzstreifen; dieselben sind leicht zu beobachten mit auf unendlich eingestelltem Auge oder Fernrohr und sind als BREWSTERSche Streifen bekannt. Unter bestimmten Verhältnissen sind diese Streifen auch objektiv zu projizieren und ergeben dann eine außerordentlich schöne und glänzende Interferenzerscheinung, die als Grundversuch in einer Vorlesung für die Einführung in die Wellenlehre des Lichtes sehr geeignet erscheint. Die Entstehungsweise dieser Streifen veranschaulicht die nachstehende Figur. Von einem Lichtpunkte  $L$  werden von den



Flächen der Platte I die Bilder  $L_1'$  und  $L_2'$  erzeugt.  $L_1'$  gibt an der Hinterfläche von II das Bild  $L_1$  und  $L_2'$  an der Vorderfläche von II das Bild  $L_2$ . Die beiden lichtsussenden Punkte  $L_1$  und  $L_2$  lassen sich nun vollständig wie die beiden Bilder in FRESNELS Zweispiegelversuch betrachten und müssen genau das gleiche Interferenzstreifensystem geben. Die Mitte dieses Streifensystems, also der in der Projektion allein sichtbare Teil, muß in der zu der Strecke  $L_1L_2$  senkrechten Symmetrieebene liegen. Sendet man daher ein schmales Lichtbündel aus einer Projektionslampe auf die Platte, so kann man diese Mitte des Streifensystems in dem zweimal reflektierten Bündel aus leicht zu übersehenden

geometrischen Gründen nur dann haben, wenn der reflektierte Strahl zwischen den beiden Platten senkrecht zur Halbierungslinie des Winkels zwischen beiden Platten verläuft. Genügt man dieser Bedingung, so erhält man leicht auf dem Projektionsschirm neben dem Lichtfleck, der von dem direkt durchgehenden Licht herrührt, den von dem zweimal reflektierten Lichte herrührenden Fleck und in diesem, wenn der Winkel zwischen den Platten hinreichend klein ist, deutliche und breite Interferenzstreifen. Ist die Ebene des Neigungswinkels der Platten und des Lichtstrahls horizontal, so ist notwendig, da man nahezu senkrechte Inzidenz hat, das zweimal reflektierte Licht sehr schwach. Wählt man den Neigungswinkel größer, so wird zwar das reflektierte Licht heller, aber gleichzeitig wird der Streifenabstand enger, so daß die Streifen bald aus einiger Entfernung nicht mehr beobachtet werden können. Bis zu sehr großen Neigungswinkeln und Fernrohrbeobachtung und homogenem Licht ist diese Erscheinung von LUMMER verfolgt worden. Für die objektive Darstellung kann man die gleiche Erscheinung in beträchtlicher Lichtstärke erhalten, wenn man die Ebene des Neigungswinkels der Platten senkrecht stellt bei horizontalem Lichtstrahl; man kann dann das Licht sehr schräg auf die Platten auffallen lassen, ohne den Neigungswinkel zu vergrößern, indem man in der Figur den Lichtpunkt gewissermaßen senkrecht nach vorn aus der Papierfläche heraustreten und die Lichtstrahlen schräg durch die Papierfläche hindurchtreten läßt. Man kann dann auch noch die Platten bedeutend voneinander entfernen und erhält eine Aufstellung, die äußerlich ganz derjenigen im JAMINSchen Interferenzrefraktometer ähnelt, nur daß in ihr die Schnittlinie der Platten horizontal, während sie bei JAMIN vertikal ist. Man kann dann das direkte Licht abblenden und erhält ein lichtstarkes Interferenzstreifensystem, in dem man durch Ändern der Plattenneigung den Streifenabstand beliebig variieren kann.

Die Erscheinung wurde vorgeführt, indem dabei das Bild, das das Kondensorsystem einer Projektionslampe von der positiven Kohlenspitze entwirft, dicht an die Platte I gelegt wurde. Zum Gelingen des Versuchs in dieser Anordnung ist nur ein gutes Plattenpaar erforderlich. Die Platten müssen gut plan und aus einem Stück geschnitten sein, damit sie genau die gleiche Dicke haben.

***Schneidentöne und Labialpfeifen;***  
***von R. Wachsmuth.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.)

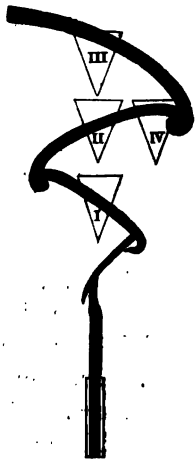
(Vgl. oben S. 292.)

Zum Verständnis der Tonbildung bei Labialpfeifen muß man die Vorgänge zwischen Kernspalt und Mitte der Pfeife genau kennen. Um diese zu studieren, tut man gut, zunächst von dem Resonanzrohr abzusehen und die Erscheinungen zu untersuchen, welche auftreten, wenn in einen blattförmigen Luftstrom eine Einlage gebracht wird. Um den Pfeifenteilen zu entsprechen, wird der Luftstrom aus einem Windkasten mit rechteckiger Öffnung austreten und gegen die scharfe Schneide eines der Spaltöffnung parallelen Keils anschlagen müssen. Auch bei dieser Anordnung treten Töne auf, die sogenannten Schneidentöne. Sie sind im allgemeinen höher als die Töne von Orgelpfeifen mit der gleichen Maulweite.

Bringt man zunächst die Schneide vor die Spaltöffnung, so erhält man gar keinen Ton. Bei Vergrößerung des Abstandes und möglichst axialer Führung der Schneide tritt jedoch schon bei ziemlich kurzen Entfernungen ein hoher Ton auf. Die Tonhöhe ist bei gleichem Abstand abhängig vom Luftdruck. Mit wachsender Entfernung wird der Ton tiefer — entsprechend einem abnehmenden Luftdruck — bis zu einem gewissen, vom Blase-  
druck und der Spaltweite abhängigen Abstand. Hier springt der Ton plötzlich um eine Oktave in die Höhe, wird bei weiterem Wachsen der Entfernung wieder tiefer, bis ein zweiter Sprung erfolgt, diesmal um eine Quint in die Höhe. Jetzt verliert der Ton schnell an Reinheit, doch gelingt es manchmal, noch einen dritten Sprung zu hören. Schließlich tritt noch ein Sprung, diesmal um eine Oktave, in die Tiefe auf, wenn man in der Lage

zwischen erstem und zweitem Sprung mit dem Keil aus der Mitte auf die Seite geht. (Vgl. hierzu die verschiedenen Lagen des Keils in der Figur.)

Eine Erklärung dieser Sprünge wurde auf photographischem Wege gesucht. Ein an anderer Stelle näher zu beschreibender Apparat besaß in einem lichtdicht verschlossenen Kasten eine große, sehr schnell rotierende Trommel, auf welche ein Film aufgespannt war. Die Belichtung des Films erfolgte durch eine schmale Öffnung in dem Kastendeckel. Über dieser Öffnung war auf dünnster Glimmerplatte der zu photographierende Teil der Pfeife oder die Windlade mit Keil aufgebaut. 40 bis 50 cm über dem Film war die Funkenstrecke angebracht. Die Beleuchtungsfunken wurden durch die Partialentladungen einiger Leydener Flaschen gebildet. Wenn nun der Luftstrom der Pfeife mit Ätherdampf versetzt war, so erhielt man durch jeden Funken als



Schliere auf dem Film ein Bild von dem augenblicklichen Zustande des Luftstroms. Der Film rotierte so schnell, daß jede 4000tel bis 6000tel Sekunde eine Aufnahme erfolgen konnte, eine einzelne Schallschwingung sich also in mehrere Phasen zerlegen ließ.

Auf diesem Wege wurde nachgewiesen, daß das Luftband, welches aus einem rechteckigen Spalt austritt, sich schon von vornherein in einem labilen Gleichgewichtszustande befindet und daher praktisch schon eine kurze Strecke von der Öffnung entfernt abwechselnd nach beiden Seiten pendelt. Unter Wirkung der widerstehenden, weil ruhenden Umgebung entsteht dadurch ein Luftstrom von der hierneben abgebildeten Gestalt.

Die in die Figur hineingezeichneten verschiedenen Keillagen I bis IV sollen eine Erklärung für die verschiedenen Höhen und Sprünge der Schneidentöne bieten. Der Ton entsteht durch Anschlagen der sich vorwärts bewegenden, dabei aber quer gestellten Blattflächen. Geht man mit dem Keil aus Stellung I langsam in Stellung II über, so kommt der Augenblick, wo wegen der Krümmung des Bandes statt eines Anschlages deren zwei in nahezu derselben

Zeit erfolgen<sup>1)</sup>. Das entspricht also dem ersten Tonsprung um eine Oktave in die Höhe. Analog erhält man bei der dritten Stellung drei Anschläge statt zwei und dadurch den Quintensprung. Rückt man schließlich von II zur Seite in Stellung IV, so schlägt jetzt nur noch die gewöhnlich in einem Wirbel zusammenhängende gemeinsame Kante zweier Luftschichten an den Keil, und es muß ein Oktavensprung in die Tiefe erfolgen. Die Entfernung der Sprungstellen voneinander und von dem Spalt ist von der Stärke des Winddruckes abhängig. (Diese Erklärungsweise wird durch eine Reihe von projizierten Filmaufnahmen in den verschiedenen Gebieten belegt.)

Aus der Bewegungsgeschwindigkeit des Films und dem Abstand zwischen zwei Bildern gleicher Phasen läßt sich die Tonhöhe direkt berechnen.

Weitere Versuche betreffen die Resonanz. Hält man in die Nähe des Keils in Lage II eine verstellbare Resonanzröhre, so läßt sich nicht nur der vorhandene Schneidenton verstärken, sondern auch durch Verdoppelung der Länge die tiefere Oktave erzwingen.

Geht man jetzt von den Schneidentönen zu den Pfeifentönen über, so wird der Unterschied lediglich im Resonanzraum liegen. Ist der anblasende Luftstrom stark genug, um die Eigenschwingung des Resonanzraumes lebhaft zu erregen, so kommt der Zerfall in die einzelnen Schichten nicht mehr zustande, vielmehr unterstützt dann der Resonanzraum die ursprüngliche Schwingung der Lamelle so kräftig, daß jetzt das Luftband nicht mehr abbricht, sondern in ganzer Länge in der schon vielfach dargestellten Weise um die Lippe pendelt. Dabei gehört zu einer beliebigen Schwingungsperiode offenbar jedesmal ein ganz bestimmter Luftdruck. Einen gewissen Spielraum gewährt die Resonanz.

Wird aber der Druck zu klein, so bietet diese keine Unterstützung mehr, und das Blatt zerfällt wie bei dem Keil allein. Es treten Schneidentöne auf. Man kann bei kleinen Pfeifen

---

<sup>1)</sup> Diese Annahme ist, wie die Diskussion ergeben hat, in der vorliegenden Form unhaltbar. Die kinematographischen Aufnahmen der Luftschwingungen vor und nach dem ersten und zweiten Sprung ergaben jedoch ganz der Figur entsprechende Bilder, so daß in dieser Richtung nach dem noch unbekanntem Zusammenhang gesucht werden muß.



durch vorsichtiges leises Anblasen leicht eine ganze Reihe von ihnen erhalten. Von diesen werden, die einem Oberton der Pfeife entsprechen, durch Resonanz verstärkt, behalten aber ihre Gestalt als Schneidentöne genau wie in der Figur.

Wird der Luftdruck größer, als für die dem Resonanzraum entsprechende Grundschiwingung nötig ist, so zwingt auch hier der Resonanzraum eine Zeitlang seine Periode auf, dann aber springt der Ton plötzlich in den nächsten Oberton der Pfeife, jedoch wieder als Grundschiwingung und ohne Zerfall, weil eben dem gesteigerten Luftdruck die erhöhte Periode entspricht und die Resonanz der Pfeife den Zerfall verhütet.

Auch von den Orgelpfeifen werden Filmaufnahmen projiziert, die Grundton, sowie die Obertöne bei Über- und Unterdruck demonstrieren.

---

***Analyse und Synthese von Schwingungen;***  
***von E. Grimschl.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1908.)

(Vgl. oben S. 292.)

Zur Konstruktion des Ihnen heute vorzuführenden Apparates zur Analyse von Schwingungen veranlaßte mich der Wunsch, bei der Bestimmung der Schwingungszahl eines Tones mit der gewöhnlichen Lochsirene ein Zählwerk zu benutzen, das vollständig unabhängig von der Umdrehung der Sirenenscheibe ist, um den Übelstand zu vermeiden, daß durch die Einschaltung des Zählwerks eine Störung der Umdrehungsgeschwindigkeit erfolgt. Zu dem Zwecke versuchte ich, einen durch die Lochreihe der gedrehten Sirenenscheibe fallenden Lichtstrahl auf eine bewegte photographische Platte fallen zu lassen. Die Unterbrechung des Lichtstrahls mußte sich dann auf der photographischen Platte durch eine Reihe dunkler Punkte bemerkbar machen. Wenn man die Zeit kennt, während welcher die Platte bewegt wird, so ist eine Abzählung der dunklen Punkte, also auch eine unmittelbare Bestimmung der Unterbrechungen, d. h. der Schwingungszahl des Tones, ausführbar. Die einfachste Art der Bewegung schien mir die zu sein, daß ich eine photographische Platte vor dem unterbrochenen Lichtstrahl frei vorbeifallen ließ. In der Tat erwies sich dieses Verfahren als gut ausführbar, und so kam es nur darauf an, eine bequeme Versuchsanordnung zu treffen. Dieses ist durch den vor Ihnen stehenden Apparat Fig. 1 (a. f. S.) vollkommen erreicht.

Der Apparat besteht aus einem auf einem Stative aufgestellten astronomischen Fernrohr. An der Stelle, wo das reelle Bild des Gegenstandes erzeugt wird, ist eine Hülse angebracht, durch welche hindurch eine photographische Platte von 3 cm Breite in einem beabsichtigten Augenblicke hindurch fallen kann. Zu dem Zwecke ist auf die obere und untere Seite der Hülse eine flache, durch einen Schieber verschließbare Kassette aufgesteckt. In die obere Kassette wird vor Beginn einer Beobachtung eine photographische

Platte in einen passenden Metallrahmen eingebracht. Zieht man dann den Kassettenschieber heraus, so fällt der Metallrahmen mit der Platte auf einen in der mit dem Fernrohr verbundenen Hülse befindlichen Haltestift, der entweder durch einen Druckknopf oder auf pneumatischem Wege durch Drücken auf einen Gummiball

Fig. 1.



zurückgezogen werden kann, wodurch der Metallrahmen mit der photographischen Platte frei wird. Die Platte fällt herunter, durch das Fernrohr hindurch in die untere Kassette, die nun verschlossen wird. In der Dunkelkammer kann dann die Platte entwickelt werden.

Um mit dem Apparate Beobachtungen zu machen, stellt man zuerst das Okular des Fernrohres so ein, daß man das Korn einer in die Hülse eingesetzten Mattscheibe oder die Zeichnung eines eingesetzten photographischen Negativs oder Diapositivs möglichst scharf sieht. Zur Einstellung eignet sich gut ein altes photographisches Negativ, auf dessen Schicht man mit einem scharfen Messer einige scharfe Striche gezogen hat. Das eingestellte Okular des Fernrohres dient jetzt als photographische Einstelllupe, die man ohne Mattscheibe zur Einstellung des Objektivs benutzen kann. Dann stellt man das Objektiv, ohne das Okular zu verschieben, scharf auf den zu beobachtenden Gegenstand, also in dem oben beschriebenen Falle die Löcherreihe der Sirenscheibe, ein, nachdem man die beiden Kassetten, die obere mit Platte versehen, eingesetzt hat. Jetzt ist der Apparat zur Aufnahme vorbereitet. Man setzt die Sirenscheibe in Bewegung und drückt in dem Augenblicke, wo der erzeugte Ton die verlangte Höhe hat, auf den Ball. Die Aufnahme ist vollendet, und nach Entwicklung der Platte kann die Zählung der Schwingungen erfolgen. Um die Fallzeit der Platte zu bestimmen, macht man denselben Versuch mit einer gleichartigen photographischen Platte, auf der man die Schwingungen einer Stimmgabel von bekannter Schwingungszahl photographisch fixiert. Aus einer größeren Zahl von Beobachtungen hat sich ergeben, daß die Fallzeit der photographischen Platte mit nur minimalen Abweichungen immer dieselbe ist. Das ergibt sich daraus, daß die verschiedenen photographischen Stimmgabelkurven vollständig zur Deckung gebracht werden können. Bei dem vorliegenden Apparat beträgt die Fallzeit, d. h. die Zeit, während welcher die Platte vor einem Punkte des reellen Bildes vorbeifällt, annähernd 0,05 Sekunde.

Beim Arbeiten mit dem Apparat, der von der Firma A. KRÜSS, Hamburg, gebaut wird, hat sich ein außerordentlich ausgedehntes Anwendungsgebiet desselben geboten, von denen ich Ihnen einige kleine Proben vorführen möchte.

Bevor ich Ihnen jedoch die Aufnahmen vorführe, möchte ich noch eine Versuchsanordnung zeigen, die sich zum Studium der Schwingungen tönender Stimmgabeln, Saiten u. a. als brauchbar erwiesen hat: Sie sehen hier den leuchtenden, horizontalen Leucht-

körper einer Nernstlampe, Modell B 1902, von der ich die Vorwärmespirale entfernt habe, die also zum Brennen mit einem Streichholz vorgewärmt werden muß. Der Nernstkörper ist eine für viele Zwecke bequem brauchbare Lichtquelle, die den Spalt

Fig. 2.



Fig. 3.



Fig. 4.



Fig. 5.



bei vielen Versuchen ersetzen kann, wie ich übrigens gestern bei einem Apparate, den ich in Abteilung XII vorgeführt habe, schon gezeigt habe.

Vor dem leuchtenden Nernstfaden habe ich eine Stahlsaite vertikal ausgespannt. Richte ich nun den photographischen

Apparat auf den Nernstkörper und stelle auf die Saite scharf ein, so sehe ich eine helle Linie mit einem dunkeln Fleck dort, wo die Saite ist. Nun setze ich die Saite in Schwingungen, drücke auf den Ball, und die Aufnahme der Saitenschwingung ist beendet.

Der leuchtende Nernstfaden hat auf der Platte einen schwarzen Streifen erzeugt, auf dem sich beim Entwickeln eine Wellenkurve zeigt, die daher rührt, daß die durch die Saite hervorgerufene Unterbrechungsstelle des leuchtenden Fadens sich infolge der Schwingung der Saite hin und her bewegt hat. Aus der erhaltenen Schwingungskurve ist der Charakter des von der Saite erzeugten Tones mit Klarheit zu erkennen. Ich werde die eben ausgeführte Aufnahme heute noch entwickeln, um sie Ihnen am Schlusse der heutigen Sitzung zu zeigen. Jetzt möchte ich Ihnen die Resultate von Versuchen vorführen, die ich zu Hause gemacht habe.

Fig. 2 zeigt eine Aufnahme des durch eine rotierende Sirenscheibe fallenden Lichtstrahls. Daß diese Aufnahme wohl geeignet ist, die Gesetze des freien Falles der fallenden photographischen Platte aus dem zunehmenden Abstände der aufeinander folgenden Lichteindrücke abzuleiten, mag nur nebenbei bemerkt werden.

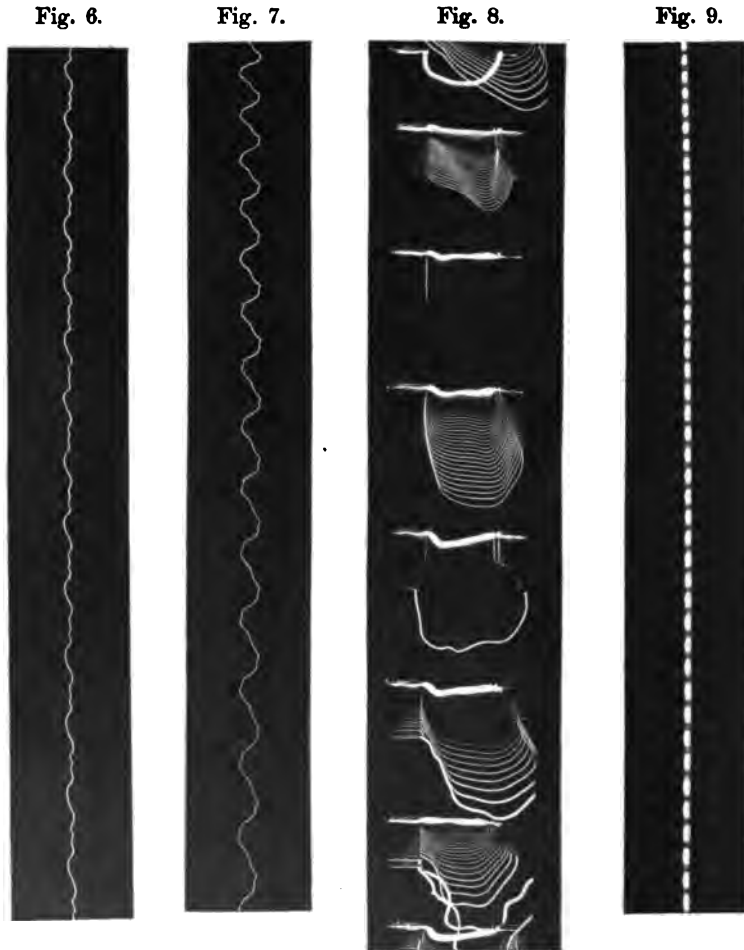
Fig. 3 zeigt die Schwingungskurve, die dadurch erzeugt ist, daß die Zinke einer schwingenden Stimmgabel von 435 Schwingungen vor dem Nernstkörper in Schwingungen versetzt ist.

Fig. 4 ist die Aufnahme einer frei von Obertönen schwingenden ausgespannten Saite. In Fig. 5 sehen Sie das Mitklingen der Oktave des Grundtones als Oberton.

Fig. 6 und 7 (a. f. S.) zeigen noch andere Obertöne, deren Schwingungszahl sich durch einfaches Abzählen der Schwingungen ergibt.

Die oben gezeigten Kurven erinnerten mich an die schon früher von RAPS und KRIGAR-MENZEL ausgeführten Photographien von schwingenden Saiten. Tatsächlich ist das Grundprinzip der Anordnung bei meinen Aufnahmen dasselbe wie bei den RAPSschen Versuchen. Nur ist die Versuchsanordnung und die Ausführung der Versuche bei meinem Apparat so einfach, daß, wie Sie eben gesehen haben, kaum eine Vorbereitung für eine Beobachtung nötig ist.

Bei der Leichtigkeit der Ausführung der Versuche lag es nahe, auch andere oszillatorische oder schnell verlaufende Vorgänge mit dem Apparate zu untersuchen. So wurde denn auch versucht, elektrische Entladungen zu studieren, um vielleicht elektrische Wellen aufzunehmen, obwohl die hohe Schwingungszahl



der elektrischen Wellen wenig Aussicht auf Erfolg versprach. Bei diesen Aufnahmen, die von stud. phys. WESTPHAL in Hamburg gemacht sind, ergab sich das in Fig. 8 dargestellte Bild. Das

Bild stellt die Funkenstrecke eines 30 cm-Induktors dar, in dessen Zuleitung eine große Kapazität in Gestalt großer Leydener Flaschen eingeschaltet wurde. Zwischen der einen Leydener Flasche und der Funkenstrecke wurde eine Selbstinduktion eingeschaltet, deren Größe aber ohne wesentlichen Einfluß auf das Auftreten der Erscheinung zu sein schien, wenn sie nur eine gewisse Größe überstieg. Die bei dem Entladungsfunken auftretende Aureole wurde, weil sie zu störenden Schleiern der Platte Veranlassung gab, mit dem Munde fortgeblasen. Offenbar sind die eigentümlichen Wiederholungen der Entladung Teilentladungen, die der ersten Hauptentladung folgen. Die geringere Stärke der nachfolgenden Entladungen rührt davon her, daß durch den ersten Entladungsschlag der Flaschen die zwischen den Spitzen befindliche Luft leitend wird, daß also demnach zu den folgenden Entladungen nur ein geringeres Entladungspotential nötig ist als zu der ersten Entladung. Daß diese wiederholten Entladungen keine elektrischen Schwingungen sind, ergibt sich außer aus der für elektrische Schwingungen zu geringen Schwingungszahl daraus, daß an den Elektroden keinerlei Polwechsel zu beobachten ist. Die Teilentladungen folgen der Hauptentladung in Zeitzwischenräumen von ungefähr 0,0003 Sekunden.

Fig. 9 endlich zeigt die Aufnahme einer singenden Bogenlampe. Die Helligkeitsschwankungen des Lichtbogens finden einen genügend deutlichen Ausdruck in dem Bilde.

Ich glaube, daß die gezeigten Beispiele genügen, um das ausgedehnte Anwendungsgebiet des Apparates zu veranschaulichen, wenn auch mit den gebotenen Beispielen das Gebiet noch lange nicht erschöpft zu sein scheint. Ich denke, daß Aufnahmen von Insektenflügelschlägen, ähnlich wie sie Herr Prof. LENDENFELD, Prag, ausgeführt hat, auch mit diesem Apparat ausführbar sind. Die Bestimmung der Geschwindigkeit schnell verlaufender Bewegungen muß ebenfalls ausführbar sein, indem man eine Kurve erhält, deren vertikale Komponente durch die Fallräume der Platte, deren horizontale Komponente durch die beobachtete Bewegung erzeugt wird.

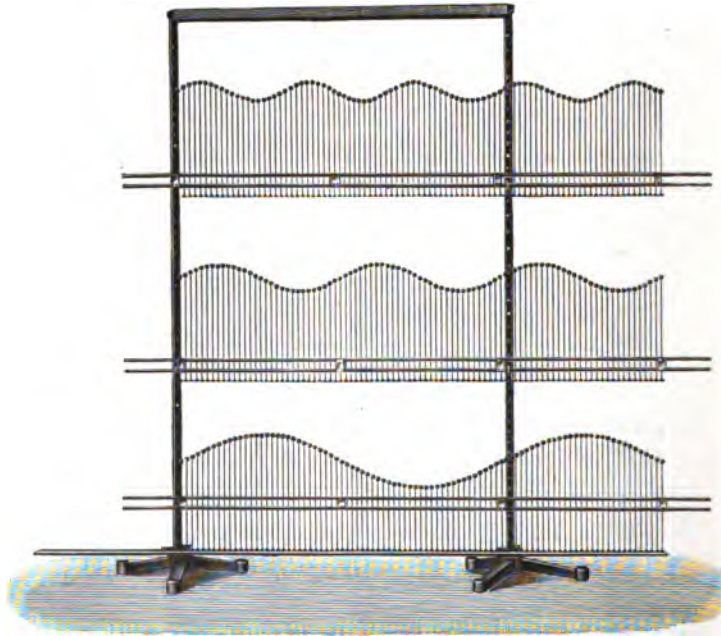
Im Anschluß an diesen Apparat, der die Schwingungen und die schnell verlaufenden Erscheinungen gewissermaßen analytisch



aufnahm, möchte ich nun eine Wellenmaschine vorführen, die die Synthese der Schwingungen ausführen soll.

Der Apparat, dessen Grundidee in der bekannten PFAUNDLERschen Wellenmaschine schon vorhanden ist, besteht aus einer Anzahl von Sinusschwingungen, die durch ihre Ordinaten in Gestalt von Stahlstäben mit aufgesetzten Knöpfen dargestellt werden (Fig. 10). Das wesentlich Neue an dieser Wellenmaschine

Fig. 10.



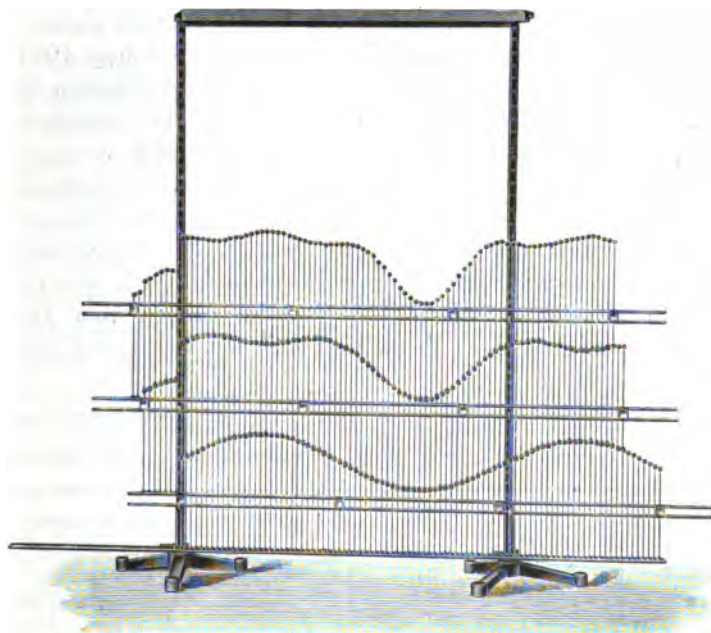
ist, daß man die einzelnen Sinusschwingungen in beliebiger Wahl mit beliebiger Phasenverschiebung dadurch zusammensetzen kann, daß man die Ordinaten addiert. Das geschieht einfach dadurch, daß man die einzelnen Stahlstabsysteme aufeinander setzt und die Stahlstäbe bis zur Berührung mit den unteren Reihen herunterschiebt.

So erhalten wir z. B. hier (Fig. 11) in der mittleren Reihe ein Bild, das dem einen vorhin gezeigten Bilde der Saitenschwingung, bei der der Grundton mit der Oktave zusammenschwingt,

entspricht. Hier ist die Amplitude des Obertons halb so groß wie die Amplitude des Grundtons. Füge ich dieser Schwingung noch die Quinte der Oktave mit einem Drittel der Amplitude des Grundtons hinzu, so erhalte ich das Bild Fig. 11 in der obersten Reihe.

Man kann nun in derselben Weise beliebige Obertöne in beliebiger Zahl den schon gezeigten Schwingungen hinzufügen. Dabei

Fig. 11.



kann man auch jede beliebige Phasendifferenz benutzen. Es kann also jeder beliebige Klang durch die Summation der Ordinaten der Einzelkurven synthetisch zur Darstellung gebracht werden.

**Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolett-  
durchlässigkeit;  
von E. Zschimmer.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.)

(Vgl. oben S. 292.)

Die bisher bekannten Gläser von bester Durchlässigkeit absorbieren in 1 cm Dicke etwa bei der Wellenlänge  $305 \mu\mu$  100 Proz. der ursprünglichen Intensität (nach Abzug der reflektierten Strahlung). Dem Vortragenden ist es gelungen, ein Verfahren zu finden, nach welchem sich in großem Maßstabe verschiedene optische Glasarten herstellen lassen, deren Ultraviolettdurchlässigkeit bei derselben Wellenlänge ( $305 \mu\mu$ ) in 1 cm Dicke etwa 50 Proz. beträgt; bei  $\lambda = 288 \mu\mu$  beträgt die Durchlässigkeit ebenfalls 50 Proc. für etwa 1 mm Schichtdicke. Die wichtigsten optischen Konstanten dieses bis jetzt im großen vom JENAER GLASWERK dargestellten Glases sind für den sichtbaren Teil annähernd folgende:

$N_D$	$(F-C)10^3$	$\frac{N_D-1}{F-C}$	Fabriknummer	Bezeichnung
1,503	781	64,4	0.3199	„U. V.-Kron“
1,533	963	55,4	0.3248	„U. V.-Flint“
1,653	1270	51,4	S. 249	„Schwerstes U. V.-Flint“

Astrophotographische Versuchsaufnahmen haben gezeigt, daß man durch Objektive aus diesen Gläsern eine erheblich größere Sternzahl und feineres Detail gewinnt als durch gleiche Objektive aus den gewöhnlichen Glasarten. Der Vortragende hat ferner ein „Filterglas für kurzwellige Strahlen“ dargestellt, welches von Rot bis Blau stark absorbiert, Blau, Violett und Ultraviolett etwa bis  $280 \mu\mu$  in 1 mm Dicke gut durchläßt.

***Über die spektroskopische Bestimmung des Atomgewichtes;  
von C. Runge.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1903.)

(Vgl. oben S. 293.)

Daß zwischen den Linienspektren der Elemente und ihrem Atomgewicht Beziehungen bestehen, ist schon seit langem bekannt. Man sieht es z. B. unmittelbar, wenn man die Spektren der Alkalien miteinander vergleicht. Die Linien rücken, im ganzen genommen, mit wachsendem Atomgewicht nach dem roten Ende des Spektrums.

Projektion: Die Spektren der Alkalien.

Bei genauerer Untersuchung zeigt sich sogar, daß jede Linie des einen Elementes einer bestimmten Linie des andern Elementes entspricht. Man erkennt nämlich, daß der Bau eines jeden Spektrums ein ganz regelmäßiger ist. Man muß nur die Linien gruppenweise in sogenannte Serien zusammenfassen. Wir erhalten dann bei jedem Element dasselbe Bild und können je zwei Bilder Punkt für Punkt aufeinander beziehen.

Diese Beziehung der Spektren auf einander ist nun noch nicht bei allen Familien chemischer Elemente gelungen. Ueberall, wo Serien aufgefunden sind, wie bei Mg Ca Sr, Zn Cd Hg, Al In Tl, Cu Ag Au, können wenigstens die Serienlinien aufeinander bezogen werden. Für die zahlreichen anderen Linien, die sich nicht zu Serien haben ordnen lassen, muß man sich nach anderen Kriterien umsehen, um sie von Element zu Element aufeinander zu beziehen. Solche Kriterien liefern:

1. das Verhalten und Aussehen der Linien, ob sie leicht umkehrbar, ob verbreitert oder scharf, wie die Wellenlänge sich unter Druck ändert, die Intensität bei verschiedenen Temperaturen in der Bunsenflamme, im elektrischen Bogen, im Funken, bei Einschaltung von Selbstinduktion, von Kapazität;

2. das Gesetz konstanter Schwingungsdifferenzen;
3. das Verhalten der Linien im magnetischen Felde.

Besonders das Verhalten im magnetischen Felde ist vorzüglich geeignet, uns über das Entsprechen der Linien Aufschluß zu geben.

Projektion: Verschiedene Typen von Zerlegungen.

Wenn man die entsprechenden Linien einer Familie von Elementen gefunden hat, so sind die Schwingungszahlen eine glatte Funktion des Quadrats des Atomgewichtes.

Projektion: Tafel von RAMAGE.

Es wird auf diese Weise möglich, das Atomgewicht eines Elementes aus den Atomgewichten verwandter Elemente zu bestimmen, graphisch oder durch empirische Formeln.

Natürlich darf man dabei die Linien nur auf Grund der auseinandergesetzten Kriterien einander zuordnen. Wollte man in der Zuordnung willkürlich verfahren, so verliert man bei der großen Anzahl von Linien jeden festen Boden. So hat WATTS meiner Ansicht nach ganz vergeblich gearbeitet, indem er ohne Rücksicht auf die Kriterien Linien einander zuordnet, um ein vorher bekanntes Atomgewicht damit herauszukonstruieren. Bei ihm erscheinen Linien einander zugeordnet, von denen wir mit Bestimmtheit wissen, daß sie nichts miteinander zu tun haben.

Wenn man die Funktion analytisch könnte, nach der die Wellenlängen entsprechender Linien mit dem Atomgewicht zusammenhängen, so würde das zu einer sehr genauen Atomgewichtsbestimmung führen können.

Bei den sich entsprechenden Linienpaaren konstanter Schwingungsdifferenz läßt sich eine empirische Formel aufstellen, die mit großer Genauigkeit den Abstand der beiden Linien eines Paares in der Skala der Schwingungszahlen als Funktion des Atomgewichtes darstellt. Es ist nämlich der Abstand innerhalb einer Gruppe chemisch verwandter Elemente proportional einer Potenz des Atomgewichtes, oder, was dasselbe ist, die Logarithmen sind lineare Funktionen voneinander.

Projektion: Na K Rb Cs,  
Cu Ag Au,  
Al Ga In Tl.

PRECHT und ich haben versucht, dies Gesetz auf die Atomgewichtsbestimmung von Radium anzuwenden. Man findet nämlich, daß die stärksten Radiumlinien Paare mit konstantem Abstand bilden.

Projektion: Tabelle der Paare von Radiumlinien.

Diese entsprechen nach dem ZEEMAN-Effekt gewissen Paaren im Spektrum von Mg Ca Sr Ba.

Projektion: Tabelle der entsprechenden Linien.

Der Abstand der beiden Linien eines Paares wächst von Element zu Element mit dem Atomgewicht.

Projektion: Tabelle des Abstandes als Funktion des Atomgewichtes.

Wenn man die Logarithmen aufträgt, so ergibt sich die Figur.

Projektion: Logarithmus des Abstandes als Funktion des Logarithmus des Atomgewichtes.

Die Verlängerung der Geraden gibt für Radium das Atomgewicht 257, während Mad. CURIE 225 gefunden hat. Es bleibt vorläufig dahingestellt, ob unsere Zahl die richtigere ist. Mad. CURIE hält einen so großen Fehler ihrer Bestimmung nicht für möglich. Für die Reinheit ihres Materials spräche DESMARÇAYS spektroskopischer Befund.

Dagegen ist zu erwidern, daß erstens der spektroskopische Befund kein sicherer Beweis der Reinheit ist, und zweitens, daß sich unter den von DESMARÇAY aufgeführten Linien zwei Linien von beträchtlicher Intensität befinden, die nach unseren Untersuchungen unzweifelhaft Baryumlinien sind.

---

***Neue physikalische Unterrichtsapparate;  
von E. Grimsehl.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1903.)

(Vgl. oben S. 293.)

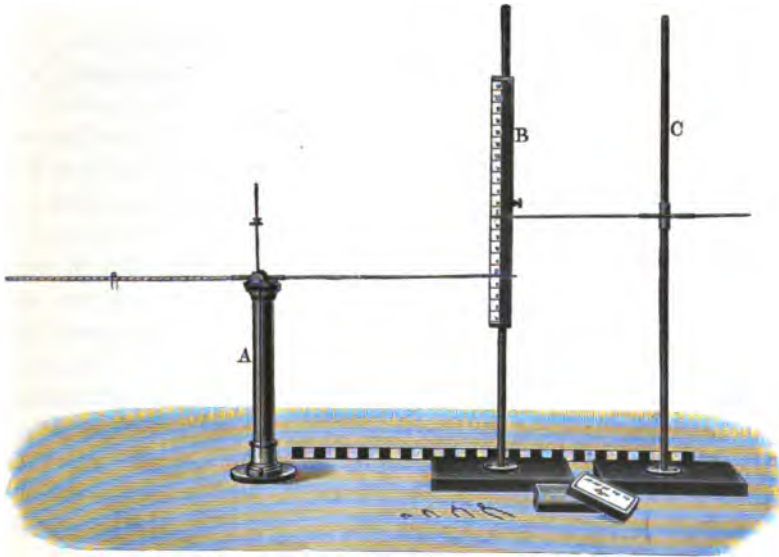
Der Unterricht verlangt einfache Apparate und einfache Versuchsanordnungen, damit die durch die Apparate vorzuführenden Erscheinungen und die zu entwickelnden und bei den Schülern festzulegenden Begriffe nicht verdunkelt und verdeckt werden durch die Apparate selbst. Der Unterrichtsapparat muß immer Beiwerk bleiben, er darf sich niemals durch seinen Aufbau oder durch seine auffallende Form in den Vordergrund drängen. Die Versuchsanordnungen müssen so durchsichtig und klar sein, daß der Schüler nicht erst nötig hat, den Hauptteil seines Scharfsinnes auf die Entwirrung der Anordnung zu verwenden. Auch die Anforderungen an den mathematischen Verstand müssen möglichst niedrig gehalten werden, wenn es sich um die Entwicklung der physikalischen Begriffe handelt. Damit soll durchaus nicht gesagt sein, daß mathematische Entwicklungen aus dem Physikunterricht völlig zu verbannen sind. Vielmehr setzen die mathematischen Entwicklungen dann ein, wenn die physikalischen Grundbegriffe sicher fundiert sind.

Das sind die Grundlinien, die mich bei der Konstruktion physikalischer Unterrichtsapparate, die von der Firma A. KRÜSS, Hamburg, gebaut werden, geleitet haben, von denen ich Ihnen heute einige vorführen möchte. Der erste Apparat soll dazu dienen, die Polstärke eines Magneten in absolutem Maße zu bestimmen, und dann mit Hilfe der bekannten Polstärke die Messung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus auszuführen; der zweite Apparat soll die Aufgabe lösen, die optischen Erscheinungen bei Spiegeln, Prismen und Linsen, sowie bei den optischen Instrumenten zu demonstrieren; der dritte Apparat dient zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

### Die Polwage.

Der Apparat besteht aus drei verschiedenen Teilen, der eigentlichen Polwage *A*, dem Vertikalmaßstab *B* und dem Stativ für die abstoßende Magnetnadel *C*. Außerdem gehört noch ein Satz kleiner Reitergewichte aus Aluminiumdraht dazu, die die Größen von 10 bis 50 Dyn haben, damit die Größe der zu

Fig. 1.



messenden Kräfte direkt in Dyn ausgedrückt wird. Als Magnetnadeln werden Stricknadeln verwandt, die möglichst gleichartig und gleich magnetisch sind.

Die eigentliche Polwage *A* besteht aus einem Messingstativ, an dessen oberem Ende die Lager für die Schneiden einer Messinghülse angebracht sind, welche auf der einen Seite zum Hineinstecken einer der Stricknadeln, auf der anderen zum Hineinstecken eines gleich schweren messingenen Reiterlineals dient. Nach unten ist an der Hülse eine lange Zunge angebracht, deren untere Spitze einer auf dem Fuße des Stativs befindlichen Spitze der Gleichgewichtslage gerade gegenüber stehen muß. Oberhalb der Schneide sind noch zwei kleine Balanciergewichte zum Ausgleich



geringer Abweichungen aus der Gleichgewichtslage und zur Verschiebung des Schwerpunktes der Wage angebracht.

Der Vertikalmaßstab  $B$  besteht aus einem an einem kleinen Stativ auf und ab verschiebbaren Spiegelstreifen, von dem längs der einen Hälfte die Belegung entfernt und durch einen Millimetermaßstab ersetzt ist.

Das Stativ  $C$  dient zur horizontalen Befestigung einer zweiten Magnetnadel, welche in eine federnde, auf der Stativstange verschiebbare Hülse eingesteckt ist.

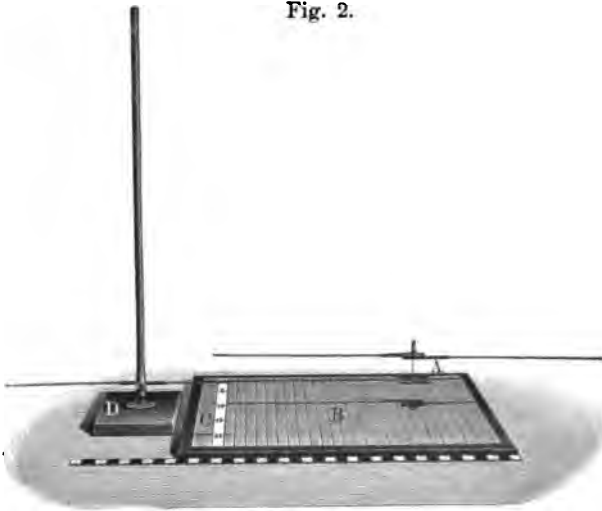
Bestimmung der Polstärke. Nachdem man eine der Stricknadeln in der Polwage befestigt und Gleichgewicht hergestellt hat, stellt man hinter dem freien Pol der Nadel den Vertikalmaßstab so auf, daß der Pol vor dem Nullpunkt der Teilung liegt, und lenkt dann diesen Pol durch den gleichnamigen Pol einer zweiten in dem Stativ  $C$  befestigten Stricknadel von oben her ab. Durch Reitergewichte auf dem Reiterlineal wird darauf das Gleichgewicht wieder hergestellt. Aus der Größe des Reitergewichtes und dem Verhältnis der Hebelarme läßt sich die abstoßende Kraft der Pole sofort bestimmen. Die Entfernung der Pole wird am Vertikalmaßstabe abgelesen. Nach dem COULOMBSchen Gesetze kann das Produkt der Polstärken der abstoßenden Pole berechnet werden. Wenn man den Abstand der Pole innerhalb der Grenzen 6 bis 15 cm wählt, so ergibt sich für das Produkt der Polstärken stets derselbe Wert. Für größere oder geringere Entfernungen ergibt sich ein zu kleiner Wert aus Gründen, die ich hier im einzelnen aus Zeitmangel nicht ausführen kann. Bleibt man aber innerhalb der angegebenen Grenzen, so kann die Polwage zur Verifikation des COULOMBSchen Gesetzes dienen.

Wenn man die Annahme machen kann, daß die beiden benutzten Polstärken gleiche Größe haben, so kann man die einzelne Polstärke unmittelbar durch Wurzelausziehen finden. Ist diese Annahme nicht zulässig, so muß man noch eine dritte Nadel zu Hilfe nehmen und kann aus drei Bestimmungen die Werte  $m_1 m_2$ ,  $m_1 m_3$ ,  $m_2 m_3$  herleiten. Aus diesen Werten lassen sich dann die einzelnen Polstärken sofort berechnen.

Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus. Hat man die Polstärke eines Magnetstabes bestimmt, so ist die Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetis-

mus nach folgendem Verfahren leicht und rasch ausführbar. Fig. 2 zeigt die ganze Versuchsanordnung. Man braucht dazu einen Spiegel *B*, auf dem eine Reihe paralleler Linien die Richtung des magnetischen Meridians angeben. Parallel mit diesen Linien ist ein Millimetermaßstab an einer Kante des Spiegels unter dem Spiegel an einer von Belegung befreiten Stelle angebracht. Außerdem ist längs einer dazu senkrechten Seitenkante ein Strich senkrecht zur magnetischen Meridianrichtung gezogen. Ferner braucht man eine auf einer niedrigen Spitze des Glashütchens aufgesetzte Doppelhülse, welche einerseits zur Aufnahme der magnetisierten Stricknadeln, andererseits zur Aufnahme eines als

Fig. 2.



Gegengewicht dienenden Messingdrahtes dient. Endlich ist noch das schon vorhin benutzte Stativ mit der horizontalen Magnetnadel erforderlich.

Man legt nun den Spiegel so auf den Tisch, daß die Meridianlinien wirklich in die Richtung des magnetischen Meridians fallen. Die auf der Spitze schwebende Nadel dient zur Einstellung. Hierauf lenkt man diese Nadel mittels der festen Nadel um  $90^\circ$  ab, also so, daß sie mit der vorhin bezeichneten Senkrechten zusammenfällt. An dem Spiegelmaßstabe liest man dann die Entfernung  $r$  der beiden gleichnamigen Pole ab. Die abstoßende

Kraft der beiden Nadeln, von denen die drehbare die Polstärke  $m_2$ , die ablenkende die Polstärke  $m_1$  haben mag, beträgt

$$K = \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Der freie Pol der abgelenkten drehbaren Magnetnadel wird durch das erdmagnetische Feld, dessen Horizontalintensität  $H$  betragen mag, in entgegengesetzter Richtung mit der Kraft  $K = m_2 \cdot H$  gezogen. Die Gleichheit der beiden Kräfte  $K$  ergibt die Gleichung

$$m_2 \cdot H = \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

woraus  $H = \frac{m_1}{r^2}$  folgt. Man braucht also nur die Polstärke der ablenkenden Magnetnadel und die Entfernung der beiden Pole zu kennen. Die Bestimmung nimmt so wenig Zeit und auch so wenig Aufwand an mathematischen Berechnungen in Anspruch, daß man innerhalb einer Unterrichtsstunde eine sehr große Zahl von Bestimmungen ausführen kann an verschiedenen Orten des Zimmers oder des Gebäudes. Das hat den praktischen Wert, daß man auf die große Verschiedenheit des erdmagnetischen Feldes innerhalb eines modernen Gebäudes mit seinen Eisenkonstruktionen in gebührender Weise aufmerksam machen kann.

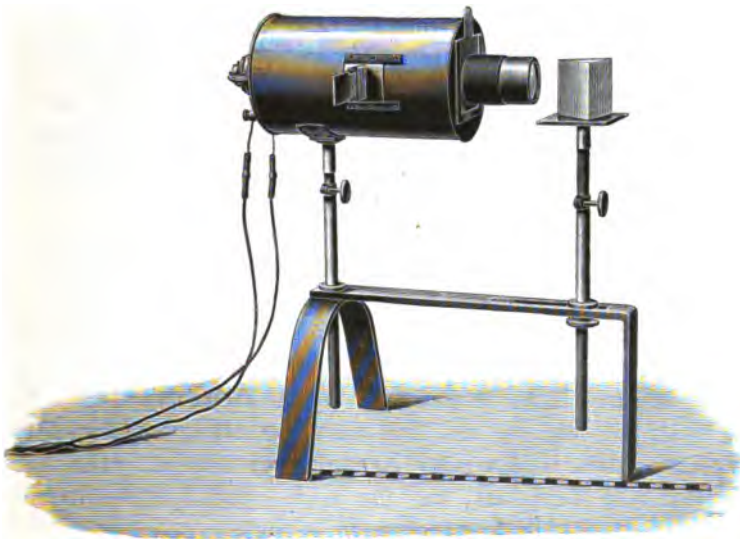
Bemerken muß ich noch, daß die Polwage auch zur Bestimmung der Größe von elektrischen Ladungen in absolutem Maße geeignet ist, wenn man an Stelle der magnetisierten Stricknadeln dünne Glasstäbchen anwendet, an deren äußersten Enden leichte Kugeln, z. B. aus Holundermark, angebracht sind. Die Beziehungen zwischen Elektrizitätsmenge, Spannung und Kapazität sind ohne weiteres experimentell nachzuweisen. Die Polwage ist also zugleich ein absolutes Elektrometer, das in seiner Behandlung sehr einfach ist.

### Die Glühlampenlaterne.

Der zweite vorzuführen Apparat ist eine optische Laterne mit einer Glühlampe als Lichtquelle. Die eigentliche Laterne (Fig. 3) besteht aus einem zylindrischen Gehäuse aus Messingblech, dessen eine in dem Zylinder drehbare Endfläche in der Mitte die Fassung für eine Glühlampe zentrisch und axial trägt.

Das Gewinde für die Glühlampe liegt innerhalb des Blechzylinders, dagegen der Ausschalter und die Klemmen für die Stromzuführung außerhalb des Zylinders. Die der Lampenfassung gegenüberliegende Grundfläche des Zylinders ist durch eine Kapsel verschlossen, in welche mittels passender Nutenführungen Blenden und Spalte, sowie andere Hilfsapparate eingeführt werden können. Die zylindrischen Flächen sind noch mit zwei Durchbohrungen versehen, in welche mittels Nutenführung eine einfache Spaltvorrichtung eingesetzt werden kann. Der Blechzylinder, der im

Fig. 3.



Inneren mit Asbestpappe ausgekleidet ist, damit die brennende Glühlampe die Außenwandungen nicht zu stark erhitzt, ist mit einer Stativstange versehen, welche in einem passenden Hülsenstative oder einer kleinen optischen Bank aufgestellt werden kann. Eine Reihe von Blenden, Schirmen, Hülsen und Tischen, sowie von passenden Linsen und Prismen gestattet die Ausführung jedes in der Schulphysik vorkommenden Versuches in höchst einfacher Weise, so daß ich glaube, mit der Glühlampenlaterne einen bequemen und billigen Ersatz für die umfangreiche und kostspielige Projektionslampe mit Bogenlicht geschaffen zu haben.

Die mir zur Verfügung stehende knappe Zeit gebietet, nur eine beschränkte Auswahl von Versuchen und Versuchsanordnungen auszuführen.

**Spektralerscheinungen.** Als Lichtquelle verwende ich in der Laterne eine Nernstlampe Modell B 1902, von der ich die Vorwärmespirale entfernt habe, die ich also durch eine künstliche Erwärmung mittels Streichholz oder Bunsenbrenner erst zum Brennen bringen muß. Der leuchtende Nernstlampenfaden dient unmittelbar als Spalt, von dem ich mittels eines in der Vorderseite der Lampe eingeschalteten Systems aus zwei Konvexlinsen ein reelles vergrößertes Bild auf dem Schirme erzeuge. Vor der Lampe, die auf der kleinen optischen Bank aufgestellt ist, ist ein kleines Tischchen zur Aufnahme eines Flintglasprismas angebracht. Drehe ich nun die Laterne auf dem Stativ so, daß die Strahlen der Lampe durch das Prisma gehen, so erhalte ich ein Spektrum, das so lichtstark ist, daß Sie es hier bis auf den letzten Platz deutlich sehen werden.

Jetzt zeige ich Ihnen einige Absorptionsspektren, welche durch vorgesetzte Gläser und Gelatinefolien erzeugt werden.

Will ich die Erscheinungen schärfer machen, allerdings auf Kosten der Lichtstärke, so setze ich in die Laterne die verschiebbare Spaltvorrichtung ein, wodurch ein Teil des Nernstlampenfadens bis auf einen engen Spalt abgeblendet wird. Ich kann den Spalt beliebig eng machen, aber denselben andererseits bis auf 1 mm dem leuchtenden Nernstkörper nähern, erhalte also trotzdem eine Helligkeit, die für Schul- und Unterrichtszwecke den weitestgehenden Anforderungen genügt.

Ich bringe jetzt in den Strahlengang zwischen Linsensystem und Prisma einen Löffel mit brennendem Natrium an. Sie sehen die Umkehrung der Natriumlinie.

**Objektive Darstellung des Strahlenganges bei der Brechung und Reflexion des Lichtes.** Zur objektiven Darstellung der Reflexions- und Brechungserscheinungen, sowie des Strahlenganges bei Prismen und Linsen drehe ich die Lampenfassung so, daß der Nernstkörper horizontal liegt, und verschiebe das eingesetzte Linsenrohr so, daß der Nernstfaden in der Brennebene des Linsensystems liegt. Dadurch erhalte ich einen Strahlenkomplex, der in seinem vertikalen Querschnitt nahezu unver-

änderliche Breite behält, der allerdings im horizontalen Querschnitt aus divergierenden Strahlen besteht; da aber der Beschauer in horizontaler Richtung sieht, so erscheint ihm der Strahlenkomplex wie ein paralleles Strahlenbündel, aus dem ich jetzt durch eine vorgesetzte Blende mit drei breiten horizontalen Spalten drei Strahlenbündel herausblende. Sie können die Strahlenbündel noch weithin getrennt beobachten.

In diese Strahlenbündel werden Spiegel oder Linsen eingesetzt, wie ich hier vorführe. Der Strahlenverlauf ist auch jetzt, wenn ich Tabaksdampf in denselben hineinblase, weithin sichtbar.

Da ich die ganze Laterne wegen ihres geringen Gewichtes schief stellen kann, so kann ich das Strahlenbündel ohne Spiegelung in ein Gefäß mit Wasser leiten, um hier die Brechung zu beobachten. In der Leichtigkeit und Beweglichkeit der Laterne liegt ein Hauptvorteil vor der Bogenlampenlaterne, abgesehen davon, daß man die Laterne wegen ihres geringen Stromverbrauches in jede beliebige Glühlampenfassung einschalten kann.

Wirkungsweise der optischen Instrumente. Zum Schluß gestatten Sie bitte die objektive Vorführung der Wirkungsweise der sogenannten optischen Instrumente.

Ich ersetze die bisher benutzte Nernstlampe durch eine gewöhnliche Nernstlampe Modell B, 1902, mit mattierter Glaskuppel oder durch eine mattierte 32kerzige Kohlefadenglühlampe und setze in die vordere Kapsel der Laterne eine Blende mit einem durch Löcher dargestellten  $F$ , dessen einzelne Löcher den gegenseitigen Abstand von 0,5 bzw. 1 cm haben; die Lochgröße beträgt 2 mm. Vor die Laterne setze ich in geeignetem Abstände einen großen Blendschirm mit eingesetzter Konvexlinse und erzeuge auf diesem Schirme, der mit einer horizontalen und vertikalen Millimeterteilung versehen ist, ein reelles Bild. Sie erkennen, daß man die Größe des Bildes, also demnach auch die Vergrößerung der Linse, unmittelbar ablesen kann.

Als Linsen verwende ich gewöhnliche, nach Dioptrien geordnete Brillengläser, die alle auf denselben Durchmesser abgeschliffen sind und demnach alle in jede der einfachen Linsenfassungen passen.

Stelle ich nun in geeigneter Entfernung dieses aus Konvexlinse und Mattscheibe bestehende normalsichtige Augenmodell

auf, so erkennen Sie das deutliche, reelle, aufrechte Bild auf der Netzhaut des Auges. Letzteres ist das reelle Bild des von der ersten Konvexlinse erzeugten umgekehrten reellen Bildes. Der so zusammengesetzte Apparat ist ein nur aus einem Objektiv bestehendes Fernrohr. Setze ich vor das normalsichtige Auge diese Konvexlinse, so muß ich das Auge der ersten Linse nähern, um ein scharfes Bild auf der Netzhaut zu erzeugen. Dadurch erreiche ich aber wegen der verringerten Entfernung des Gegenstandes (nämlich des ersten reellen Bildes) von der Augenlinse ein stark vergrößertes Bild auf der Netzhaut. Die vor das Auge gesetzte Konvexlinse kann ich aber auch mit der ersten Konvexlinse fest verbinden. So erhalte ich das astronomische Fernrohr oder bei anders gewählter Brennweite von Objektiv und Okular das zusammengesetzte Mikroskop.

Die Darstellung des terrestrischen Fernrohres ist dadurch leicht möglich, daß zwischen Objektiv und Okular noch eine Umkehrungslinse eingesetzt wird.

Das galileische Fernrohr ist nach meiner Auffassung in seiner Wirkungsweise am leichtesten durch folgende Darstellung verständlich: Das Netzhautbild eines Auges kann auf doppelte Weise vergrößert werden. Erstens dadurch, daß man die Brennweite der Augenlinse durch eine davor gesetzte Konvexlinse verkürzt, dadurch also ermöglicht, daß man den betrachteten Gegenstand nahe an das Auge bringen kann; es wird hier die Bildweite unverändert gelassen, aber die Gegenstandsweite verringert. Das ist die Wirkungsweise der Lupe. Zweitens könnte man die Bildweite ohne Änderung der Gegenstandsweite vergrößern, wenn man die Augenlinse nach vorn aus dem Auge verschieben und durch eine Konvexlinse von größerer Brennweite ersetzen könnte.

In Verfolg dieses Gedankens setzt man vor das Auge eine Konkavlinse, wodurch das reelle Bild hinter die Netzhaut fällt. Um nun das Bild wieder scharf auf die Netzhaut zu bekommen, setzt man in geeigneter Entfernung von der Konkavlinse eine Konvexlinse, welche die in das mit der Konkavlinse versehene Auge eintretenden Lichtstrahlen schon konvergent macht, wodurch wieder eine Vereinigung der Lichtstrahlen zu einem reellen Bilde auf der Netzhaut stattfindet. Man kann nun, ohne einen bedeutenden Fehler zu machen, den Abstand der letzteren Konvexlinse

von der Netzhaut als die neue vergrößerte Bildweite ansehen, wodurch sich die Vergrößerung des Netzhautbildes erklärt.

Meines Erachtens sollte man bei der schulgemäßen Darstellung der Wirkungsweise der optischen Instrumente niemals bei dem virtuellen Bilde des Okulars, das bei den Fernrohren im Unendlichen liegt, stehen bleiben, sondern das auf der Netzhaut entstehende reelle Bild betrachten. Dadurch wird das Verständnis der Wirkungsweise der optischen Instrumente wesentlich erleichtert. Außerdem ist diese Darstellung frei von dem sonst der Erklärung zugrunde gelegten subjektiven physiologischen Wirken des Auges, das doch bis zur Entstehung des Bildes auf der Netzhaut rein physikalischer Natur ist.

#### **Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.**

Der Apparat ist schon beschrieben in der Physikalischen Zeitschrift 4, 568—569, 1903.

---



***Ein neuer spektraler Farbenmischapparat;  
von Leon Asher (Bern).***

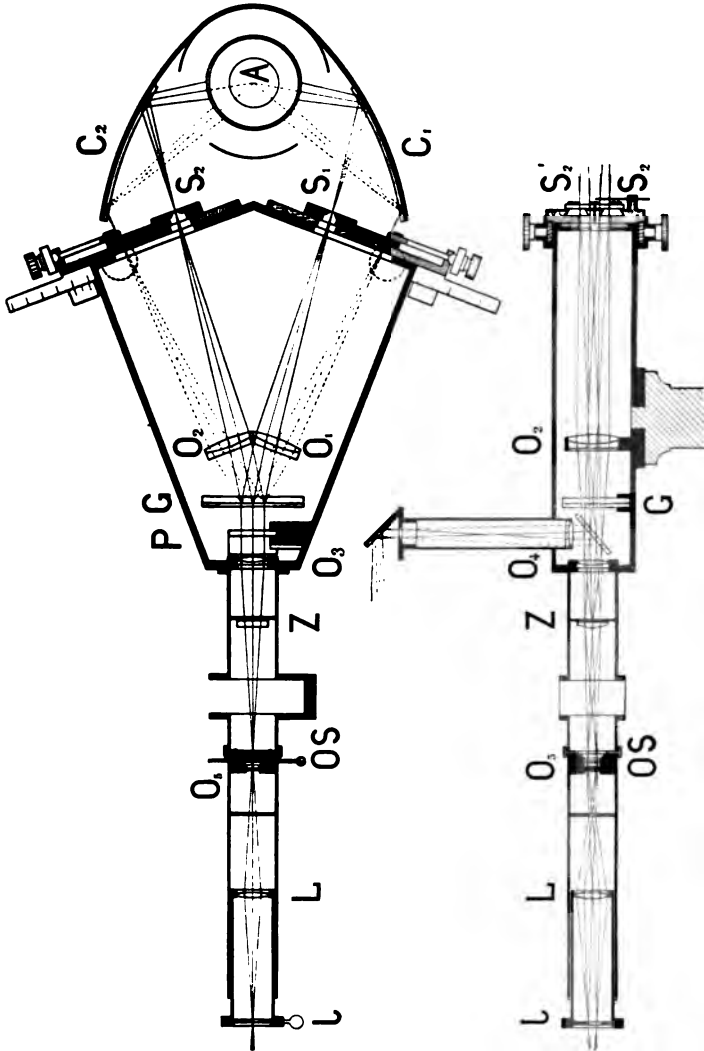
(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. September 1903.)

(Vgl. oben S. 293.)

Die vorzüglichen Reproduktionen des ROWLANDSchen Gitters durch THORPE gaben mir Veranlassung, den Versuch machen zu lassen, einen spektralen Farbenmischapparat unter Benutzung dieser recht billigen Gitter herzustellen. Die Firma SCHMIDT und HAENSCH hat die Ausführung desselben übernommen und in ihrer rühmlichst bekannten Weise einen Apparat gebaut, welcher sowohl allen wesentlichen Anforderungen an einen spektralen Farbenmischapparat gerecht werden, als auch eine für vielfache praktische Anwendung erwünschte Handlichkeit besitzen soll. Das Prinzip des Apparates sowie seine Verwendungsweise wird un schwer aus den beiden folgenden Zeichnungen ersichtlich, von denen die eine den Apparat im Aufriß, die andere denselben in der Seitenansicht wiedergibt.

In  $A$  befindet sich eine Auerlampe, in  $C_1$  und  $C_2$  zwei Reflektoren, welche das von der Auerlampe aufgenommene Licht nach den Spalten  $S_1$  und  $S_2$ , bzw.  $S_2$  und  $S_1^1$  reflektieren. Das durch die Spalten  $S_1$  und  $S_2$  getretene Licht wird durch die Objektive  $O_1$  und  $O_2$  parallel gemacht und tritt so durch das in  $G$  aufgestellte Gitter. Die Strahlen treten dann durch ein Objektiv  $O_3$  und ein Zwillingssprisma  $Z$ . Die beiden entstehenden Spektren gelangen im Okularspalt  $OS$  zur Abbildung. Vor diesem Okularspalt befindet sich (von  $O_3$  bis  $l$ ) ein Fernrohr zur Betrachtung der Spektren; im vorderen Teile desselben ist eine Irisblende angebracht zur eventuellen Verkleinerung des Gesichtsfeldes. Durch die in der Figur angegebene Schrägstellung der Spalte zum Gitter ist erreicht, daß nur je ein Spektrum erster Ordnung in das Auge gelangen kann. Zur Einstellung der verschiedenen Wellenlängen sind die Spalte im ganzen in einer sehr genau gearbeiteten Schlittenführung verschiebbar; die Verschiebung ist an einer Längsteilung mit  $\frac{1}{20}$ -Nonius ablesbar. Zwei von

den vier Verstellschrauben der vier Spalte sind auf der Seitenansicht sichtbar. Die Dimensionen des Apparates sind derart, daß der in das Okular des vorderen Fernrohres blickende Beobachter sitzend bequem die Spalte mit Hilfe der Schraube verschieben kann. Die Spalte sind in ihren Öffnungen variabel und



durch Trommelteilung ablesbar (siehe den Aufriß). Im Aufriß ist durch die ausgezogenen Linien der Gang der violetten Strahlen, durch die gestrichelten derjenige der roten angedeutet. Es ist ersichtlich, daß man durch die beiden unteren Spalte  $S_1$  und  $S_2$  je nach ihrer Stellung zwei beliebige homogene Spektralfarben zur Mischung bringen kann, ebenso durch die beiden oberen  $S_1^1$  (nicht abgebildet) und  $S_2^1$ . Jeder Spalt besitzt ein eigenes Verschlussstück. Durch das Zwillingssprisma  $Z$  werden die oberen und unteren Spektren im kreisförmigen Gesichtsfelde durch eine scharfe, gerade Mittellinie abgegrenzt. Das kreisförmige Gesichtsfeld kann also folgendermaßen angefüllt werden: oberes Halbfeld eine homogene Farbe, unteres Halbfeld eine homogene Farbe (nach Verschluss je eines Spaltes oben und unten); oberes Halbfeld homogene Farbe, unteres Halbfeld eine Mischfarbe und umgekehrt; oberes und unteres Halbfeld je eine Mischfarbe. Schließlich kann durch ein oben angebrachtes Zusatzrohr mit Spiegel und Objektiv  $O_4$  weißes Tageslicht zugespiegelt und das eine Halbfeld damit erfüllt werden. Die Zylinderspiegel  $C_1$  und  $C_2$  sind so angeordnet, daß bei jeder einzelnen Spaltstellung Strahlenbündel nahezu aus dem Zentrum der Auerlampe kommen. Der benutzte Auerbrenner ist der stärkste zur Zeit vorrätige und liefert schöne, lichtstarke Spektren.

Zwischen  $Z$  und  $OS$  befindet sich ein abschließbares, kastenförmiges Zwischenstück, um event. einen Sektor eines rotierenden Episkotisters aufzunehmen.

Die Vorzüge dieses neuen Apparates bestehen in folgenden Punkten: 1. Die Benutzung nur eines lichtstarken Auerbrenners für alle vier Spalte. 2. Die Vorteile, welche das Gitter mit sich bringt. Man erhält ein natürliches und in keiner Weise verzerrtes Spektrum; man bedarf einer weniger komplizierten Optik, wodurch die Lichtschwächung geringer wird und der mechanische Aufbau des Apparates sich wesentlich vereinfacht. Die Bestimmung der Wellenlänge ist sehr einfach und, einmal ausgeführt, bleibend gültig. Zur Bestimmung der Wellenlänge wird die Auerlampe durch einen zur Verdampfung von Salzen passenden Brenner ersetzt und in bekannter Weise werden die Skalenteile in Wellenlängen umgewertet. Auf besonderen Wunsch liefert die Firma SCHMIDT und HAENSCH die Längsteilung nach Wellenlängen ge-

eicht. 3. Die Handlichkeit des Apparates. Dieser Punkt ist ganz besonders wichtig, weil derselbe vor allem auch bestimmt ist, der praktischen Anwendung in den Augenkliniken usw. zu dienen. Ich habe mit diesem Apparat bisher acht Farbenblinde verschiedenen Bildungsgrades untersucht und mich überzeugt, daß sie ohne Mühe die gewünschten Gleichungen selbst einstellen, da sie nur bis zur Gewinnung eines bestimmten Farbeindrucks mit einer bzw. zwei Stellschrauben die Spalten zu verschieben brauchen. Auch Physiologen und Physikern wird es nicht unerwünscht sein, an einem Apparat zu arbeiten, welcher die Dimensionen eines gewöhnlichen Spektralapparates besitzt und an welchem ohne Mitwirkung einer zweiten Person alle Einstellungen vom Sitz aus bewerkstelligt werden können. 4. Im Vergleich zu den klassischen Farbmischapparaten von HELMHOLTZ und HERING sind die Herstellungskosten nicht unwesentlich geringer. Dieselben belaufen sich auf etwa 600 M. Der Apparat wird in zwei Formen geliefert. Für streng exakte Versuche, wie sie von Physiologen und Physikern benötigt werden, erhält der Apparat symmetrische Bilateralspalte zur Einstellung der Wellenlängen und einen meßbar variablen Spalt am Zusatzrohr. Für die Untersuchung der Farbenblinden und für die Zwecke der Demonstration und der praktischen Kurse genügt die oben beschriebene Ausführung mit einfachen Spalten<sup>1)</sup>.

Die Ergebnisse meiner Untersuchungen an Farbenblinden werde ich an einem anderen Orte veröffentlichen.

---

<sup>1)</sup> Der Apparat ist von der Firma SCHMIDT und HAENSCH zum Muster-schutz angemeldet.

Bern, Oktober 1903. Physiologisches Institut.

**Weitere Mitteilung über ultramikroskopische  
Untersuchung von Farbstoffmischungen und ihre  
physikalisch-physiologische Bedeutung;  
von E. Raehlmann.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.)

(Vgl. oben S. 293.)

In Nr. 16 der „Ophthalmologischen Klinik“ habe ich über Untersuchungen an Farbstoffen berichtet, die mit dem neuen Mikroskop von H. SIEDENTOPF und ZSIGMONDY im Laboratorium der Firma CARL ZEISS in Jena angestellt wurden<sup>1)</sup>.

Ich habe inzwischen die Untersuchungen fortgeführt und dabei einige neue Resultate über die physikalisch-physiologische Farbenmischung gewonnen, welche mir wichtig genug erscheinen, um hier in Kürze berichtet zu werden.

Unter den von mir in Nr. 16 der „Ophthalmologischen Klinik“ besprochenen mikroskopisch untersuchten Farbstoffen waren zwei, welche sich durch besondere Reinheit ihrer kleinsten Bestandteile auszeichneten, nämlich das Preußischblau und das Naphtholgelb.

Beide Farbstoffe schienen sich deshalb zur Erforschung des Zustandekommens und des Charakters der Mischfarben besonders zu eignen.

Beide Farbstoffe vermischen oder suspendieren sich im Wasser so, daß man dieselben im gewöhnlichen Wortsinne als gelöst betrachten kann.

---

<sup>1)</sup> Das Prinzip der fokalen seitlichen Beleuchtung, welches diesem Mikroskop zugrunde liegt, ist zuerst von ZSIGMONDY („Über kolloidale Goldlösungen und Goldrubingläser“, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 5, 209—216, 1903) bei Betrachtung eines intensiven Lichtkegels mittels eines gewöhnlichen Mikroskopes angewandt worden.

Mittels dieses Verfahrens gelang es ZSIGMONDY, in Goldlösungen Teilchen von etwa der Größe der Wellenlänge des Lichtes zu sehen. Feinere Teilchen waren nicht nachweisbar.

Letzteres wurde erst möglich, als SIEDENTOPF (Ann. d. Phys. (4) 10, 1—16, 1903) die optischen Prinzipien der Sichtbarmachung entwickelt und die entsprechenden Einrichtungen am Mikroskop geschaffen hatte.

Mit dem neuen Mikroskop sieht man aber in dieser wässerigen Lösung die Farbstoffpartikel bis zu einer Feinheit 1 bis  $10\mu\mu$ , also bis auf ein Größenvolumen von etwa 0,000001 mm. Diese Partikel, welche ihrer Größe nach unserer Vorstellung von den Molekülen sehr nahe kommen, leuchten in der fokalen Beleuchtung durch direktes Sonnenlicht oder eine starke Bogenlichtflamme in ihrer Eigenfarbe.

Die kleinsten Teilchen des Preußischblau erscheinen violettrot, die des Naphtholgelb messinggelb. Die Teile führen in der wässerigen Lösung fortwährend Bewegungen aus, die nicht zur Ruhe kommen und für jeden Farbstoff eigenartig zu sein scheinen. Diese Bewegungen sind bei den kleinsten Teilchen, die das Licht noch polarisieren, also unter  $\frac{1}{40}\mu$  groß sind, vibrierend bis pendelnd, andere Teile scheinen Bogen zu beschreiben. Die Bewegungen sind in ihrer Exkursion und wohl auch in ihrer Form abhängig von der relativen Größe der Teile, dann aber auch von der Substanz selbst, d. h. von der Eigenbeschaffenheit des Farbstoffes. Diese Bewegungen scheinen nach beiden Richtungen ihrer Abhängigkeit bei verschiedener Konzentration der Lösungen verschieden zu sein, also auch durch den Abstand der Teilchen voneinander beeinflußt zu werden.

Welche Kräfte diese Bewegungen hervorrufen und welche Beziehung sie zu den BROWNSchen Molekularbewegungen haben, läßt sich zunächst nicht sagen — doch scheint die Verteilung der Farbstoffpartikeln in der wässerigen Lösung, die Form der Bewegung und ihre Abhängigkeit von der Masse des Teilchens dafür zu sprechen, daß wir es mit Anziehungen bzw. Abstoßungen der Teile unter sich zu tun haben, welche elektromagnetischer Natur sind; dafür spricht namentlich das Verhalten der Teile dem konstanten Strom gegenüber, von dem noch weiter die Rede sein soll.

Mischt man die beiden obengenannten Farbstoffe, indem man eine Mischung von Preußischblau und eine Lösung von Naphtholgelb in dem Verhältnis zusammengießt, daß die Mischung eine deutliche und intensive grüne Farbe zeigt, so zeigt die Mischung unter dem Mikroskop jetzt ganz veränderte Teile.

Die violettroten Teile des Preußischblau sind gelbrot geworden und die früher messinggelben Teile des Naphtholgelb sind jetzt intensiv grün.

An den Bewegungen der Teile scheinen keine wesentlichen Veränderungen eingetreten zu sein und auch die Größen- und Mengenverhältnisse sind anscheinend die gleichen, nur die Farbe hat sich verändert. Die Mischung, welche makroskopisch eine gesättigte grüne (etwas gelbgrüne) Farbe besitzt, besteht aus lauter kleinsten, gelbroten und grünen Teilchen, deren Abstand voneinander höchstens etwa  $4 \mu$  ist, also so gering, daß sie — in der Mischung — zu mehreren auf einer Seheinheit der Netzhaut, einem Zapfenquerschnitt, sich abbilden.

Es entsteht also im Auge eine physiologische Farbmischung aus unendlich kleinen Lichtkomponenten, im beschriebenen Falle aus der gelbroten Preußischblaukomponente und der grünen Naphtholgelbkomponente.

Wie aber kommt die Farbenveränderung der beiden Komponenten in der Mischung zustande, d. h. welche Kräfte sind wirksam, wenn das blauviolettrote Preußischblauteilchen in der Mischung mit Naphtholgelb gelbrot und das Naphtholgelbteilchen in derselben Mischung grün wird?

Denkbar wäre eine gegenseitige Beeinflussung der Teile durch Reflexion, indem das von gelben Teilchen reflektierte Licht von seiner Eigenfarbe dem violettroten mitteilte und umgekehrt. Aber die Einrichtung der Beleuchtung im Verhältnis zu dem Öffnungswinkel der Objektivse ist eine solche, daß die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Teilchen durch reflektiertes Licht so gut wie ausgeschlossen ist, indem das auf ein Teilchen  $a$  von einem Teilchen  $b$  durch Reflexion treffende Licht nur etwa  $1/2000$  der Leuchtkraft des Teilchens  $b$  sein kann, wie durch Rechnung leicht festgestellt wird.

Man könnte zweitens an eine Kontrastempfindung von seiten des Auges denken, indem in einem wesentlich roten Felde ein gelbes Teilchen grünen Farbenton zeigen muß, und umgekehrt. — Allein für eine solche Kontrastwirkung ist die farbige Fläche (d. h. das Gesichtsfeld des Mikroskopes) nicht einheitlich farbig genug, so daß an eine Beeinflussung der Farbe durch Kontrastwirkung in diesem Falle nicht zu denken ist.

Eine dritte Möglichkeit, die Farbenveränderung der Teilchen zu erklären, wäre die Annahme einer chemischen Reaktion der gemischten Farbstoffe durch materielle Umsetzung in Körper mit

anderen Farbeigenschaften. Gegen diese Annahme spricht speziell bei der Mischung der gewählten Farbstoffe der Umstand, daß die Teilchen in der Mischung dieselbe Form und Bewegung behalten zu haben scheinen, dann aber das Resultat der später zu erwähnenden elektrolytischen Trennung der Farbstoffe in die ursprünglichen Komponenten.

Eine vierte Möglichkeit, welche in Betracht kommt, wäre die, daß die einzelnen Komponenten der Mischung, d. h. die einzelnen Preußischblauteilchen und die Naphtholgelbteilchen sich mit einer dünnen Hülle von der Substanz der anderen Komponente umgeben haben, so zwar, daß das Preußischblauteilchen eine Stoffhülle aus Naphtholgelb und das Naphtholgelbteilchen eine solche von Preußischblau um sich herum entwickelt hat.

Bei dieser Veränderung würde das Licht des Kernes des Preußischblauteiles durch die ganz dünne gelbe Naphtholgelbhülle durchschlagen, immerhin aber würde die violette Farbe des Kernes durch Zumischung der Eigenfarbe der Naphtholgelbhülle in Gelbrot umgewandelt werden. Ganz ebenso würde das gelbe Licht des Naphtholgelbteilchens durch die dünne Einhüllung mit Preußischblau ein Blau zugemischt erhalten und darum grün erscheinen.

Bei dieser Farbenveränderung der Teilchen handelt es sich also nicht um eine Mischung der Substanz, sondern um eine physiologische Mischung der Farben, die der Kern des Teilchens einerseits und der Reflex der Hülle andererseits liefern.

Es wäre das physiologisch eine Farbenmischung aus zwei gesonderten Lichtern, welche auf dieselben Seheinheiten der Netzhaut einwirken. Physikalisch wäre diese Wirkung dieselbe, wie sie in der Malerei bei den sogenannten Lasuren beobachtet wird, wo die eine Farbe des Grundes durch eine dünne, oberflächliche, durchsichtige Farbe durchschlägt, sich aber im Auge mit der von der durchsichtigen Schicht reflektierten Farbe mischt.

Um die Richtigkeit dieser Erklärung der Farbenänderung, welche die Preußischblauteilchen und die Naphtholgelbteilchen in der Mischung zeigen, zu prüfen, habe ich das spektroskopische Verhalten der beiden Komponenten, also des Preußischblau und des Naphtholgelb einzeln und dann auch das spektroskopische



Verhalten des aus beiden Farben gemischten Grün mit folgenden Resultaten bestimmt:

1. Preußischblau zeigt bei durchfallendem Licht: das äußerste Rot von der Wellenlänge 0,71 bis 0,64  $\mu$ , dann Grün von 0,52  $\mu$  an; dann das ganze Blau und Violett.

Das Gelb fehlt vollständig, Grün ist geschwächt; Blau und Violett ist sehr hell.

2. Naphtholgelb zeigt das ganze Rot, ferner Gelb und Grün; löscht aber das ganze Blau und Violett aus.

3. Grün aus Preußischblau und Naphtholgelb löscht das äußerste Rot bis etwa 0,63  $\mu$  aus, ebenso das meiste Blau und Violett, zeigt aber Gelb und starkes intensives Grün.

Aus diesem spektroskopischen Verhalten der angewandten Farbstofflösungen erklärt sich in der Tat die Farbenveränderung der einzelnen Molekularteile jedes Farbstoffes, wenn man eine Hülle aus feiner Substanz des anderen Farbstoffes um jedes Teilchen herum annimmt.

Es wäre nun, um die Veränderung der Farbstoffe in wässriger Lösung zu verstehen, noch zu erklären, wie die Stoffhülle um jedes Teilchen herum zustande kommt.

Wir begeben uns damit auf das Gebiet der Theorien, welche die elektromagnetischen Kräfte der Moleküle betreffen und welche in der Neuzeit durch die Aufstellung der Ionentheorien eine greifbare Gestalt angenommen haben. Denken wir uns in den einzelnen Teilchen der beiden gelösten Farbstoffe die Moleküle elektrisch geladen, entsprechend der Vorstellung von MIE<sup>1)</sup> oder denkt man sich mit FARADAY und NERNST<sup>2)</sup> die elektrisch geladenen Moleküle als Ionen, welche elektrische Kräfte auslösen, so würden wir den Vorgang der Stoffumhüllung sofort verstehen, wenn wir den Molekülen des einen Farbstoffes positive, den Molekülen des anderen Farbstoffes negative elektrische Eigenschaften zuschreiben könnten.

---

<sup>1)</sup> MIE: Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. Sammlung elektrotechnischer Vorträge von ERNST VOIT, Bd. IV, 1903.

<sup>2)</sup> NERNST: Über die Bedeutung elektrischer Methoden und Theorien für die Chemie. (Vortrag auf der 73. Naturforscherversammlung zu Hamburg. Göttingen, Vandenhoeck u. Rupprecht, 1901.)

Der Spannungsausgleich würde erfolgen durch eine gegenseitige Anziehung, welcher die kleinsten Teilchen der Farbstoffe am leichtesten folgen würden.

Da wir mittels des neuen Mikroskopes bzw. bei der neuen Beleuchtung kleinste Teilchen bis zur Größe von etwa  $1\mu\mu$  noch zu sehen vermögen, dürfen wir die Vermutung hegen, daß außer den kleinen und kleinsten Teilen, welche wir noch zu sehen vermögen, noch kleinere Teilchen im Wasser aufgelöst bzw. suspendiert sind, welche auch bei unserer mikroskopischen Untersuchungsmethode unsichtbar bleiben, aber denselben physikalischen Gesetzen wie die größeren unterworfen sind. Ob man sich unter diesen kleinsten Teilchen freie Ionen vorstellen darf, bleibt dahingestellt, jedenfalls ist es in hohem Grade wahrscheinlich, daß diese Teile bei Voraussetzung der erwähnten elektromagnetischen Eigenschaften, im Wasser zu wandern (KOHLRAUSCH) und sich um die größeren Teilchen, die wir mit dem Mikroskop direkt sehen, so zu gruppieren vermögen, daß eine feine Hülle um die letzteren gebildet wird, welche Hülle dann die erwähnten physiologisch-optischen Eigenschaften der Farbenmischung herbeiführen könnte.

Wir hätten dann hier bei der Veränderung der Farbstoffe ganz denselben physikalischen Vorgang, wie wir ihn nach THOMSON und TOWNSEND als Ursache der Nebel- und Wolkenbildung auffassen müssen.

Nach den genannten Forschern kommt die Nebelbildung durch Dunst- bzw. Nebeltröpfchen zustande, welche sich um feine, in der Luft vorhandene Staubpartikelchen als den Kern herum entwickeln. — Aber auch in völlig staubfreier Luft kommt nach den Verfassern um freie Ionen herum Nebelbildung zustande.

MIE (l. c. S. 26) schätzt die THOMSONSchen Versuche gerade deshalb hoch, „weil in ihnen die kleinsten Teilchen der Materie, wenigstens im Ionenzustande, direkt sichtbar gemacht werden dadurch, daß man sie mit Hilfe einer Wasserhülle vergrößert. Sie liefern also einen direkten Beweis für die Atomtheorie“. — Was MIE hier von den Ionen sagt, trifft auch für die kleinen Farbstoffpartikelchen zu, welche wir mit dem Mikroskop direkt wahrnehmen, und gleichzeitig sehen wir hier die „Nebelbildung“ um den Kern des Farbstoffpartikels herum in Form der Farbstoffhülle

auftreten bzw. sich unter unseren Augen bilden, von der ich gesprochen habe.

Haben wir es aber bei diesen Farbstoffnebelbildungen mit elektromagnetischen Kräften der einzelnen Farbstoffmoleküle zu tun, so würde die weitere Frage entstehen, wodurch die Abstände und die Bewegungen der einzelnen Teilchen reguliert werden.

Ob hier elektromagnetische Kräfte mit bestimmter dynamischer Spannung eine Rolle spielen, ob die NEWTONSchen Gesetze der Gravitation und Anziehungskraft von Masse zu Masse mitwirken, muß der Entscheidung berufenerer Forschung vorbehalten bleiben, jedenfalls aber spricht der regelmäßige, ich möchte sagen gesetzmäßige Abstand, den die kleinen, farbig leuchtenden Partikelchen der Farbstoffe in wässriger Lösung zeigen, und welcher bei verschiedener Konzentration der Lösung, so weit es das Auge zu beurteilen vermag, immer regelmäßig und gesetzmäßig bleibt für eine Abhängigkeit von elektromagnetischen Kräften, welche zwischen den verschiedenen Teilchen besteht, und welche den einzelnen Teilchen ihre Lage und auch wohl ihre Bewegung bestimmt.

Die letztere ist, wie schon erwähnt, nicht allein von der Masse des Teilchens, sondern auch von der Stoffbeschaffenheit des Farbstoffes abhängig und in letzterer Beziehung offenbar auch von der Gesamtheit der in Wasser gelösten Teile.

Die Lage und Bewegung der Teile würde nach dieser Auffassung also durch Anziehung bzw. Abstoßung, welche die einzelnen Teilchen aufeinander ausüben, bedingt sein, so daß jedes Teilchen in einer Art von labilem Gleichgewicht zwischen den übrigen verharren würde.

Für einen solchen Zustand sprechen auch die vibrierenden und pendelnden Bewegungen, welche die Teilchen fortdauernd ausführen, und welche sehr wohl der motorische Ausdruck der fortwährend veränderlichen Spannung der Kräfte sein könnten, mit welchen sich die Moleküle bzw. deren Ionen gegenseitig beeinflussen.

Diese elektromagnetischen Kräfte haben wir auch als wirksam erkannt bei den Farbenveränderungen, welche die einzelnen Teilchen des Preußischblau und des Naphtholgebl in der Mischung ihrer wässrigen Lösungen zeigen und welche wir darauf zurück-

fürten, daß die einzelnen Farbstoffteilchen sich mit einer dünnen Hülle der Mischungskomponente umhüllen.

Wenn diese Auffassung richtig war, mußte man, wenn es sich um eine einfache, durch Attraktion bedingte An- oder Umlagerung kleinster negativ geladener Teilchen um positive herum handelt und umgekehrt, die angelagerten bzw. die vermischten Teilchen elektrolytisch wieder zu trennen vermögen.

Der Versuch bestätigte diese Voraussetzung vollkommen.

I. Durch eine bogenförmige Glasröhre, die mit der grünen, aus Preußischblau- und Naphtholgelblösung gemischten Flüssigkeit gefüllt war, und in welche die mit den beiden Polen verbundenen Platinbleche eintauchten, wurde zunächst ein Strom von 35 Volt und etwa  $\frac{1}{10}$  Amp. geleitet. Am negativen Pol sammelte sich sehr bald eine gelbe Flüssigkeit an, während am positiven Pol eine intensiv grüne Flüssigkeit sich ablagerte. Gleichzeitig findet Wasserzersetzung statt. Beide Flüssigkeiten wurden mit einer Saugpipette herausgehoben und jede für sich mit dem Mikroskop untersucht.

Die am negativen Pol angesammelte gelbe Flüssigkeit zeigte lauter messinggelbe Naphtholgelbteilchen und so gut wie keine Beimischung von Preußischblau teilchen. Die Naphtholgelbteilchen sind aber zum großen Teil jetzt zu kleinen Häufchen oder zu kurzen Ketten geballt, zum Teil finden sie sich einzeln, wie in frischer Naphtholgelblösung.

Die tiefgrüne Flüssigkeit am positiven Pol zeigt mikroskopisch vorzugsweise gelbrote Teilchen des Preußischblau (mit gelber Hülle) und wenige zugemischte grüne Naphtholgelbteilchen, nicht geballt, sondern in einzelnen Partikelchen, wie in der grünen Mischung, bevor sie der Elektrolyse unterworfen wurde.

II. Eine Lösung von Preußischblau in Wasser wird auf dieselbe Weise der Elektrolyse unterworfen.

Am positiven Pol sammeln sich sämtliche Partikel des Preußischblau an, die andere Hälfte der Flüssigkeit am negativen Pol wird wasserklar.

III. Eine Lösung von Naphtholgelb in Wasser wird auf dieselbe Weise behandelt. Außer Wasserzersetzung ist selbst nach  $2\frac{1}{2}$  Stunden an der Flüssigkeit keine Veränderung zu bemerken.

Aus diesen Versuchen folgt, daß Naphtholgelb ein vorzüglicher Leiter der Elektrizität ist, daß die Preußischblauteile negativ elektrisch geladen sind, sowie daß die Naphtholgelbteile in der Mischung mit Preußischblau elektrisch positive Eigenschaften gewinnen. Durch das elektrolytische Verhalten der Farbstoffe wird unsere Annahme über das Zustandekommen der Verfärbung der einzelnen Farbstoffteile in Mischungen in hohem Grade gestützt bzw. bestätigt.

Bei der vorstehenden Betrachtung über die Entstehung der Mischfarben habe ich mich an den einfachsten Fall gehalten, daß zwei Farbstoffe, welche je ein charakteristisches Teilchen enthalten, zur Mischung verwandt werden.

Bei vielen anderen Farbstoffen, auch bei solchen, die in der Chemie für chemisch rein gelten, besteht der einzelne Farbstoff mikroskopisch aus zwei, drei oder mehr verschiedenfarbigen Teilchen, welche dann dadurch, daß die letzteren wegen ihrer Kleinheit gemeinsam auf ein und derselben Netzhautstelle, event. einem Zapfenquerschnitt sich abbilden, die Mischfarbe hervorbringen.

Wenn solche aus mehreren verschiedenfarbigen Molekular-  
teilchen zusammengesetzte Farbstoffe mit anderen Farbstoffen in wässriger Lösung gemischt werden, so tritt häufig der Fall ein, daß ein Teilchen von ganz bestimmter Färbung, welches vor der Mischung einem der Farbstoffe als charakteristischer Bestandteil angehörte, scheinbar aus der Mischung verschwunden und dafür ein neues andersfarbiges aufgetreten ist.

Nach dem, was oben über die Veränderung der beiden Farbkomponenten in der Mischung des Preußischblau und Naphtholgelb ausgeführt worden ist, scheint es berechtigt zu sein, in solchen Fällen kein Verschwinden, d. h. keine chemische Auflösung des Teilchens, sondern eine Umhüllung derselben und dadurch bewirkte Farbenveränderung anzunehmen.

Bei diesen Stoffwanderungen bzw. Umlagerungen ist es im höchsten Grade auffallend, daß bei den neuen Gruppierungen der Teilchen, wie wir sie mit dem Mikroskop direkt zu sehen vermögen, keine Trübungen der wässrigen Lösung bzw. keine Niederschläge auftreten.

In dieser Beziehung scheint das neue Mikroskop berufen zu sein, auf dem Grenzgebiete zwischen Physik und Chemie bedeutende Aufklärung zu schaffen.

Nur auf einen Punkt muß ich besonders hinweisen, nämlich auf die Anwendung der Farbstofflösungen bei der Färbung der Gewebe und Gewebszellen in der Histologie. Wir gewinnen durch unsere Experimente eine neue Vorstellung von dem Zustandekommen der Färbung dieser Teile. Bisher haben wir dabei an einen stofflosen Vorgang gedacht, an eine Einwirkung der Farblösung auf das Protoplasma oder den Kern, resp. die Chromalinkörper der Zellen, wobei diese Teile dadurch, daß sie gefärbt werden, ihre histologische Struktur genau erkennen lassen. Jetzt müssen wir uns das etwas anders vorstellen und annehmen, daß hier durch Verbindung resp. Umhüllung der Zellteile mit materiellen Teilchen des Farbstoffes eine stoffliche Änderung, wenigstens ein stofflicher Zusatz zum Gewebe hergestellt wird. Dabei kann die Möglichkeit, ja die Wahrscheinlichkeit nicht bestritten werden, daß es sich dabei um die Entstehungen von morphologischen Gestaltungen handelt, welche durch die in die Zelle einwandernden Farbstoffteile herbeigeführt werden. Der Vorgang der Reaktion, speziell der Zelle auf den Farbstoff, ist dann unzweifelhaft so aufzufassen, daß bei Attraktion der Farbstoffteile durch die Teile des Gewebes, dieselben elektromagnetischen Kräfte maßgebend sind, wie wir sie bei den Wirkungen der Farbstofflösungen in Mischung studieren konnten.

---

*Über die praktische Anwendung des objektiven  
Hörmaßes;  
von P. Ostmann.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.)

(Vgl. oben S. 293.)

Für die Ohrenheilkunde ist es von grundlegender Bedeutung, Umfang und Form einer Hörstörung mit objektivem Maß messen zu können; denn die Höranalyse ist eine der wesentlichsten, nicht selten die einzige Stütze für die differentielle Diagnose zwischen den Erkrankungen des schalleitenden und schallempfindenden Apparates des Ohres.

Telephon und Stimmgabel schienen zur objektiven Hörmessung brauchbar; von seiten der Ohrenärzte — BEZOLD-EDELMANN, SCHMIEGELOW, PANSE, GRADENIGO, JACOBSON-COROL — ist im letzten Jahrzehnt ausschließlich versucht worden, mit Hilfe von Stimmgabeln verschiedener Tonhöhe zu einer objektiven Hörmessung zu gelangen, weil die Stimmgabel als das zur objektiven Hörmessung handlichste und praktisch brauchbarste Instrument erschien.

Bisher war es jedoch nicht gelungen, unbelastete Stimmgabeln verschiedenster Tonhöhe als objektive Hörmesser zu eichen, weil die Messung auf der normalen Abschwingungskurve der Gabeln fußen muß und diese bisher nicht oder nur sehr unvollkommen dargestellt werden konnte.

Es fehlte demnach bisher eine objektive Hörmessung, was eine sehr verschiedene Bewertung der Analyse der Hörstörungen zur Folge haben mußte; denn man erhielt nach der bisherigen Methode nach v. CONTASchem Prinzip wohl untereinander vergleichbare, aber objektiv unrichtige Bilder der bestehenden Hörstörungen.

Durch die in meiner Arbeit: „Ein objektives Hörmaß und seine Anwendung“ — Verlag von J. F. Bergmann, Wiesbaden, 1903 — geschilderte Methode gelang es, für die unbelasteten

EDELMANNSchen *C*- und *G*-Gabeln von der großen bis zur viergestrichenen Oktave die normale Abschwingungskurve bis zum Verklingen des Tones für das normale Ohr — d. h. bis zum normalen Schwellenwert — mit der Genauigkeit zu bestimmen, daß für die ganze Dauer des Abschwingens die Größe der Amplituden, sofern sie nicht direkt unter dem Mikroskop gemessen waren, im Sekundenintervall durch Rechnung gefunden werden konnte.

Dies geschah durch Interpolation der Werte für alle zwischen gemessenen Amplituden gelegene Strecken, durch Extrapolation für diejenigen Abschnitte der Abschwingungskurven der höheren Gabeln, deren Amplituden wegen der außerordentlichen Kleinheit der Exkursionen nicht mehr meßbar waren. Die Extrapolation war anwendbar, weil sich herausstellte, daß die Abschwingungskurven Exponentialkurven darstellten.

Als Ordinate der Exponentialkurve ließ sich nun auch für die höheren und höchsten Gabeln die Größe derjenigen Amplitude bestimmen, bei der ihr Ton für das normale Ohr im Mittel verklingt, d. h. es ließ sich die Größe der Normalamplitude finden. Dieselbe beträgt für:

	<i>C</i>		<i>G</i>	
der großen Oktave . . . . .	0,0711	mm	0,0118	mm
„ kleinen „ . . . . .	0,00474	„	0,00079	„
„ 1 gestrichenen Oktave . .	0,000316	„	0,000053	„
„ 2 „ „ . . . . .	0,0000211	„	0,00000353	„
„ 3 „ „ . . . . .	0,00000141	„	0,0000002353	„
„ 4 „ „ . . . . .	0,000000094	„	0,0000000157	„

Wie ich in meiner vorerwähnten Abhandlung und insbesondere in meiner Mitteilung: „Schwingungszahlen und Schwellenwerte“ — Archiv für Anatomie und Physiologie, physiologische Abteilung 1903 — dargelegt habe, läßt sich die Größe der nicht mehr meßbaren Normalamplituden der höheren Gabeln auch aus den gemessenen Normalamplituden der tieferen Gabeln und schließlich auch aus den Schwingungszahlen selbst bestimmen. Auf die sich hierbei ergebenden Größenunterschiede und ihre Ursachen habe ich in den vorerwähnten Arbeiten hingewiesen.

Nachdem es gelungen war, die normale Abschwingungskurve der unbelasteten *C*- und *G*-Gabeln von einem Moment möglichst ausgiebiger Schwingung bis zum Verklingen für das normale Ohr



mit der erforderlichen Genauigkeit festzustellen, konnten zum praktischen Gebrauch Amplituden- und Hörprüfungstabellen für jede der untersuchten Gabeln aufgestellt werden; aus diesen Tabellen kann für die ganze Dauer der Schwingung im Sekundenintervall abgelesen werden: die Zeit des Abschwingens; die Größe der Amplitude; die Größe, um welche die Amplitude von Sekunde zu Sekunde sich verkleinert, und schließlich, sofern die Größe der Normalamplitude = 1 gesetzt wird, die Zahl der Normalamplituden, welche in jeder vorhergehenden größeren Amplitude der Abschwingungskurve enthalten ist.

An der Hand dieser Hörprüfungstabellen ist eine objektive Hörmessung ebenso leicht und schnell wie exakt durchführbar unter der Voraussetzung, daß man Gabeln benutzt, welche die gleichen Abschwingungskurven wie die von mir geeichten besitzen.

Die Anwendung des objektiven Hörmaßes auf Grund der von mir entworfenen Hörprüfungstabellen setzt also den Besitz von unbelasteten EDELMANNschen C- und G-Gabeln voraus, und zwar von solchen, welche den in letzter Zeit von dieser Firma gelieferten entsprechen.

Ein jeder, der die Entwicklung der von dieser Firma in den letzten zehn Jahren gelieferten Stimmgabeln verfolgt hat, wird den großen Fortschritt erkannt haben, der hinsichtlich der Verlängerung der normalen Perzeptionsdauer durch Auswahl des Materials und Entwicklung der geeignetsten Form der Gabeln gemacht ist.

Je länger aber bei gleicher Erregung eine Gabel für das normale Ohr hörbar schwingt, d. h. je weniger sie von Sekunde zu Sekunde an Schwingungsweite verliert, um so brauchbarer wird sie zur objektiven Hörmessung sein; denn um so kleiner werden die durch subjektive Täuschung, Unachtsamkeit und andere Bedingungen hervorgerufenen tatsächlichen Fehler sich gestalten.

Die Perzeptionsdauer der in der letzten Zeit von EDELMANN gelieferten unbelasteten Gabel ist, wie die Darstellung der normalen Abschwingungskurven gezeigt hat, bei kräftiger Erregung so groß, daß diese Dauer allen praktischen Bedürfnissen der objektiven Hörmessung genügen dürfte, und es handelt sich deshalb nunmehr in erster Linie darum, Reihen unbelasteter Stimmgabeln herzustellen, welche, soweit kleine Abweichungen des

Materials usw. es zulassen, dieselbe Abschwingungskurve besitzen, wie die von mir geeichten, neuesten EDELMANNschen Gabeln. Herr Professor EDELMANN hat mir freundlichst zugesagt, die Erreichung dieses Zieles dadurch zu fördern, daß von mir nach meiner Tonreihe eine zweite geeicht wird, welche dann den weiteren, zu Hörprüfungszwecken zu liefernden Reihen als Maßstab zugrunde gelegt wird.

Ist diese für unsere praktischen Zwecke wohl hinreichende Übereinstimmung in der Abschwingungskurve der Gabeln erreicht, dann werden auch die Resultate der Messungen verschiedener Untersucher miteinander vergleichbar werden; wir werden auf einheitlicher Basis an die Lösung so wichtiger Fragen, wie die Analyse der Hörstörungen eine ist, herangehen können.

Die objektive Messung einer Hörstörung an der Hand meiner Hörprüfungstabellen ist um so weniger zeitraubend, je geringer die Hörstörung ist.

Die Messung vollzieht sich:

1. bei normaler Hörfähigkeit des Arztes;
2. bei Schwerhörigkeit des Arztes auf beiden Ohren in folgender Weise:

Ad 1. Bei beliebigem Anschlag der Gabel, welcher nur so stark sein muß, daß das zu untersuchende, schwerhörige Ohr den Stimmgabelton überhaupt noch wahrnimmt, sucht man in der bekannten Weise den Schwellenwert des kranken Ohres und mißt von dem Augenblicke an, wo dieser überschritten wird, die Zeit bis zum Verklingen der Gabel vor dem normalen Ohr. Diese Zeit nenne ich „Differenzzeit“.

Es kommt nun darauf an, die Lage des Schwellenwertes des schwerhörigen Ohres innerhalb der Abschwingungskurve der Gabel zu bestimmen, um an der Hand der Hörprüfungstabellen die Größe derjenigen Amplitude zu finden, bei der der Stimmgabelton für das schwerhörige Ohr erlosch.

Hierbei gehen wir von dem mittleren Schwellenwert des normalen Ohres aus, oder was dasselbe ist, von der Größe der Amplitude, bei der der Stimmgabelton für das normale Ohr unhörbar wird. Die Größe dieser Amplitude, der sogenannten Normalamplitude, ist als Mittelwert bekannt und bildet den Endpunkt der Abschwingungskurve; somit brauchen wir nur die Abschwingungs-

kurve um so viel Sekunden aufwärts zu verfolgen, als die gefundene Differenzzeit betrug, um in den Hörprüfungstabellen die Größe der Amplitude und die Zahl der in ihr enthaltenen Normalamplituden ablesen zu können, bei der der Ton für das kranke Ohr verklang.

Das Größenverhältnis der für das kranke und normale Ohr gefundenen Schwellenwertsamplituden gibt die Grundlage für die objektive Hörmessung. Wir gewinnen einen unmittelbaren Ausdruck für die Hörschärfe des kranken Ohres als Bruchteil der normalen, wenn wir die Hörschärfen umgekehrt proportional setzen dem Quadrat der Amplituden.

War also z. B. bei Messung mit  $C$  der großen Oktave die Schwellenwertsamplitude des kranken Ohres dreimal so groß als die Normalamplitude gefunden, so beträgt die Hörschärfe des kranken Ohres  $\frac{1}{9}$  der normalen.

Da die Hörprüfungstabellen für jede Amplitude die Zahl der Normalamplituden, welche in ihr enthalten sind, angeben, so läßt sich die Hörschärfe des kranken Ohres ohne weiteres als Bruchteil der normalen Hörschärfe berechnen. Man hat nur nötig, die Zahl der Normalamplituden, welche in der Schwellenwertsamplitude enthalten sind mit sich selbst zu multiplizieren und das Produkt aus Nenner eines Bruches zu setzen, dessen Zähler 1 ist.

Die Untersuchung Schwerhöriger verschiedenen Grades hat mir gezeigt, daß bei wirklich störender Schwerhörigkeit die Einbuße, welche das normale Hörvermögen erlitten hat, eine überraschend große ist, und daß andererseits Herabminderung auf  $\frac{1}{2}$  und  $\frac{1}{3}$  nicht selten gar nicht als Störung empfunden wird.

Das Ausmaß der Abschwingungskurven gestattet, für die  $C$ - und  $G$ -Gabeln eine Herabminderung der Hörschärfe noch zu messen, welche für

$$C \left( \frac{1}{45.6} \right)^2$$

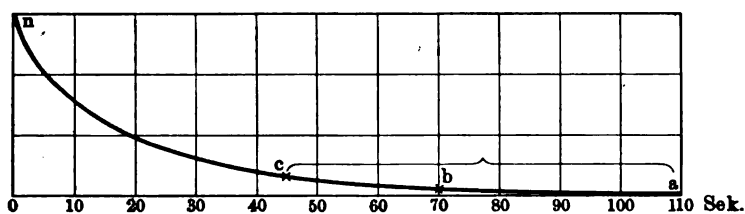
der normalen beträgt, für:

$$\begin{array}{cccc} G \left( \frac{1}{94.5} \right)^2 & g \left( \frac{1}{945} \right)^2 & g^1 \left( \frac{1}{20377} \right)^2 & c^3 \left( \frac{1}{63830} \right)^2 \\ c \left( \frac{1}{353.2} \right)^2 & c^1 \left( \frac{1}{3600} \right)^2 & c^2 \left( \frac{1}{15166} \right)^2 & c^4 \left( \frac{1}{95745} \right)^2 \end{array}$$

Ad 2. Für den schwerhörigen Arzt ist das objektive Hörmaß ebenso wie für den normal Hörenden anwendbar, wenn er zunächst seine eigene Hörstörung von einem normal Hörenden quantitativ bestimmen läßt.

Ist dies geschehen, so hat er bei der Prüfung Ohrenkranker in gleicher Weise wie der normalhörende Arzt vorzugehen, nur hat er, sofern der Patient schwerhöriger ist als er, der gefundenen Differenzzeit zwischen seinem und des Patienten Ohre seine eigene Differenzzeit hinzuzuaddieren, um die Differenzzeit seines Patienten gegenüber dem normal Hörenden und damit an der Hand der Hörprüfungstabellen die Größe der Schwellenwertamplitude und die Hörschärfe als Bruchteil der normalen zu finden.

Die nachstehende Kurve macht dieses Vorgehen anschaulich:



$an$  stelle die Abschwingungskurve der Gabel  $C$  dar, und es bezeichne:

- $a$ : Lage des Schwellenwertes für das normale Ohr in der Abschwingungskurve;
- $b$ : Lage des Schwellenwertes des schwerhörigen Ohres des Arztes in der Abschwingungskurve;
- $c$ : Lage des Schwellenwertes des schwerhörigen Ohres des Kranken in der Abschwingungskurve;

dann ist:

- $ab$  = Differenzzeit des schwerhörigen Arztes;
- $bc$  = Differenzzeit zwischen schwerhörigem Arzt und schwerhörigem Patienten;
- $ab + bc$  = Differenzzeit des schwerhörigen Patienten gegenüber dem normal Hörenden.

Ist dagegen der Arzt schwerhöriger als der Patient, so muß der erstere bei der Prüfung der Hörschärfe des letzteren

umgekehrt von seinem Schwellenwert ausgehen und die Differenzzeit zwischen seinem und des Patienten Ohr von der für sein Ohr festgestellten Differenzzeit abziehen.

Die Aufzeichnung der Hörprüfungsergebnisse geschieht so, daß man entweder die Größe der Schwellenwertamplitude, durch die Zahl der in ihr enthaltenen Normalamplituden ausgedrückt, notiert oder die Hörschärfe des kranken Ohres als Bruchteil der normalen berechnet.

---

***Diapositive mit stereoskopischer Wirkung;  
von M. Petzold.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. September 1903.)

(Vgl. oben S. 291.)

DUCOS DU HAURON hat das Verdienst, durch seine vor etwa fünf Jahren erschienenen Anaglyphen auf eine außergewöhnliche Art der Stereoskopie hingewiesen zu haben. Es waren dies blaue und rote, stereoskopische Autotypien, derart übereinander gedruckt, daß sich die entferntesten Bildpunkte, die nicht mehr körperlich wirken, deckten, während die näherliegenden nicht zur Deckung gelangten und so ein Wirrwarr von roter und blauer Zeichnung hervorriefen. Dieses Wirrwarr wurde aufgelöst beim Betrachten mittels einer rot-blauen Brille, und der Effekt war ein Bild mit plastischer Wirkung.

Die gemeinsame Eigenschaft eines stereoskopischen Bildes einerseits und eines Projektionsbildes andererseits, ein vorzügliches Anschauungsmittel zu sein, ließen den Wunsch rege werden, beide zu vereinigen.

Versucht wurde z. B., polarisierende Prismen zu verwenden; man brachte solche vor den Projektionsapparaten, deren natürlich zwei nötig waren, an, während die so übereinander projizierten Bilder mit Prismen betrachtet wurden, deren Polarisations Ebenen parallel zu denjenigen der Prismen vor den Apparaten waren. Es ist aber wohl einleuchtend, daß eine solche stereoskopische Projektion an Mängeln leiden mußte, die ihre praktische Durchführung in Frage stellte.

Ein anderer Vorschlag basierte auf dem oben angedeuteten Verfahren von DUCOS DU HAURON, und zwar wird empfohlen, zwei stereoskopische Bildhälften (Diapositive) mittels zweier Projektionslaternen in geeigneter Weise übereinander auf den Schirm zu

werfen, dabei ein rotes bzw. ein blaues Filter einzuschalten und das entstehende Wirrwarr durch eine rot-blaue Brille aufzulösen. Es liegt aber auf der Hand, daß ein derartiges Verfahren mangelhaft sein muß, weil in diesem Falle das Bild selbst sehr lichtschwach ausfallen muß.

Sehr nahe lag wohl der Gedanke, die beiden Hälften des stereoskopischen Bildes in zwei Farben zu kopieren, und hierzu bietet das Verfahren mit Chromgelatine günstige Gelegenheit. Es ist nur nötig, daß man sich zwei Farben sucht, die sich gegenseitig möglichst vollkommen verschlucken, ohne aber einen gewissen Grad der Intensität und Durchlässigkeit zu überschreiten. Diesen Anforderungen entsprechen sehr gut ein bläuliches Grün und ein gelbliches Rot, die sich komplementär gegenüberstehen. Unter den vorhandenen Teerfarbstoffen ist uns eine reichliche Auswahl geboten von solchen, die unseren Bedingungen vollauf genügen; es gibt eine ganze Reihe Blaugrüns und Gelbrots, die sich gegenseitig vollkommen verschlucken, so daß die Lösung der einen durch die der anderen betrachtet intensiv schwarz erscheint. Von diesen Farbstoffen zeichnen sich für unseren Zweck infolge ihrer Brillanz die Ponceaus und Scharlachs einerseits und die Säure-, Brillant- und Malachitgrüns andererseits aus. Selbstverständlich sind aber andere Farbenzusammenstellungen nicht ausgeschlossen.

Je genauer die komplementäre Gegenüberstellung der zwei Farben, um so ausgesprochener die Wirkung. Wenn man sich nun Brillen herstellt mit Gläsern in möglichst denselben Nüancen und der Farbenstärke der farbigen Kopien, so muß die rote Kopie durch das rote Glas und die grüne durch das grüne Glas betrachtet unsichtbar werden.

Wie schon gesagt, ist für die praktische Durchführung vor allem eine möglichst gleiche Intensität der Farben maßgebend; ist eine der beiden dunkler als die andere, so ist die stereoskopische Wirkung beeinträchtigt und wird unter Umständen überhaupt aufgehoben. Aus weiteren, praktischen Gründen ist darauf zu sehen, daß möglichst hell gefärbte Kopien und Brillengläser in Anwendung kommen, um an die Lichtquelle nicht allzu große Anforderungen stellen zu müssen. Was nun die Her-

stellung von Projektionsdiapositiven mit plastischer Wirkung anbelangt, so verfähre ich folgendermaßen:

Gelatineplatten werden mit einer einprozentigen Lösung von doppeltchromsaurem Kali, der einige Kubikzentimeter Ammoniak zugesetzt sind, etwa drei Minuten lang bei Gas-, Petroleum- oder sonstigem gelben, künstlichen Licht gebadet, kurz abgespült und zum Trocknen in einen dunklen Raum gestellt, welches letzteres sechs bis zehn Stunden in Anspruch nimmt.

Kopiert wird unter einem spektroskopischen Negativ für Grün etwa eine Stunde, für Rot anderthalb Stunden. Das Bild muß deutlich braun auf gelbem Grunde sichtbar sein.

Nach Wässern der Chromgelatinekopie nimmt diese an den belichteten Stellen Farbstofflösung infolge Beizwirkung des durch Reduktion entstandenen Chromdioxydes an, die zweckmäßig konzentriert gehalten wird, und es entsteht nach einem Negativ ein Positiv.

Zu beachten ist, daß die Weißen der Kopien möglichst rein erhalten bleiben; denn wenn auch sie gedeckt sind, wird die Klarheit des Bildes mehr als bei jeder gewöhnlichen Kopie beeinträchtigt und damit auch die plastische Wirkung.

Die beiden Farbkopien werden nun derartig übereinandergelegt und verklebt, daß nicht mehr stereoskopisch wirkende, korrespondierende Punkte übereinander fallen, was präzise nicht eingehalten zu werden braucht. Ebenso wenig ist Erfordernis, daß die Distanz der Objektive am Aufnahmeapparat derjenigen der Augen entspricht, weil die Bildhälften nicht nebeneinander geklebt werden. Jedes Augenpaar empfängt sofort den körperlichen Eindruck, was beim Prismenstereoskop durchaus nicht immer der Fall ist.

Dem Gesagten zufolge benötigt man natürlich zum Projizieren solcher Diapositive mit plastischer Wirkung nur **einen** Projektionsapparat, dessen Lichtquelle Kalklicht, Acetylen, am vorteilhaftesten aber elektrisches Bogenlicht sei. Namentlich bei Anwendung des letzteren gibt es fast keine Beschränkung in bezug auf Entfernung und Zahl der Beschauer, wie auf Größe des projizierten Bildes; die körperliche Wirkung ist in allen Fällen vollkommen. Unterlassen will ich nicht, zu bemerken, daß die



Wirkung naturgemäß am stärksten ist, wenn das Beschauen rechtwinklich zur Schirmfläche erfolgt, sie ist aber auch noch hinreichend, wenn der Beobachter in spitzem Winkel zum Schirme steht.

Ein wesentlicher Vorteil der Diapositive ist, daß sie nicht, wie beim Stereoskop, an gewisse Größen gebunden sind. Man kann sie vielmehr in jedem beliebigen Format herstellen, so daß auf Einzelheiten im Bilde mehr Rücksicht genommen werden kann.

---

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

---

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

---

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

---

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

———— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ————

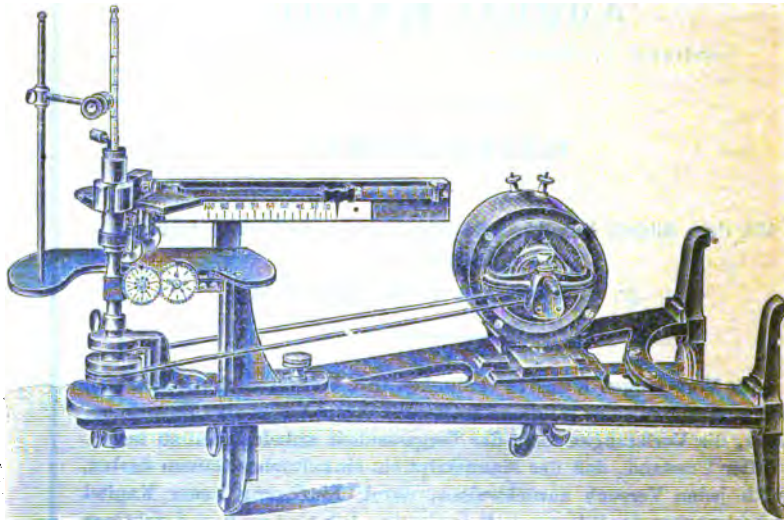
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Dreisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 20

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 16. Oktober 1903 . . . . .	351
W. Jaeger u. H. v. Steinwehr, Erhöhung der kalorimetrischen Meßgenauigkeit durch Anwendung von Platinthermometern. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.) (Vorgetragen in der Sitzung vom 16. Oktober 1903.) . . . . .	353
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	323
II. Akustik . . . . .	324
III. Physikalische Chemie . . . . .	324
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	326
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	328
VI. Wärme . . . . .	329
VII. Kosmische Physik . . . . .	331

## Ankündigung.

*Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluß an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887), das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete*

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897), unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,**

*zur Ausgabe gelangt ist.*

*Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das Namenregister, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das Sach-Ergänzungsregister, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.*

*Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.*

*Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.*

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

5. Jahrg.

30. Oktober 1903.

Nr. 20.

---

**Sitzung vom 16. Oktober 1903.**

---

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

---

Der Vorsitzende macht der Gesellschaft Mitteilung von dem am 22. August erfolgten Ableben ihres langjährigen Mitgliedes

**Prof. Dr. Julius Lange,**

Direktor des Königstädtischen Realgymnasiums zu Berlin.

Die Anwesenden erheben sich zu Ehren des Dahingeschiedenen von den Sitzen.

Sodann sprach Hr. **M. Thiesen**

Über stationäre Flüssigkeitsströmung.

---

Ferner berichtete Hr. **W. Jaeger** über  
Erhöhung der kalorimetrischen Meßgenauigkeit durch  
Anwendung von Platinthermometern.

(Nach gemeinsam mit Hrn. v. STEINWEHR angestellten Versuchen.)

---

Endlich macht **Hr. W. Biegon von Czudnochowski** einige Bemerkungen über das Elektrolytbogenlicht.

---

Als Mitglied wird in die Gesellschaft aufgenommen:  
**Hr. H. REGENER**, Potsdam, Margaretenstr. 33  
(vorgeschlagen durch **Hrn. E. WARBURG**).

---

***Erhöhung der kalorimetrischen Messgenauigkeit  
durch Anwendung von Platinthermometern;  
von W. Jaeger und H. v. Steinwehr.***

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 16. Oktober 1903.)

(Vgl. oben S. 351.)

Im Anfange dieses Jahrganges (S. 50) haben wir berichtet über Messungen zur Bestimmung des Wasserwertes eines BERTHELOT'schen Verbrennungskalorimeters in elektrischen Einheiten.

Die verschiedenen Versuchsreihen zeigten eine Übereinstimmung von etwa 1 bis 2 Promille, eine Genauigkeitsgrenze, die durch die Anwendung von Quecksilberthermometern bedingt war; es war schon damals die Hoffnung ausgesprochen worden, daß man durch Anwendung von Platinthermometern eine wesentlich größere Genauigkeit erreichen würde. Dies ist in der Tat gelungen, und es soll über das hierbei benutzte Platinthermometer und die damit erzielte Genauigkeit berichtet werden.

Der Grund für die angegebene Genauigkeitsgrenze bei den Quecksilberthermometern liegt hauptsächlich in den Kaliberfehlern, die sich nicht hinreichend genau ermitteln und interpolieren lassen, um ein kleines Temperaturintervall — bei den früheren Versuchen  $2^{\circ}$  — genauer zu messen. Auch durch Anwendung von Thermometern mit feinerer Teilung kann man nicht weiter kommen. Benutzt man beispielsweise ein in  $\frac{1}{100}^{\circ}$  geteiltes Thermometer, so kann man der Skala vielleicht eine Länge von  $10^{\circ}$  geben. Der Gradwert dieses Thermometers muß durch Vergleichung der Endpunkte der Skala mit fundamental untersuchten Thermometern ermittelt werden, die nur in  $\frac{1}{10}^{\circ}$  geteilt sein können.  $\frac{1}{100}^{\circ}$  Fehler kann diese Vergleichung auch bei aller Sorgfalt leicht erreichen, so daß der Gradwert auch in diesem Fall nur auf etwa ein Promille bekannt ist; bei Anwendung von



fundamental untersuchten Thermometern ist es nicht anders. Das einzige Mittel, um weiter zu kommen, wäre die Anwendung größerer Temperaturintervalle; man müßte das Kalorimeter statt um  $2^{\circ}$  um 15 bis  $20^{\circ}$  erwärmen, um die Genauigkeit wesentlich weiter zu treiben. Doch würden dadurch andere Unsicherheiten entstehen, die zum Teil den erzielten Vorteil wieder illusorisch machen würden. Bei kleineren Temperaturintervallen als  $2^{\circ}$  war bei Quecksilberthermometern die Genauigkeit noch geringer als 1 bis 2 Promille.

Die Platinthermometer dagegen sind frei von solchen Unregelmäßigkeiten der Temperaturkurven, wie sie die Quecksilberthermometer besitzen; es läßt sich daher sogar bei noch kleineren Temperaturdifferenzen eine bedeutend größere Sicherheit der Messungen erzielen, so daß die Genauigkeit auf etwa den zehnfachen Betrag steigt.

Ein kleines Temperaturintervall ist aber zweifellos an und für sich beim Arbeiten mit Kalorimetern wünschenswert, weil nur in diesem Falle das zur Ermittlung des Wärmeaustausches mit der Umgebung benutzte NEWTONSche Abkühlungsgesetz streng gilt; hauptsächlich aber deshalb, weil man dann mit relativ großen Wassermengen arbeiten kann. Dadurch wird der Wärmeaustausch mit der Umgebung geringer, und die Korrektion wegen der Metallmassen des Kalorimeters wird relativ kleiner und dadurch sicherer.

Zum besseren Verständnis der von dem Platinthermometer zu verlangenden Eigenschaften bei einer angestrebten Genauigkeit von etwa einem Zehntausendstel möge zunächst kurz erläutert werden, in welcher Weise die Temperaturerhöhung des Kalorimeters bestimmt wird; wir beschränken uns hierbei auf die von uns befolgte Methode (vgl. auch die frühere Mitteilung l. c.), die sich aber prinzipiell nicht von den anderen Ausführungsweisen unterscheidet.

Das Hauptgewicht ist auf die Ermittlung der Anfangs- und Endtemperatur des Thermometers zu legen, aus denen sich die Erwärmung des Kalorimeters ergibt. Diese Temperaturen bestimmen wir in der Weise, daß wir vor Beginn und nach Ablauf der Erwärmung während einiger Minuten den Temperaturgang

von Minute zu Minute beobachten und die so erhaltenen Punkte durch eine gerade Linie darstellen. Irgend eine Stelle dieser für die Vor- und Nachperiode erhaltenen Linien wird als Anfangs- bzw. Endtemperatur angenommen; dann muß auch die Korrektion wegen des Wärmeaustausches des Kalorimeters mit der Umgebung für die zwischen diesen willkürlich gewählten Zeitpunkten liegende Zeit berechnet werden.

Ist die Temperatur des Kalorimeters  $u$  zur Zeit  $t$ , die konstante Umgebungstemperatur  $u_0$ , die Abkühlungskonstante des Kalorimeters  $a$  und die Anfangs- bzw. Endtemperatur  $u_1$  bzw.  $u_2$ , entsprechend den auf den beiden Geraden der Vor- und Nachperiode ( $du_1/dt$  und  $du_2/dt$ ) gewählten Zeiten  $t_1$  und  $t_2$ , so erhält man nach dem Abkühlungsgesetz zwei Gleichungen von der Form  $du/dt = -a(u - u_0)$ , aus denen sich  $a$  und  $u_0$ , sowie der gesamte Temperaturverlust in der Zeit  $(t_2 - t_1)$  als:

$$u' = -a \int_{t_1}^{t_2} (u - u_0) dt$$

ergeben.

Die korrigierte Temperaturerhöhung ist dann  $(u_2 - u_1) - u'$ . Das Integral  $u'$  erhält man durch eine nur roh auszuführende Beobachtung des Temperaturverlaufs während des Versuchs; es stellt die bei der graphischen Aufzeichnung des Temperaturganges zwischen  $u$  und  $u_0$  liegende Fläche dar (vgl. d. Jahrg. S. 57). Diese Korrektion läßt sich bei kleiner Abkühlungskonstante leicht mit der gewünschten Genauigkeit ermitteln.

Die Genauigkeit der Anfangs- und Endtemperatur  $u_1$  und  $u_2$ , auf die es hauptsächlich ankommt, hängt davon ab, wie genau sich die einzelnen Punkte bei der Vor- und Nachperiode messen lassen. In unserem Falle dürfen die einzelnen beobachteten Punkte von der hindurchgelegten Geraden nur um wenige Zehntausendstel abweichen, was auch stets erreicht wurde.

Ferner ist aber nötig, daß das Temperaturintervall  $U = u_2 - u_1$  selbst sich mit dieser Sicherheit absolut bestimmen läßt. Auch dies ist bei dem regelmäßigen Verlauf der Widerstandsänderung des Platins, der zwischen 0 und 100° zudem wenig von einer Geraden abweicht, durch Eichung des Thermometers in einem

größeren Temperaturintervall auch für kleine Temperaturerhöhungen von etwa 1° zweifellos zu erreichen.

Es darf indessen noch ein anderer Umstand nicht außer acht gelassen werden, nämlich die Trägheit des Thermometers, welche die Temperaturangaben mitunter fälschen kann. Zur Ermittlung des Temperaturganges der Vor- und Nachperiode ist die Trägheit des Thermometers allerdings gleichgültig, weil nach einiger Zeit das Thermometer stets den konstanten Temperaturgang des Kalorimeters annehmen muß. Zur Aufrechterhaltung dieses Ganges muß aber ein bestimmter Temperaturunterschied zwischen dem Thermometer und dem Kalorimeter bestehen, der von der Trägheit des Thermometers abhängt. Durch diese notwendigerweise vorhandene Temperaturdifferenz müssen die Temperaturen  $u_1$  und  $u_2$  eine gewisse Korrektur erfahren.

Bezeichnet man die Temperatur des Thermometers zur Zeit  $t$  mit  $u'$  (bzw.  $u_1'$  und  $u_2'$  zu den Zeiten  $t_1$  und  $t_2$ ), die des Kalorimeters mit  $u$  und die Abkühlungskonstante des Thermometers mit  $b$ , so ist wieder nach dem Abkühlungsgesetz  $du_1'/dt = -b(u_1' - u_2)$  und  $du_2'/dt = -b(u_2' - u_2)$ .

Da aber, wie erwähnt,  $du_1'/dt = du_1/dt$ ,  $du_2'/dt = du_2/dt$  ist, so erhält man, wenn  $U' = u_2' - u_1'$ ,  $U = u_2 - u_1$  gesetzt wird:

$$U' - U = -\frac{1}{b} \left( \frac{du_2}{dt} - \frac{du_1}{dt} \right).$$

Da aber andererseits  $du_2/dt - du_1/dt = -aU$  ist, so ergibt sich:

$$\frac{U' - U}{U} = \frac{a}{b},$$

d. h. die prozentische Vergrößerung der wirklichen Temperaturerhöhung  $U$  durch die Trägheit des Thermometers ist gleich dem Verhältnis der Abkühlungskonstanten des Kalorimeters und des Thermometers. Diese Größe kann durch Bestimmung von  $a$  und  $b$  als Korrektur an der beobachteten Temperaturzunahme  $U'$  angebracht werden; sie wird um so kleiner, je kleiner  $a$  ist. Auch aus diesem Grunde ist es von Vorteil, große Wassermengen zu verwenden.

Bei den früheren Messungen war  $a = 0,002$ , d. h. das Kalorimeter kühlte sich bei 1° Temperaturüberschuß über die Umgebung

um  $0,002^\circ$  in der Minute ab. Bei den neueren Messungen mit bedeutend größeren Massen ist  $a$  nur halb so groß. Soll die Größe  $a/b$  den Wert  $10^{-4}$  nicht übersteigen, so muß  $b$  also hier (auf die Minute berechnet) etwa 10 sein.

Die Bedeutung der Konstante  $b$  ist ersichtlich aus der Abkühlungsformel für das Thermometer:

$$u' - u = Ae^{-bt},$$

worin  $A$  eine Konstante bedeutet und  $t$  in Minuten anzugeben ist. In der Sekunde müßte sich der Temperaturüberschuß des Thermometers über das Kalorimeter also um den Faktor 1,2 verringern, d. h. z. B. von  $10^\circ$  auf etwa  $8,5^\circ$  fallen.

Dies entspricht aber etwa der Trägheit guter Quecksilberthermometer; bei einem Quecksilberthermometer haben wir beispielsweise  $b = 4,4$ , bei einem anderen  $b = 11$  gemessen.

Aber auch aus einem anderen Grunde ist eine möglichst große Abkühlungskonstante des Thermometers wünschenswert, nämlich wegen der Erwärmung des Platindrahtes durch den Meßstrom. Bei der von uns angestrebten Meßgenauigkeit von  $1/10000$  darf die Stromstärke nicht zu gering sein, da  $1/10000^\circ$  einer Widerstandsänderung von etwa nur  $1/2$  Milliontel entspricht.

Bei diesen großen Ansprüchen an die Widerstandsmessung ist auch eine sehr vollkommene elektrische Isolation des Instruments notwendig.

Bei einem nach den Angaben von CALLENDAR konstruierten Platinthermometer, bei dem der Platindraht auf ein Glimmerkreuz gewickelt ist, und das in einem Glasrohre von etwa 1,5 cm Durchmesser eingeschlossen ist, haben wir eine Abkühlungskonstante  $b = 3,6$  gefunden; die Trägheit derselben ist für unseren Zweck zu groß.

Platinthermometer. — Zur Erreichung einer großen Abkühlungskonstante beabsichtigten wir ursprünglich, umsponnenen feinen Platindraht in ein enges Metallröhrchen einzuziehen<sup>1)</sup>. Da uns kein umsponnener Draht zur Verfügung stand, benutzten wir, um schneller zum Ziel zu kommen, ein fein ausgezogenes

<sup>1)</sup> Mittlerweile ist ein solches Thermometer hergestellt worden, das auch eine etwas andere Montierung besitzt, als in Fig. 2 (a. f. S.) angegeben ist

Glasrohr, wobei dann der Draht blank eingezogen werden konnte. Bei dem im Tätigkeitsbericht der Reichsanstalt vom Jahre 1894 und 1895 (ZS. f. Instrk. 14 u. 15) erwähnten Platinthermometer benutzt Herr Thiesen ebenfalls, was dort allerdings nicht angegeben ist, dünne Glasröhren; die Versuche sind damals abgebrochen und später nicht weiter fortgesetzt worden. Das von

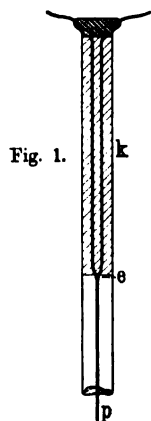


Fig. 1.

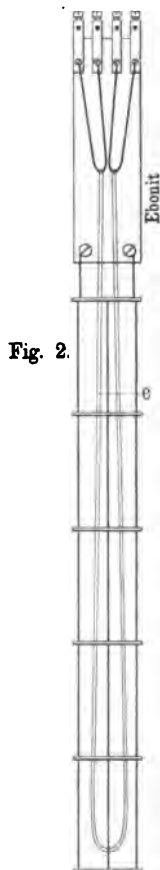


Fig. 2.

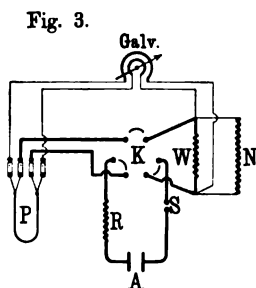


Fig. 3.

uns benutzte Thermometer besteht aus einem Platindraht von etwa  $0,01 \text{ mm}^2$  Querschnitt und 30 cm Länge (Widerstand etwa 4,5 Ohm), das in ein fein ausgezogenes Glasröhrchen von etwa 1,5 mm Durchmesser eingeschlossen ist. Die Enden des Platindrahtes (Fig. 1) sind je an einen in der Mitte zusammengelegten isolierten Kupferdraht  $k$  angelötet, der sich zum größten Teil auch noch innerhalb des Glasrohres befindet, und dessen eines Ende zur Stromzuführung, das andere zur Potentialabnahme benutzt wird. Bis zu den Lötstellen  $e$  ist das Glasrohr von den Enden her mit Schwefel vollgegossen und die austretenden Kupferdrähte sind in der aus der Figur ersichtlichen Weise noch mit Schellack isoliert. Zur Vorsorge wird der

Schellack noch mit Öl angefeuchtet, damit keine Isolationsfehler durch Wasser entstehen; besonders beim Eichen des Instruments in Wasserdampf muß man sehr vorsichtig verfahren. Das Glasrohr ist in der Mitte umgeben (Fig. 2), so daß seine beiden

Schenkel mit den Kupferenden aus dem Wasser herausragen; die Lötstellen befinden sich etwa 10 cm unterhalb der Wasseroberfläche. Zum Schutze gegen mechanische Eingriffe ist das Instrument von einem Metallkäfig umgeben und in der aus der Figur ersichtlichen Weise montiert. Das Thermometer ist auf diese Weise handlich und wenig zerbrechlich.

**Strombelastung des Thermometers.** — Die Erwärmung des Thermometers durch Strom wurde mittels Widerstandsmessungen bestimmt. Wir benutzen eine Meßstromstärke von 0,01 Amp., für welche sich eine dauernde Temperaturerhöhung des Thermometers von 0,002° ergibt. Da der Platindraht stets vom Strom durchflossen wird, so kommt diese Größe als Konstante zu der Anfangs- und Endtemperatur hinzu und fällt bei der Differenz heraus, so daß man auch noch größere Belastungen anwenden könnte. Es muß nur gefordert werden, daß die Erwärmung durch den Meßstrom stets konstant ist, und es wird sich empfehlen, dieselbe deshalb nicht zu groß zu wählen. Die Belastung mit 0,01 Amp. ist ausreichend zur Erlangung der angestrebten Meßgenauigkeit.

**Trägheit des Thermometers.** — Die Trägheit des Thermometers ist so außerordentlich gering, daß wir sie nur schätzungsweise angeben können, da es beim Eintauchen in eine anders temperierte Flüssigkeit fast momentan die Temperatur des Bades annimmt. Die Konstante  $b$  dürfte etwa 10 bis 20 mal so groß sein als bei den empfindlichsten Quecksilberthermometern. Auch ist der Wasserwert infolge der geringen Masse sehr klein, er beträgt noch nicht eine g-Kalorie.

**Meßanordnung.** — Zur Widerstandsmessung wurde die Methode des übergreifenden Nebenschlusses von F. KOHLRAUSCH benutzt unter Verwendung eines differential gewickelten DU BOIS und RUBENSSchen Kugelpanzergalvanometers. Als Vergleichswiderstand dient ein fester Widerstand  $W$  (Fig. 3) mit einem variablen Nebenschluß  $N$  (Widerstandskasten). Die Figur zeigt die Anordnung mit dem sechsnäpfigen Kommutator  $K$ ; durch geeignete Kombination der Ausschläge bei verschiedenen Kommutatorstellungen fallen die Ungleichheiten der Wirkung der beiden Galvanometerhälften und ihrer Widerstandswerte heraus. Es wurde immer nur mit ganz kleinen Ausschlägen gearbeitet, was

durch Abänderung des Widerstandes der einen Galvanometerhälfte mittels Nebenschlusses erreicht wird. Zu dem Platinthermometer  $P$  führen lange, dünne Drähte, deren Widerstand bei dieser Methode eliminiert wird.

Bei unserer Anordnung entsprach ein Skalenteil (einseitiger Ausschlag des Galvanometers) durchschnittlich etwa  $0,005^\circ$ ; diese Meßgenauigkeit ist ausreichend, da die Nulllage des aufgehängten Galvanometers (mit schwerem System) sehr gut ist. Bei derselben Belastung des Thermometers könnte die Meßgenauigkeit durch günstigere Schaltung leicht noch etwas erhöht werden.

Mit dieser Einrichtung wird nur der Temperaturgang der Vor- und Nachperiode, also auch die Temperaturerhöhung  $U$  des Kalorimeters bestimmt, während zur Messung des Temperaturverlaufs während des Versuchs ein in  $1/10^\circ$  geteiltes Quecksilberthermometer dient. Für die Größe  $U$  und den Temperaturgang sind die verschiedenen Nebenschlüsse  $N$  maßgebend, aus denen sich mit Hilfe von Tabellen bequem die gesuchten Größen berechnen lassen. Die Berechnung gestaltet sich auf diese Weise einfacher als mit Quecksilberthermometern, an denen man zur Erreichung der letzten Genauigkeit bis zu sieben Korrekturen anbringen muß.

Eichung des Platinthermometers. — Die Eichung wurde in der Weise vorgenommen, daß der Fundamentalabstand  $0^\circ$  bis  $100^\circ$  direkt in Eis und Wasserdampf bestimmt und die Krümmung der Widerstandskurve — das zweite Glied der Parabel — durch Vergleichung mit fundamental untersuchten Quecksilberthermometern an mehreren Punkten ermittelt wurde. Die Abweichung der beobachteten und berechneten Werte betrug im Maximum  $2 \times 10^{-6}$ , entsprechend einer Temperaturdifferenz von  $0,005^\circ$ , so daß also die Eichung genügend genau ist. Als Formel für die Widerstandskurve fanden wir .

$$w_t = w_0 (1 + 0,0039648 t - 0,0000005835 t^2).$$

Die Temperatur des Platinthermometers  $p$  ist nach dieser Formel von der Wasserstofftemperatur  $t$  verschieden um die Größe

$$p - t = 0,01493 \left( t - \frac{t^2}{100} \right),$$

also im Maximum bei  $50^\circ$  um  $0,373^\circ$  höher. Dies Ergebnis stimmt mit den sonst gefundenen Zahlen gut überein <sup>1)</sup>. Bei  $20^\circ$  ist daher eine mit dem Platinthermometer bestimmte Temperaturdifferenz um  $0,0090$  größer als die wahre Differenz. Dieser von dem zweiten Glied herrührende Unterschied braucht bei der angestrebten Genauigkeit nur auf etwa 1 Proz. bekannt zu sein, der Fundamentalabstand  $0^\circ$  bis  $100^\circ$  nur auf  $\frac{1}{100}^\circ$ , so daß sich die Eichung leicht mit der erforderlichen Genauigkeit herstellen läßt.

Versuche. — Die Messungen, welche wir mit diesem Thermometer vorgenommen haben, zielen darauf hin, die Kalorie in elektrischen Einheiten mit einer Genauigkeit von wenigen Zehntausendsteln auszuwerten; es scheint, daß dies auch gelingen wird. Wir verfolgen dabei das Prinzip, mit möglichst großen Wassermengen und geringer Temperaturerhöhung zu arbeiten. Das Gewicht des Wassers beträgt etwa 10 kg, der Wasserwert der Metallmassen infolgedessen nur etwa 1 Proz., so daß dieser selbst nur auf 1 Proz. bekannt zu sein braucht. Die zugeführte elektrische Energie beträgt etwa 250 Watt in der Sekunde und läßt sich mit Hilfe eines Kompensationsapparates und eines Kadmiumelements auf etwa  $\frac{1}{10000}$  bestimmen. Dies ist ja zur Zeit überhaupt die Grenze für die Sicherheit der gesetzlichen elektrischen Einheiten, da der Wert der Spannung von Normalelementen bzw. der des Silbervoltameters nicht genauer definiert ist.

Die beobachteten Abweichungen der einzelnen Messungen sind deshalb nicht im ganzen Betrag auf Rechnung des Thermometers zu setzen. Die Rührwärme ist gegenüber der elektrischen Energie minimal, da wir einen Zentrifugalrührer verwenden, der nur etwa eine bis zwei Umdrehungen in der Sekunde machte. Die entwickelte Wärme geht in den Temperaturgang ein und ist für das Resultat unschädlich, wenn sie konstant bleibt. Wir haben eine Anzahl endgültiger Messungen mit dieser Einrichtung vorgenommen mit einer Temperaturerhöhung von etwa  $1,3^\circ$  bei

---

<sup>1)</sup> Siehe L. Holborn, Ann. d. Phys. 6, 251, 1901. Für einen ebenfalls von Heräus gelieferten Platindraht findet Holborn:  $w_t = w_0(1 + 0,003966 t - 0,000000582 t^2)$  und dementsprechend  $p - t = 0,01489 \left(t - \frac{t^2}{100}\right)$  in sehr guter Übereinstimmung mit den oben angegebenen Zahlen.



einer Versuchsdauer von drei Minuten. Die Abweichung der einzelnen Versuche vom Mittelwerte betrug durchschnittlich noch nicht  $\frac{1}{10000}$ . Für die Güte des Platinthermometers und die Genauigkeit der damit ausgeführten Messungen kommt ja allein diese relative Übereinstimmung in Betracht. Diese Genauigkeit ist aber die zehnfache der mit dem Quecksilberthermometer bei einem fast doppelt so großen Temperaturintervall erreichten, so daß also begründete Aussicht vorhanden ist, die beabsichtigten Messungen mit einer Genauigkeit durchzuführen, die derjenigen der praktischen elektrischen Einheiten gleichwertig ist.

Gleichzeitig folgt aber hieraus auch, daß sich kalorimetrische Messungen unter günstigen Bedingungen mit einer erheblich größeren Genauigkeit ausführen lassen, als man ihnen im allgemeinen zuzugestehen geneigt ist.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

---

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von  
**August Kundt,**  
weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von  
**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Prels geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

---

Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.

---

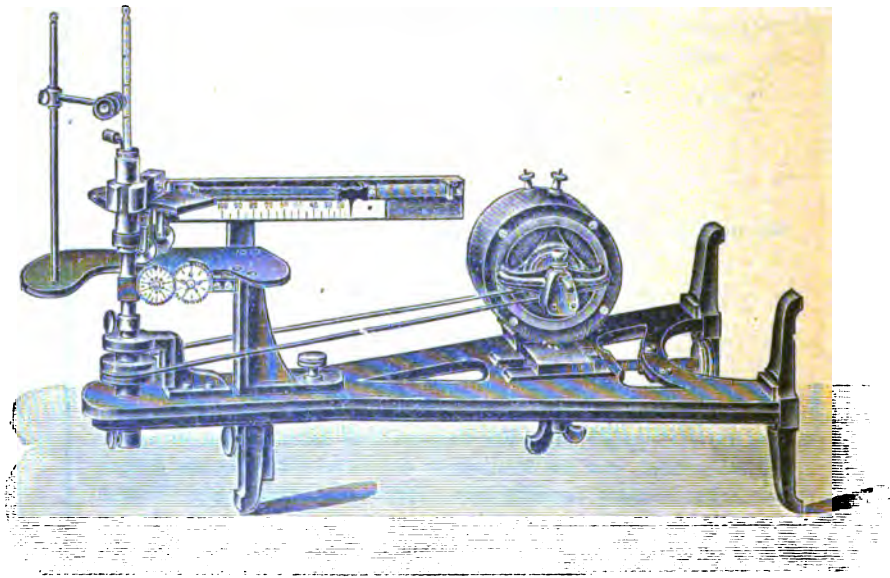
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 21

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 30. Oktober 1903 . . . . .	363
H. Starke, Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung. (Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Oktober 1903.) . . . . .	364
H. Starke, Über die unipolare Leitung in Gasen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Oktober 1903.) . . . . .	377
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
<b>I. Allgemeine Physik . . . . .</b>	<b>337</b>
<b>II. Akustik . . . . .</b>	<b>339</b>
<b>III. Physikalische Chemie . . . . .</b>	<b>339</b>
<b>IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .</b>	<b>341</b>
<b>V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .</b>	<b>344</b>
<b>VI. Wärme . . . . .</b>	<b>345</b>
<b>VII. Kosmische Physik . . . . .</b>	<b>347</b>

## Ankündigung.

Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, daß nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene **General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887)**, das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897)**, unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,

zur Ausgabe gelangt ist.

Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das **Namenregister**, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das **Sach-Ergänzungsregister**, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.

Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.

Der Preis des stättlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**15. November 1903.**

**Nr. 21.**

---

**Sitzung vom 30. Oktober 1903.**

---

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

---

Hr. E. Warburg berichtet:

Über die galvanomagnetischen und thermomagnetischen  
Effekte in Antimon und Wismut

(nach Versuchen von Hrn. GUY BARLOW).

---

Ferner spricht Hr. H. Starke:

1. Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung  
durch Gase, insbesondere der Flammenleitung.
  2. Über die unipolare Leitung in Gasen.
- 

Als Mitglieder werden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. FORCH, Privatdozent an der Technischen Hochschule zu  
Darmstadt.

(Vorgeschlagen durch Hrn. K. SCHERING.)

Hr. Dr. A. BYK, Berlin W., Lützowstr. 97.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Dr. ANTON WEBER, Professor am Lyceum in Dillingen (Bayern).

(Vorgeschlagen durch Hrn. L. GRAETZ.)

---

***Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung  
durch Gase, insbesondere der Flammenleitung;  
von H. Starke.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Oktober 1903.)

(Vgl. oben S. 363.)

Der Potentialverlauf zwischen zwei Elektroden, welche, auf eine gewisse Spannungsdifferenz aufgeladen, sich in leitendem Gase befinden, ist für eine Reihe von Fällen experimentell ermittelt worden. Die genauesten Messungen liegen wohl über den Potentialgradienten bei der Glimmentladung durch verdünnte Gase vor. Indessen sind bei dieser Form der Elektrizitätsleitung, wie überhaupt bei den elektrischen Selbstentladungen, d. h. den Entladungen, welche ohne ein von außen einwirkendes Mittel sich selbst den leitenden Weg durch das Gas schaffen, die Verhältnisse so kompliziert, daß ihre theoretische Behandlung auf große Schwierigkeiten stößt. Dies liegt in der Erklärungsweise der IONENTHEORIE daran, daß die Ionisation, d. h. die pro Zeiteinheit erfolgende Ionenbildung, nicht unabhängig von der Stromstärke, sondern eine komplizierte, unbekannte Funktion derselben ist, indem jedes Ion vermöge seiner Geschwindigkeit fähig ist, neue Ionen zu bilden. Als ein weiteres, die Rechnung erschwerendes Moment kommt hinzu, daß bei geringen Gasdrucken zufolge der verringerten Reibung die Geschwindigkeit der Ionen nicht mehr der jeweiligen Feldstärke proportional gesetzt werden kann, sondern die Ionen im elektrischen Feld eine Beschleunigung erfahren. Diese Beschleunigung tritt um so mehr hervor, je geringer der Gasdruck wird. Die negativen Ionen, welche z. B. an der Oberfläche der Kathode bei der Glimmentladung sich bilden, behalten die in dem großen elektrischen Felde an der Kathode erlangte Geschwindigkeit mit abnehmendem Druck bis auf eine immer weitere Wegstrecke bei, das negative Glimmlicht, welches sie erzeugen, dehnt sich dabei immer weiter aus. Bei einem gewissen niedrigen Druck ist der Zustand erreicht, in welchem die Teilchen die ganze potentielle Energie, welche sie in dem elektrischen Felde besaßen,

in Form kinetischer Energie behalten, ohne Energie an die Gas-  
teilchen abzugeben. Die Reibung ist dann unendlich klein ge-  
worden, die Teilchen fliegen als Kathodenstrahlen durch beliebig  
weite Strecken ohne ein elektrisches Feld. Wärmeerzeugung  
findet in der Umgebung der Kathode dann nicht mehr statt, sie  
findet sich erst außerhalb wieder an den Stellen, wo die Kathoden-  
strahlen ihre kinetische Energie abgeben. Im folgenden sollen  
nur solche Fälle von Gasleitung besprochen werden, in welchen  
die Ionisierung unabhängig von dem das Gas durchfließenden  
Strom, und ferner die Reibung des Gases so groß ist, daß man  
die Ionengeschwindigkeit stets proportional der Intensität des elek-  
trischen Feldes setzen kann. Hierher gehören sämtliche Fälle  
unselbständiger Elektrizitätsleitung in Gasen bei nicht zu niedrigen  
Drucken, wobei unter unselbständiger Elektrizitätsleitung diejenige  
verstanden sein soll, bei welcher das Gas seine Leitfähigkeit nur  
durch ein von außen einwirkendes Mittel (ionisierende Strahlen,  
Temperatursteigerung usw.) besitzt. Bei höheren Spannungs-  
differenzen der Elektroden verliert in der Regel die Leitung ihren  
rein unselbständigen Charakter, indem durch Ionenstoß Neubil-  
dung von Ionen stattfindet.

An anderer, demnächst zu veröffentlichender Stelle habe ich  
den Potentialverlauf zwischen zwei großen, plattenförmigen Elek-  
troden für verschiedene Arten unselbständiger Strömung berechnet,  
unter der Annahme, daß der das Gas durchfließende elektrische  
Strom der Sättigungsstrom ist, oder, wie man dies anders aus-  
drücken kann, daß keine spontane Wiedervereinigung von Ionen  
stattfindet. Dies ist der Fall für eine genügend groß gewählte  
elektromotorische Kraft. Man hat, wie ich dort zeigte, zwischen  
zwei Hauptgruppen unselbständiger Strömungen zu unterscheiden,  
bei denen der Potentialverlauf ein gänzlich verschiedener ist. Die  
eine Gruppe enthält die Fälle, in welchen die Ionisation im ganzen  
Volumen des Leitungsraumes stattfindet, die andere diejenigen, in  
welchen die Ionenerzeugung nur an der Oberfläche der Elektroden  
vor sich geht. • Der Potentialverlauf ist durch folgende Angaben  
charakterisiert:

**Volumenionisation.** Der Potentialgradient hat zwischen  
den Elektroden ein Minimum. Die Kurve, welche den Verlauf  
des Potentialgradienten zwischen den Platten darstellt, ist eine



Hyperbel, deren Scheitelpunkt die Stelle des Minimums ist. An dieser Stelle hat die Kurve, welche den Verlauf des Potentials angibt, demnach einen Wendepunkt. Die Abstände dieses Wendepunktes von der Anode bzw. Kathode verhalten sich wie die Beweglichkeiten des positiven und negativen Ions, wenn gleichviel positive und negative Ionen per Kubikzentimeter und Sekunde erzeugt werden. Ist demnach die Geschwindigkeit des einen, z. B. des negativen Ions, bei weitem überwiegend, so rückt der Wendepunkt in der Potentialkurve dicht an die positive Elektrode, und das Gefälle nimmt von der Kathode zur Anode daher stetig ab, nur dicht vor der Anode noch einmal etwas zu. In ähnlicher Weise verschiebend auf den Wendepunkt wirkt ein Überschuß der einen oder anderen Ionenart. Ein Überschuß positiver Ionen wirkt wie eine größere Geschwindigkeit der negativen, verschiebt den Wendepunkt nach der Anode. Sind nur positive Ionen im ganzen Volumen stetig neu entstehend (durch irgend welche Zufuhr wie etwa Einblasen von außen), so liegt das größte Gefälle an der Kathode, der Potentialgradient nimmt von Kathode nach Anode hin ab. Die ihn darstellende Kurve ist die eine Hälfte einer Hyperbel.

Oberflächenionisation. Der Potentialgradient hat an keiner Stelle zwischen den Elektroden ein Minimum. Werden an beiden Elektroden pro Quadratcentimeter und Sekunde gleich viel Ionen erzeugt, so ist der Potentialgradient bei gleicher Beweglichkeit beider Ionenarten im ganzen Raum konstant; das Potential nimmt also linear von Anode nach Kathode hin ab. Ist die Beweglichkeit des einen Ions größer, so wird die Kurve des Potentialgradienten ein Parabelast, welcher in seiner Form sich immer mehr von der einer geraden Linie unterscheidet, je größer die Geschwindigkeitsdifferenz wird. Der Potentialgradient nimmt von der Anode nach der Kathode hin zu, wenn die Geschwindigkeit des negativen Ions die größere. Dasselbe bewirkt ein zahlreicheres Freiwerden positiver Ionen, so daß ein Vorhandensein von nur positiven Ionen einen Potentialverlauf veranlassen kann gleich demjenigen bei Vorhandensein positiver und negativer bei größerer Geschwindigkeit der letzteren.

Den gleichen Verlauf wie im Fall von Oberflächenionisation an nur einer Elektrode hat das Potential zwischen zwei Platten,

an deren einer in unmittelbarer Nähe Volumenionisation stattfindet. Dieser Fall ist zu realisieren durch ein schmales Bündel von Röntgenstrahlen, welches streifend an einer Platte entlang geführt wird, oder durch Bedecken der einen Elektrode mit einer radioaktiven Substanz, welche sehr stark absorbierbare Strahlen aussendet. In diesen Fällen übernimmt die Leitung zwischen den Platten auch nur das Ion, welches das Vorzeichen der Elektrode hat, aus welcher die Ionisierung stattfindet.

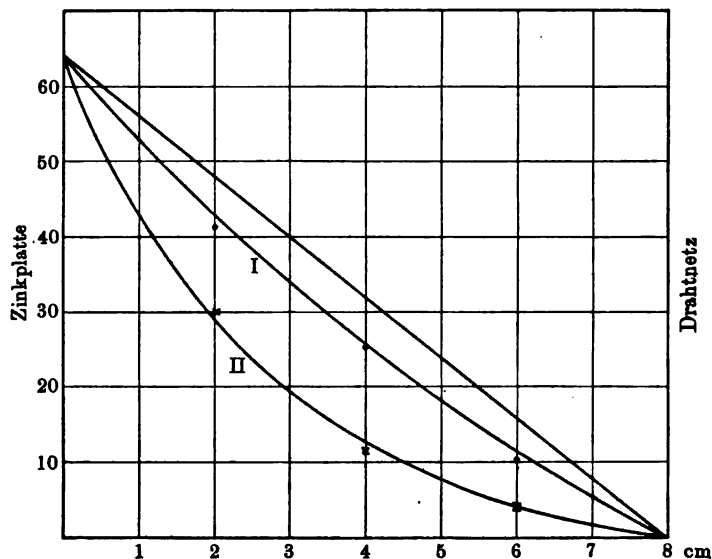
Experimentell ermittelt sind bisher, so viel als ich gefunden habe, Kurven, welche den Verlauf des Potentials darstellen im Fall gleichförmiger Ionisation im ganzen Volumen durch Röntgenstrahlen (C. D. CHILD, Wied. Ann. 65, 152, 1898), sowie im letztgenannten Fall unsymmetrischer Volumenionisation nahe an einer Elektrode durch Röntgen- und Becquerelstrahlen (E. RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 2, 210, 1901) und durch eine Flamme (C. D. CHILD, Phys. Rev. 12, 65, 1901). Letztere Untersuchungen geschahen zum Zweck einer Geschwindigkeitsbestimmung der Ionen. Endlich sind Potentialkurven mehrfach ermittelt worden für die Leitung in der Flamme, in betreff welcher die Meinungen noch auseinandergehen, ob vorwiegend Volumen- oder Oberflächenionisation Ursache der Leitfähigkeit ist. (E. WARBURG, Ann. d. Phys. (4) 2, 302, 1900; E. MARX, Ann. d. Phys. (4) 2, 768, 1900; H. A. WILSON, Phil. Trans. Roy. Soc. London 1899.)

Im folgenden soll über einige Versuche berichtet werden, welche die Ermittlung des Potentialverlaufes in einer Reihe weiterer Fälle unselbständiger Gasleitung zum Zweck hatten. Einige Beobachtungen über die Flammenleitung seien zugleich mitgeteilt, weil in der Literatur ein Irrtum bezüglich des Vorhandenseins eines gewissen Elektrodeneinflusses verbreitet ist, welcher in Wirklichkeit nicht besteht.

### 1. Photoelektrische Leitung.

Einer vor jedem Versuch frisch zu putzenden Zinkscheibe von 10 cm Durchmesser in 6 cm Abstand gegenüber steht als Anode ein Rahmen mit ausgespannten dünnen Platindrähten. Durch die Anode hindurch wird die Zinkscheibe mittels einer Bogenlampe belichtet. Das Potential wird mit einer Wassertropfenelektrode ge-

messen. Zinkscheibe auf  $-640$  Volt, Anode geerdet. Der ohne Bestrahlung annähernd geradlinige Potentialverlauf nimmt je nach der Intensität der Belichtung die mehr oder weniger abweichende Form der Kurven in nachstehender Figur an. Bei intensiver Bestrahlung befindet sich bei geerdeter Anode der ganze Zwischenraum zwischen den Platten mit Ausnahme des Teils nahe der Anode auf hohem negativen Potential. Ist die Kathode geerdet



und die Anode auf  $+640$  Volt geladen, so ist der Zwischenraum wesentlich auf dem Potential Null. Der Hauptabfall des Potentials findet an der Anode statt, der Potentialgradient nimmt nach der Kathode hin stetig ab.

## 2. Leitung zwischen zwei Elektroden, deren eine glüht.

Die experimentelle Anordnung ist die gleiche wie zuvor. Die Zinkscheibe wurde ersetzt durch eine gleich große Messingscheibe, um photoelektrischen Strom auszuschließen. Die Platindrähte des vorher erwähnten Rahmens konnten elektrisch geglüht werden. Bei Rotglut findet Ionenerzeugung nur statt, wenn der Rahmen Anode ist. Negative Teilchen werden aus rotglühendem Platin-

draht in Luft nicht erzeugt. Bei Weißglut findet elektrische Strömung statt, mag der Rahmen Anode oder Kathode sein. Im ersteren Fall findet die Leitung durch positive, im letzteren durch negative Ionen statt. Der Potentialverlauf hat dieselbe Form wie im Falle des photoelektrischen Stromes. Der Hauptfall des Potentials findet an der dem glühenden Körper gegenüberstehenden Platte statt, nach diesem hin stetig abnehmend.

### 3. Leitung zwischen zwei Elektroden, an deren einer das Gas durch Röntgenstrahlen oder eine Flamme ionisiert wird.

Zwei Messingplatten von 10 cm Durchmesser in 8 cm Abstand einander gegenüber stehend. Röntgenstrahlen fallen von der Seite in den Zwischenraum, durch eine Bleiplatte derart abgeschirmt, daß eine Schicht von etwa 1 cm Dicke an der einen Platte bestrahlt ist. Der Potentialverlauf ist derselbe wie in den bisher besprochenen Fällen. Das Gefälle nimmt von der bestrahlten Platte, wo es seinen kleinsten Wert hat, ständig nach der gegenüberliegenden Platte hin zu. Denselben Fall hat, wie ich erst nach Ausführung dieser Bestimmung sah, E. RUTHERFORD mit gleichem Resultat untersucht, wie auch den ähnlichen, daß die eine Platte mit einer dünnen Schicht  $\alpha$ -Strahlen aussendender Substanz bedeckt ist. Ebendieselbe Art des Potentialverlaufes erhält man, wie auch von CHILD bereits ermittelt wurde, wenn die nächste Umgebung der einen Elektrode durch eine längs derselben hingleitende Flamme ionisiert wird.

### 4. Leitung zwischen zwei Elektroden in den heißen Gasen über einer Bunsenflamme.

Zwei quadratische Messingplatten von  $(3\text{ cm})^2$  Größe, einige Zentimeter über der breiten, nichtleuchtenden Flamme dreier nebeneinandergestellter Bunsenbrenner. Der Potentialverlauf, mit einer Sonde aus dünnem Platindraht ausgemessen, hat dieselbe Form wie zwischen Elektroden, deren Zwischenraum durch Röntgenstrahlen ionisiert wird. An beiden Elektroden großes Potentialgefälle, welches zwischen den Platten ein Minimum hat.

### 5. Innere Flammenleitung in der nichtleuchtenden Bunsenflamme.

Zur Untersuchung der inneren Flammenleitung befinden sich beide Elektroden in der eigentlichen blauen Flamme. Als Elektroden dienten teils dünne Platindrähte, teils dünne Platinbleche, quadratisch, mit 1,5 cm Seitenlänge.

Der größte Potentialfall befindet sich unter allen Umständen an der Kathode. Er ist um so steiler, je kleiner deren Oberfläche ist. Ist ein dünner Draht Kathode, so ist bereits in etwa 1 mm Entfernung das Potential merklich konstant; ist das (1,5 cm)<sup>2</sup> große Platinblech Kathode, so dehnt sich diese Entfernung auf etwa 1 cm und mehr aus. Die Anode ist vollkommen einflußlos<sup>1)</sup>. Sie kann beliebige Größe haben, hell oder garnicht glühen, der Potentialverlauf ist der gleiche. Auch auf ihre Lage in der Flamme kommt es garnicht an. Die Temperatur der Kathode hat auch keinen Einfluß auf die Kurve des Potentialverlaufes. Einführung von Bromkalium ändert auch nichts an derselben, gleichviel ob der Dampf desselben beide Elektroden oder nur eine derselben umspült.

Die Stromstärke wird dagegen, wie bekannt ist, durch die Einführung von Bromkalium auf das etwa 100fache verstärkt; vorausgesetzt ist dabei nur, daß die Einführung so erfolgt, daß der Dampf desselben an die Kathode gelangt. Es braucht nur die Umgebung der Kathode mit dem Salzdampf erfüllt sein. Sobald dies nicht der Fall ist, ist die Einführung des Salzes wirkungslos. Ob die Anode vom Salzdampf berührt wird oder nicht, ist auf die Stromstärke ohne Einfluß. Die Stromstärke, welche in der nichtleuchtenden Flamme eines gewöhnlichen Bunsenbrenners bei 240 Volt Spannungsdifferenz der Elektroden und Benutzung des Brenners als Kathode etwa  $2,5 \cdot 10^{-6}$  Amp. beträgt und sich überaus in einer eigentlich kaum zu erwartenden Weise konstant zeigt, ist vollständig unabhängig von Lage, Größe und Temperatur der

---

<sup>1)</sup> Dies experimentelle Ergebnis steht ganz in Übereinstimmung mit Beobachtungen, welche Herr E. WARBURG (l. c.) über die Flammenleitung gemacht und gelegentlich einer Arbeit über die Spitzenentladung mitgeteilt hat.

Anode. Nur der Zustand der Kathode ist maßgebend. Der Strom wächst stark mit der Größe und der Temperatur der Kathode an. Wenn z. B. als Kathode ein Eisenzylinder von 8 mm Durchmesser benutzt wurde, so betrug der Galvanometerausschlag 210 Skalenteile (Strom etwa  $4,0 \cdot 10^{-6}$  Amp.). Wurde der Eisenzylinder ersetzt durch einen solchen von 2 mm Durchmesser, so sank der Ausschlag zuerst wegen des kleineren Querschnittes auf etwa 80 Skalenteile. Wegen der Erhitzung stieg er aber sofort wieder an, und bei beginnender Rothglut ging der Lichtzeiger aus der Skala, d. h. der Ausschlag ging weit über 500 Skalenteile hinaus.

Das verschiedene Verhalten von Anode und Kathode beweist, daß man es leicht erreichen kann, daß die Stromstärke je nach der Richtung des elektrischen Feldes außerordentlich verschiedene Werte zeigt. (Unipolare Leitung der Flamme.)

Ganz anders ist das Verhalten, sobald eine der Elektroden sich außerhalb der eigentlichen Flamme befindet. Der gesamte Potentialfall findet dann immer außerhalb der Flamme statt, und zwar steil an der äußeren Elektrode, wenn diese klein ist, flacher, wenn diese größeren Flächeninhalt besitzt. Folgender Versuch kann gut zur Demonstration dieses Verhaltens dienen: Kathode sei der Brenner, Anode ein Platindraht, der sich zunächst einige Zentimeter über der Flamme befinde. Mit einem EXNERschen Elektroskop ist eine Platinsonde verbunden, welche man in dem Raum zwischen den Elektroden bewegen kann. Das ganze Potentialgefälle ist am außenliegenden Anodendraht; ist dieser zur Erde geleitet, so ist daher die Flamme und der Raum über ihr bis zur Anode negativ geladen. Senkt man jetzt den Anodendraht, so daß er in die Flamme ragt, so rückt das gesamte Gefälle an die Kathode und die Flamme nimmt das Potential Null der Anode an. Wird jetzt die Erdleitung vom Anodendraht genommen und an den Brenner gelegt, so ist der ganze Raum zwischen den Elektroden positiv geladen, das Potential fällt aber auf Null, sobald der Anodendraht wieder aus der Flamme entfernt wird. Das Übersiedeln des Potentialfalls von einer Elektrode an die andere geschieht hierbei örtlich allmählich, so daß es einen Zwischenbereich von Stellungen des Anodendrahtes gibt, in welchen an beiden Elektroden größere Potentialgefälle auftreten, die Kurve des Potentialverlaufes zwischen den Elek-

troden also ähnliches Aussehen zeigt, wie im Falle durch Röntgenstrahlen leitend gemachter Luft.

Diesen Übergang des größten Potentialgefälles von der Kathode zur Anode beim Entfernen der Anode aus der Flamme hat bereits Herr E. MARX (l. c.) festgestellt, aber ihn fälschlich als durch die Temperatur der Anode bedingt angesehen, welche bei dem Herausnehmen aus der Flamme natürlich sinkt. Daß die Anodentemperatur hier gar nicht mitspielt, davon kann man sich leicht überzeugen, indem man als Anode dünne Drähte, welche in der Flamme hell glühen, oder dickere Metallstücke nimmt, welche gar nicht ins Glühen kommen. Sobald sich beide Elektroden in der Flamme befinden, zeigt sich dabei kein Unterschied, weder im Potentialverlauf, noch im Strom, der durch die Flamme fließt. Die Erscheinung kann mithin nicht auf die Anodentemperatur zurückzuführen sein. Sie ist vielmehr lediglich dadurch veranlaßt, daß die Art der Leitung eine vollständig andere wird, sobald eine Elektrode aus der Flamme herausrückt. Herr MARX hätte die Anodentemperatur nicht dadurch geringer machen dürfen, daß er die Flammenhöhe reguliert, bis das Anodendrahtnetz nur noch schwach rot glüht; dadurch rückt die Anode ja aus der Flamme heraus! Dann haben wir aber nichts anderes vor uns als den Fall, welcher in seiner einfachen, berechenbaren Form — 2 Platten, an deren einer eine Flamme entlang streicht — unter Nr. 3 behandelt ist.

Die irrtümliche Meinung, die Anodentemperatur habe Einfluß auf die Leitung in der Flamme, findet sich auf Grund der MARX'schen Messungen mehrfach in der Literatur wieder<sup>1)</sup>. Deshalb betone ich besonders die vollständige Einflußlosigkeit der Anode sowohl bei der Leitung in der reinen Bunsenflamme wie in der salzerfüllten Flamme. Sobald die Anode nicht im eigentlichen Flammenkegel sich befindet, hat man vollständig unreine Versuchsbedingungen, ein Gemisch zweier ganz verschiedener Arten von Leitung. Die Erörterungen, welche in der Abhandlung des Herrn MARX an den Einfluß der Anodentemperatur sich lehnen, bedürfen somit der Korrektur; ebenso muß das Mittel, für die Messung

---

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. J. STARK, Elektrizität in Gasen, S. 159; J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through Gases. Cambr. Univ. Press 1903, 190 u. a.

des Halleffekts die Flamme so zu regulieren, daß die Anode nur schwach rot glüht, und dadurch an der Stelle der Hallelektroden ein Gefälle zu forcieren, bedenklich erscheinen.

Die Stromstärke verhält sich in nach vorigem voraussehbarer Weise. Während sie, wenn beide Elektroden in der Flamme sind, nur von dem Zustand der Kathode, an welcher der Potentialfall sich befindet, abhängt, ist jetzt die Größe der äußeren Elektrode maßgebend. Die Stromstärke wächst mit der Größe der außen befindlichen Elektrode, mag diese nun Anode oder Kathode sein. Einführung von Bromkalium ändert die Stromstärke nicht.

Alle genannten Erscheinungen bei der inneren und äußeren Flammenleitung sind als die gleichen gefunden worden für Spannungsdifferenzen von einigen wenigen Volt bis zu 480 Volt zwischen den Elektroden. Der Potentialverlauf ist allerdings nur für Spannungsdifferenzen von 110 Volt an gemessen worden. Indessen aus dem gleichen Verhalten der Stromstärke bei kleiner wie bei großer Spannungsdifferenz ist auf die Gleichheit auch des Potentialverlaufs zu schließen. Daraus z. B., daß auch bei 6 Volt Potentialdifferenz zwischen den Elektroden die Stromstärke ganz unabhängig von dem Zustande und der Lage der Anode ist, muß geschlossen werden, daß an derselben und im Flammenraum das Potentialgefälle nur ganz klein sein kann, und auch bei dieser Potentialdifferenz wie bei den größeren das ganze Gefälle an der Kathode liegt.

(Zusatz bei der Korrektur: Inzwischen habe ich bis herab zu einer Elektrodenspannung von 20 Volt denselben Potentialverlauf konstatiert. Dabei wurde ein Quadrantenelektrometer WARBURGScher Konstruktion benutzt.)

#### Diskussion der Versuchsergebnisse.

Die Kurven des Potentialverlaufs zwischen zwei Elektroden in leitendem Gas lassen sich ihrem äußeren Ansehen nach in zwei Gruppen teilen, deren eine dadurch charakterisiert ist, daß die Kurven, die ihr angehören, einen Wendepunkt besitzen; die Kurven der anderen Gruppe haben keinen Wendepunkt. Die Kurve des Potentialgradienten hat in der ersten Gruppe ein Minimum, in der zweiten nicht. Die Anwendung der POISSONschen



Gleichung, welche sich im Falle eines einseitig gerichteten Kraftfeldes auf die einfache Form

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho$$

reduziert, ergibt für die Fälle der ersten Gruppe einen Überschuß freier Elektrizität an den Elektroden, welche an jeder Elektrode das entgegengesetzte Vorzeichen der Elektrodenladung hat. In den Fällen der zweiten Gruppe ist im ganzen Raume zwischen den Elektroden freie Elektrizität eines Vorzeichens, und zwar des Vorzeichens, welches demjenigen der Elektrode, an welcher der größere Potentialfall sich befindet, entgegengesetzt ist. Die meisten Fälle dieser zweiten Gruppe sind auch dadurch gekennzeichnet, daß sich in dem Raume zwischen den Elektroden überhaupt nur Ionen eines Vorzeichens bewegen. Das sind die Fälle, welche unter 1 bis 2 oben erwähnt sind. Indessen kann, wie eingangs gesagt ist, dieser einionige Charakter der Leitung auch nur vorgetauscht werden, nämlich dann, wenn entweder: Oberflächenionisation an beiden Elektroden vorliegt und eine kleine oder große Geschwindigkeitsdifferenz der Ionenarten oder: Volumenionisation mit einer sehr großen Geschwindigkeitsdifferenz des positiven und negativen Ions. Einer dieser beiden Fälle oder eine Verbindung beider liegt nun offenbar vor bei der inneren Flammenleitung, und es besteht ein Zwiespalt der Ansichten darüber, welcher der Fälle.

Entscheiden ließe sich die Frage durch eine genaue Messung des Potentialgradienten zwischen zwei größeren Platten. Indessen bietet eine solche Arbeit wohl zu große Schwierigkeiten. Wie eingangs erwähnt, und wie ich an anderem Orte näher ausgeführt habe, würde im Fall des Sättigungsstromes die Kurve des Potentialgradienten im Falle der Volumenionisation eine Hyperbel, im Falle der Oberflächenionisation eine Parabel sein.

Mir scheinen einige Gründe für eine starke Volumenionisation verbunden mit einer großen Geschwindigkeitsdifferenz der Ionen zu sprechen. Das Hauptgefälle liegt an der Kathode, keine — oder wenn überhaupt, so doch nur eine ganz geringe Zunahme des Gefälles — an der Anode. Es ist also wesentlich nur freie positive Elektrizität zwischen den Elektroden vorhanden. Bei Annahme einer Oberflächendissoziation müßte diese aus der Anode

kommen. Nun ist letztere aber für die Flammenleitung vollständig belanglos, sie kann beliebige Größe haben, glühend oder kalt sein. All dergleichen sollte aber auf eine Oberflächenionisation seinen Einfluß nicht verfehlen. Es ist demnach äußerst unwahrscheinlich, daß die positiven Ionen aus der Anode kommen. Glühendes Platin löst zwar positive Ionen, aber nur in Luft, nicht z. B. in Wasserstoff. In Wasserstoffatmosphäre ist glühendes Platin als Anode wirkungslos, indem es nur negative Ionen abgeben kann. Dasselbe findet wohl in den Flammgasen statt. Bleibt also nur die Annahme einer Volumenionisation mit weit überwiegender Beweglichkeit des negativen Ions. Diese letztere ist auch in der Tat experimentell festgestellt worden, indem von WILSON die Geschwindigkeit des negativen Ions zu 1000 cm/sec pro Volt-zentimeter, die des positiven Ions nur zu 50 cm/sec bestimmt wurde. Sind beide Elektroden kalt, so haben wir daher in der Flamme nur eine Volumenionisation vor uns, ebenso wenn die Anode glüht. Glüht die Kathode, so kommen neue negative Ionen durch Oberflächenionisation hinzu; diese verstärken den Strom durch die Flamme, ohne indessen den Potentialverlauf bedeutend beeinflussen zu können, wozu erst eine sehr starke Produktion negativer Teilchen imstande wäre.

Zum Schluß noch einige kurze Bemerkungen über die Verwendbarkeit der POISSONSchen Gleichung zur Berechnung des Potentialverlaufs aus der räumlichen Dichte freier Elektrizität. Die Verwendbarkeit der Formel hat Herr J. STARK angezweifelt. (Ann. d. Phys. (4) 5, 98, 1901.) Die Gründe, welche er dafür an gibt, entbehren meines Erachtens der Berechtigung. Die Formel bedarf natürlich einer Änderung, wenn sie für Medien angewendet werden soll, welche dielektrisch inhomogen sind. So etwas liegt aber doch in leitenden Gasen sicher nicht vor. Nun aber der zweite Einwand. Herr STARK setzt den Fall, wir hätten einen Körper mit räumlich variabler Leitfähigkeit vor uns, von einem stationären Strom durchflossen. Dann erhält man eine gewisse, aus den Leitfähigkeiten berechenbare Potentialverteilung und für jede Stelle ein gewisses  $\frac{d^2 V}{dx^2}$ . Herr STARK fragt: Wollen wir hier die Größe  $-\frac{1}{4\pi} \frac{d^2 V}{dx^2}$  als freie innere Dichte bezeichnen?

Aber ganz gewiß wollen wir das! Warum denn nicht? Grenzen zwei Medien mit verschiedener Leitfähigkeit aneinander, und fließt ein Strom durch die Grenzfläche, so bildet sich eine wahre Flächenladung auf derselben. Wird die Grenze unscharf, d. h. springt nicht die Leitfähigkeit, sondern geht durch eine gewisse Schichtdicke hindurch kontinuierlich aus dem einen Wert in den anderen über, so verteilt sich die vorherige Flächenladung als räumliche Ladung durch die ganze Schicht, in welcher die Leitfähigkeit variiert. Das ist es ja gerade, was wir im Falle des leitenden Gases vor uns haben. Die räumliche Dichte, die Potentialverteilung und die Verschiedenheit der Leitungsfähigkeit des Gases von Stelle zu Stelle gehen ja Hand in Hand. Gewiß wird man „nicht annehmen dürfen, daß der Einfluß der Variation der Leitfähigkeit vernachlässigt werden kann“. Das tut auch niemand. Die Größen von Leitfähigkeit, räumlicher Dichte und Potentialgefälle sind eng miteinander verbunden und finden durcheinander ihre Erklärung. Vernachlässigung des Einflusses der Leitfähigkeit findet bei Anwendung der POISSONSchen Gleichung nicht statt.

#### Resultate:

1. Das Potentialgefälle hat ein Minimum zwischen den Elektroden im Falle gleichförmiger Volumenionisation (Elektroden in röntgenisierter Luft oder in den Gasen über einer Flamme).
2. Das Potentialgefälle hat kein Minimum, sondern nimmt von einer Elektrode zur anderen hin nur ab oder nur zu in allen Fällen von Oberflächenionisation (photoelektrischer Strom, Strom zwischen glühenden Elektroden, Ionisation nahe an einer Elektrode durch Röntgenstrahlen, Becquerelstrahlen oder Flamme).
3. Bei der Leitung im Inneren einer Flamme ist die Anode einflußlos.
4. Die Leitung in der Flamme bei nichtglühenden Elektroden und auch bei glühender Anode entsteht durch Volumenionisation und verdankt den eigentümlichen Verlauf des Potentialgradienten dem Umstand, daß die Beweglichkeit des negativen Ions viel größer ist, als die des positiven. Bei glühender Kathode kommt Oberflächenionisation an derselben hinzu.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1903.

---

***Über die unipolare Leitung in Gasen;  
von H. Starke.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 30. Oktober 1903.)

(Vgl. oben S. 363.)

Mit dem Namen unipolare Leitung hat man die Erscheinung bezeichnet, daß der durch einen Leiter fließende Strom je nach der Richtung der elektromotorischen Kraft verschiedene Stärke besitzt. Ausgeschlossen sind dabei die Fälle, in denen eine solche Abhängigkeit des Stromes von der Feldrichtung durch Kontaktpotentialdifferenzen oder Polarisation verursacht ist. Seit langer Zeit ist die auffallend starke Unipolarität der Flammenleitung sowie der Leitung an glühenden Körpern bekannt. In neuerer Zeit hat man auch an Gasen, welche durch Röntgen- und Becquerelstrahlen leitend gemacht sind, sowie in der Umgebung einer Flamme polare Unterschiede der Leitung messend verfolgt, welche indessen in diesen Fällen von weit geringerer Größe sind. Im folgenden soll erörtert werden, unter welchen Umständen Unipolarität der Leitung eintritt. Gleich von vornherein sei bemerkt, daß die weitaus meisten Fälle von Elektrizitätsleitung in Gasen unipolaren Charakter haben, und die Fälle, in denen der Strom bei Umkehr der Feldrichtung seine Stärke nicht ändert, nur Ausnahmefälle sind. Ausnahmefälle sind naturgemäß alle diejenigen Fälle, in welchen in jeder Beziehung vollkommene Symmetrie herrscht. Solcher Fälle sind indessen nur sehr wenige vorhanden. Beispiele sind: Röntgen- oder ähnliche Strahlen gleichmäßig zwischen zwei gleich großen Elektroden, Leitung zwischen zwei gleich großen, gleichtemperierten glühenden Elektroden; Leitung zwischen zwei gleich großen Elektroden über einer Flamme; ebenso bei gleicher Temperatur derselben in einer Flamme an einer Stelle derselben, wo sie homogen ist.

Im folgenden sei eine, wie ich glaube, alle Fälle unipolarer Leitung umfassende Gruppierung derselben gegeben.

Man kann zwei Gruppen unipolarer Leitungsvorgänge unterscheiden.

I. In den Fällen, welche zur ersten Gruppe zu rechnen sind, liegt die Ursache der Unipolarität direkt in der Verschiedenheit der Ionenerzeugung mit der Feldrichtung. Es sind die Fälle, in welchen positive bzw. negative Ionen an der Elektrodenoberfläche selbst frei werden, aber nur frei werden können, wenn die betreffende Elektrode Anode bzw. Kathode ist.

II. Die zweite Gruppe enthält alle übrigen Fälle unipolarer Leitung. In ihnen wird die Unipolarität bedingt durch die Unterschiede in der Beweglichkeit des positiven und des negativen Ions. Es muß aber außerdem noch eine Unsymmetrie in den äußeren Versuchsbedingungen hinzukommen. Dieselbe kann verursacht sein durch:

- a) eine Unsymmetrie in der Ionisierung, indem dieselbe nur oder vorzugsweise an einer Elektrode stattfindet, oder
- b) verschiedene Größe oder Zustand der Elektroden.

Die einzelnen Fälle mögen nun näher erörtert und durch Beispiele illustriert werden.

#### Beispiele zur Gruppe I.

Photoelektrischer Strom, Strom zwischen zwei Platinelektroden in Luft, deren eine rot glüht. Es ist überhaupt nur Strom vorhanden, wenn die lichtelektrisch empfindliche Elektrode Kathode, bzw. im zweiten Beispiel, wenn die rotglühende Platinelektrode Anode ist. Andernfalls ist der Strom Null.

Strom zwischen einer weißglühenden und einer anderen kalten Elektrode, ist bei beiden Feldrichtungen, aber mit verschiedener Stärke vorhanden.

Glüht auch die zweite Elektrode, so tritt Stromgleichheit nur ein, wenn beide Elektroden gleich groß und gleich temperiert sind. Sonst nehmen zwar beide Ionenarten an der Leitung teil, aber in verschiedener und mit der Feldrichtung veränderlicher Zahl.

#### Beispiele zur Gruppe II.

a) Unsymmetrie in der Ionisierung, Röntgenstrahlen, Becquerelstrahlen oder eine Flamme ionisieren die Luft nur in der Nachbarschaft der einen Elektrode. Es bewegen sich im Raum zwischen den Elektroden nur die Ionen des

einen Vorzeichens. Tritt Stromverschiedenheit bei Umkehr der Feldrichtung auf, so ist sie nur der verschiedenen Beweglichkeit der Ionen zuzuschreiben. Es kann Stromverschiedenheit nicht eintreten, sobald der Sättigungsstrom erreicht ist. Dann werden nämlich alle Ionen nach der anderen Elektrode befördert, und da gleich viel positive und negative Ionen erzeugt werden, müssen die Ströme gleich sein. Für niedrige elektromotorische Kräfte, wenn also Rekombinationen eintreten können, ist die Stromstärke größer, wenn das schnellere (das negative) Ion sich bewegt. Und zwar müssen für starke Ionenkonzentration an der einen Elektrode und schwache Ströme, d. h. also dann, wenn die Ionenmenge an der Elektrode wesentlich durch die Stärke der Rekombination bedingt und nicht in merkbarer Weise durch die Fortführung der Ionen im elektrischen Felde beeinflußt wird, die Ströme bei Umkehr der Feldrichtung sich direkt verhalten wie die Geschwindigkeiten der sich bewegenden Teilchen. (Vgl. die Beobachtungen von E. RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 2, 210, 1901 und C. D. CHILD, Phys. Rev. 12, 65, 1901.)

b) Unsymmetrie durch die Größe der Elektroden bedingt. In den hierher gehörigen Fällen wirkt die verschiedene Geschwindigkeit der Ionen primär auf das Potentialgefälle an den Elektroden. Dasselbe wird an der Kathode größer als an der Anode, wenn die Geschwindigkeit der negativen Teilchen größer ist, und umgekehrt. Querschnittsvergrößerung der Elektrode, an welcher das Potentialgefälle größer ist, setzt den Widerstand der Gasstrecke mehr herab als eine Vergrößerung der anderen Elektrode. Sind daher die Elektroden verschieden groß, so ist die Stromstärke dann größer, wenn das größere Gefälle an der größeren Elektrode sich befindet. Dies hat sein Analogon in der Hintereinanderschaltung eines sehr dünnen und eines dicken Leiters. Das Hauptgefälle ist längs des dünnen Drahtes; vergrößert man dessen Querschnitt, so steigt die Stromstärke, während sie weniger beeinflußt wird durch eine gleiche Vergrößerung des Querschnitts des dicken Leiterstückes. Die Unipolarität wird natürlich um so ausgeprägter, je größer die Differenz der Gefälle an den beiden Elektroden, also je größer die Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Ionenarten ist. Daher erklärt sich die sehr starke Unipolarität der Flammenleitung. Das

ganze Gefälle liegt bei ihr an der Kathode, fast gar keines an der Anode. Macht man daher eine Elektrode sehr klein, die andere sehr groß, so wächst die Stromstärke auf ein hohes Vielfaches an, wenn der Strom so gewendet wird, daß die große Elektrode zur Kathode wird. Dadurch, daß man an der großen Elektrode noch weitere die Leitung verbessernde Mittel wirken läßt, als Glühen derselben oder Einführen von Kaliumsalz an ihr in der Weise, daß nur die große Elektrode, nicht die andere vom Dampf desselben berührt wird, kann man es leicht erreichen, daß die Stromstärke bei der einen Feldrichtung den vieltausendfachen Betrag derjenigen bei der anderen Feldrichtung erreicht. Das Analogon der großen Wirkung des Salzdampfes an der Kathode ist der Fall, daß ein guter und ein schlechter Leiter hintereinandergeschaltet sind. Das Hauptgefälle liegt im schlechten Leiter. Wird dessen Leitfähigkeit vervielfacht, so vervielfacht sich auch die Stromstärke, während sie durch eine starke Vergrößerung der Leitfähigkeit des bereits guten Leiters kaum beeinflußt wird.

In diese Gruppe unipolarer Leitung gehört auch der Strom der Glimmentladung durch verdünntes Gas, welcher — vorausgesetzt, daß eine der Elektroden vom negativen Glimmlicht bereits ganz bedeckt ist — bekanntlich sehr viel stärker ist, wenn die Elektrode, welche selbst größer ist, oder in deren unmittelbarer Nähe der Rohrquerschnitt größer ist, zur Kathode gemacht wird, als wenn er in umgekehrter Richtung fließt.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1903.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von

**August Kundt,**

weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von

**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.

gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

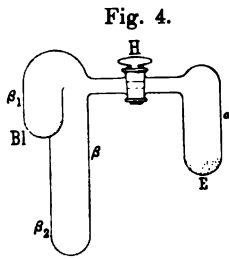
Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

————— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. —————



in unveränderter Weise jenseits der Biegungen, falls die flüssige Luft daselbst einwirkt.

8. Wenn die bisherigen Versuche für die Annahme einer Aussendung und Kondensierung ponderabler Massen noch keine hinreichenden Unterlagen geben, wenn also für scheinbares Verschwinden von Masse bei Aufhebung der Kühlung nicht Rechenschaft gegeben zu werden braucht, so ist doch die Frage zu beantworten, was aus der Energie wird, die während der Kühlzeit von dem Emanationskörper ausgesandt wird, und die, nach der gleichzeitigen Schwächung des Leuchtens der Blende in  $\gamma$  (Fig. 2) zu schließen, sich in dem gekühlten Schenkel konzentrierte. Die nähere Untersuchung hat hierbei folgendes ergeben: Die Glaswand nimmt bei der tiefen Temperatur große Mengen Emanationsenergie auf und gibt dieselben als induzierte Aktivität allmählich, namentlich bei gestiegener Temperatur, wieder aus. Man kann sich hiervon leicht überzeugen. Bei



einer Röhre wie Fig. 4 befindet sich die Blende zunächst in dem Schenkel  $\beta_1$  des senkrecht zur Zeichnungsebene gebogenen Rohres  $\beta$ . Der leere Schenkel  $\beta_2$  wird unter Zutritt der Emanation z. B. eine Viertelstunde lang gekühlt, dann  $H$  gesperrt und die flüssige Luft entfernt. Die Glaswand von  $\beta_2$  ist jetzt lichtlos, analog die Blende in  $\beta_1$

ganz oder nahezu lichtlos. Schüttet man nun aber die Blende durch geeignete Drehung des Rohres nach  $\beta_2$ , so leuchtet sie hell auf und behält ihr Leuchten (obwohl aus  $\alpha$  keine Emanation hinzutreten kann) Stunden hindurch. Wird die Blende nach  $\beta_1$  zurückgebracht, so ist sie nach wenigen Sekunden wieder dunkel, leuchtet aber von neuem auf, so oft sie wieder nach  $\beta_2$  gebracht wird. Läßt man die Blende in  $\beta_2$  dem Rohre entlang wandern, so bemerkt man, daß das Leuchten der Blende weitaus am hellsten in derjenigen Wandzone ist, die während der Kühlung das Leuchten des Glases zeigte. Das Leuchten wird besonders stark, wenn die Blende einige Sekunden auf dieser Zone liegen bleibt.

Das in diesem Versuche erzeugte Leuchten der Blende beruht nicht etwa auf gewöhnlicher Phosphoreszenz durch optische

Erregung, die man vielleicht auf schwaches, dem Auge unsichtbares Nachleuchten der Glaswand zurückführen könnte. Dies folgt mit Sicherheit daraus, daß das Leuchten szintillierend ist. (Bringt man zur Kontrolle noch Blende in eine infolge elektrischer Entladungen nachleuchtende Röhre, so ist ihr Leuchten sehr viel schwächer und durchaus gleichmäßig, ohne Szintillation.) Die Ausgabe der induzierten Aktivität erfolgt auch schon bei sehr niedriger Temperatur. Sie wird aber beschleunigt, wenn die Temperatur der Glaswand nach Entfernung der flüssigen Luft wieder ansteigt. Daß die während einer Viertelstunde zugeführte Energie als induzierte Aktivität ein viel länger dauerndes Leuchten erregt, ist nicht paradox, weil 1. die Energie, welche sonst auf das ganze Röhrensystem sich verteilt, in einer kleinen Zone konzentriert wurde, und weil 2. die induzierten aktiven Stellen nur auf relativ geringe Entfernungen die Blende kräftig erregen, also wohl Energie mit geringerer Intensität emittieren. Daraus erklärt sich zugleich, weshalb die Blende in  $\beta_2$  der Fig. 4 und früher in der Röhre Fig. 2 nach Aufhebung der Kühlung keine Verstärkung des Leuchtens zeigte.

Bestäubt man die Wandung von  $\beta_2$  schon vor der Kühlung mit Blende, so wird die Leuchtzone über dem Flüssigkeitsniveau sehr hell und in allen Beziehungen bequemer beobachtbar.

9. Die obigen Ermittlungen über die induzierte Aktivität sind unabhängig von der Entscheidung der Frage, ob bei den tiefen Temperaturen das Glas unmittelbar die Emanationsenergie stärker anzieht und absorbiert, oder ob die letztere durch einen kondensierten materiellen Träger, dessen Kondensationspunkt dann der Temperatur der leuchtenden Wandzone entsprechen würde, in verstärktem Maße auf ihr abgelagert wird. —

Die Versuche, einen etwaigen materiellen Träger in Spektralaröhren zu konzentrieren, sollen unter Verlängerung der bezüglichen Versuchszeiten fortgesetzt werden. Ihr bisheriges negatives Resultat gestattet natürlich nicht eine definitive Verneinung einer ponderablen Emanation bei dem GIESELSchen Präparat, sondern liefert nur eine obere Grenze für die Dichte der in den Spektralaröhren etwa kondensierten Gase. Mit Berücksichtigung der Rohrdimensionen kann, wenn man annimmt, daß die betreffenden Röhren die Entladung bei der angewandten Spannung bis etwa

$\frac{1}{50}$  mm Druck hindurchlassen, angegeben werden, daß innerhalb sechs Stunden, auf gewöhnlichen Druck bezogen, nicht mehr als  $\frac{1}{25}$  cmm Gas von durchschnittlichen Widerstandsverhältnissen in der gekühlten Spektralröhre kondensiert wurde.

10. Geprüft wurde noch, ob die Aussendung der primären Emanation aus dem Emanationskörper auch bei der Temperatur der flüssigen Luft fort dauert. Ein evakuiertes Glasröhrchen, welches am Boden eine Schicht des Emanationskörpers von einigen Millimetern Höhe enthielt, zeigte, in flüssiger Luft gekühlt, helles Leuchten der Glaswand, soweit diese den Emanationskörper umgab. Das Leuchten hielt an, wie lange auch die Kühlung unterhalten wurde, z. B. eine Viertelstunde oder länger. Da nun, wie oben (Nr. 7) erwähnt, das durch die Emanation erzeugte Leuchten der Glaswand binnen einigen Sekunden erlischt, wenn kein neuer Zufluß von Emanation stattfindet, so folgt, daß im vorliegenden Falle ein solcher Nachschub dauernd erfolgt, d. h. daß die GIESELsche Substanz auch bei der Temperatur der flüssigen Luft Emanation aussendet.

11. Die Frage, ob die hier behandelte Emanationsenergie identisch ist mit der Energie der Radiumemanation, kann, wie mir scheint, verneint werden. Die Kapillarröhren, in welchen RAMSAY die Radiumemanation aufsammlte, wurden durch die Emanation gefärbt. Sie nahmen, wie ich durch Prof. RAMSAYS Freundlichkeit mich in Cassel überzeugen konnte, eine kräftige Heliotropfarbe und zwar in der ganzen Dicke der Wandung (etwa 2 mm) an. Es handelt sich also bei der Radiumemanation um eine Energie, welche relativ dicke Schichten eines Körpers zu durchdringen vermag. Demgegenüber ist schon eingangs erwähnt worden, daß nach GIESEL die Emanation seines Präparates sehr geringes Penetrationsvermögen zeigt. — Die Farbe, welche die RAMSAYSchen Röhren angenommen hatten, glich derjenigen, welche manganhaltiges Glas unter längerer Einwirkung dichter Röntgenstrahlung annimmt.

Unter den schon untersuchten Energieformen scheint die Emanationsenergie der GIESELSchen Substanz am ehesten derjenigen vergleichbar zu sein, die in den Strahlen der ersten Schicht des Kathodenlichtes induzierter Entladungen auftritt,

und die ich als  $S_1$ -Strahlen vorläufig bezeichnet habe<sup>1)</sup>. Diese Strahlen sind ausgezeichnet durch ihre sehr große Empfindlichkeit gegen elektrostatische Einwirkungen, indem sie durch geringe negative Ladungen stark angezogen, durch positive Ladungen stark abgestoßen werden. Ihre Empfindlichkeit ist so groß, daß es schwer ist, ihren Gang durch einen in sie eingeführten Leiter nicht zu alterieren. Die geringste Abweichung des letzteren vom elektrisch neutralen Zustande bewirkt sehr merkliche Ablenkungen und Deformationen der Strahlen.

---

<sup>1)</sup> GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 64; 4, 228, 1902.

***Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung  
in Luft;***

**von R. Börnstein.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. November 1903.)

(Vgl. oben S. 381.)

Die elektrische Leitfähigkeit der Luft hat sich bei neueren Untersuchungen abhängig von mancherlei Einwirkungen gezeigt, die ihrerseits wiederum durch örtliche Besonderheiten beeinflusst erscheinen. In der Absicht, solche Einzelheiten am hiesigen Orte zu untersuchen, wurden die im nachfolgenden beschriebenen Beobachtungen unternommen.

Zu den Messungen diente der bekannte Zerstreungsapparat von ELSTER und GEITEL mit Bernsteinisolierung, hergestellt von O. GÜNTHER in Braunschweig, dessen Gehäuse, Schutzzylinder und Deckel stets zur Erde abgeleitet wurden. Um störende Ladungsvorgänge in der Isolierungsvorrichtung zu vermeiden, wurde sorgfältig darauf geachtet, daß das Instrument vor jeder Ablesung eine Viertelstunde lang mit Ladung desjenigen Vorzeichens versehen war, welches für die bevorstehende Messung in Betracht kam. Die vortreffliche Isolierung gestattete es, die ohne Zerstreungskörper etwa geschehende Abgabe von Elektrizität zu vernachlässigen und die Beobachtungsergebnisse durch die Größen darzustellen:

$$E = 100 \log V_0/V; \quad a = E/15 \cdot 0,4343(1 - n),$$

worin  $V_0$  die in Volt ausgedrückte Ladung des Elektrometers bei Beginn der Messung bedeutet,  $V$  dasselbe 15 Minuten später,  $E$  die inzwischen vom Zerstreungskörper neutralisierte Elektrizitätsmenge,  $n$  das Verhältnis der Kapazitäten des Elektroskopes

ohne und mit Zerstreuungskörper. Dann ist  $\alpha$  das übliche Maß für die Zerstreuung.

Zunächst untersuchte ich die Leitfähigkeit von Kellerluft. Die Herren ELSTER und GEITEL<sup>1)</sup> fanden in der Baumannshöhle die Elektrizitätszerstreuung neunmal gegen die Außenluft vermehrt, in einem Wolfenbütteler Keller sechsmal, während von anderen Orten größere [München]<sup>2)</sup> und kleinere [Clausthal und Zinnowitz]<sup>3)</sup> Unterschiede gemeldet, im Kalisalzbergwerk bei Vienenburg<sup>3)</sup> sogar eine geringere Leitfähigkeit als außen gefunden wurde. Neuerdings hat Herr GOCKEL<sup>4)</sup> in Freiburg (Schweiz) einen in Süßwasser-Molasse-Boden liegenden Keller untersucht und dort die Leitfähigkeit wenig größer als im Laboratorium und bedeutend schwächer als in der freien Luft gefunden; dagegen wies Herr HIMSTEDT<sup>5)</sup> in Freiburg (Baden) fünf- bis sechsmal stärkere Zerstreuung in der Luft eines seit drei Wochen verschlossenen Kellers, verglichen mit Zimmerluft, nach.

Von den meinerseits untersuchten beiden Kellern ist der eine gegen 20 cbm groß und an mein im Berliner Vorort Wilmersdorf gelegenes Wohnhaus derartig herangebaut, daß sein mit Ziegeln belegter Fußboden sowie drei seiner Seitenwände in dem umgebenden Sandboden liegen, während die vierte Seite an das Haus grenzt und hier durch Treppe und Falltür mit den höher gelegenen Räumen verbunden ist. Leider ist der Luftabschluß von dieser Seite recht unvollkommen, und außerdem trägt die Decke des Kellers, welche in Höhe des äußeren Erdbodens liegt, zwei mit Ventilationsöffnungen versehene Erhöhungen. Diese Öffnungen sowie die Eingangstür wurden drei Tage lang verschlossen gehalten, ehe die Versuche begannen. Die Messungen fanden abwechselnd im Keller und in meinem, im hochliegenden

---

<sup>1)</sup> ELSTER und GEITEL, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. München 1903. Phys. ZS. 4, 522, 1903.

<sup>2)</sup> EBERT, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. Göttingen 1902.

<sup>3)</sup> ELSTER und GEITEL, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. München 1903. Phys. ZS. 4, 522, 1903.

<sup>4)</sup> GOCKEL, Phys. ZS. 4, 604, 1903.

<sup>5)</sup> F. HIMSTEDT, Ber. d. Naturf.-Ges. Freiburg 13, 101, 1903. Ann. d. Phys. (4) 12, 107, 1903.

Erdgeschoß desselben Hauses befindlichen Arbeitszimmer nahe an dem geöffneten Fenster statt. Die erste Versuchsreihe vom 24. bis 26. April d. J. zeigte sehr geringe Unterschiede, sogar etwas kleinere Zerstreuung im Keller. Eine zweite Reihe vom 12. bis 14. Mai ergab als Mittel:

	$a_-$	$a_+$
im Keller . . . . .	0,68	0,56
im Arbeitszimmer . . . . .	0,46	0,43

Die Anfangsladungen des Zerstreuungskörpers lagen dabei zwischen 210 und 220  $V$ , der Ladungsverlust in 15 Minuten betrug durchschnittlich:

im Keller . . . . .	— 11,4 $V$	+ 9,6 $V$
im Arbeitszimmer . . . . .	— 8,8 $V$	+ 7,2 $V$

Hierauf setzte ich die Messungen im Gebäude der Landwirtschaftlichen Hochschule fort, und zwar in einem Keller von etwa 19 cbm Größe, der mit einer Wand an den äußeren Boden (feinkörniger Talsand), im übrigen an Nachbarräume grenzte; der Fußboden ist gleichfalls mit Ziegeln belegt. Eine Tür, ein Fenster und ein Ventilationsschacht wurden vier Tage lang möglichst gut verschlossen gehalten, und dann die Messungen ausgeführt und sogleich im physikalischen Laboratorium im zweiten Stockwerk der Hochschule unmittelbar neben dem offenen Fenster wiederholt. Die Messungen vom 15. Mai ergaben:

	$a_-$	$a_+$
im Keller . . . . .	0,84	0,84
im Laboratorium . . . . .	0,64	0,49

Die Ladungsverluste betragen im Keller — 15 und + 15, im Laboratorium — 12 und + 8  $V$ .

Ganz ähnlich verlief eine im Juli ausgeführte Beobachtungsreihe, welche noch etwas mehr Überschuß der Zerstreuung im Keller ergab, und hieraus darf wohl gefolgert werden, daß auch in hiesiger Gegend die Luft in Kellern größere Leitungsfähigkeit hat als in anderen Räumen. Freilich ist der Unterschied recht gering, und es bedarf noch weiterer Untersuchung, ob vielleicht ein besserer Abschluß der Keller nach außen hin und ein weniger

dichter Fußboden größere Zerstreungswerte in der Kellerluft hätten auftreten lassen.

In Ergänzung dieser Versuche wurde nun Luft aus dem Boden gesaugt und auf Leitfähigkeit geprüft. Solche Versuche sind zuerst von ELSTER und GEITEL<sup>1)</sup> ausgeführt, welche im ton- und kalkhaltigen Gartenland von Wolfenbüttel zwischen 16- und 4 mal, in Einzelfällen bis zu 30 mal größere Elektrizitätszerstreuung in Bodenluft, wie in reiner Zimmerluft fanden. In München maßen EBERT und EWERS<sup>2)</sup> eine auf das 22fache erhöhte Leitfähigkeit der Bodenluft und fanden dabei stets die Zerstreung der positiven Ladung etwas kleiner, als diejenige der negativen. Die in verschiedenen anderen Gegenden angestellten Versuche<sup>3)</sup> ergaben Zahlen, welche zwischen den genannten und 1,01 für Wilhelmshöhe (Basalt) liegen; GOCKEL<sup>4)</sup> fand in Freiburg (Schweiz) in einem Boden aus Süßwasser-Molasse, stellenweise mit Diluvialgeschiebe bedeckt, etwa dreimal so große Leitfähigkeit wie in Zimmerluft.

Zum Ansaugen der Bodenluft benutzte ich ein für geologische Zwecke hergestelltes Stahlrohr, dessen Höhlung durch einen Stahlstab ausgefüllt wird. An der Außenseite des unteren Endes trägt das Rohr ein Gewinde, dessen Spitze durch das herausragende Stabende gebildet wird, oben wird durch einen aufgeschraubten Griff das Rohr verschlossen und der Stab an seiner Stelle festgehalten. Ist das Rohr in den Boden geschraubt, so kann nach Abnehmen des Griffes ein zweites Rohr gleicher Art mittels passender Gewinde an das erste gesetzt und eine Tiefe von 2 m erreicht werden. Entfernt man dann den inneren Stab und setzt ein Schlauchstück an das obere Rohrende, so liefert der Apparat in Verbindung mit einer Flasche, aus welcher Wasser ausfließt, Bodenluft, und zwar aus der unmittelbaren Umgebung des unteren Rohrendes; denn das Ganze ist so glatt in die Erde gebohrt, daß ein Festtreten oder Angießen nicht erforderlich ist. Diese Vorrichtung, deren Benutzung ich der Freundlichkeit meines Kollegen,

---

<sup>1)</sup> ELSTER und GEITEL, Phys. ZS. 3, 574, 1902.

<sup>2)</sup> EBERT und EWERS, Phys. ZS. 4, 162, 1902.

<sup>3)</sup> Zusammengestellt bei ELSTER und GEITEL, vergl. Zitat aus 1903.

<sup>4)</sup> A. GOCKEL, Phys. ZS. 4, 604, 1903.



des Herrn Professor GRUNER verdanke, wurde im Hofe der Landwirtschaftlichen Hochschule, nahe bei dem vorerwähnten Keller benutzt, um mehrere Glasflaschen von etwa je 10 Liter Inhalt mit Bodenluft aus 1 bis 2 m Tiefe zu füllen. Auch hier besteht der Boden aus feinkörnigem, steinfreiem, sogenanntem Talsand.

Zur Untersuchung der Luft diente ein Glaszylinder von etwa 12 Liter Inhalt, 18 cm Durchmesser und 47 cm lichter Höhe, der aufrecht stehend oben und unten mit luftdicht schließenden und je einen Stopfen tragenden Deckeln versehen, sowie innen mit Drahtnetz ausgekleidet war. Jeder der Stopfen enthielt ein Glasrohr zum Ein- und Ausfüllen der Luft, ferner eine Drahtleitung, welche unten dauernd die Erdleitung für das Drahtnetz und das Gehäuse des Zerstreuungsapparates bildete, oben nach Bedarf die Ladung des Zerstreuungskörpers ermöglichte. In diesem Zylinder war der Zerstreuungsapparat ohne Schutzzylinder und Deckel aufgestellt und konnte durch das Drahtnetz hindurch beobachtet werden. Durch ein Bleirohr von etwa 3 m Länge war der Versuchszylinder mit der Wasserluftpumpe verbunden. Mit deren Hilfe wurde am 5. Juni der Zylinder bis auf etwa 90 mm Quecksilberdruck entleert und sodann mit Bodenluft gefüllt, die unmittelbar vorher aus dem Boden entnommen war und deren Raum in den Flaschen durch Wasser ausgefüllt wurde. Zu den nachfolgenden Messungen wurde dem Zerstreuungskörper jedesmal eine Ladung von nahezu + oder - 200 V erteilt. Die Zerstreuung wird angegeben durch die Größe  $\alpha$ , daneben in Klammern durch die Anzahl der in einer Viertelstunde neutralisierten Volt. Es fand sich:

	$\alpha_-$	$\alpha_+$
am 5. Juni . . . . .	—	3,71 (70 V)
1 $\frac{1}{2}$ Stunden später	5,54 (95 V)	—
am 6. Juni . . . . .	4,68 (84 V)	—
1 $\frac{1}{2}$ Stunde später .	—	4,84 (88 V)
am 8. Juni . . . . .	—	2,56 (52 V)
1 $\frac{1}{2}$ Stunde später .	2,62 (51 V)	—

An den folgenden Tagen nahmen die Beträge stetig ab, und die mit Ausnahme des 7., 9. und 14. bis zum 20. Juni täglich ausgeführten Messungen von  $\alpha_-$  und  $\alpha_+$  lassen erkennen, daß die

Leitfähigkeit zuerst erheblich vermehrt war und am ersten Tage noch stieg, dann aber langsam sank, bis nach etwa zwei Wochen der gewöhnliche Wert für Zimmerluft mit  $a = 0,2$  bis  $0,3$  (5 bis 6  $V$ ) wieder erreicht war. Die größte beobachtete Leitfähigkeit der Bodenluft erwies sich etwa 20mal so groß, als diejenige der Zimmerluft. Dies ganze Verhalten entspricht den vorher genannten, in München gewonnenen Beobachtungen. Ob hier auch Unipolarität in der Bodenluft herrscht, kann aus den Einzelmessungen nicht entnommen werden, weil in den dazwischen liegenden beträchtlichen Zeiten zweifellos erhebliche Änderungen der Leitfähigkeit stattfanden. Vereinigt man aber die ersten 6 (5. bis 12. Juni) und die ersten 12 (5. bis 20. Juni) Beobachtungstage zu Mittelwerten, so findet sich:

	$a_-$	$a_+$
Durchschnitt der ersten 6 Tage . .	2,71 (52 $V$ )	2,68 (47 $V$ )
Durchschnitt der ersten 12 Tage . .	1,61 (31 $V$ )	1,39 (28 $V$ )

Da an den einzelnen Tagen immer abwechselnd mit positiver oder mit negativer Ladung begonnen wurde, beziehen sich die Mittelwerte nahezu auf den gleichen Zeitpunkt und können in der Tat dahin gedeutet werden, daß in der untersuchten Bodenluft eine stärkere Zerstreuung der negativen Elektrizität stattfand.

Am 22. Juni wurde der Versuch nochmals begonnen. Bodenluft, aus 1 m Tiefe an der nämlichen Stelle entnommen und in den Versuchszylinder gebracht, lieferte folgende Zerstreuungswerte:

	$a_-$	$a_+$
am 22. Juni . . . .	—	4,53 (80 $V$ )
$\frac{1}{2}$ Stunde später	6,02 (98 $V$ )	—
am 23. Juni . . . .	5,07 (92 $V$ )	—
$\frac{1}{2}$ Stunde später	—	5,08 (88 $V$ )

Hierauf wurde der Versuchszylinder mit Zimmerluft ausgespült und von neuem mit Bodenluft gefüllt, die am Vortage aus etwa 1,70 m Tiefe gesogen und in einer Glasflasche aufbewahrt war. Es wurde zunächst nur die Zerstreuungsgeschwindigkeit positiver Ladungen gemessen, um den zeitlichen Verlauf einigermaßen ununterbrochen zu verfolgen, und dabei ergaben sich Werte, die mit  $a_+ = 4,78$  (87  $V$ ) beginnend innerhalb dreier Stunden bis

$a_+ = 6,87$  (99  $V$ ) stiegen. Bei derselben Füllung des Zylinders wurde am 24. Juni  $a_+ = 6,62$  (96  $V$ ) und vier Stunden später  $a_+ = 6,88$  (101  $V$ ), am 25. Juni  $a_+ = 5,11$  (78  $V$ ) gefunden.

Die hierauf neu in den Zylinder gefüllte Bodenluft hatte sich drei Tage lang in den Glasflaschen befunden, zeigte aber auch noch deutlich vermehrte Leitfähigkeit, namentlich für negative Elektrizität. Es ließ also auch dieser zweite Versuch erkennen, daß die aus dem Boden geholte Luft an Leitungsfähigkeit zuerst noch zunahm, und daß die Negativzerstreuung überwog. Der erreichte Maximalwert betrug hierbei fast das 30fache der für Zimmerluft ermittelten Größe.

Schreibt man diese Erscheinungen dem Einfluß der auf die Keller- und Bodenluft wirkenden Erdmassen zu, so erscheint es denkbar, die wirksame „Emanation“ des Bodens auch im Grundwasser zu finden. Demgemäß untersuchte ich den Einfluß des Wassers, welches einer in Wilmersdorf neben dem Hause stehenden Pumpe entnommen war, auf den Zerstreungsapparat. Durch vorausgehendes Abpumpen wurde das in der Röhre befindliche Wasser entfernt und mit dem hierauf ausfließenden Wasser Fließpapierstreifen benetzt, die sogleich an die Innenseite des Schutzzyinders gelegt wurden. Der nach oben durch den Deckel abgeschlossene Innenraum dieses Zylinders und somit die unmittelbare Umgebung des Zerstreungskörpers erfüllte sich nun mit dem Dampf jenes Wassers. Es gelang aber nicht, eine deutliche Änderung der Zerstreungsgeschwindigkeit hierbei zu bemerken.

Um auch an der zweiten Beobachtungsstelle eine etwaige Beeinflussung der Versuche durch das Grundwasser zu berücksichtigen, setzte ich dort die Beobachtungen fort. Drei Glasgefäße wurden mit durchbohrten Stopfen und je zwei Glasröhren so eingerichtet, daß Luft in kleinen Blasen hindurchgesaugt werden konnte und dabei insgesamt eine Wasserschicht von 90 cm durchlaufen mußte. Diese Gefäße wurden mit dem zu untersuchenden Wasser gefüllt, der Versuchszyylinder durch die Wasserluftpumpe auf 80 bis 100 mm Quecksilberdruck (bei Untersuchung des Brunnenwassers auf 40 mm) evakuiert und hierauf mit Zimmerluft gefüllt, welche langsam in kleinen Bläschen durch die Wassergefäße perlte. Es ergab sich durchaus keine Zunahme der Zerstreungs-

geschwindigkeit, gleichviel ob die Gefäße mit Leitungswasser gefüllt waren oder mit dem Wasser einer Pumpe, in deren unmittelbarer Nähe die vorher erwähnten Luftproben aus dem Boden entnommen waren. Ebenso verliefen Versuche, bei denen der Versuchszylinder einerseits mit der Pumpe, andererseits mit den Wassergefäßen verbunden war, und Luft bis zur Dauer von zwei Stunden hindurchgesaugt wurde. Ihre Leitungsfähigkeit unterschied sich nicht merklich von den vorher und nachher gemessenen Beträgen.

Während diese letztere Wahrnehmung mit den Angaben von HIMSTEDT<sup>1)</sup> nicht übereinstimmt, verlief ein anderer Versuch hier genau so, wie bei diesem und einigen anderen Beobachtern, nämlich die Vermehrung der Leitfähigkeit von Luft, die mittels eines Wassergebläses in sehr innige Berührung und Mischung mit Wasser gebracht wird. Von J. J. THOMSON<sup>2)</sup>, POCCHETTINO und SELLA<sup>3)</sup>, EBERT<sup>4)</sup> und HIMSTEDT wird berichtet, daß auf solche Art die Leitfähigkeit bis auf den zwanzigfachen (THOMSON) Wert gesteigert werden kann. Bei THOMSON erscheint die Positivzerstreuung größer, bei den anderen Beobachtern wird ein solcher Unterschied nicht angegeben. Es wurde nun an derselben Wasserleitung, die zu den eben beschriebenen und negativ ausgefallenen Versuchen das Wasser geliefert hatte, eine GEISSLERSche Wasserluftpumpe angebracht und mit ihrem Saugrohr eine Bleiröhre von 3 m Länge verbunden, die zu dem vorher beschriebenen gläsernen Versuchszylinder führte und aus dessen oberer Zuleitung die Luft herauszog. Der untere Teil der Geißlerpumpe war mittels Stopfen luftdicht in eine Glasglocke von etwa 3,5 Liter Größe geführt, welche in einer flachen Glasschale stand, so daß das aus der Pumpe in die Glocke tretende Wasser über den Rand der Schale abfloß. Vom Oberteil der Glocke führte ein zweites Bleirohr die in der Glocke zusammengedrückte Luft nach dem unteren Zuleitungsrohr des Versuchszylinders. Es war also die in den Apparaten (Versuchszylinder und Glocke) eingeschlossene Luft in

<sup>1)</sup> HIMSTEDT, l. c., 105; Ber. d. Naturf.-Ges., Freiburg 14, 181, 1903.

<sup>2)</sup> J. J. THOMSON, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, 505, 1901—1902; Phil. Mag. (6) 4, 352, 1902.

<sup>3)</sup> A. POCCHETTINO und A. SELLA, Rend. Linc. (5) 11 [1], 527, 1902.

<sup>4)</sup> H. EBERT, Münch. Sitzber. 33, 133, 1903.

dauerndem Kreislauf und wurde dabei in der Pumpe sehr innig mit beständig erneuertem Wasser gemischt.

Ein mit dieser Vorrichtung ausgeführter Versuch lieferte folgende Zahlen. Nachdem alle Apparateile miteinander verbunden waren, betrug im Zylinder die Zerstreuung der jetzt darin befindlichen Zimmerluft:

$$\begin{array}{cc} a_- & a_+ \\ 0,29 (7,5 V) & 0,28 (7 V) \end{array}$$

Als hierauf ohne sonstige Änderung die Pumpe anderthalb Stunden in Gang gewesen war, fand sich:

	$a_-$	$a_+$
		2,38 (49,5 V)
eine halbe Stunde später . .	3,44 (63 V)	—
am folgenden Tage . . . .	4,11 (70 V)	—
eine halbe Stunde später . .	—	3,39 (57,5 V)
noch eine halbe Stunde später	3,67 (63 V)	—
noch eine halbe Stunde später	—	3,00 (53 V)

Also Zunahme der Leitfähigkeit auf ungefähr das Zehnfache des Anfangswertes, Erreichung des Höchstbetrages am zweiten Tage und anscheinend etwas stärkere Vermehrung der Negativzerstreuung.

Ein zweiter Versuch verlief an einem anderen Tage ganz ähnlich; die Pumpe wirkte eine halbe Stunde lang und hob die Leitungsfähigkeit auf den drei- bis vierfachen Wert.

Um diesen Vorgang weiter zu verfolgen, wurde nun versucht, durch inniges Berühren und Mengen der Luft mit Wasser auch auf andere Weise die gleiche Wirkung zu erzielen. Eine gläserne Flasche von etwa 1 Liter Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Stopfen, Zuflußrohr und Heber versehen. Durch das Zuflußrohr und einen Schlauch wurde aus der Wasserleitung beständig Wasser zugeführt, durch den Heber ebensoviel entfernt, so daß eine fortwährend erneuerte Wassermenge von etwa 200 bis 300 ccm sich in der Flasche befand. Durch kräftiges Schütteln mit den Händen brachte man die in der Flasche vorhandene Luft in innige Berührung mit dem Wasser und sog, als diese Bewegung 20 Minuten gedauert hatte, die Luft in den Versuchszylinder. An einem anderen Tage wurden drei Literflaschen zu etwa einem Viertel mit

Wasser gefüllt, fest verschlossen und nun anderthalb Stunden lang in einer für chemische Zwecke gebauten Schüttelvorrichtung lebhaft bewegt. In den Versuchszylinder übergeführt, bewirkte die aus diesen Flaschen kommende Luft ebensowenig eine vermehrte Zerstreungsgeschwindigkeit, wie das in dem vorigen Versuche geschehen war.

Mehr Erfolg brachte ein anderes Verfahren. Eine Glasflasche von nahezu 10 Litern Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Kork, Zufluß- und Heberrohr versehen; das Zuflußrohr endete dicht unter dem Kork und trug hier mittels eines kurzen Stückes Kautschukschlauch ein in senkrechter Stellung befindliches Messingrohr von etwa 1 cm Weite und 5 cm Länge, in dessen Wand nahe über dem verschlossenen unteren Ende zwölf feine Öffnungen gebohrt waren. Wurde das Zuflußrohr mit der Wasserleitung verbunden, so konnte man in zwölf dünnen Strahlen Wasser in die Flasche treten und gleichzeitig durch das Heberrohr eine ebenso große Wassermenge ausfließen lassen. Der stationäre Zustand war leicht zu erreichen durch passende Höhenlage des äußeren Heberendes, welches mittels eines Schlauches an das im Stopfen befestigte Heberrohr angesetzt war. Der Wasserspiegel wurde in nahezu gleich bleibender Höhe derart erhalten, daß die Austrittsöffnungen des Wassers sich etwa 15 bis 20 cm darüber befanden und die Strahlen teils die Wasserfläche, teils auch die innere Glaswand trafen. Auch hier war also die Luft der Flasche mit fortwährend erneuertem Wasser in Berührung, und wenn nach etwa zweistündiger Einwirkung diese Luft in den Versuchszylinder übergeführt wurde, fand man daselbst die Zerstreungsgeschwindigkeit gegen vorher auf den zwei- bis dreifachen Wert erhöht. Dabei schien die negative Ladung verhältnismäßig rascher als die positive zerstreut zu werden.

Zusammengefaßt lauten die Ergebnisse dieser Versuche also: Durch Berührung mit Wasser konnte die Leitungsfähigkeit der Luft nicht merklich beeinflußt werden, so lange eine abgeschlossene, begrenzte Wassermenge zur Wirkung kam. Wenn aber eine fortwährend erneuerte Wassermasse auf die Luft wirkte, wuchs deren Leitfähigkeit deutlich.

Dies sowie die große Leitfähigkeit der Bodenluft lassen die Meinung zu, daß in dem untersuchten Wasser die „Emanation“,

welcher man die beobachteten Wirkungen zuzuschreiben pflegt, in sehr geringer Menge vorhanden ist, daß sie an Luft abgegeben werden kann und in dieser merkliche Änderungen erst hervorbringt, nachdem die Luft mit einer ausreichend großen Wassermenge in Berührung war.

Ausdrücklich sei noch bemerkt, daß eine Beeinflussung der Versuche durch Radium oder eine ähnliche Substanz ausgeschlossen ist, denn dergleichen Körper sind in meinem Laboratorium noch niemals benutzt worden.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Vorlesungen  
über  
**Experimentalphysik**

von  
**August Kundt,**  
weiland Professor an der Universität Berlin,

herausgegeben von  
**Karl Scheel.**

Mit dem Bildnis Kundts, 534 Abbildungen und einer farbigen  
Spektraltafel.  
gr. 8. Preis geh. 15 M., geb. 17 M.

Die Vorlesungen Kundts verdanken ihre Veröffentlichung dem vielfach ausgesprochenen Wunsche früherer Schüler des großen Experimentators, die Vorlesungen nicht der Vergessenheit anheimfallen zu lassen.

Der Umstand, daß das Manuskript ein einheitliches Ganzes darbot, mußte jeden Versuch zurückweisen, durch Einfügung neuer Kapitel die Fortschritte der Wissenschaft im letzten Jahrzehnt zu berücksichtigen und dadurch die Vorlesungen zu einem Lehrbuch der Physik auszugestalten, um so mehr, als dieselben hierdurch sehr an ihrer Originalität eingebüßt haben würden.

Kundts Vorlesungen geben ein Bild des klassischen Bestandteils der physikalischen Wissenschaft und sind vermöge der überaus anschaulichen und leicht verständlichen Sprache so recht geeignet, nicht nur dem Studierenden der Physik als Leitfaden neben den gehörten Vorlesungen zu dienen, sondern auch dem Schüler die Einführung in die physikalischen Erscheinungen zu erleichtern. Vor allem wird aber auch derjenige, welcher mit den Lehren der Physik vollkommen vertraut ist, sich der eleganten und originellen Darstellung der ihm bekannten Tatsachen stets aufs neue freuen.

———— Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ————



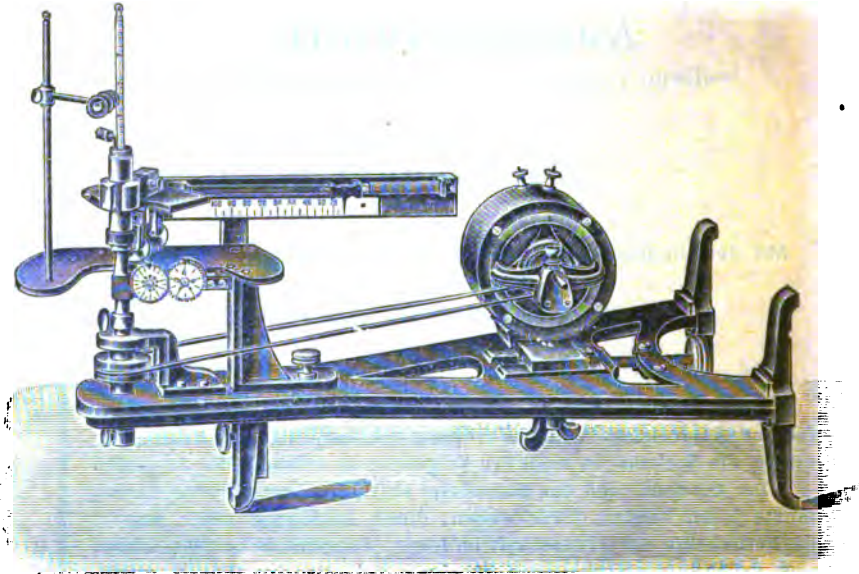
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

1903

Heft 23

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
Bericht über die Sitzung vom 27. November 1903 . . . . .	415
Prof. Dr. O. Lummer, Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von R. Blondlot über die $n$ -Strahlen. (Vorgetragen in der Sitzung vom 27. November 1903.) . . . . .	416
A. Wehnelt, Über die Phosphoreszenzerregung durch langsame Kathodenstrahlen. (Vorgelegt in der Sitzung vom 27. November 1903.) . . . . .	423
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	375
II. Akustik . . . . .	377
III. Physikalische Chemie . . . . .	378
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	380
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	384
VI. Wärme . . . . .	385
VII. Kosmische Physik . . . . .	387

## Ankündigung.

Den Abonnenten der „Fortschritte der Physik“ können wir die erfreuliche Mitteilung machen, dass nach langen Vorbereitungen im Anschluss an das im Jahre 1897 im Verlage von Georg Reimer in Berlin erschienene **General-Register zu den „Fortschritten der Physik“, Band XXI (1865) bis XLIII (1887)**, das in Anlage und Ausführung übereinstimmend mit diesem Registerbände bearbeitete

**Namen-Register nebst Sach-Ergänzungsregister zu den „Fortschritten der Physik“, Band XLIV (1888) bis LIII (1897)**, unter Mitwirkung von Dr. E. Schwalbe bearbeitet von Dr. G. Schwalbe,

nur Ausgabe gelangt ist.

Nach einer Einleitung, welche dazu dient, den Gebrauch des Werkes zu erleichtern, wird eine Übersicht über den Umfang der Bände, sowie über die Redakteure und Referenten, welche während der Jahre 1888 bis 1897 tätig waren, gegeben. Der Hauptteil selbst zerfällt in zwei Teile: Das **Namenregister**, in welchem sämtliche in den zehn Jahrgängen der „Fortschritte“ erwähnten nicht anonymen Titel in alphabetischer Reihenfolge der Autorennamen sich vorfinden, und das **Sach-Ergänzungsregister**, in welchem die anonymen Titel in sachlicher Weise geordnet sind. Wie aus der Einleitung sich ergibt, ist durch umfassende Vergleiche für die Richtigkeit der einzelnen Titel nach Möglichkeit gesorgt worden. Ebenso ist dem Bedürfnis nach Vollständigkeit in weitestem Maße Rechnung getragen.

Für alle, welche auf den Gebrauch der „Fortschritte“ in ihren wissenschaftlichen Untersuchungen angewiesen sind, dürfte das vorliegende Register zu einem wichtigen, wenn nicht unentbehrlichen Nachschlagewerk werden. Auch für Bibliotheken, welche die „Fortschritte der Physik“ halten, erscheint dasselbe als notwendige Ergänzung zu denselben.

Der Preis des stattlichen Bandes beträgt M. 60.—, worauf den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die bekannte Ermäßigung gewährt wird.

**Die Verlagsbuchhandlung Friedr. Vieweg & Sohn  
in Braunschweig.**

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

---

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**15. Dezember 1903.**

**Nr. 23.**

---

**Sitzung vom 27. November 1903.**

Vorsitzender: Herr E. WARBURG.

Vor Eintritt in die Tagesordnung legt Hr. E. WARBURG eine Mitteilung des Hrn. A. Wehnelt:

Über die Phosphoreszenzerregung durch langsame  
Kathodenstrahlen

vor und geht dann näher auf seine eigene, in der Sitzung vom 13. November bereits vorgelegte und im vorigen Heft dieser Verhandlungen, S. 382, veröffentlichte Mitteilung:

Zur Theorie der SIEMENSschen Ozonisierungsapparate ein.

Ferner spricht Hr. E. Wandersleb (Jena):

Über einen neuen Apparat zur Betrachtung von Photographien vom richtigen Standpunkte aus und demonstriert diesen Apparat.

Endlich gibt Hr. O. Lummer einen  
Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von  
R. BLONDIOT über die  $n$ -Strahlen.

---

***Betrag zur Klärung der neuesten Versuche von  
R. Blondlot<sup>1)</sup> über die  $n$ -Strahlen;  
von Prof. Dr. O. Lummer,***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 27. November 1903.)

(Vgl. oben S. 415.)

Bei seinen Versuchen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Röntgenstrahlen entdeckte der französische Akademiker, Herr R. BLONDLOT, eine neue Art von Strahlen, welche er nach dem Ort Nancy, in welchem sie sich zuerst offenbarten, die  $n$ -Strahlen nannte. Diese Strahlen sollen von einem Auerbrenner und noch besser von einer Nernstlampe bei 200 Watt Stromverbrauch ausgesandt werden. Sie sollen wie die Röntgenstrahlen leicht das Aluminium durchdringen, dagegen von der geringsten Wasserschicht absorbiert werden wie die längeren Wärmewellen. Während sie angeblich vom kalten Platin absorbiert werden, durchdringen sie Platin leicht bei Rotgluthitze.

Neuerdings hat nun BLONDLOT gefunden, daß diese  $n$ -Strahlen von dem Faden der Nernstlampe ausgestrahlt werden, auch nachdem diese mehrere Stunden erloschen ist, und daß sogar von der Sonne beleuchtet gewesene Kieselsteine eine deutliche Wirkung im Sinne der  $n$ -Strahlen ausüben.

Bei allen diesen Beobachtungen BLONDLOTS besteht die Wirkung der  $n$ -Strahlen im allgemeinen in einer Aufhellung einer Lichtquelle bei Bestrahlung oder vielmehr in einer Verdunkelung bei Aufhebung der Bestrahlung, sei es, dass man einen Bleischirm oder die Hand zwischen die analysierende Lichtquelle und die strahlende  $n$ -Quelle bringt. Als analysierende Lichtquelle dient ein kleiner Funken, eine bläulich brennende Flamme, eine phosphoreszierende Fläche, ein dunkelrot glühendes Platinblech oder eine von einer Lichtquelle schwach beleuchtete Papierfläche. Die Dimensionen aller dieser analysierenden Leuchtquellen sind sehr klein (das beleuchtete Papier z. B. ist 2 mm  $\times$  16 mm groß) und die Beobachtung geschieht im dunkeln Zimmer.

<sup>1)</sup> R. BLONDLOT, Sur de nouvelles actions produites par les rayons  $n$ : généralisation des phénomènes précédemment observés. C. R. 137, 684, 1903. — Sur l'emmagasinement des rayons  $n$  par certains corps. C. R. 137, 729, 1903.

Ogleich die Helligkeitsänderung eine ziemlich große sein soll, ist es bisher weder BLONDLLOT<sup>1)</sup>, noch RUBENS<sup>2)</sup> und Anderen<sup>3)</sup> gelungen, die entsprechende Energieänderung objektiv nachzuweisen. Aber auch die von BLONDLLOT subjektiv beobachteten Phänomene konnten von RUBENS und Anderen bei der Wiederholung der neuesten Versuche mit schwach beleuchteten oder phosphoreszierenden Flächen nicht wahrgenommen werden.

Ohne die objektive Existenz dieser  $n$ -Strahlen vorläufig in Abrede stellen zu wollen, möchte ich im folgenden darlegen, daß sich eine ganze Reihe der BLONDLLOTSchen Versuche in ihrem Effekte fast vollkommen nachahmen lassen ohne Benutzung irgend einer Strahlungsquelle bzw., daß Gestalts-, Helligkeits- und Färbungsänderungen der analysierenden Leuchtfläche, wie sie BLONDLLOT bei Bestrahlung und Ablendung beobachtet hat, sich zurückführen lassen auf Vorgänge in unserem Auge, und zwar auf den Wettstreit der Stäbchen und Zapfen unserer Netzhaut beim Sehen im Dunkeln.

Seit langem weiß man, daß die Netzhautschicht der Zapfen und Stäbchen die lichtempfindlichen Gebilde sind, in denen die von außen kommende Energie umgesetzt wird in Nervenreizung. Während man aber aus den Versuchen über die Sehschärfe schließen zu müssen glaubte, daß den Zapfen allein die Vermittelung des Sehens zufalle, ließ der fast gleiche anatomische Bau immerhin darauf schließen, daß wohl auch die Stäbchen eine Rolle beim Sehen spielen. Darüber hinaus weiß aber auch die neueste Auflage der HELMHÖLTZschen physiologischen Optik nichts zu melden. Erst auf Grund der neueren physiologischen Forschungen über das Sehen bei geringer Helligkeit und den Einfluß des Sehpurpurs in den Stäbchen bei der Farbenperzeption gelang es mehr und mehr, die Wirkungsweise unserer beiden Netzhautorgane voneinander zu trennen und ihre gesonderten Aufgaben zu ergründen. Schon A. KÖNIG<sup>4)</sup> hatte das Farblossehen der Totalfarbenblinden bei jeder Helligkeit, das farblose Sehen der Farbentüchtigten bei sehr geringer Helligkeit und die Empfindung des Blau den Stäb-

<sup>1)</sup> C. R. 137, 167, 1903.

<sup>2)</sup> Ebenda.

<sup>3)</sup> Phys. ZS. 4, 732 und 733, 1903.

<sup>4)</sup> A. KÖNIG, Über den menschlichen Sehpurpur und seine Bedeutung beim Sehen. Sitzber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. S. 577, 1894.

chen zugeschrieben. J. v. KRIES<sup>1)</sup> ging weiter und löste die noch bestehenden Schwierigkeiten und Widersprüche, indem er die Hypothese aufstellte, daß die Zapfen unseren farbenächtigen „Hellapparat“ und die Stäbchen unseren total farbenblinden „Dunkelapparat“ bilden. Dieser KRIESSchen Theorie gemäß vermitteln die Zapfen das Sehen bei großer Helligkeit und ihre Erregung durch die Lichtwellen erweckt im Gehirn die Empfindung der Farbe, während die purpurhaltigen Stäbchen total farbenblind sind, erst bei sehr geringer Helligkeit in Wirksamkeit treten und mit der Fähigkeit ausgestattet sind, ihre Empfindlichkeit im Dunkeln ganz bedeutend zu steigern. „Dunkeladaptation“ nennt KRIES diese Eigenschaften der Stäbchen. Ehe die Zapfen farbiges Licht empfinden, vermitteln die Stäbchen zum Gehirn den Eindruck farbloser Helligkeit.

Aus der Anatomie der Netzhaut<sup>2)</sup> unseres Auges folgt zunächst, daß auf der Netzhautgrube oder fovea centralis nur Zapfen und gar keine Stäbchen vorhanden sind, während die übrige Netzhaut sowohl Stäbchen wie Zapfen enthält, und zwar in der Anordnung, daß nach dem Rande der Netzhaut zu die Stäbchen an Zahl die Zapfen überwiegen. Wie wir wissen, ist nun die Netzhautgrube die bevorzugte Stelle, mit der wir sehen, wenn wir einen Gegenstand fixieren und scharf ins Auge fassen. Beim Fixieren oder beim direkten Sehen (foveal) sind daher die Stäbchen ausgeschaltet und nur beim indirekten Sehen (peripher) treten außerdem noch die Stäbchen in Tätigkeit. Hier treten also bei geringer Helligkeit die beiden Sehapparate in einen scharfen Wettstreit ein, der, wenn nur die Helligkeit gering genug ist, zugunsten der farbenblinden Stäbchen ausfällt, so daß dann alles „Grau in Grau“, d. h. in farbloser Helligkeit erscheint.

Mit Hilfe dieser Theorie erhielt man eine zwanglose Deutung für vorher unerklärliche Erscheinungen, wie z. B. das PURKINJESche Phänomen, das Wandern des „neutralen Punktes“ im Spektrum der Rotgrün - Verwechsler mit abnehmender Intensität und die

<sup>1)</sup> J. v. KRIES, Über die Funktion der Netzhautstäbchen. ZS. f. Psych. u. Physiol. d. Sinnesorgane 9, 81—123, 1894.

<sup>2)</sup> R. GREEF, Die mikroskopische Anatomie des Sehnerven und der Netzhaut. Aus dem Handbuch der Augenheilkunde von GRAEFKE u. SÄMISCH. 2. Aufl., I. Bd., V. Kap. Berlin, 1901.

Abhängigkeit der Farbgleichungen von der absoluten Intensität. Und in meiner Arbeit „Grauglut und Rotglut“ konnte ich zeigen<sup>1)</sup>, daß man die merkwürdige und „gespensterhafte“ Erscheinung der Grau- und Rotglut erklären kann, wenn man den beiden lichtempfindlichen Apparaten die Rolle zuschreibt, welche ihnen v. KRIES beigelegt hatte.

Beobachten wir im Dunkelzimmer die allmähliche Temperatursteigerung eines Körpers von der Zimmertemperatur bis zur Glüh Temperatur, so meldet unser Auge laut meiner Ansicht einen zweimaligen Sprung, erst vom Dunkel zum Gespenstergrau (Grauglut) und später von der Grauglut zur farbigen Glut (Rotglut). In beiden Fällen entsteht der „Sprung“ durch das Überschreiten der Reizschwelle unseres Sehnerven; nur die vermittelnden Organe sind in beiden Fällen andere: die Grauglut entspricht der Reizschwelle der Stäbchen, die Rotglut der Reizschwelle der Zapfen unserer Netzhaut. Demnach haben wir die Grauglut als eine Empfindung der Netzhautstäbchen und die Rotglut als die Empfindung der Netzhautzapfen aufzufassen.

Das „Gespenstische“ des Stäbchensehens tritt erst ein, wenn man eine genügend kleine Fläche betrachtet, deren Netzhautbild an Ausdehnung höchstens gleich der Stelle des deutlichsten Sehens, der Netzhautgrube, ist und deren Helligkeitssteigerung man im Dunkeln von Null an verfolgt. Am besten bedient man sich dazu eines elektrisch geglühten Platinbleches, welches man durch ein Diaphragma begrenzt und dessen Lichtentwicklung man mit gut ausgeruhtem Auge im Dunkeln verfolgt. Hat das Platinblech die Temperatur von etwa 400° C erreicht, so werden zunächst nur die Stäbchen des im Dunkeln umherirrenden Auges erregt und im Gehirn wird die Empfindung farbloser Helligkeit (Grauglut) ausgelöst. Gewöhnt, das zu fixieren, was uns „Licht“ zusendet, wenden wir unser Auge in die Richtung, von der wir glauben, daß die Lichtstrahlen gekommen sind. Da aber die Zapfen noch nicht in Erregung geraten, sendet die Netzhautgrube auch keine Lichtmeldung zum Gehirn, also können wir auch die „fixierte“ Stelle nicht sehen! Es tritt hier somit der merkwürdige Zustand ein, daß wir etwas sehen, was wir nicht fixieren, während es un-

---

<sup>1)</sup> O. LUMMER, Über Grauglut und Rotglut. Wied. Ann. 62, 14—29, 1897. Verh. Phys. Ges. Berlin 16, 121—127, 1897.



sichtbar wird, wenn wir es näher ins Auge fassen wollen. Und da wir beim direkten Sehen nichts sehen können, so bewegen wir unwillkürlich unser Auge weiter, wodurch die Strahlen wiederum auf extrafoveale Netzhautstellen fallen; wiederum erhalten wir den Eindruck von Licht und von neuem beginnt die Suche nach dem Orte, von wo das merkwürdige Licht kommt. So entsteht in uns der Eindruck eines Lichtes, welches hin und her huscht, bald vorhanden ist, dann wieder entflieht, und uns gleich einem „Irrlicht“ neckt. Erst wenn die Helligkeit so groß geworden ist, daß auch die Zapfen erregt werden und dem Gehirn „Licht“ zu melden im stande sind; schwindet dieser ungewohnte Zustand; dann sehen wir das, was wir fixieren, ganz wie wir es gewöhnt sind, und das Gesehene flieht nicht mehr unseren prüfenden Blick. Dies tritt beim Glühen erst ein, sobald der Körper die Temperatur etwas über  $500^{\circ}\text{C}$  erreicht hat; erst dann werden die Zapfen erregt und wir empfinden außer der Helligkeit auch noch Farbe: Die „Grauglut“ geht über in „Rotglut“.

Aber bei noch viel höherer Temperatur (bis  $700^{\circ}\text{C}$  und darüber) treten die Stäbchen mit den Zapfen in starke Konkurrenz und die beim Fixieren des Platinbleches gesehene hellrote Farbe verwandelt sich beim indirekten Sehen in ein eigentümliches, farbloses Weiß, das „Stäbchenweiß“, während die Helligkeit des Platinbleches gleichzeitig bedeutend zunimmt.

Bei einigen Versuchen BLONDLOTS befindet man sich ganz in der Lage wie bei der Beobachtung des soeben geschilderten „Gespenstersehens“. Man beobachtet im Dunkeln und betrachtet eine sehr kleine schwachleuchtende Fläche, z. B. ein dunkelrot glühendes Platinblech. Ehe man seine ganze Aufmerksamkeit auf dasselbe richtet, wird man es mit extrafovealen Stellen der Netzhaut betrachten, weil das Auge unwillkürlich das meiste Licht aufzufangen sucht, so daß also Zapfen und Stäbchen am Sehen teilnehmen. Sobald man jetzt den Bleischild oder die Hand zwischen die Strahlungsquelle und die leuchtende Platinfläche einschaltet, um dessen Veränderung zu beobachten, wird man das Platinblech möglichst scharf fixieren und damit also die Stäbchen ausschalten. Die notwendige Folge wird sein, daß das Platinblech weniger hell und rötlich erscheinen wird, da das peripher mitwirkende Stäbchenweiß fortfällt. Aber diese Fixation kostet Zeit und Anstrengung. Die beobachtete Verdunkelung und

Rotfärbung wird also eine gewisse Zeit in Anspruch nehmen und das Auge wird, sobald man die Hand oder den Schirm fortnimmt, baldmöglichst zur extrafovealen Beobachtung zurückkehren, bei der es mehr Licht empfängt. Nach Fortnahme des Schirmes nimmt also die Helligkeit des Platinbleches wieder zu. Und falls die Helligkeit der beobachteten Leuchtfläche sehr gering ist, wird mit dem Dunkelwerden beim Fixieren zugleich eine Verundeutlichung der Begrenzung eintreten, ja eventuell das vollkommene Verschwinden des Platinbleches, falls die Energie unter der Reizschwelle der Zapfen gelegen und die beobachtete Fläche klein genug ist.

Zum Beweise, daß die hier geschilderten, von mir nicht nur subjektiv beobachteten, sondern in meiner Vorlesung einem größeren Zuhörerkreise vorgeführten Phänomene den neueren, von BLONDLLOT geschilderten Beobachtungen außerordentlich ähneln, will ich zwei Sätze aus seiner Abhandlung vom 2. Nov. 1903 (C. R. 137, 685, 1903) wörtlich anführen. Nachdem er die Anordnung bei der Beobachtung eines schwach beleuchteten Papierstreifens beschrieben, fährt er fort:

„Si maintenant on intercepte les rayons en interposant une lame de plomb ou la main, on voit le petit rectangle de papier s'assombrir, et ses contours perdre leur netteté; l'éloignement de l'écran fait reparaitre l'éclat et la netteté: la lumière diffusée par la bande de papier est donc accrue par l'action des rayons  $n$ .“

Und in dem Falle, wo BLONDLLOT das an einer Nähnadel gespiegelte transparent leuchtende Papier beobachtet und nun die Nähnadel mit den  $n$ -Strahlen bestrahlt, schildert er die Wirkung mit folgenden Worten: „Il fut alors facile de constater que l'action de ces rayons renforce l'image, car si l'on vient à les intercepter, cette image s'assombrit et devient rougeâtre. J'ai répété cette expérience avec le même succès en employant, au lieu de l'aiguille à tricoter, un miroir plan en bronze.“

In dieser Abhandlung heißt es auch: „Toutes ces actions des rayons  $n$  sur la lumière exigent un temps appréciable pour se produire et pour disparaître“; also ganz wie bei den Erscheinungen der Grauglut und Rotglut beim Sehen im Dunkeln. Bei den in dieser Abhandlung geschilderten Versuchen ist nicht die Rede von dem Verhalten der verschiedenen Substanzen gegenüber den  $n$ -Strahlen. Es versteht sich von selbst, daß das Sehen im Dunkeln

durchaus nicht im stande ist zu erklären, warum einige Substanzen die  $n$ -Strahlung hindurchlassen, andere nicht. Wohl aber läßt sich ohne weiteres aussagen, daß weder eine Aufhellung, noch eine Verdunkelung, noch eine Färbungsänderung eintreten wird, wenn man während der Operation bei gedachter Strahlungsquelle die analysierende Leuchtfläche andauernd fixiert, so daß ihr Bild immer auf die Netzhautgrube fällt und nur die Zapfen wirksam sind. Tatsächlich hat Herr Professor RUBENS, wie er mir auf meine Frage freundlichst mitteilte, in dieser Weise beobachtet und selbst bei Anwendung einer sehr kräftigen Nernstlampe keine Aufhellung bemerken können. Übrigens ist dieses andauernde Fixieren im allgemeinen und besonders bei Betrachtung einer sehr schwach leuchtenden kleinen Fläche im dunkeln Zimmer aus den schon oben angeführten Gründen mit großer Anstrengung verbunden. Ist doch, wie man aus den hypnotischen Experimenten kennt, das andauernde Fixieren kleiner heller Objekte das wirksamste Mittel, um eine Person in hypnotischen Schlaf zu versetzen!

Aber trotzdem man nicht alle Versuche des Herrn BLONDLOT durch rein subjektive Empfindungsvorgänge auch ohne Anwendung einer Strahlungsquelle nachahmen kann, glaubte ich doch auf diese neueren physiologischen Erkenntnisse hinweisen zu sollen, umsomehr, als Herr BLONDLOT in keiner Publikation darauf Bezug nimmt, und weder angibt, mit welchem Sehapparat man beobachten soll, noch vor den Täuschungen warnt, denen man bei seinen Versuchen verfallen kann. Mindestens aber sollen diese Darlegungen allen denjenigen, welche sich bemühen, die BLONDLOTSchen Versuche zu wiederholen, die Tatsache ins Gedächtnis zurückrufen, daß beim Sehen im Dunkeln Helligkeits-, Gestalts- und Färbungsänderungen auf rein subjektivem Wege eintreten können. Diese rein subjektiven Veränderungen aber beruhen auf keiner optischen Täuschung, sondern sind wie die „gespensterhaften“ Erscheinungen der „Grauglut“ und „Rotglut“ durch den Wettkampf der beiden Sehapparate begründet und entsprechen objektiven Vorgängen in unserer Netzhaut. Sobald die von Herrn BLONDLOT beobachteten Phänomene auch durch objektive Meßinstrumente einwandfrei nachgewiesen sein werden, ist natürlich die hier gegebene Darlegung nur noch von sekundärer Bedeutung für die  $n$ -Strahlen.

---

**Über die Phosphoreszenz-  
erregung durch langsame Kathodenstrahlen;  
von A. Wehnelt.**

(Vorgelegt in der Sitzung vom 27. November 1903.)

(Vgl. oben S. 415.)

In einer Abhandlung „Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz“ teilt Herr P. LENARD<sup>1)</sup> mit, daß Kathodenstrahlen unter einem bestimmten, für verschiedene phosphoreszierende Substanzen verschiedenen Werte der Geschwindigkeit (der Schwellengeschwindigkeit) keine Phosphoreszenz zu erregen vermögen, wie groß auch ihre „Strahldichte“, d. h. die in der Sekunde durch die Einheit des Querschnittes bewegte Elektrizitätsmenge, sei.

In einer Tabelle<sup>2)</sup>, in der die Schwellengeschwindigkeit (ausgedrückt durch die von den Kathodenstrahlen durchlaufenen Potentialdifferenzen) vieler phosphoreszierender Substanzen aufgeführt sind, ist für Thüringer Glas die 6000 Volt entsprechende Geschwindigkeit als niedrigste Fluoreszenz erregende Geschwindigkeit mitgeteilt.

In einer vor kurzem erschienenen vorläufigen Mitteilung „Über Kathodenstrahlen an glühenden Kathoden“<sup>3)</sup> teilte ich mit, daß Kathodenstrahlen von sehr niedrigen Geschwindigkeiten (entsprechend 300 Volt und weniger) helle Fluoreszenz auf Thüringer Glas zu erregen vermögen. Da es nach den LENARDSchen Versuchen scheinen könnte, als ob meine Beobachtung über Fluoreszenz unrichtig wäre, so habe ich einige Substanzen Kathodenstrahlen mit niedrigen Geschwindigkeiten ausgesetzt, um die untere Grenze der Fluoreszenzerregungsfähigkeit der von mir verwandten Strahlen festzustellen, wobei ich besonders darauf achtete, daß die Fluoreszenz

<sup>1)</sup> P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 466, 1903.

<sup>2)</sup> Ebenda, S. 469.

<sup>3)</sup> A. WEHNELT, Verhandl. d. D. phys. Ges. 5, 257, 1903.

sofort ohne merkliche zeitliche Verzögerung <sup>1)</sup> beim Auftreffen der Kathodenstrahlen auftrat.

Folgende Tabelle I enthält die Versuchsergebnisse:

Tabelle I.

Untersuchte Substanz	Spannungsgrenze der Fluoreszenz für meine Strahlen	Schwellenwert nach LENARD
Thüringer Glas . . . . .	etwa 260 Volt	etwa 6000 Volt
BALMAINSche Leuchtfarbe . . . . .	" 300 "	
ZnS . . . . .	" 145 "	" 1700 "
Uranglas . . . . .	" 670 "	" 5800 "

Da nicht alles fremde Licht von den fluoreszierenden Substanzen ferngehalten werden konnte, so liegt wohl der wahre Beginn der Fluoreszenz für die von mir verwandten Kathodenstrahlen bei noch niedrigeren Potentialen.

Die Versuche zeigen jedenfalls, daß die von Herrn LENARD angegebenen Schwellengeschwindigkeiten keine allgemeine Gültigkeit haben, sondern sich nur auf seine äußerst geringe Elektrizitätsmengen transportierenden Strahlen beziehen. Wahrscheinlicher ist wohl, daß die erregte Fluoreszenzhelligkeit ( $H$ ) proportional der Energie der Kathodenstrahlen ( $\frac{1}{2} m v^2$ ) ist. Unterhalb eines bestimmten Wertes der Energie wird dann die Fluoreszenz vielleicht verschwinden, oder so schwach werden, daß sie für unser Auge nicht mehr wahrnehmbar ist, es wird also für die Fluoreszenzerrregung vielleicht einen Schwellenwert der Energie, aber nicht der Geschwindigkeit geben.

Da die Energie mit dem Quadrat der Geschwindigkeit wächst, wird man bei schnellen Kathodenstrahlen mit sehr kleinen, bei langsamen Strahlen hingegen nur mit sehr großen Elektrizitätsmengen wahrnehmbare Fluoreszenz erhalten.

Die Strahldichte, die Herr LENARD <sup>2)</sup> anwendet, ist außerordentlich gering, nämlich nur

$$0,57 \cdot 10^{-10} \text{ Coul./sec.-cm}^2.$$

<sup>1)</sup> Vgl. P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 466, 467, 1903.

<sup>2)</sup> Vgl. P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 470, 1903.

Um die Strahldichte bei den von mir verwandten Kathodenstrahlen zu bestimmen, fing ich dieselben in einem FARADAYSchen Zylinder auf. Die Strahlen wurden erzeugt von einer 20 plattigen Influenzmaschine, die einen konstanten Strom von  $0,35 \cdot 10^{-3}$  Amp. gab. Folgende Tabelle II gibt die bei verschiedenen Potentialen von den Strahlen mitgeführten Ladungen.

Tabelle II.

Druck in mm Hg	Volt	$i$ in $10^{-3}$ Amp.	Coul./sec.-cm <sup>2</sup>
0,03	78,5	0,009	$0,046 \cdot 10^{-3}$
0,024	107	0,245	$1,24 \cdot 10^{-3}$
0,021	110	0,26	$1,32 \cdot 10^{-3}$
0,019	165	0,305	$1,55 \cdot 10^{-3}$
0,025	199	0,32	$1,62 \cdot 10^{-3}$
0,027	207	0,34 <sup>1)</sup>	$1,72 \cdot 10^{-3}$
0,024	215	0,34 <sup>1)</sup>	$1,72 \cdot 10^{-3}$
0,022	227	0,34 <sup>1)</sup>	$1,72 \cdot 10^{-3}$
0,026	300	0,305	$1,55 \cdot 10^{-3}$
0,028	310	0,305	$1,55 \cdot 10^{-3}$
0,014	500	0,296	$1,52 \cdot 10^{-3}$
0,016	700	0,26	$1,32 \cdot 10^{-3}$
0,022	900	0,197	$1,08 \cdot 10^{-3}$
0,019	1100	0,192	$0,98 \cdot 10^{-3}$
0,020	1500	1,165	$0,84 \cdot 10^{-3}$

In der ersten Spalte der Tabelle II stehen die Drucke, in der zweiten die von den Kathodenstrahlen frei durchlaufenen Potentialdifferenzen, in der dritten Spalte die mitgeführten Elektrizitätsmengen und in der vierten die Strahldichten (Coul./sec.-cm<sup>2</sup>). Das Diaphragma, durch das die Strahlen in den FARADAYSchen

<sup>1)</sup> Diese Versuche bestätigen das Resultat von Herrn LEININGER (Dissertation. Würzburg, 1902), daß die Kathodenstrahlen bis zu 100 Proz. des erzeugenden Stromes führen können, d. h. daß sie unter gewissen Bedingungen die Bahn des Stromes selbst darstellen. Letzteres folgt auch aus früheren Versuchen von Herrn E. WIEDEMANN, welche zeigten, daß bei Ablenkung von Kathodenstrahlen durch einen Magnet gegen die Rohrwand einer zylindrischen Entladungsröhre das positive Licht stets zur Auftreffstelle der Kathodenstrahlen wandert (E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 20, 780, 1883). Ob und wie weit man aber aus solchen Versuchen überhaupt auf die von den Kathodenstrahlen überhaupt mitgeführten Elektrizitätsmengen einen Schluß ziehen kann, bedarf einer eingehenderen Untersuchung.

Zylinder eintraten, hatte 5 mm Durchmesser. Bei kleinen Potentialen war das Kathodenstrahlenbündel diffus, so daß nicht alle Strahlen in den Zylinder gelangten. Bei mittleren Potentialen war das benutzte Strahlenbündel viel dünner als die Öffnung des Diaphragmas, so daß die Strahlen, ohne die Wände desselben zu streifen, in den Zylinder gelangten, die Strahldichte war also hier noch viel größer, als sie in der Tabelle aus dem Diaphragmendurchmesser (5 mm) berechnet angegeben ist. Bei den höchsten Potentialen traten wiederum nicht alle Strahlen in den Zylinder, die Strahldichte nimmt wieder ab.

Wie man sieht, ist die von mir benutzte Strahldichte (rund  $10^{-3}$  Coul./sec.-cm<sup>2</sup>) unvergleichlich viel größer, als die von Herrn LENARD benutzte und ich glaube daher, meine abweichenden Beobachtungen auf die von mir oben erörterten Gründe zurückführen zu können.

Eine eingehendere Beschreibung der Erzeugungsart dieser weichen Strahlen, sowie der mit ihnen angestellten Versuche gedenke ich demnächst mitzuteilen.

Erlangen, Physik. Inst. d. Univ., November 1903.

---

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

Neu erschienen:

# **Die Dissoziierung und Umwandlung chemischer Atome.**

Von

**Dr. Johannes Stark,**

Privatdozent an der Universität Göttingen.

Preis geh. M. 1.50.

Die vorliegende Schrift gibt auf beschränktem Raume für den Physiker, Chemiker und jeden naturwissenschaftlich Interessierten die Prinzipien der immer mehr an Boden gewinnenden Ionentheorie, speziell der elektrischen Dissoziierung, und berichtet über die bahnbrechenden Untersuchungen *Rutherfords* und *Soddys* über die Natur und Ursache der Radioaktivität sowie über *Ramsays* und *Soddys* epochemachende Entdeckung der Umwandlung von Radium in Helium. Die Darstellung ist übersichtlich und gemeinverständlich.

== Zu beziehen durch alle Buchhandlungen. ==

**Verlag von Gustav Fischer in Jena.**

Soeben erschien:

# **Wissenschaft und Buchhandel. Zur Abwehr.**

**Denkschrift der Deutschen Verlegerkammer  
unter Mitwirkung**

**Ihres derzeitigen Vorsitzenden Dr. Gustav Fischer in Jena**

bearbeitet von

**Dr. Karl Trübner,**

Straßburg i. E.

Interessenten steht, soweit der dafür bestimmte Vorrat reicht, die Schrift in einem Exemplar unentgeltlich zur Verfügung. Bestellungen beliebe man direkt an die Verlagsbuchhandlung von **Gustav Fischer in Jena** gelangen zu lassen. Weitere Exemplare sind zum Preise von 80 Pf. durch jede Buchhandlung zu beziehen.



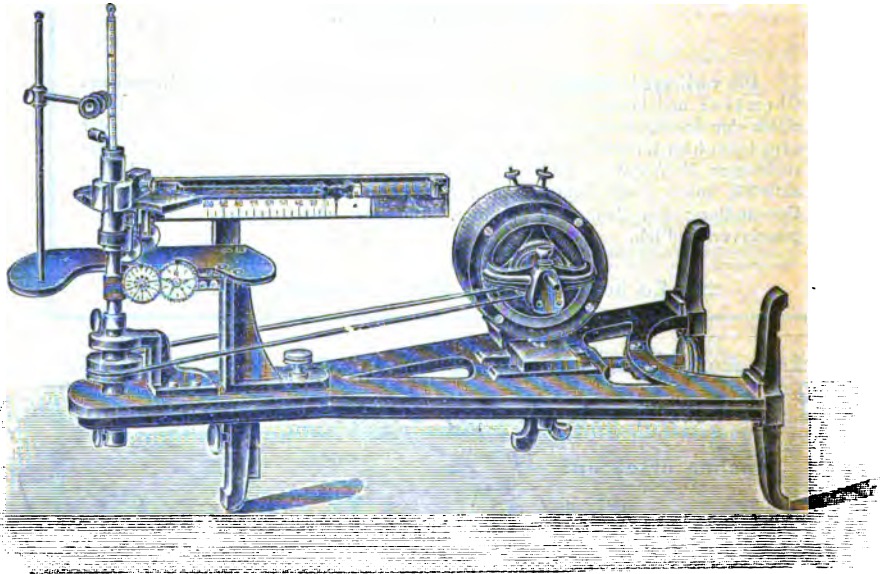
# E. Leybold's Nachfolger

Cöln a. Rhein

Mechanische und optische Werkstätten.



## Neue Schwungmaschine mit Electromotor



zum Anschluss an eine Starkstromleitung.



Mit dem Apparat lassen sich sämtliche Versuche bequem anstellen. Die Abbildung zeigt die Centrifugalmaschine in Verbindung mit dem Apparat nach Slotte zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.



Preisliste über Neue Apparate und Versuche auf Verlangen.

---

Diesem Hefte ist beigegeben: Ein Prospekt der Verlagsbuchhandlung von B. G. Teubner in Leipzig, betr. „Wissenschaftliche Werke“.

1903

Heft 24

**Berichte**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

enthaltend

**Verhandlungen**

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft  
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

und

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis**

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der  
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

**Karl Scheel**

Reine Physik

**Richard Assmann**

Kosmische Physik

---

**Braunschweig**

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1903

*Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten (Postzeitungsliste Nr. 1042 a)*

# Inhalt.

---

	Seite
<b>1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.</b>	
<b>Inhalt</b> . . . . .	III
Bericht über die Sitzung vom 11. Dezember 1903 . . . . .	427
F. Kurlbaum und Günther Schulze, Pyrometrische Untersuchungen an Nernstlampen und Hohlkörpern aus Nernstmasse. (Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Dezember 1903.)	428
F. F. Martens, Über einen neuen Beleuchtungsmesser. (Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.) . . . . .	436
Erich Marx, Zur Kenntnis der Flammenleitung. (Bemerkung zu der Arbeit des Herrn H. Starke.) (Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Dezember 1903.) . . . . .	441
Mitgliederliste der Deutschen Physikalischen Gesellschaft . . . . .	455
Alphabetisches Namenregister zu Jahrgang 1 bis 5 (1899 bis 1903) der Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft	463
<b>2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.</b>	
I. Allgemeine Physik . . . . .	391
II. Akustik . . . . .	394
III. Physikalische Chemie . . . . .	394
IV. Elektrizität und Magnetismus . . . . .	397
V. Optik des gesamten Spektrums . . . . .	400
VI. Wärme . . . . .	401
VII. Kosmische Physik . . . . .	403

---

**Verhandlungen**  
der  
**Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

**Karl Scheel**

---

**5. Jahrg.**

**30. Dezember 1903.**

**Nr. 24.**

---

**Sitzung vom 11. Dezember 1903.**

Vorsitzender: Herr W. v. BEZOLD.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Jahr 1904 wie folgt festgesetzt:

8. und 22. Januar,	3. und 17. Juni,
5. und 19. Februar,	1. Juli,
4. und 18. März,	14. und 28. Oktober,
15. und 29. April,	11. und 25. November,
13. Mai,	9. Dezember.

Hr. **F. Kurlbaum** berichtet über:

Pyrometrische Untersuchungen an Nernstlampen und  
Hohlkörpern aus Nernstmasse

(nach gemeinsam mit Hrn. GÜNTHER SCHULZE angestellten Untersuchungen).

Hr. **E. Marx** spricht ferner:

Zur Kenntnis der Flammenleitung

(Bemerkung zu der Arbeit des Hrn. STARKE).

***Pyrometrische Untersuchungen an Nernstlampen  
und Hohlkörpern aus Nernstmasse;  
von F. Kurlbaum und Günther Schulze.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Dezember 1903.)

(Vgl. oben S. 427.)

Die Messung hoher Temperaturen ist durch die theoretischen und experimentellen Arbeiten auf dem Strahlungsgebiete innerhalb des letzten Jahrzehnts außerordentlich gefördert. Auf Grund dieser Arbeiten sind optische Pyrometer konstruiert, welche auch die höchsten Temperaturen leicht und schnell zu messen gestatten.

Die wesentlichste Grundlage für diese Apparate bildet die WIEN-PLANCKsche Formel in der für pyrometrische Zwecke bequemen Gestalt:

$$\log \frac{J_1}{J_0} = c \frac{\log e}{\lambda} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_1} \right)$$

wobei  $J_0$  und  $J_1$  die bei den absoluten Temperaturen  $T_0$  und  $T_1$  vorhandenen Strahlungsintensitäten für die Wellenlänge  $\lambda$  bedeuten, während  $c$  im sichtbaren Gebiete stets gleich 14500 ist.

Auch bei Elektrikern und Chemikern hat das Vertrauen in derartige Messungen so zugenommen, daß Anfragen bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über die Temperatur einer eingesandten Glühlampe, sei es mit Kohle-, Nernst- oder Osmiumfaden, nicht mehr ungewöhnlich sind.

Da nun die obige Formel nur für schwarze Körper, d. h. für Körper mit dem größtmöglichen Emissionsvermögen gilt, so kann zunächst auch nur die Temperatur schwarzer Körper oder von Hohlräumen, die wie schwarze Körper strahlen, gemessen werden.

Will man auch die Temperatur von Körpern mit unbekanntem Emissionsvermögen angeben, so muß man eine neue Temperaturskala, die sogenannte schwarze Temperatur einführen.

Als schwarze Temperatur eines Körpers ist diejenige Temperatur definiert, bei welcher für eine bestimmte Wellenlänge

der schwarze Körper die gleiche Strahlungsintensität besitzt, wie der untersuchte.

Bestimmt man mit einem optischen Pyrometer<sup>1)</sup> die schwarze Temperatur der Nernstlampe, so findet man verschiedene Temperaturen, je nachdem man mit rotem, grünem oder blauem Licht arbeitet. Die Nernstlampe ist also jedenfalls nicht schwarz, sie könnte aber immerhin noch grau sein, d. h. für jede Temperatur und Wellenlänge den gleichen Bruchteil der Strahlung des schwarzen Körpers aussenden.

Im folgenden möchten wir zeigen, daß die Nernstlampe auch nicht grau ist, sondern selektiv emittiert<sup>2)</sup>. Dabei haben wir eine spektralphotometrische Methode benutzt, welche sehr einfach und für orientierende Versuche zu empfehlen ist, da sie einen großen Teil des Spektrums gleichzeitig photometrisch zu übersehen gestattet und relativ empfindlich ist.

Auf den Spalt eines Spektrometers wird das Bild eines horizontalen Nernstfadens<sup>3)</sup> geworfen, während unmittelbar hinter dem Faden ein schwarzer Körper steht, so daß auf dem Spalt zugleich das diffuse Bild des schwarzen Körpers erscheint. Man sieht daher im Fernrohre das Spektrum des schwarzen Körpers, durch welches sich als schmales Band das Spektrum des Nernstfadens hindurchzieht. Die beiden Spektren berühren sich daher unmittelbar und gestatten eine photometrische Vergleichung der Intensität gleicher Wellenlängen.

Reguliert man nun die Temperatur der Nernstlampe so, daß im Grün die Lampe ebenso hell wie der schwarze Körper erscheint, so ist die Lampe im Gelb und Rot, also bei längeren Wellenlängen, viel dunkler, aber auch bei kürzeren benachbarten Wellenlängen etwas dunkler, sie wird aber bei ganz kurzen Wellenlängen wieder heller.

Der Nernstfaden hat also für gewisse Temperaturen im Grün eine selektive Emission. Von welchem Stoff dieselbe ausgeht und

---

<sup>1)</sup> HOLBORN und KURLBAUM, *Ann. d. Phys.* (4) 10, 225—241, 1903.

<sup>2)</sup> W. NERNST und E. BOSE, *Phys. ZS.* 1, 289—291, 1900; LE CHATELIER et BOUDOUARD, *C. R.* 126, 1861, 1898; BUNTE, *Ber. d. D. chem. Ges.* 31, 7, 1898.

<sup>3)</sup> Zum Schutz gegen Luftzug und fremdes Licht war die Nernstlampe von einer innen und außen geschwärzten Hülle umgeben, welche kleine Öffnungen besaß.

ob es sich dabei um reine Temperaturstrahlung handelt, darüber möchten wir uns heute noch nicht äußern. Es sei nur erwähnt, daß Erbium- und Didymoxyd bei Erhitzung ein Emissionsspektrum mit hellen Bändern geben, die mit den Absorptionsbändern der entsprechenden Lösungen identisch sein sollen<sup>1)</sup>.

Ersetzt man bei dem vorigen Versuch den schwarzen Körper durch ein Platinblech, so ist die Erscheinung ähnlich, wenn auch nicht so ausgesprochen. Der Nernstfaden zeigt auch hier größere Intensität der kürzeren Wellenlängen und geringere Intensität der längeren Wellenlängen. Da nun Platin, verglichen mit dem schwarzen Körper, einen ähnlichen Gang der Intensitäten zeigt wie der Nernstfaden, verglichen mit Platin, so liegt die Emission des Platins innerhalb des sichtbaren Spektralgebietes und der angewandten Temperaturen zwischen der Emission des schwarzen Körpers und der des Nernstfadens<sup>2)</sup>.

Die Eigentümlichkeit der Emission der Nernstlampe, welche hier am Spektrometer zu sehen ist, tritt auch deutlich hervor, wenn man den Versuch macht, eine Nernstlampe als schwarzen Körper zu eichen.

Bekanntlich hat es große Schwierigkeiten, einen schwarzen Körper für sehr hohe Temperaturen herzustellen. Der von LUMMER und KURLBAUM konstruierte, elektrisch geglühte schwarze Körper ist zwar, abgesehen von den Stromverhältnissen, bequem, er gestattet aber nur Temperaturen bis wenig über 1500° C herzustellen, da sich bei höherer Temperatur die benutzte Porzellanmasse durchbiegt.

LUMMER und PRINGSHEIM haben nun einen elektrisch geglühten Kohlekörper konstruiert, mit welchem sie eine Temperatur von ungefähr 2000° C erreichen konnten, und zwar wurde diese Temperatur übereinstimmend bei Benutzung der verschiedenen Strahlungsgesetze gefunden. Der Kohlekörper besitzt jedoch keine lange Lebensdauer und bietet in der Handhabung Schwierigkeiten dar.

<sup>1)</sup> Die beiden Stoffe bilden also eine Ausnahme von dem Satz, daß glühende feste Körper ein kontinuierliches Spektrum geben. J. BAHR, Umkehrung der Absorptionsstreifen im Erbinspektrum, Ann. Chem. u. Pharm. 135, 376, 1865.

<sup>2)</sup> Vgl. betreffs Silber und Gold HOLBORN und KURLBAUM, Ann. d. Phys. (4) 10, 236 unten, 1903.

Es ist deshalb bei häufiger wiederkehrenden Messungen sehr erwünscht, einen bequemen Ersatz für den schwarzen Körper bei hohen Temperaturen zu haben, und dies ist in folgender Weise möglich, da man die Temperaturskala, welche durch Extrapolation der Strahlungsgesetze gegeben ist, als sicher fundiert ansehen darf.

Auf den Spalt des Spektrometers wird wieder gleichzeitig der Nernstfaden und der schwarze Körper, dessen Temperatur durch ein Thermoelement bekannt ist, projiziert<sup>1)</sup>. Dann werden bei konstanter Temperatur des schwarzen Körpers diejenigen Stromstärken der Nernstlampe bestimmt, bei welchen die Konturen des Fadens für verschiedene Wellenlängen auf dem spektralen Hintergrund verschwinden.

In dieser Weise sind die nachstehenden Kurven in Fig. 1 (a. f. S.) bei den Temperaturen des schwarzen Körpers 1090, 1187, 1286 und 1434°C gefunden, indem horizontal die Wellenlänge, vertikal der Lampenstrom aufgetragen wurde. Man sieht deutlich, wie die Kurven bei der Wellenlänge  $0,52 \mu$  einen Sattel haben, dessen Tiefe mit steigender Temperatur abnimmt. Bei den höheren Temperaturen, die zuerst untersucht wurden, verschwindet der Sattel immer mehr, so daß sein Auftreten zunächst als Messungsfehler betrachtet wurde. Die Einsenkung erschien aber beim Variieren der Versuchsanordnung, beim Arbeiten mit Prisma und Gitter mit wechselndem Einfallswinkel stets wieder.

Die gewonnenen Beobachtungsergebnisse können aber auch für eine konstante Wellenlänge durch eine Kurve dargestellt werden, indem man horizontal die Temperatur und vertikal die Stromstärke aufträgt, so daß die Nernstlampe für die betreffende Wellenlänge als schwarzer Körper geeicht erscheint.

Die Temperaturen, welche über 1500° C liegen, wurden in folgender Weise bestimmt. Eine geeichte Lampe wurde bei bekannter Temperatur, ungefähr 1500° C, auf eine andere ungeeichte Nernstlampe projiziert, dann beide auf den Spalt, so daß die eine Lampe die andere zur Hälfte bedeckte. Darauf wurde die Grenz-

---

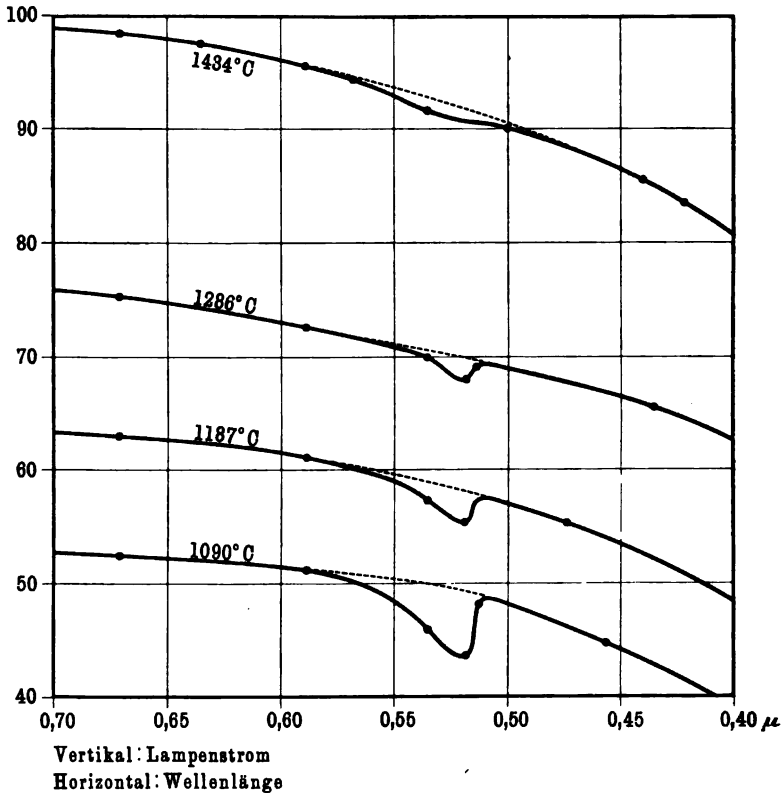
<sup>1)</sup> Es wird vorteilhaft zunächst der schwarze Körper auf die Nernstlampe projiziert und dann werden beide auf den Spalt projiziert, wobei der Einfluß der reflektierenden Linse auf die Helligkeit des schwarzen Körpers und eine etwaige Erwärmung des Nernstfadens durch das Bild des schwarzen Körpers zu berücksichtigen ist.



kante beider Lampen für eine bestimmte Wellenlänge zum Verschwinden gebracht, indem man den Strom in der ungeeichten Lampe variierte. Diese Einstellung auf gleiche Helligkeit wird nun einerseits durch Einschaltung eines rotierenden Sektors zwischen beiden Lampen gestört, andererseits aber durch Erhöhung der Stromstärke in der geeichten Nernstlampe wieder hergestellt.

Milli-Amp.

Fig. 1.



Aus der bekannten Lichtschwächung des Sektors erhält man mit Hilfe obiger Formel die unbekannt schwarze Temperatur der Nernstlampe, welche dem gemessenen Lampenstrom entspricht.

Auf diese Weise erhält man eine für verschiedene Wellenlängen als schwarzer Körper geeichte Nernstlampe, welche für manche Versuche als Ersatz des schwarzen Körpers gelten kann.

Die Lampe bietet den Vorteil, daß sie leicht zu handhaben ist, wenig Strom verbraucht und schnell hintereinander auf Temperaturen bis zu 2150° C gebracht werden kann.

Der Nachteil der Lampe besteht darin, daß sie auch nur eine begrenzte Lebensdauer besitzt und wegen einer möglichen Änderung wiederholt geeicht werden muß. Diese Eichungen haben jedoch ergeben, daß die hier verwandten Nernstlampen, welche nach Probelastungen unter vielen ausgesucht waren, trotz häufiger Benutzung innerhalb mehrerer Monate sich kaum geändert hatten.

Über die wahre Temperatur der Nernstlampe ist hiermit natürlich noch nichts bekannt, doch sind Versuche auch hierüber im Gange. Der Widerstand der Nernstlampe wird hierbei einerseits gemessen, während sie brennt, andererseits während sie sich stromlos mit zwei symmetrisch angeordneten Thermoelementen in einem elektrisch geheizten Platinzylinder befindet. Die Messung der Temperatur durch den Widerstand ist allerdings mit einer erheblichen Fehlerquelle behaftet, da die Temperaturverteilung an den Enden der Nernstlampe in beiden Fällen sehr verschieden ist. Um die Größe des Fehlers herabzudrücken, haben wir uns einen möglichst langen Nernstfaden verschafft, dessen Widerstand mit dem kürzerer Fäden verglichen werden soll.

Wäre die wahre Temperatur der Nernstlampe bekannt, so wäre damit auch das Emissionsvermögen in bezug auf den schwarzen Körper bekannt.

Um auch ohne Kenntnis der wahren Temperatur der Nernstlampe einen ungefähren Überblick über die Eigenschaften derselben geben zu können, haben wir willkürlich das Emissionsvermögen für rotes Licht,  $\lambda = 0,671 \mu$ , für alle Temperaturen gleich 100 und die schwarze Temperatur gleich der wahren gesetzt.

Unter diesen beiden willkürlichen Festsetzungen sind die nachstehenden Kurven (Fig. 2 a. f. S.) gezeichnet, indem horizontal die Wellenlängen aufgetragen sind und für rotes Licht eine Gerade im Abstände 100 von der Abszissenachse gezogen ist. Ferner ist vertikal das Emissionsvermögen aufgetragen, welches sich aus den zu den anderen Wellenlängen gehörigen schwarzen Temperaturen nach obiger Formel ergibt.

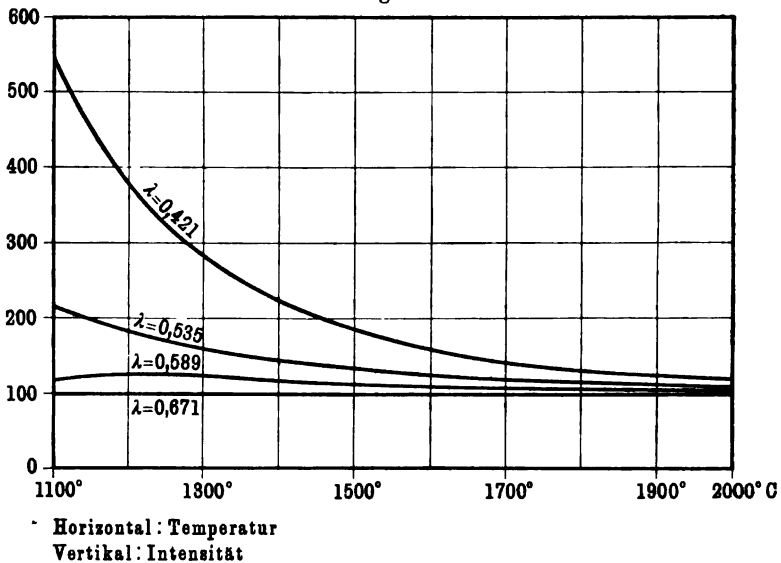
Wenn auch durch den willkürlichen Maßstab die Darstellung stark verzerrt sein mag, so leuchtet doch ein, daß das Emissions-

vermögen des Nernstfadens von dem des schwarzen Körpers sehr verschieden ist.

Es könnte nun scheinen, daß die Nernstmasse aus diesem Grunde zur Herstellung eines schwarzen Hohlkörpers nicht geeignet ist.

Wie man sieht, verschwinden aber die Unterschiede in der Emission der Nernstmasse und des schwarzen Körpers immer mehr, je höher die Temperatur wird.

Fig. 2.



Durch die Freundlichkeit der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft haben wir einen Hohlzylinder aus Nernstmasse erhalten, dessen Länge 22 cm und dessen lichte Weite 1,3 cm beträgt.

Der Körper befindet sich, in Zirkonoxyd gebettet, in einem eisernen Zylinder. Bei 1930° C gebraucht der Körper 99 Volt und 7,68 Ampere.

Die von den inneren Wandungen des Nernstzylinders austretende Strahlung ist schon von 1400° C ab schwarz im optischen Gebiete, da das optische Pyrometer für rote, grüne und blaue Strahlung die gleiche Temperatur anzeigt. Dies gilt um so mehr für höhere Temperaturen.

---

Während also die Emission der Nernstmasse als strahlende Oberfläche nicht schwarz ist, wird sie durch die im Inneren des Zylinders hinzukommende Reflexion schwarz.

Das gleiche Resultat wurde erhalten, wenn man in die Mitte des Nernstzylinders einen Stempel aus schlecht leitender Substanz, in diesem Fall aus Zirkonoxyd, einschob. Der Stempel bestand aus zwei dünnen kreisförmigen Platten, welche durch eine dünne Querstange verbunden waren. Der Körper ist seit einem halben Jahr mehrfach in Gebrauch gewesen und verträgt Temperaturen bis 2030° C.

In der letzten Zeit hat er sich allmählich schwach durchgebogen, so daß der Zylinder kaum noch eine gerade Durchsicht gestattet.

Ob die Messung der Gesamtstrahlung des Hohlzylinders unter Benutzung des STEFANSchen Gesetzes die gleiche Temperatur wie das optische Pyrometer ergeben würde, haben wir noch nicht untersucht.

---

**Über einen neuen Beleuchtungsmesser;  
von F. F. Martens.**

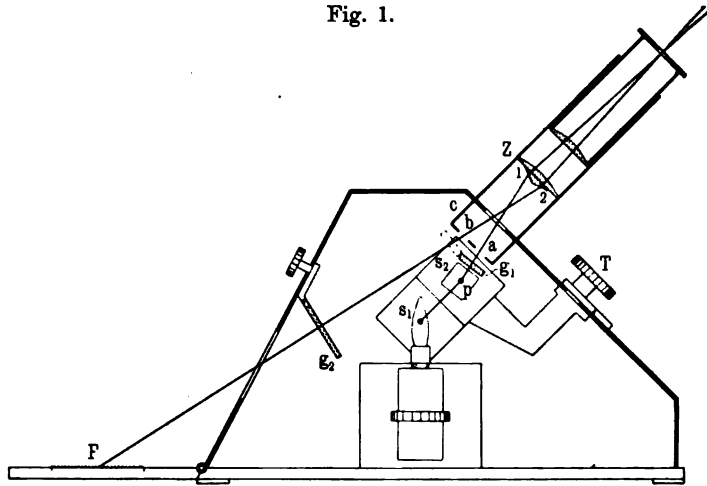
(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. September 1903.)

(Vgl. oben S. 292.)

§ 1. Der nachstehend beschriebene Apparat ermöglicht es, die Beleuchtung eines Platzes schnell und ohne Rechnung zu finden; um diesen Zweck zu erfüllen, hat derselbe folgende Einrichtung erhalten.

Als Vergleichslichtquelle dient eine Benzinkerze (*B* in Figg. 1 und 2) von 20 mm Flammenhöhe; letztere wird durch Drehen der Lampe eingestellt und durch ein Visier kontrolliert.

Fig. 1.



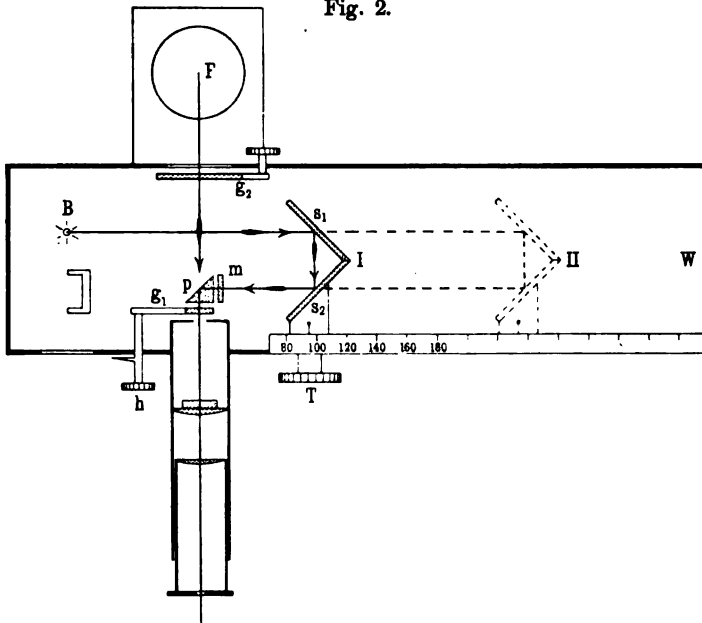
Die Schwächungsvorrichtung beruht auf dem Entfernungsgesetz. Ein Milchglas *m* (Fig. 1) wird von der Benzinkerze *B* nach Reflexion der Strahlen an den Spiegeln *s*<sub>1</sub> und *s*<sub>2</sub> beleuchtet. Die Weglänge der Strahlen zwischen *B* und *m* sei  $r_1$ . Wird das Spiegelsystem um die Strecke *d* nach rechts verschoben, so ist die Weglänge  $r_2 = r_1 + 2d$ . Die Entfernungen  $r_1$  und  $r_2$  können an einer in Millimeter geteilten Skala abgelesen werden, und sind

immer in Zentimetern anzugeben. Die Beleuchtung, welche  $B$  auf  $m$  hervorruft, ist gleich

$$\frac{\text{Konst.}}{r_1^2} \text{ bzw. } \frac{\text{Konst.}}{r_2^2}.$$

Die Gipsfläche  $F$  wird in die Ebene gebracht, deren Beleuchtung gemessen werden soll. Die von  $F$  ausgehenden Strahlen (s. Fig. 2) treten in die obere Öffnung  $b$  des schräg liegenden Beobachtungsrohres ein, während die untere Öffnung  $a$  von den

Fig. 2.



Strahlen der Benzinkerze durch das Milchglas  $m$  und Reflexionsprisma  $p$  hindurch Licht erhält. Die beiden Lichtbündel durchlaufen nun das Zwillingssprisma  $Z$  mit den beiden Hälften 1 und 2 und gelangen schließlich durch eine Blende ins Auge. Das eine Lichtbündel beleuchtet die Hälfte 1, das andere die Hälfte 2 des Zwillingssprismas; die Trennungslinie der beiden Vergleichsfelder wird vom Auge scharf gesehen. Der Beobachter ändert nun die Stellung des Spiegelsystems  $s_1 s_2$ , bis die Vergleichsfelder 1 und 2 gleich hell erscheinen.

Durch Verschieben des Spiegelsystems kann der Abstand  $r$  von 9 bis 32 cm variiert werden. Um den Meßbereich zu vergrößern, kann ein Rauchglas  $g_1$  entweder vor die Öffnung  $a$ , oder vor die Öffnung  $b$  geschlagen oder ganz aus dem Strahlengange entfernt werden; die Stellung wird durch einen kleinen Zeiger angegeben, der bzw. auf  $C_1$ ,  $C_2$  oder  $C_3$  zeigt. Wird außer dem Rauchglas  $g_1$  noch ein weiteres Rauchglas vor die Öffnung  $b$  gebracht<sup>1)</sup> und dadurch in den Gang der von  $F$  kommenden Strahlen eingeschaltet, dann ist die Konstante  $C_4$  zu benutzen. Je nach der Konstante, auf die man eingestellt hat, findet man die Beleuchtung  $E$  der Fläche  $F$  aus der Formel

$$E = \frac{C_1}{r^2} \text{ bzw. } \frac{C_2}{r^2} \text{ bzw. } \frac{C_3}{r^2} \text{ bzw. } \frac{C_4}{r^2} \dots (1)$$

Um die Konstanten zu bestimmen, wurde senkrecht über dem Gipsschirm  $F$  in der Entfernung  $R$  m eine Glühlampe angebracht, deren Lichtstärke  $N$  HK betrug. Die Beleuchtung auf  $F$  ist dann

$$\frac{N}{R^2} = \frac{C}{r^2}; \text{ also } C = N \left(\frac{r}{R}\right)^2 \dots (2)$$

Nach Formel (1) ist dann eine Tabelle berechnet, welche aus den abgelesenen Werten  $r$  für jede eingestellte Konstante die Beleuchtung  $E$  abzulesen gestattet.

$r$	$C_1 = 209$	$C_2 = 1350$	$C_3 = 8850$	$C_4 = 44400$
9 cm	2,58 MK.	16,7 MK.	109,0 MK.	548 MK.
10 "	2,09 "	13,5 "	88,5 "	444 "
11 "	1,73 "	11,2 "	73,2 "	367 "
32 "	0,204 "	1,32 "	8,65 "	43,4 "

Um die photometrische Messung auch dann ausführen zu können, wenn  $F$  mit Licht beleuchtet ist, dessen Färbung von der der Vergleichslichtquelle stark abweicht, wird das WEBERSche Verfahren eingeschlagen (s. diese Verh. 5, 155, 1903). Die Blende  $D$  des Rohres  $R$  kann mit einem roten oder grünen Glase bedeckt werden. Ist  $R$  das Resultat bei rotem,  $G$  das bei grünem

<sup>1)</sup> Das ursprünglich für diesen Zweck vorgesehene Rauchglas  $g_2$  gab zu Reflexen Veranlassung und mußte deshalb verworfen werden.

Glase, so bildet man  $G R$ , sucht man in der WEBERschen Tabelle den hierfür geltenden Faktor  $k$  auf, und findet als Resultat

$$E = k \cdot R.$$

Für eine Reihe von Lichtquellen wurde der Färbungsgrad  $G/R$  ermittelt.

	$G/R$	$k$
Hg-Lampe nach HEWITT . . . . .	13	—
Tageslicht (bedeckter Himmel) . .	4,5	2,47
AUER-Lampe . . . . .	2,9	1,99
Bogenlampe . . . . .	2,6	1,88
NERNST-Lampe . . . . .	1,6	1,40
Elektrische Glühlampe . . . . .	1,4	1,28
Talglicht . . . . .	1,2	1,15
Petroleumlampe . . . . .	1,06	1,07

§ 2. Nach einer kleinen Änderung kann das Photometer zur Messung von Lichtstärken eingerichtet werden. Man braucht (s. Fig. 2) nur eine vertikale Milchglasplatte außen vor die Öffnung zu stellen, durch welche die von  $F$  kommenden Strahlen in den Photometerkasten eintreten.

Ein horizontales kurzes Rohr schützt das Milchglas vor dem von  $F$  reflektierten Lichte. Man findet die Lichtstärke der untersuchten Lampe

$$J = \frac{C' R^2}{r^2} \dots \dots \dots (3)$$

Wurde eine Hefnerlampe in der Entfernung  $R = 0,408$  m aufgestellt, während auf die Konstante  $C_2$  eingestellt war, so war bei  $r = 23,8$  cm gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder vorhanden; also ist  $C_2' = 3400$ . Die gesamten Konstanten sind:

$C_1'$	$C_2'$	$C_3'$	$C_4'$
525	3400	22200	111200.

Wird der Abstand der zu untersuchenden Lichtquelle vom Milchglase  $R = 0,630$  m gewählt, so kann man die Lichtstärke direkt der obigen Beleuchtungstabelle entnehmen; ist  $R = 2$  m, so hat man die für die Beleuchtung angegebenen Zahlen mit 10 zu multiplizieren, um die Lichtstärke zu finden.

§ 3. Zum Schlusse seien dem Verfasser einige Bemerkungen gestattet in bezug auf die photometrische Untersuchung einer Schule.



Es erscheint zweckmäßig, durch den Apparat hindurch in derselben Richtung auf die Gipsplatte  $F$  zu blicken, wie bei der wirklichen Benutzung des Platzes der Schüler auf sein Buch. Nur so ermittelt man wirklich das Licht, welches der Schüler ins Auge bekommt.

Die Messung in den einzelnen Schulzimmern sollte ferner bei vollständig bedecktem Himmel vorgenommen werden. So erhält man die Verteilung der Helligkeit im Schulzimmer. Schulen in verschiedenen Städten würde man hiernach nicht ohne weiteres miteinander vergleichen können, weil die Helligkeit des Himmels bei den Messungen eine ganz verschiedene gewesen sein kann. Die Messungen in den Innenräumen werden erst dann vergleichbar, wenn man gleichzeitig etwa auf dem Dache der Schulgebäude die Beleuchtung gemessen hat. Erst dann kann man die Beleuchtung des Schulzimmers als reine Eigenschaft seiner Bauart und unabhängig von der Helligkeit des Himmels, die zufällig während der Messungen herrschte, angeben.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Dez. 1903.

---

**Zur Kenntnis der Flammenleitung**

(Bemerkung zu der Arbeit des Herrn H. STARKE);  
**von Erich Marx.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Dezember 1903.)

(Vgl. oben S. 427.)

In seinem Vortrage „Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung“, werden von Herrn STARKE<sup>1)</sup> experimentelle Bestimmungen des Potentialverlaufes beschrieben für den Fall der unsymmetrischen Ionisation. Die Methodik der STARKESchen Untersuchung, ihre Theorie und die Hervorhebung ihres Anwendungsbereiches auf alle Fälle äußerer Ionisationsquellen ist von RUTHERFORD<sup>2)</sup> und CHILD<sup>3)</sup> vor zwei Jahren gegeben und vielfach verwendet worden. Auch haben elementare Darstellungen (RIECKE, Experimentalphysik 2, 364) für ihre Verbreitung Sorge getragen.

Für den Fall der Flammenleitung wurden von Herrn H. A. WILSON<sup>4)</sup> und dem Vortragenden<sup>5)</sup> Messungen des Potentialverlaufes gemacht, und es wurde aus den Potentialkurven auf die Natur der Flammenleitung geschlossen und das Resultat erhalten, daß neben der Oberflächendissoziation, deren Existenz Herr WILSON zeigte, auch Volumendissoziation stattfindet, und daß diese in gewissen Fällen bedeutend die erste Art der Dissoziation überragen kann. Wie hier die Diskussion über die Potentialkurven zu führen ist und schon früher geführt wurde, dies hat Herr STARKE in seinem Vortrage ausgeführt. — Herr STARKE befindet sich auch hier in Übereinstimmung mit schon vorhandenen Ergebnissen anderer Forscher.

<sup>1)</sup> H. STARKE, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 372, 1903.

<sup>2)</sup> E. RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 2, 224, 1901.

<sup>3)</sup> C. D. CHILD, Phys. Rev. 12, 65, 1901.

<sup>4)</sup> H. A. WILSON, Phil. Trans. London (A) 193, 499, 1899.

<sup>5)</sup> E. MARX, Ann. d. Phys. (4) 2, 768, 1900.

1. Ich komme nun zu dem Falle, in welchem dies nicht mehr statt hat. Und zwar ist dies die Frage der Abhängigkeit der Ionenerzeugung in der Flamme von der Temperatur.

Daß die Erzeugung der negativen Ionen in der Flamme von der Temperatur der Kathode abhängt, das war längst bekannt und ist so augenfällig, daß es gleich in den ersten Arbeiten in diesem Gebiete von HITTORF<sup>1)</sup> festgestellt wurde. Es wurde zu gleicher Zeit auch die bekannteste Erscheinung der Flammenleitung entdeckt, die sogenannte negative unipolare Leitung.

HITTORF zeigte, daß in der Flamme für Potentialdifferenzen, die über dem Bruchteil von einem Volt liegen, der Wert des Stromes unabhängig von Temperatur und Ort der Anode in der Flamme ist, daß er nur abhängt von Lage und Beschaffenheit der Kathode. Trotz dieser Einflußlosigkeit der Anode, deren Nachweis für den beschriebenen Fall sich an HITTORFS Namen knüpft, hat zuerst Herr H. A. WILSON auf Grund seiner Experimente und nachher der Vortragende aus der mathematischen Diskussion seiner Potentialkurven den Schluß gezogen, daß die Ionenproduktion in der Flamme nicht nur Funktion der Temperatur der Kathode, sondern auch der der Anode ist. Dieser Ansicht haben sich die Herren J. STARK<sup>2)</sup> und J. J. THOMSON<sup>3)</sup> in ihren Werken angeschlossen.

2. Sowohl Herr H. A. WILSON wie der Vortragende haben Experimentalanordnungen verwendet, bei denen gleichzeitig zwei Parameter, Temperatur und Elektrodenentfernung variiert wurden; es ist klar, daß, um Schlüsse über die Abhängigkeit der Erscheinungen von nur einem der Parameter zu ziehen, die Einflußlosigkeit des anderen zuvor erwiesen werden mußte. — Herr STARKE hat übersehen, daß dieser Beweis erbracht ist; daraus erklärt sich der erste Teil seiner Ausführungen. — Der zweite Teil derselben (c. f. unten), die Bemerkung über die Anordnung bei der Halleffektmessung, ist erledigt, sobald die Haltlosigkeit des ersten Teiles erwiesen ist. Wie hinfällig aber Herrn STARKES Kritik auch hier ist, soll unabhängig aus Messungen gezeigt werden, die imstande

<sup>1)</sup> HITTORF, Pogg. Ann. 136, 197, 1869; Jubelband S. 480, 1874.

<sup>2)</sup> J. STARK, Elektr. in Gasen, S. 159.

<sup>3)</sup> J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through Gases. Cambr. Univ. Press. 1903, S. 190, 205 ff.

sind, nicht nur prinzipiell, sondern zahlenmäßig den Genauigkeitsgrad der kritisierten Arbeit anzugeben. Diese Messungen sind der Arbeit des Herrn MOREAU entnommen; sie ist, ohne Übertreibung sei es gesagt, für die Physik der Flamme fundamental, und sie ist es dank einer Gesetzmäßigkeit, die klar und deutlich zuerst in der Halleffektarbeit gefunden und ausgesprochen war. Die theoretische einfache Deutung ist dem Vortragenden seinerzeit entgangen, aber zugeben wird, wie ich glaube, am Schlusse des Vortrages auch Herr Kollege STARKE, daß seine experimentellen Bedenken hier zahlenmäßig widerlegt sind.

Herr STARKE sagt: „... Diesen Übergang des größten Potentialgefälles von der Kathode zur Anode beim Entfernen der Anode aus der Flamme hat bereits Herr E. MARX (l. c.) festgestellt, aber ihn fälschlich als durch die Temperatur der Anode bedingt angesehen, welche bei dem Herausnehmen aus der Flamme natürlich sinkt. Daß die Anodentemperatur hier gar nicht mitspielt, davon kann man sich leicht überzeugen, indem man als Anode dünne Drähte, welche in der Flamme hell glühen, oder dickere Metallstücke nimmt, welche gar nicht ins Glühen kommen. Sobald sich beide Elektroden in der Flamme befinden, zeigt sich dabei kein Unterschied, weder im Potentialverlauf, noch im Strom, der durch die Flamme fließt. Die Erscheinung kann mithin nicht auf die Anodentemperatur zurückzuführen sein. Sie ist vielmehr lediglich dadurch veranlaßt, daß die Art der Leitung eine vollständig andere wird, sobald eine Elektrode aus der Flamme herausrückt. Herr MARX hätte die Anodentemperatur nicht dadurch geringer machen dürfen, daß er die Flammenhöhe regulierte, bis das Anodendrahtnetz nur noch schwach rot glüht; dadurch rückt die Anode ja aus der Flamme heraus! Dann haben wir aber nichts anderes vor uns als den Fall, welcher in seiner einfachen, berechenbaren Form — zwei Platten, an deren einer eine Flamme entlang streicht — unter Nr. 3 behandelt ist.

Die irrtümliche Meinung, die Anodentemperatur habe Einfluß auf die Leitung in der Flamme, findet sich auf Grund der MARXschen Messungen mehrfach in der Literatur wieder. Deshalb betone ich besonders die vollständige Einflußlosigkeit der Anode sowohl bei der Leitung in der reinen Bunsenflamme wie in der salzerfüllten Flamme. Sobald die Anode nicht im eigentlichen

Flammenkegel sich befindet, hat man vollständig unreine Versuchsbedingungen, ein Gemisch zweier ganz verschiedener Arten von Leitung. Die Erörterungen, welche in der Abhandlung des Herrn MARX an den Einfluß der Anodentemperatur sich lehnen, bedürfen somit der Korrektion; ebenso muß das Mittel, für die Messung des Halleffekts die Flamme so zu regulieren, daß die Anode nur schwach rot glüht, und dadurch an der Stelle der Hallelektroden ein Gefälle zu forzieren, bedenklich erscheinen...“

3. Soweit Herr STARKE. Das Experiment, das Herr STARKE hier anführt, ist nicht ein STARKEsches Experiment, es ist das Experiment, das bereits erwähnt wurde, das der englische Meister in seinem prächtigen Werk als „the old experiment of Hittorf“ bezeichnet hat. Wir halten es aber aus dem trivialen Grunde nicht für beweisend für die Frage der Ionenerzeugung in der Flamme, weil eine Größe, die als integrierender Bestandteil von der dritten Größenordnung ist, auch dann noch außerhalb des Beobachtungsbereiches fällt, wenn sie zweiter Ordnung wird, wir aber bereits die zweite Ordnung nicht mehr beobachten können.

Sobald zwei Elektroden in der Flamme sind, und es liegt mehr als der Bruchteil von einem Volt an den Elektroden, so entsteht ein Potentialgefälle an der Kathode, das das Vieltausendfache des Gefälles an der Anode ist. Die negativen Ionen wandern im Gefälle Eins im Mittel (Konzentration!) zehnmals schneller als die positiven. Der Strom setzt sich additiv aus beiden Ionen- geschwindigkeiten zusammen; betrug, um den Fall zu fixieren, das Gefälle an der Kathode das  $10^6$ fache desjenigen der Anode, so ist der integrierende Bestandteil der negativen Ionen in bezug auf den Strom (von Beschleunigungen abgesehen) das  $10^7$ fache des positiven; bei einer Genauigkeit der Strommessung von 0,1 Prom. kann sich also die positive Ionenproduktion um das 1000fache ändern, ohne bemerkbar zu werden.

Bei einer Experimentalanordnung, bei der eben der Strom keine Funktion der Anzahl der positiven Ionen ist, kann man natürlich auch bei Änderung der Anzahl keinen Einfluß erwarten.

4. Nun aber gibt es Mittel, die Experimentalanordnung so zu treffen, daß der Strom eine Funktion der Anzahl der ihn mittragenden positiven Ionen wird, und zwar ist eines dieser Mittel das zuerst von Herrn H. A. WILSON und nachher zu anderem

Zwecke von mir benutzte. Sowie man die Elektrodenentfernung zweier übereinander liegender Elektroden ändert, werden die positiven Ionen von Einfluß. Hierbei ändert man allerdings gleichzeitig zwei Parameter, Temperatur  $t$  und Entfernung  $r$ .

Herrn STARKEs Bedenken kann man so formulieren, daß er behauptet: alsdann wird

$$i(r, t) = f(r, t) \text{ oder } = f(r),$$

während durch Herrn WILSON gezeigt ist, daß trotz der gleichzeitigen Änderung von  $r$  und  $t$

$$i(r, t) = f(t) \neq f(r, t),$$

ist. Beweis ist folgende Tabelle, die der Arbeit des Herrn WILSON<sup>1)</sup> entnommen ist:

Entfernung der Elektrode cm	S t r o m	
	Obere positive Elektrode nicht geheizt	Obere positive Elektrode geheizt
1,3	235	235
3,0	236	234
4,2	180	230
6,2	18	227
8,0	10	235

Bei 6 cm Entfernung war die obere Elektrode nur noch im Zentrum rot, und blieb bis 10 cm „noch sichtbar heiß“.

Also bei der gleichzeitigen Änderung von Elektrodenentfernung und Temperatur ist die Entfernung so lange unwesentlich, als die entfernte Elektrode die Flamme berührt.

Das gleiche Resultat wie für den Strom erhält man für das Gefälle.

Es ist also unrichtig, daß durch das Verschieben der Anode allein hier neue Verhältnisse in bezug auf Größen geschaffen sind, um die es sich hier handelt.

Das ist die erste Widerlegung des Herrn STARKE.

<sup>1)</sup> H. A. WILSON, l. c. S. 504.

5. Es ergibt sich die Frage: Was ändert sich hier bei der Änderung der Temperatur der Anode? Verfolgt man den Potentialverlauf bei Änderung der Temperatur der Anode, so erhält man aus diesem mit Hilfe der Poissonschen Gleichung, über deren Berechtigung zu diskutieren mir durchaus müßig erscheint, das Resultat, daß bei Sinken der Temperatur der Anode die positive Elektrizität in der Flamme abnimmt, während die negative wächst<sup>1)</sup>.

Es ist also die in der Flamme vorhandene positive Ionenmenge eine Funktion der Temperatur der Elektroden.

Das ist das, was behauptet war.

Vielleicht hat Herr STARKE, als er die Experimente und Rechnungen von Herrn CHILD wiederholte, übersehen, daß wir eben nicht die Anode außerhalb der Flamme hatten wie im Falle des Herrn CHILD, sondern als Begrenzung der Flamme. Das ist ein Unterschied!

6. Hiermit und freilich auch erst hiermit sind die notwendigen und hinreichenden Stützen der WILSONSchen These bereits gegeben. (Nachdem gezeigt ist, daß sie richtig ist, darf ich auf die mir von Herrn STARKE zgedachte Autorschaft zugunsten ihres ersten Vertreters verzichten.)

Ist es dann aber nicht möglich, auch innerhalb der Flamme den Einfluß der Temperatur der Anode auf die Dissoziation in der Flamme nachzuweisen? — Gewiß ist das möglich; es ist nichts erforderlich als eine Experimentalanordnung, bei der ein Gefälle an der Anode stattfindet, das nicht gegenüber dem an der Kathode verschwindet. — Wie das große Gefälle an der Kathode sich ausbildet, das kann man leicht zergliedern, und dann ergibt sich unschwer, wie der Nachweis zu führen ist.

Die 10- bis 20 mal, je nach dem Partialdruck, schneller als die positiven wandernden negativen Ionen haben, das lehrt die Wahrscheinlichkeitsrechnung, erst nach Weglängen Rekombinationsgelegenheit, die beträchtlich größer ist als die Rekombinationsmöglichkeit der positiven Ionen. Die so durchheilten Strecken füllen sich mit positiver Elektrizität, da ja die positiven Ionen

---

<sup>1)</sup> E. MARX, Ann. d. Phys. (4) 2, 177, 1900; Ber. d. Gött. Akad. 1900, 51.

nicht durch Zusammenstoß neutralisiert werden. So wird gleich bei Beginn des Prozesses ein größeres Polarisationsgebiet an der Kathode als an der Anode entstehen.

Ist ein solches Gebiet anfangs nur allein wegen der Geschwindigkeitsdifferenz beiderseitig verschieden, so muß aus der eingetretenen Verschiedenheit sofort eine sich noch steigende herausbilden, da nun die stärkere Polarisation an der Kathode ihrerseits den ankommenden positiven Ionenfluß stärker staut als die geringere negative Polarisation den negativen Ionenfluß. So resultiert eine weitere Abschwächung des positiven Gefälles. So entsteht im stationären Zustande bei verhältnismäßig geringen elektromotorischen Kräften ein Polarisationsgebiet an der Kathode, das in dem HITTORFSchen Falle bis zur Anode reicht und dort die Ionen, die austreten wollen, zurückhält. Will man diese Stauung vermeiden, so ist nur nötig, dafür zu sorgen, daß die Polarisation an der Kathode nicht erst entsteht, daß also die Strecken, welche die negativen Ionen zurücklegen, ohne auf positive zu treffen, hinreichend klein sind. Das aber ist der Fall bei geringer Potentialdifferenz der Elektroden, denn bis zu  $\frac{1}{20}$  Volt, das zeigte schon ARRHENIUS<sup>1)</sup>, gilt das OHMSche Gesetz und das Gefälle bleibt linear.

Diese einfache Überlegung hätte Herrn STARKE gewiß veranlaßt, das HITTORFSche Experiment nicht nur zu wiederholen, sondern zweckentsprechend zu modifizieren. Legt er an seine Elektroden eine Potentialdifferenz von  $\frac{1}{20}$  Volt und erhitzt die Anode, so wird er sehen, daß die negative unipolare Leitung verschwunden ist. Ich habe vorgestern den Versuch bei uns in Leipzig gemacht.

Die Anode bestand aus einem Platinblechstreifen und konnte durch 30 Volt auf Weißglut gebracht werden. Es ergab sich sofort ein beträchtliches Ansteigen des Stromes bei  $\frac{1}{20}$  Volt, während bei gleicher Anordnung bei 10 Volt absolute negative unipolare Leitung stattfand.

7. Also:

a) Der Nachweis des Herrn WILSON, daß

$$i(r, t) = f(t) \neq f(rt)$$

ist;

---

<sup>1)</sup> ARRHENIUS, Wied. Ann. 42, 18—76, 1891.



- b) der Nachweis des Vortragenden, daß gleichzeitig mit  $t$  sich die Ionenproduktion ändert;
- c) das Aufhören der negativen unipolaren Leitung, sofern ein gegen das Kathodengefälle beträchtliches Anodengefälle auftritt, auch innerhalb der Flamme

sind Beweise genug, daß nicht Herr H. A. WILSON, der Vortragende, Herr J. J. THOMSON oder Herr STARK sich geirrt haben, sondern Herr STARKE.

Es ist die positive Ionenproduktion in der Flamme zum Teil Funktion der Temperatur der Anode.

Mit sinkender Temperatur der Anode wird also Entlastung der Flamme von positiver Elektrizität eintreten, und es wird ein stärkerer Potentialfall an der Anode resultieren, und die positiven Ionen können nun, dank der Entlastung von positiver Polarisation sich wesentlich an der Stromleitung beteiligen. Während der Charakter der Flammenleitung durch das Ausschalten der positiven Ionen getrübt war, tritt er jetzt klar in Erscheinung. Während vorher, durch das steile Gefälle, Beschleunigungen der negativen Ionen eintreten mußten, die undefinierbare Verhältnisse in bezug auf die Geschwindigkeit schufen, ist jetzt das Gefälle weniger steil, und die freie Elektrizität krümmt nicht mehr das Gefälle in der Mitte; man möchte sagen, ein Depolarisator hat hier gerade reine Versuchsbedingungen geschaffen; das hat eben Herr STARKE mißverstanden, als er dieses wertvolle Mittel als „vollständig unreine Versuchsbedingung“ charakterisierte.

8. Daß hier aber wirklich durch die niedrigere Temperatur der Anode, welche die Flamme begrenzt, auch bei der Untersuchung des Halleffektes keine Störungen hineingekommen sind, die nicht außerhalb dessen liegen, was berücksichtigt und berechnet werden sollte, d. h. eben, daß die Versuchsbedingungen nicht „unreine“ waren, das konnte so lange nicht bewiesen werden, als die noch unerklärten Gesetzmäßigkeiten, die sich bei dieser Untersuchung ergaben, nicht quantitativ aus direkten Geschwindigkeitsmessungen sich wieder ergaben. Das aber ist jetzt vollständig erfüllt.

Hat man ein elektrisches Feld  $X$  und senkrecht hierzu ein magnetisches  $H$ , so entsteht senkrecht zur Ebene  $XH$  ein elektrisches Feld  $Z$  und

$$R = \frac{Z}{H \cdot X}$$

ist alsdann die als HALLScher Rotationskoeffizient von drei variablen Parametern unabhängige Konstante.

Diese Unabhängigkeit hatten meine Messungen ergeben<sup>1)</sup>, und der Größenordnung nach, konnte ich ferner zeigen, daß die Größe  $R$ , wie es die Theorie fordert,

$$R = C(u - v)$$

ist, wo

$$1 > C > 0,5$$

sein muß, wenn  $u$ ,  $v$  die Wanderungsgeschwindigkeiten bedeuten.

Nicht befriedigend erklärt aber war bei diesen Messungen, warum die Größe der Halleffekte von der Konzentration der zerstäubten Lösung abhing, und noch weniger vermochte ich einzusehen, warum für die Salze

Cäs, Rb, K, Na, Li,

deren Atomgewicht  $A$  zwischen 132,9 und 7,03 liegt, der Halleffekt  $R$  so variierte, daß

$$R \cdot \sqrt{A} = \text{konst.}$$

war.

9. Die Hypothese, die ARRHENIUS seinerzeit aufstellte, um die von ihm entdeckte fundamentale Eigenschaft der Flammenleitung, daß alle K- und Na- usw.-Salze unabhängig vom Radikal, nach Gruppen, gleich gut leiteten, ist bekanntlich die gewesen, daß die Salze sich hydrolytisch dissoziierten. Es ist dies damals auch gewiß die einzig mögliche Erklärung gewesen. Eine Theorie der Gasentladung existierte zu dieser Zeit noch nicht.

Die Aufklärung der Erscheinungen der Gasentladung, und die Bestimmung der Größenordnung der Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Trägers, der nach direkten Messungen Herrn WILSONS 16 mal, nach indirekten des Vortragenden<sup>2)</sup> unter anderen Umständen etwa 10 mal so schnell wanderte als der positive, zeigte, daß dem negativen Träger Geschwindigkeiten zukommen mußten, die von anderer Größenordnung waren als die der positiven.

<sup>1)</sup> Vgl. E. MARX, Ann. d. Phys. (4) 2, 812 ff., 1900.

<sup>2)</sup> Vgl. J. J. THOMPSON, l. c. S. 205.

Diese Größenordnungsunterschiede forderten aus kinetischen Betrachtungen heraus auch eine andere Größenordnung für die Masse des Trägers.

Herr LENARD<sup>1)</sup> und Herr J. J. THOMSON<sup>2)</sup> und gleichzeitig Herr MOREAU<sup>3)</sup> zeigten, daß die Masse des negativen Trägers wesentlich kleiner sein müsse als die des OH-Ions, das man bisher als den negativen Träger betrachtet hatte.

Ist  $D$  der Diffusionskoeffizient des K-Ions gegen Gas,  $p$  der Druck senkrecht zur Diffusionsrichtung,  $N$  die Anzahl der Ladungen, so ist die Geschwindigkeit

$$u = \frac{D}{p} \cdot e \cdot N \dots \dots \dots (1)$$

Nimmt man als Diffusionskoeffizient des K-Ions in das Gas bei der Temperatur  $T_0 = 0^\circ \text{C}$

$$D_0 = 0,142 \frac{\text{cm}^2}{\text{sek.}} \text{ (CO}_2 \text{ gegen Luft, A.-Gew.} = 36, \text{K} = 39)$$

und setzt

$$D = D_0 \frac{T^2}{T_0^2},$$

so ergibt sich für  $2000^\circ$  die Geschwindigkeit des K-Ions

$$u = 44 \frac{\text{cm}}{\text{sek.}}$$

Die Geschwindigkeit des positiven Ions stimmt nun mit der experimentell gefundenen Größenordnung, die des negativen nicht, sondern fordert eine Größe, die einem Bruchteil der Atomgröße gleichkommt.

Die Arbeiten von J. J. THOMSON, LENARD, RUTHERFORD, TOWNSEND und vor allem von LANGEVIN<sup>4)</sup> haben gezeigt, daß es Ionen gibt, deren Größe und Geschwindigkeit mit dem Druck variiert von Elektronengröße bis zur Molekulargröße.

Lag hier bei Flammgasen ein gleicher Effekt vor, wie Analogieschlüsse zum photoelektrischen Effekt, z. B. die Reihenfolge der Leitfähigkeiten Cäsium bis Lithium nahe legten, so war auch hier eine Änderung der Wanderungsgeschwindigkeit mit dem Druck zu erwarten. — Daß diese existiert, das hat Herr MOREAU

<sup>1)</sup> PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 9, 649, 1902.

<sup>2)</sup> J. J. THOMSON, Conduction of Electricity 1903, S: 204.

<sup>3)</sup> G. MOREAU, Journ. d. Phys. (4) 2, 560, 1903.

<sup>4)</sup> M. LANGEVIN, Recherches sur les gaz ionisés. Paris 1902.

bewiesen. Er zeigte, daß die Wanderungsgeschwindigkeit des positiven Trägers unabhängig von der Konzentration

$$= 80 \frac{\text{cm}}{\text{sek.}} \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

ist, daß aber das gleiche nicht gilt für den negativen Träger. Hier ändert sich die Wanderungsgeschwindigkeit mit der Konzentration um 200 Proz. und verschieden für die Gruppen der K- und Na-Salze. Aber konstant bleibt durch alle äquivalenten Konzentrationen für K und Na auch bei Änderung der Wanderungsgeschwindigkeit  $v$  der Ausdruck

$$v \cdot \sqrt{A} = \text{konst.} \dots \dots \dots (2)$$

wo  $A$  das Atomgewicht des Metalles ist<sup>1)</sup>.

Nun ist von LOSCHMIDT empirisch gefunden, daß

$$D_0 \sqrt{A} = \text{konst.} \dots \dots \dots (3)$$

ist, wo  $D_0$  den Diffusionskoeffizienten bedeutet. Nimmt man diese Regel auch bei der Temperatur der Flamme als gültig an, so folgt nach Formel (1) direkt die Formel (2)  $v \cdot \sqrt{A} = \text{konst.}$ , das aber heißt: **Für das negative Ion ist das Metall in der Flamme selbst maßgebend.** Das negative Ion ist also ein vom Metall emittierter, der Masse desselben proportionaler, negativer Teil, analog dem photoelektrischen Effekt.

10. Die Größe des Halleffektes, die vor drei Jahren bestimmt wurde, muß sich nun, wie vorhin bereits erwähnt, aus den neuen Bestimmungen der Wanderungsgeschwindigkeit quantitativ ergeben, da

$$R = c(u - v)$$

$$1 > c > 0,5$$

sein muß.

Genauere Grenzen kann man so lange für  $c$  nicht angeben, als man nicht weiß, wie viele der vorhandenen Metallatome sich dissoziieren, doch läßt sich im Zusammenhang mit der Menge des zerstäubten Salzes mit Sicherheit schließen, daß der Dissoziationsgrad weit ab von vollständiger Dissoziation, die  $c = 0,5$  entspräche, liegen muß<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> G. MOREAU, l. c.

<sup>2)</sup> C. f. E. MARX, l. c. S. 820.

Nehmen wir  $c = 0,7$  als einen Mittelwert, so ergeben die Messungen des Herrn MOREAU die Größe

$$0,7 (u - v).$$

Die Messungen des Vortragenden ergeben  $R$ . Die Konzentration der zerstäubten Lösung wird nach der Normalität  $N$  angegeben. Man erhält folgende Tabelle <sup>1)</sup>.

	Reine Flamme	$\frac{N}{8}$	$\frac{N}{4}$	$\frac{N}{2}$	$2N$ K	$2N$ Na	
0,7 ( $u - v$ ) MOREAU	8,54	5,7	4,9	4,3	3,6	4,4	$\cdot 10^{-6}$
$R$ nach dem Halleffekt	9,00	7,3	4,7	3,8	3,3	4,4	$\cdot 10^{-6}$

Hier ist keine innere Berechnung oder künstliche Darstellung; es sind oben und unten nackte Beobachtungen!

Wenn man berücksichtigt, daß nicht an der gleichen Flamme die Messungen ausgeführt wurden, daß bei der Halleffektbestimmung ein weit offenes magnetisches Feld von 10 000 Einheiten auf eine Flamme einwirkte, bei der die obere Elektrode nur rotglühend, die untere weißglühend während Stunden gehalten werden mußte, in der Zuleitungen zu einem hochempfindlichen Quarzfadenelektrometer sich befanden, wobei nacheinander erst das Potentialgefälle an der Stelle der Elektroden, dann der magnetische Transversaleffekt, und dann wieder der Potentialfall gemessen wurden, so wird jeder Experimentator zugeben, daß keine noch so gewissenhafte Technik des Arbeitens diese Übereinstimmung erzielen konnte, wenn nicht prinzipielle Fehler ausgeschaltet gewesen wären. Diese Tabelle redet für sich, sie erspart mir weitere Ausführungen über die von Herrn STARKE geübte Kritik.

Ich komme zum Schluß. Für die Alkalisalze hatte ich gezeigt, daß der Halleffekt umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus dem Atomgewichte des Metalles ist. Folgende Tabelle ist der Arbeit entnommen.

<sup>1)</sup> In der Tabelle, Ann. d. Phys. (4) 2, 816, 1900, müssen die Zahlen mit  $\frac{15}{17}$  gemäß der auf S. 818 bestimmten Korrektur für Reduktion der Beschleunigung der negativen Ionen auf reine Geschwindigkeiten multipliziert werden.

	Atomgewicht	Rotationskoeffizient	$\sqrt{A} \cdot R$
Cäs . . . . .	132,9	$-1,72 \cdot 10^{-6}$	19,83
Rb . . . . .	85,4	$-2,6 \cdot 10^{-6}$	24,95
K . . . . .	39,14	$-3,78 \cdot 10^{-6}$	23,64
Na . . . . .	23,05	$-5,06 \cdot 10^{-6}$	24,3
Li . . . . .	7,03	$-7,86 \cdot 10^{-6}$	20,79

Hier wurde bei größerem Potentialfall gearbeitet, so daß die negativen Ionen etwas beschleunigt wurden, infolgedessen muß der Einfluß der positiven Ionen, der an sich nicht groß ist, für den Rotationskoeffizienten weitgehend unwesentlich werden, und da

$$R = C (u - v),$$

ich aber gefunden hatte, daß

$$R = \frac{C}{\sqrt{A}}$$

ist, so ergibt sich für sehr kleines  $u$  gegen  $v$ , wie dies hier zutrifft,

$$v \cdot \sqrt{A} = \text{konst.}$$

Es hat sich also für alle Erdalkalien ergeben, was Herr MOREAU drei Jahre später für K und Na gezeigt hat. — Es ist die Wanderungsgeschwindigkeit des negativen Trägers durch eine Eigenschaft des Metalles gegeben.

$v \cdot \sqrt{A} = \text{konst.}$ ! Ein merkwürdiges Gesetz! Es zeigt, daß der negative Träger in der Flamme vom Alkalimetall abhängt, daß er abgesplittert ist vom Metall, wie beim photoelektrischen ELSTER- und GEITEL-Effekt. Es beweist, daß die Herren J. J. THOMSON und LENARD recht hatten mit ihrer Ansicht, daß der negative Leiter der Flamme hier ähnlich dem negativen Träger sein muß, den J. J. THOMSON und LENARD beim photoelektrischen Effekt nachwiesen, und es eröffnet der Hypothese neue Perspektiven über die Gestaltung der Materie.

Das Alkalimetall selbst ist es, das den negativen Träger emittiert wie im photoelektrischen Effekt; hier wie dort ist Größe und Geschwindigkeit des Trägers eine Funktion des Partialdruckes! Der Vortragende hat als erster empirisch das MOREAUSche Gesetz gefunden und ausgesprochen, er hat aber vergeblich durch Bemühungen, welche seine Arbeit dokumentieren,

die Brücke zum photoelektrischen Effekt gesucht. Das ist Herrn MOREAU gelungen.

Wird man die Bedeutung der Konstanten

$$v \cdot \sqrt{A}$$

näher untersuchen können? Die Bedingungen scheinen erfüllt. Die Herren SMITHELLS, WILSON und DAWSON<sup>1)</sup> haben gezeigt, daß der Strom in der Alkaliflamme sich durch die bekannte THOMSON-RUTHERFORDSche Formel ausdrückt:

$$J - i = K_2 \frac{i^2}{E^2},$$

wo  $J$  den Sättigungstrom bedeutet. Die drei Herren fanden in der Nähe des Sättigungsstromes für Cäs, Rb, K, Na und Li:

$$K_2 = C \cdot A.$$

$K_2$  hat aber streng definierte physikalische Bedeutung. Aus ihr ergibt sich in der Nähe des Sättigungsstromes (wo  $u$  wesentlich gegen  $v$  zurücktritt) direkt aus den Messungen der drei Herren:

$$v \cdot \sqrt{A} = \text{konst.}$$

---

<sup>1)</sup> A. SMITHELLS, H. A. WILSON, H. M. DAWSON, Phil. Trans. London (A) 193, 89—128, 1899.

# Mitgliederliste

der

## Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1903 verlor die Gesellschaft durch den Tod:  
Dr. W. DITTENBERGER, Prof. Dr. JULIUS LANGE.

Am Ende des Jahres 1903 waren Mitglieder der Gesellschaft :

### A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. ABRAMCZYK \*), W., Regensburgerstraße 32.
2. " Dr. M. ALTSCHUL, N., Badstraße 67.
3. " Dr. R. APT, N., Oranienburgerstraße 8.
4. " F. S. ARCHENHOLD, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
5. " Prof. Dr. H. ARON, W., Lichtensteinallee 3a.
6. " Dr. L. ARONS, NW., Brückenallee 3.
7. " Dr. E. ASCHKINASS, W., Achenbachstraße 2.
8. " Prof. Dr. R. ASSMANN, N., Seestraße 61.
9. " Prof. Dr. L. AUSTIN, Charlottenburg, Berlinerstraße 80a.
10. " O. BASCHIN, N., Eichendorffstraße 2.
11. " Dr. W. BEIN, W., Emserstraße 25.
12. " Dr. G. BENISCHKE, Pankow, Kavaliierstraße 9.
13. " A. BERBERICH, SW., Lindenstraße 91.
14. " Dr. A. BERLINER, N., Schlegelstraße 22.
15. " Prof. Dr. W. v. BEZOLD, W., Lützowstraße 72.
16. " W. BIEGON v. CZUDNOCHOWSKI, NW., Klopstockstraße 38.
17. " Prof. Dr. E. BLASIUS, Charlottenburg, Knesebeckstraße 96.
18. " Oberlehrer A. BLÜMEL, SO., Melchiorstraße 22.
19. " H. BOAS, O., Krautstraße 52.
20. " Prof. Dr. R. BÖRNSTEIN, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.
21. " Prof. Dr. H. BÖTTGER, NW., Lessingstraße 10.
22. " A. DU BOIS-REYMOND, NW., Schiffbauerdamm 29a.
23. " Dr. E. BOLLÉ, NW., Hannoverschestraße 13.
24. " Dr. F. BREMER, NW., Schleswiger Ufer 16.
25. " Dr. W. BRIX, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
26. " Prof. Dr. E. BRODHUN, Grunewald, Hubertusbaderstraße 32.
27. " Dr. C. BRODMANN, NW., Paulstraße 13.
28. " Prof. Dr. E. BUDDE, Charlottenburg, Berlinerstraße 54.
29. " Dr. A. BYK, W., Lützowstraße 97.
30. " Dr. A. DENIZOT, Charlottenburg, Schlüterstraße 7.

---

\*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.



31. Herr Dr. H. DIESELHORST, Charlottenburg, Marchstraße 25a.
32. " Dr. F. DOLEZALEK, Halensee, Friedricharnerstraße 23.
33. " Dr. B. DONATH, Charlottenburg, Stuttgarterplatz 16.
34. " Dr. A. EBELING, W., Regensburgerstraße 3.
35. " Prof. Dr. Th. W. ENGELMANN, NW., Neue Wilhelmstraße 15.
36. " F. ERNECKE, SW., Königgrätzerstraße 112.
37. " Dr. C. FÄRBER, S., Fichtestraße 2.
38. " Dr. FELGENTRÄGER, Friedenau, Kaiserallee 86.
39. " Prof. Dr. K. FEUSSNER, Charlottenburg, Leibnizstraße 1.
40. " Dr. H. W. FISCHER, NW., Albrechtstraße 13/14.
41. " Reg.-Rat Dr. A. FRANKE, W., Augsburgstraße 7.
42. " Dr. A. FRANKE, Groß-Lichterfelde, Sternstraße 23.
43. " Dr. F. FRANKENHÄUSER, Friedenau, Rembrandtstraße 13.
44. " Dr. G. A. FREUND, NW., Unter den Linden 69.
45. " Dr. O. FRÖLICH, Wilmersdorf, Berlinerstraße 41.
46. " R. FUESS, Steglitz, Düntherstraße 8.
47. " Dr. E. GEHRCKE, S., Gneisenaustraße 55.
48. " Dr. H. GERSTMANN, Charlottenburg, Knesebeckstraße 70/71.
49. " Dr. A. GLEICHEN, SW., Halleschestraße 7.
50. " Prof. Dr. E. GOLDSTEIN, W., Bambergerstraße 6.
51. " Dr. A. GRADENWITZ, SO., Michaelkirchplatz 13.
52. " Prof. Dr. Th. GROSS, Westend, Königin-Elisabethstraße 1.
53. " Dr. E. GRÜNEISEN, Charlottenburg, Marchstraße 25.
54. " Prof. Dr. L. GRUNMACH, W., Bayreutherstraße 9.
55. " Oberlehrer Dr. R. GÜNTSCHE, W., Hohenstaufenstraße 7.
56. " Prof. Dr. P. GÜSSFELDT, NW., Beethovenstraße 1.
57. " Prof. Dr. E. GÜMLICH, Charlottenburg, Schlüterstraße 71.
58. " Stabsarzt Dr. GUTTMANN, NW., Friedrichstraße 140.
59. " W. HAENSCH, S., Prinzenstraße 71.
60. " Prof. Dr. E. HÄNTZSCHEL, W., Gleditschstraße 43.
61. " Prof. Dr. E. HAGEN, Charlottenburg, Werner-Siemensstraße 7.
62. " Oberlehrer H. HAHN, Grunewald, Bismarckallee 24.
63. " Prof. Dr. G. HAUCK, W., Bülowstraße 6.
64. " Dr. O. HAUSER, NW., Marienstraße 2.
65. " Dr. F. v. HEFNER-ALTENECK, W., Hildebrandstraße 9.
66. " P. HEITCHEN, Charlottenburg, Bismarckstraße 77.
67. " Prof. Dr. G. HELLMANN, W., Margarethenstraße 2/3.
68. " Dr. FR. HENNING, Charlottenburg, Marchstraße 25.
69. " Prof. Dr. R. HEYNE, W., Zietenstraße 3.
70. " Prof. Dr. J. HIRSCHWALD, Grunewald, Kunz Buntschuhstraße 16.
71. " Dr. VOM HOFE, Groß-Lichterfelde, Stubenrauchstraße 5.
72. " Prof. Dr. J. H. VAN'T HOFF, Charlottenburg, Uhlandstraße 2.
73. " F. HOFFMANN, SW., Belle Allianceplatz 6a.
74. " Prof. Dr. H. HOHNHORST, SW., Großbeerenstraße 24.
75. " Prof. Dr. L. HOLBORN, Charlottenburg, Schloßstraße 3.
76. " Dr. K. HOLLEFREUND, S., Alexandrinenstraße 36.
77. " Dr. W. HOWE, Westend, Kastanienallee 4.
78. " Oberlehrer Dr. A. HUPE, Charlottenburg, Kantstraße 76.

79. Herr Dr. M. IKLÉ, Charlottenburg, Savignyplatz 13, Gth.  
80. " Prof. Dr. W. JÄGER, Friedenau, Handjerystraße 90.  
81. " Dr. E. JAHNKE, W., Ludwigskirchstraße 6.  
82. " Oberlehrer O. JOHANNESSEN, N., Schönhauserallee 169.  
83. " Reg.-Rat Dr. K. KAHLE, Westend, Akazienallee 20.  
84. " Prof. Dr. S. KALISCHER, W., Ansbacherstraße 14.  
85. " Prof. G. KIESEL, O., Langestraße 31.  
86. " O. KIEWEL, W., Schinkelplatz 6.  
87. " Dr. O. KNÖFLER, Charlottenburg, Kantstraße 151.  
88. " Dr. A. KÖPSEL, Charlottenburg, Kantstraße 69.  
89. " Prof. Dr. F. KÖTTER, S., Annenstraße 1.  
90. " Prof. Dr. F. KOHLBAUSCH, Charlottenburg, Marchstraße 25 b.  
91. " Prof. Dr. M. KOPPE, O., Königsbergerstraße 16.  
92. " Prof. Dr. G. KRECH, S., Brandenburgstraße 43.  
93. " Prof. Dr. V. KREMSER, NW., Spenerstraße 34.  
94. " Dr. H. KREUSLER, NW., Reichstagsufer 7/8.  
95. " Prof. Dr. O. KRIGAR-MENZEL, W., Sigismundstraße 3.  
96. " Prof. Dr. F. KURLBAUM, W., Meinekestraße 5.  
97. " Dr. ERICH LADENBURG, Charlottenburg, Goethestraße 5.  
98. " Prof. Dr. E. LAMPE, W., Fasanenstraße 82.  
99. " Prof. Dr. H. LANDOLT, NW., Albrechtstraße 14.  
100. " Dr. G. LANGBEIN, Charlottenburg, Schillerstraße 119.  
101. " Oberlehrer Dr. W. LEICK, Groß-Lichterfelde, Dahlemerstraße 89.  
102. " G. LEITHÄUSER, NW., Reichstagsufer 7/8.  
103. " Dr. E. LESS, NW., Bachstraße 11.  
104. " Dr. L. LEVY, W., Steglitzerstraße 85.  
105. " Schulumtskandidat L. LEWENT, W., Motzstraße 87.  
106. " C. LIEBENOW, W., Fasanenstraße 51.  
107. " Prof. Dr. O. LIEBREICH, NW., Neustädtische Kirchstraße 9.  
108. " Prof. Dr. ST. LINDECK, Charlottenburg, Goethestraße 77.  
109. " Prof. Dr. E. LOEW, SW., Großbeerenstraße 67.  
110. " Prof. Dr. O. LUMMER, W., Nürnbergerplatz 1.  
111. " Dr. F. F. MARTENS, NW., Reichstagsufer 7/8.  
112. " Dr. O. MARTIENSEN, W., Würzburgerstraße 21.  
113. " Kapitän z. See a. D. A. MENSING, W., Kurfürstenstraße 99.  
114. " Reg.-Rat Dr. E. MEYER, Friedenau, Wielandstraße 10.  
115. " Dr. M. W. MEYER, Charlottenburg, Grolmannstraße 36.  
116. " Dr. EDGAR MEYER, NW., Reichstagsufer 7/8.  
117. " Dr. C. MICHAELIS, Potsdam, Schützenplatz 1 c.  
118. " Dr. MICHAELIS, W., Kurfürstenstraße 149.  
119. " Ministerialdirektor a. D. Dr. P. MICKE, W., Kleiststraße 15.  
120. " Prof. Dr. MIETHE, Charlottenburg, Techn. Hochschule.  
121. " Dr. E. MÜLLER, S., Roßstraße 7.  
122. " Dr. R. MÜLLER, S., Schleiermacherstraße 11.  
123. " Prof. Dr. H. MUNK, W., Matthäikirchstraße 4.  
124. " Dr. R. NAHRWOLD, C., Niederwallstraße 12.  
125. " Prof. Dr. FR. NEESEN, W., Ansbacherstraße 31.  
126. " Prof. Dr. A. PAALZOW, W., Wilhelmstraße 50.

127. Herr Prof. Dr. M. PLANCK, W., Achenbachstraße 1.  
 128. " Prof. Dr. F. POSKE, Friedenau, Hauffstraße 2.  
 129. " Prof. Dr. E. PRINGSHEIM, NW., Flensburgerstraße 14.  
 130. " Prof. Dr. A. RAPS, Westend, Ulmenallee 14.  
 131. " Dr. FRITZ REICHE, W., Bendlerstraße 35.  
 132. " Prof. Dr. O. REICHEL, Charlottenburg, Bismarckstraße 126.  
 133. " Dr. ing. H. REISSNER, W., Rankestraße 22.  
 134. " Dr. L. RELLSTAB, Schöneberg, Neue Culmstraße 5a.  
 135. " Dr. E. RICHTER, Charlottenburg, Knesebeckstraße 90.  
 136. " Dr. H. ROHRBECK, NW., Karlstraße 24.  
 137. " Prof. Dr. O. ROSENBACH, W., Victoriastraße 20.  
 138. " Prof. Dr. H. RUBENS, Charlottenburg, Knesebeckstraße 29.  
 139. " Dr. SCHAFFHEITLIN, W., Schaperstraße 17.  
 140. " Dr. KARL SCHEEL, Wilmersdorf, Günstelstraße 43.  
 141. " Dr. R. SCHELSKE, NW., Beethovenstraße 3.  
 142. " Dr. E. SCHENCK, Charlottenburg, Kantstraße 27.  
 143. " Prof. M. SCHLEGEL, W., Bellevuestraße 15.  
 144. " Dr. ERICH SCHMIDT, W., Pariserstraße 9.  
 145. " Dr. O. SCHÖNBOCK, NW., Jagowstraße 10.  
 146. " Prof. Dr. P. SCHOLZ, Steglitz, Fichtestraße 34.  
 147. " Dr. R. SCHOLZ, Charlottenburg, Luisenplatz 3.  
 148. " Prof. F. SCHOTTE, SW., Großbeerenstraße 27a.  
 149. " Dr. W. SCHULER, Charlottenburg, Friedbergstraße 16.  
 150. " Dr. G. SCHWALBE, Charlottenburg, Bismarckstraße 114.  
 151. " Reg.-Rat a. D. R. SEEBOLD, Charlottenburg, Fasanenstraße 13.  
 152. " Frhr. v. SEHERR-THOSS, W., Hohenzollernstraße 16.  
 153. " Prof. Dr. G. SIEBEN, Groß-Lichterfelde, Sternstraße 9.  
 154. " Prof. Dr. A. SIEBERT, Groß-Lichterfelde, Bellevuestraße 30.  
 155. " WILH. v. SIEMENS, SW., Askanischer Platz 3.  
 156. " Dr. S. SIMON, Charlottenburg, Windscheidstraße 21.  
 157. " Prof. Dr. W. SKLAREK, W., Landgrafenstraße 7.  
 158. " Prof. Dr. A. SLABY, Charlottenburg, Sophienstraße 4.  
 159. " Dr. W. STARCK, Charlottenburg, Rönnestraße 24.  
 160. " Dr. H. STARKE, NW., Reichstagsufer 7/8.  
 161. " O. STEFFENS, NW., Scharnhorststraße 2.  
 162. " Dr. H. v. STEINWEHR, Charlottenburg, Marchstraße 25.  
 163. " Prof. Dr. K. STRECKER, W., Keithstraße 20.  
 164. " Schulamtskandidat JOH. THEEL, Groß-Lichterfelde, Ringstraße 58.  
 165. " Prof. Dr. M. THIESEN, Friedrichshagen, Ahornallee 10.  
 166. " Prof. Dr. J. TRAUBE, W., Pariserstraße 55.  
 167. " Prof. Dr. E. WARBURG, NW., Neue Wilhelmstraße 16.  
 168. " Reg.-Rat Dr. C. L. WEBER, SW., Yorkstraße 19.  
 169. " Prof. Dr. W. WEDDING, Groß-Lichterfelde, Wilhelmstraße 2.  
 170. " Prof. Dr. B. WEINSTEIN, Charlottenburg, Kantstraße 148.  
 171. " Dr. K. VON WESENDONK, NW., Reichstagsufer 10.  
 172. " Ingenieur J. H. WEST, SW., Halleschestraße 20  
 173. " Prof. Dr. H. F. WIEBE, Charlottenburg, Goethestraße 87.  
 174. " Prof. Dr. W. WOLFF, W., Fasanenstraße 78.

175. Herr Dr. B. A. WOBINGER, Grunewald, Hagenstraße 3.  
 176. " Dr. R. WURTZEL, NW., Philippstraße 6.  
 177. Versuchsabteilung der Verkehrstruppen, W., Wilhelmstraße 101.

### B. Auswärtige Mitglieder.

178. Herr Prof. Dr. R. ABEGG, Breslau, Kaiser-Wilhelmstraße 70.  
 179. " Dr. M. ABRAHAM, Göttingen, Nicolausbergerweg 17.  
 180. " A. ACKERMANN-TEUBNER, Leipzig, Poststraße 3.  
 181. " Prof. Dr. K. ÅNGSTRÖM, Upsala.  
 182. " Prof. Dr. F. AUERBACH, Jena.  
 183. " Dr. U. BEHN, Frankfurt a. M., Sachsenlager 13.  
 184. " Dr. O. BERG, Greifswald, Roßmarkt 8.  
 185. " Dr. G. BERNDT, Breslau, Physikal. Institut, Kl. Domstr. 3.  
 186. " Dr. G. BERTHOLD, Ronsdorf.  
 187. " Dr. F. BIDLINGMAIER, Potsdam, Meteor.-Magn. Observatorium.  
 188. " Prof. Dr. H. DU BOIS, Utrecht, Universität.  
 189. " Prof. Dr. L. BOLTZMANN, Wien XVIII/1, Hainzinger gasse 26.  
 190. " Dr. E. BOSE, Göttingen.  
 191. " Prof. Dr. F. BRAUN, Straßburg i. E., Physik. Institut.  
 192. " Prof. Dr. H. BRUNS, Leipzig, Sternwarte.  
 193. " Prof. Dr. F. BURCKHARDT, Basel, Elisabethstraße 30.  
 194. " Exzellenz Prof. Dr. O. CHWOLSON, St. Petersburg, Universität.  
 195. " Prof. Dr. A. COEHN, Göttingen, Herzberger Chaussee 35.  
 196. " Prof. Dr. E. COHN, Straßburg i. E., Schweighauserstraße 19.  
 197. " Dr. S. CZAPSKI, Jena.  
 198. " Dr. A. DAHMS, Leipzig, Thalstraße 35.  
 199. " Dr. A. DAY, Washington, DC. US. Geological Survey.  
 200. " Dr. R. DEFREGGER, München, Königinstraße 43.  
 201. " Prof. Dr. C. DIETERICI, Hannover, Alleestraße 7 k.  
 202. " Prof. Dr. E. DORN, Halle a. S., Paradeplatz 7.  
 203. " Prof. Dr. DRECKER, Aachen, Lousbergstraße 26.  
 204. " Prof. Dr. P. DRUDE, Gießen, Nahrungsberg 8.  
 205. " Prof. Dr. E. v. DRYGALSKI.  
 206. " Prof. HENRY DUFOUR, Lausanne, Universität.  
 207. " Prof. Dr. H. EBERT, München, Techn. Hochschule.  
 208. " Dr. J. EDLER, Potsdam, Leipzigerstraße 9a.  
 209. " Dr. JOH. EHLERS, Jena, Berggasse 3.  
 210. " Prof. Dr. J. ELSTER, Wolfenbüttel, Lessingsstraße 7.  
 211. " Dr. R. EMDEN, München, Gabelsbergerstraße 77.  
 212. " Dr. K. T. FISCHER, München-Solln 47.  
 213. " Dr. K. FORCH, Darmstadt, Technische Hochschule.  
 214. " Dr. J. FRIEDLÄNDER, Neapel Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.  
 215. " Prof. Dr. C. FROMME, Gießen.  
 216. " Prof. Dr. J. GAD, Prag.  
 217. " Dr. H. GÄDEKE, München, Barerstraße 88.  
 218. " Dr. A. GALLE, Potsdam, Geodät. Institut.

219. Herr Prof. Dr. H. GEITEL, Wolfenbüttel.  
 220. " Prof. Dr. J. RITTER VON GEITLER, Prag II, 1594, Physik. Institut  
 der Deutschen Universität.  
 221. " Prof. Dr. D. GOLDHAMMER, Kasan, Universität.  
 222. " Prof. Dr. L. GRÄTZ, München, Arcisstraße 8.  
 223. " Prof. E. GRIMSEHL, Hamburg, Wagnerstraße 74.  
 224. " Prof. Dr. O. GROTRIAN, Aachen, Theresienstraße 13.  
 225. " Prof. Dr. G. GRUSS, Smichow bei Prag.  
 226. " Prof. Dr. S. GÜNTHER, München, Akademiestraße 5.  
 227. " Dr. S. GUGGENHEIMER, München, Briennerstraße 14.  
 228. " Realgymnasialdirektor L. HACKER, Brandenburg a. H.  
 229. " Dr. A. HAGENBACH, Bonn, Breitestraße 28.  
 230. " Prof. Dr. F. HAGENBACH-BISCHOFF, Basel, Missionsstraße 20.  
 231. " Prof. Dr. W. HALLWACHS, Dresden-A., Münchenerstraße 2.  
 232. " Prof. Dr. HERMANN HAMMERL, Innsbruck, Müllerstraße 28.  
 233. " Dr. H. HAUSWALDT, Magdeburg-Neustadt.  
 234. " Dr. HECKER, Potsdam, Geodät. Institut.  
 235. " Prof. Dr. A. HEYDWEILLER, Münster i. W., Physik. Institut.  
 236. " Prof. Dr. F. HIMSTEDT, Freiburg i. B., Goethestraße 8.  
 237. " GEORG HIRZEL i. Fa. S. HIRZEL, Verlagsbuchhandlung, Leipzig,  
 Königstraße 2.  
 238. " Dr. CHRIST. VON HOFE, Jena, Erfurterstraße 4.  
 239. " Dr. M. W. HOFFMANN, Potsdam, Neue Königstraße 47.  
 240. " Prof. Dr. D. HURMUZESCU, Jassy, Universität, Rumänien.  
 241. " Prof. Dr. GEORG W. A. KAHLBAUM, Basel.  
 242. " Prof. Dr. W. KAUFMANN, Bonn, Physik. Institut.  
 243. " Prof. Dr. H. KAYSER, Bonn, Humboldtstraße 2.  
 244. " Dr. H. KELLNER, Buffalo NY. US.  
 245. " Prof. Dr. J. KIESSLING, Hamburg.  
 246. " Prof. Dr. L. v. KLECKI, Krakau, Karmelickastraße 44.  
 247. " Prof. Dr. F. KLEIN, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 3.  
 248. " Prof. Dr. O. KNOBLAUCH, München, Haydnstraße 8.  
 249. " Prof. Dr. K. R. KOCH, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstraße,  
 Villa Koch.  
 250. " Prof. Dr. W. KÖNIG, Greifswald, Physik. Institut.  
 251. " Dr. J. KÖNIGSBERGER, Freiburg i. B., Stadtstraße 20.  
 252. " Prof. Dr. W. KOHLRAUSCH, Hannover, Nienburgerstraße 3.  
 253. " Dr. A. KORN, München, Hohenzollernstraße 1a.  
 254. " C. KRALL, Elberfeld, Roonstraße 54.  
 255. " Prof. Dr. H. KRONECKER, Bern.  
 256. " Dr. H. KRÜSS, Hamburg, Adolfsbrücke 7.  
 257. " Prof. Dr. KÜHNEN, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.  
 258. " Prof. Dr. V. VON LANG, Wien IX, Türkenstraße 3.  
 259. " Prof. Dr. E. LECHER, Prag II, 1594, Physik. Institut.  
 260. " Prof. Dr. O. LEHMANN, Karlsruhe, Techn. Hochschule.  
 261. " Dr. A. LESSING, Göttingen, Walkmühlenweg 27.  
 262. " Prof. Dr. TH. LIEBISCH, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 17.  
 263. " Prof. Dr. C. LINDE, München, Prinz Ludwigshöhe 44.

264. Herr Dr. A. LINDEMANN, Hamburg, Bundespassage 4.  
 265. " Dr. FR. LINKE, Göttingen, Herzberger Chaussee 19.  
 266. " Prof. Dr. H. A. LORENTZ, Leiden.  
 267. " Dr. LÜDELING, Potsdam, Meteor. Institut.  
 268. " Dr. R. LUYKEN, Potsdam, Französischestraße 1.  
 269. " Prof. Dr. K. MACK, Hohenheim bei Stuttgart.  
 270. " Dr. A. MAHLKE, Leutzsch b. Leipzig, Hauptstraße 37.  
 271. " Dr. E. MARX, Leipzig, Physik. Institut.  
 272. " A. MEINER i. Fa. J. A. BARTH, Verlagsbuchhandlung, Leipzig, Roßplatz 17.  
 273. " Dr. G. MELANDER, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.  
 274. " Prof. Dr. GEORG MEYER, Freiburg i. B., Dreisamstraße 3.  
 275. " Prof. Dr. O. E. MEYER, Breslau, Göppertstraße 1.  
 276. " Prof. Dr. G. MIE, Greifswald, Domstraße 30.  
 277. " Dr. JAMES MOSER, Wien VIII/1, Laudongasse 25.  
 278. " Prof. Dr. K. VON DER MÜHLL, Basel, Universität.  
 279. " Prof. Dr. W. MÜLLER-ERZBACH, Bremen, Ostertor-Steinweg 33.  
 280. " Prof. Dr. A. MÜTTRICH, Eberswalde.  
 281. " Prof. Dr. W. NERNST, Göttingen, Herzberger Chaussee 13.  
 282. " Prof. Dr. C. NEUMANN, Leipzig, Querstraße 10/12.  
 283. " Dr. A. NIPPOLDT, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.  
 284. " Prof. Dr. A. v. OETTINGEN, Leipzig, Mozartstraße 1.  
 285. " Prof. Dr. W. OSTWALD, Leipzig, Linnéstraße 3.  
 286. " Prof. Dr. L. PFAUNDLER, Graz, Halbarthgasse 1.  
 287. " Dr. A. PFLÜGER, Bonn, Koblenzerstraße 176.  
 288. " Prof. Dr. R. PICTET, Berlin N., Wattstraße 2.  
 289. " Dr. M. VON PIRANI, Aachen, Hof 22/23.  
 290. " Prof. Dr. PRECHT, Hannover, Techn. Hochschule.  
 291. " E. PRÜMM, Braunschweig, Humboldtstraße 6.  
 292. " Prof. Dr. K. PRYTZ, Kopenhagen, Falkoneergaardsvej 12.  
 293. " Dr. C. PULFRICH, Jena.  
 294. " Prof. Dr. G. QUINCKE, Heidelberg, Hauptstraße 47.  
 295. " Prof. Dr. G. RECKNAGEL, Augsburg.  
 296. " H. REGENER, Potsdam, Margarethenstraße 33.  
 297. " Dr. W. REISS, Schloß Könitz (Thüringen).  
 298. " Ingenieur H. RENISCH, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.  
 299. " Prof. Dr. F. RICHARZ, Marburg i. H.  
 300. " Prof. Dr. E. RIECKE, Göttingen.  
 301. " Prof. Dr. W. C. RÖNTGEN, München, Physik. Institut.  
 302. " Dr. M. v. ROHR, Jena, Wagnergasse 11.  
 303. " Prof. Dr. J. ROSENTHAL, Erlangen.  
 304. " Prof. Dr. R. RÜHLMANN, Döbeln i. Sachsen, Kgl. Real-Gymnasium.  
 305. " Prof. Dr. C. RUNGE, Hannover, Techn. Hochschule.  
 306. " Dr. K. SCHAUM, Marburg a. L., Frankfurterstraße 22.  
 307. " Prof. Dr. J. SCHEINER, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.  
 308. " Dr. R. SCHENCK, Marburg i. H., Universitätsstraße.  
 309. " GERHARD SCHENDELL, Stettin, Preußischestraße 11.  
 310. " Prof. Dr. K. SCHERING, Darmstadt, Saalbaustraße 85.

311. Herr Prof. Dr. A. SCHMIDT, Potsdam, Telegraphenberg.  
 312. " Prof. Dr. GERHARD SCHMIDT, Erlangen.  
 313. " Prof. Dr. SCHUBERT, Eberswalde, Forstakademie.  
 314. " Dr. F. A. SCHULZE, Marburg i. H., Steinweg 31/32.  
 315. " Dr. MAX SEDDIG, Marburg i. H., Physik. Institut.  
 316. " Dr. H. SIEDENTOPF, Jena, Oberer Löbdergraben 11.  
 317. " Prof. Dr. P. SILOW, Warschau, Universität.  
 318. " Prof. Dr. H. TH. SIMON, Göttingen.  
 319. " Dr. P. SPIES, Posen, Neue Gartenstraße 5.  
 320. " Prof. Dr. A. SPRUNG, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.  
 321. " Dr. JOH. STARK, Göttingen, Herzberger Chaussee 19.  
 322. " Dr. K. STÖCKL, Würzburg, Eichhornstraße 20.  
 323. " Dr. R. STRAUBEL, Jena, Beethovenstraße 2.  
 324. " Prof. Dr. V. STROUHAL, Prag, Clementinum.  
 325. " Dr. R. SÜRING, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.  
 326. " B. TEPELMANN, Braunschweig, vor der Burg 18.  
 327. " S. TERESCHIN, Petersburg, Nicolaewskaya 40.  
 328. " Dr. M. TOEPLER, Dresden-A., Reichenbachstraße 9.  
 329. " Prof. Dr. W. VON ULJANIN, Kasan.  
 330. " Dr. USENER, Kiel, Muhliusstraße 5.  
 331. " Dr. HENRI VEILLON, Basel, Eulerstraße 27.  
 332. " Dr. FR. VETIN, Dessau, Antoinettenstraße 14.  
 333. " Prof. Dr. H. C. VOGEL, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.  
 334. " Prof. Dr. W. VOIGT, Göttingen.  
 335. " Prof. Dr. P. VOLKMANN, Königsberg i. Pr.-Tragheim, Kirchenstr. 11.  
 336. " Prof. Dr. A. VOLLER, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.  
 337. " Prof. Dr. R. WACHSMUTH, Rostock, Prinzenstraße 4.  
 338. " Prof. Dr. ANTON WEBER am Lyceum in Dillingen (Bayern).  
 339. " Prof. Dr. H. WEBER, Braunschweig, Techn. Hochschule.  
 340. " Prof. Dr. H. F. WEBER, Zürich, Techn. Hochschule.  
 341. " Prof. Dr. L. WEBER, Kiel, Physik. Institut.  
 342. " Dr. A. WEHNELT, Erlangen, Luitpoldstraße 6.  
 343. " Prof. Dr. E. WIECHERT, Göttingen.  
 344. " Prof. Dr. E. WIEDEMANN, Erlangen.  
 345. " Prof. Dr. M. WIEN, Aachen, Techn. Hochschule.  
 346. " Prof. Dr. W. WIEN, Würzburg, Physik. Institut.  
 347. " Prof. Dr. O. WIENER, Leipzig, Thalstraße 35.  
 348. " Prof. Dr. J. WILSING, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.  
 349. " Prof. Dr. A. WINKELMANN, Jena.  
 350. " Dr. WRIGHT, Wien III, Apostelgasse.  
 351. " Prof. Dr. A. WÜLLNER, Aachen, Techn. Hochschule.  
 352. " Prof. Dr. W. v. ZAHN, Leipzig-Plagwitz, Carl Heinestraße 33.  
 353. " Dr. W. ZIEGLER, Santiago de Chile, Cassilla 1389.  
 354. Die mathem.-physik. Sammlung des bayrischen Staates (Direktor:  
 Mechaniker W. SINZ, München, Neuhauserstraße 51.  
 355. Das Physik. Institut der Universität Leipzig.

# Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 1 bis 5 (1899 bis 1903)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft\*).

## A.

- ABRAHAM, M. Prinzipien der Dynamik des Elektrons 4, (260).  
ALMY, J. Über die Entladungspotentiale in festen und tropfbar-flüssigen Dielektrics 1, (81), 95.  
ANGENHEISTER, G. Beiträge zur Kenntnis der Elastizität der Metalle 5, (67), 80.  
ARCHENHOLD, F. S. Über den SWIFTschen Kometen 1899a 1, (145).  
— Eine neue Darstellung des Einflusses der Sonnenflecke auf die Erdatmosphäre 4, (260).  
ARONS, L. Lichtbogen zwischen Metall-  
elektroden 1, (211).  
ASCHKINASS, E. Über anomale Dispersion im ultraroten Spektralgebiet 1, (211).  
— Ein Vorlesungsversuch mit flüssiger Luft 2, (11).  
— Die nachträgliche Wirkung der Becquerelstrahlen auf die Haut 3, (101).  
— sh. RUBENS, H. 1, (1), 11; 2, (11), 13.  
— u. CASPARI, W. Über den Einfluß der Becquerelstrahlen auf organisirte Substanzen 3, (150).

- ASCHKINASS, E. u. SCHAEFER, CL. Über den Durchgang elektrischer Wellen durch Resonatorenssysteme 3, (77).  
ASHER, LEON. Ein neuer spektraler Farbenmischapparat 5, (293), 326.  
AUBEL, EDM. VAN. Sur les conductibilités électriques et thermiques des métaux 2, (1), 3.  
— Réponse aux observations des Messieurs W. JÄGER et H. DIESELHORST 2, (54), 77.  
AUSTIN, L. u. STARKE, H. Über die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung sekundärer Emission 4, (77), 106.

## B.

- BERGER, E. Über stereoskopische Lupen und Brillen 2, (145), 160.  
BERGHOLZ, P. Tropenorkane 1, (212).  
BEZOLD, W. VON. Über den gegenwärtigen Stand der erdmagnetischen Forschung 1, (123).  
— Nachruf auf MAX ESCHENHAGEN 4, (77), 79.  
BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI, W. Bemerkungen über das Elektrolytbo-  
genlicht 5, (352).

\*) Die fettgedruckte Zahl gibt den Jahrgang an, die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten innerhalb des genannten Jahrganges hin, auf denen ein kürzerer oder längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.



- BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI, W.** Flammen- oder Effektbogenlicht 5, (129), 157.
- BJERKNES.** Über die Mechanik der Zykclone 1, (212).
- BJERKNES, V.** Versuche über die scheinbaren Wirkungen in der Ferne zwischen pulsierenden und oszillierenden Kugeln 4, (251).
- BILLITZER, G.** Kolloidale Metalle 4, (259).
- BLONDEL, A.** Sur les oscillographes 5, 267.
- BOAS, H.** Ein Polarisationsphotometer zur Messung der Kontrastintensität der Röntgenstrahlen 1, (214), 242.
- Verfahren und Apparate zur Erzeugung stereoskopischer Röntgenbilder auf dem Leuchtschirm 2, (41), 45.
- Eine automatische Sprengelpumpe 2, (93).
- Eine Bemerkung zur Wirkung der SPRENGEL'schen Quecksilberluftpumpe 2, (211), 246.
- BÖRNSTEIN, R.** Über Luftdruckverteilung 1, (212).
- Zur Erinnerung an HANS BARTSCH v. SIGSFELD 4, (77), 78.
- Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft 5, (381), 404.
- BOIS, H. DU.** Umwandlungstemperaturen im elektromagnetischen Felde 1, (2).
- u. LIEBKNECHT, O. Molekulare Suszeptibilität der Salze seltener Erden 1, (214), 236; 2, (12), 19.
- u. WILLS, A. P. Zur thermometrischen und kryogenen Verwendung des Kohlensäureschnees 1, (153), 168.
- BOLTZMANN, L.** Über die Ergänzung, deren die LAGRANGE'schen Gleichungen für nicht holonome Koordinaten bedürfen 5, (293).
- BRAND, A.** Über die elektromotorische Kraft des Ozons 4, (245), 246.
- BRIK, PHILIPP WILHELM †.** 1, (102, 123), 125.

## C.

- CADY, WALTER.** Über die Energie der Kathodenstrahlen 1, (105), 181.
- CASPARI, W. sh. ASCHKINASS, E.** 3, (150).
- CASPARY, F. †** 3, (129).
- CEREBOTANI.** Typendrucktelegraph 1, (211).
- CLASSEN, J.** FRESNEL'sche Interferenzen an zwei planparallelen Platten als Vorlesungsversuch 5, (292), 297.

## D.

- DENIZOT, ALFRED.** Über ein Pendelproblem von EULER 3, (191), 213.
- DESSAUER, FRIEDRICH.** Über einen Versuch, die Durchdringungsfähigkeit der X-Strahlen unabhängig vom Vakuum zu regulieren 4, (260), 321.
- DEUTSCHE PHYSIKAL. GESELLSCHAFT.** Vorschläge des wissenschaftl. Ausschusses für einheitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen und Regeln in der Physik 5, 68.
- DIESELHORST, H.** Über die bisherigen Bestimmungen der Wärmeleitung 2, (236).
- , sh. JAEGER, W. 1, (241, 245); 2, (37), 39.
- DIETERICI, C.** Über die Zustandsgleichung von VAN DER WAALS 1, (211).
- DOLEZALEK, F.** Über ein einfaches und empfindliches Quadrantenelektrometer 3, (9), 18.
- Über die Energieänderungen bei Konzentrationsverschiebungen in konzentrierten Lösungen 5, (82), 90.
- Meßeinrichtung zur Bestimmung von Selbstinduktion und Energieverlust in Wechselstromapparaten 5, (186).
- DORN, E.** Beseitigung elektrostatischer Einflüsse bei Wägungen durch Radium 5, (186), 189.
- DRUDE, P.** Zur Theorie der magneto-optischen Erscheinungen 1, (105), 107.

**DRUDE, P.** Demonstration von Meßapparaten für elektrische Schwingungen 5, (292), 294.

— Bemerkungen zu der Arbeit von **HAGEN** und **RUBENS**: „Über Beziehungen zwischen dem Reflexionsvermögen der Metalle und ihrem elektrischen Leitvermögen“ 5, (141), 142.

**DWELSHAUVERS-DERY, F. V.** Eine neue Theorie der **WIMSHURST**schen Maschine 4, (260), 276.

— Über einen Fall von Induktion 4, (260), 278.

### E.

**EBERT, H.** Rückstoßwirkungen elektrischer Wechselstromentladungen 1, (140), 141.

— Nekrolog auf **E. v. LOMMEL** 1, (210).

— Die Dimensionen des dunklen Kathodenraumes bei verschiedenen Gasen 2, (93), 99.

**EDLER, J.** Untersuchungen des Einflusses der vagabundirenden Ströme elektrischer Straßenbahnen auf erdmagnetische Meßapparate 1, (146), 174.

**ELSTER, J.** Elektrizitätszerstreuung in der freien Atmosphäre 1, (210).

— Über **Becquerel**strahlen 2, (1), 5.

— u. **GEITEL, H.** Über den Einfluß eines magnetischen Feldes auf die durch die **Becquerel**strahlen bewirkte Leitfähigkeit der Luft 1, (123 u. 139), 136.

**EMDEN, R.** Demonstration eines sehr rasch rotierenden Spiegels 1, (210).

— Schlieren in einem Luftstrahl 1, (211).

— sh. **HAGENBACH-BISCHOFF, E.** 1, (211).

**ESCHENHAGEN, M.** Über erdmagnetische Intensitätsvariometer 1, (146), 147.

**ESCHENHAGEN, MAX** † 3, (163); 4, 79.

**EXNER, FELIX M.** Zur inneren Leitung von Quarz bei 100 bis 150° und von Glas bei Zimmertemperatur 3, (25), 26.

### F.

**FALLER, O.** Eine neue Anschauung über die Reibung 1, (210).

**FINKENER, R.** † 4, (335).

**FOERSTER, W.** Bemerkung zu dem „Nachruf für **JOHANNES PRENET**“ von **M. THIESEN** 4, (191), 225.

**FOMM, L.** Photographien der Struktur trockener Hölzer 1, (210).

**FRIEDENTHAL, HANS.** Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen läßt sich in mechanische Arbeit umsetzen? 4, (386), 387.

**FUCHS, L.** † 4, (189).

### G.

**GEHRCKE, E.** Die Geschwindigkeitsänderung der Kathodenstrahlen bei der Reflexion 3, (100).

— Das **MICHELSONS**che Stufengitter und das **ZEEMANS**che Phänomen 5, (177).

— Über die Elektrolyse der Schwefelsäure bei großer Stromdichte 5, (234), 263.

— sh. **LUMMER, O.** 4, (336), 337.

— u. **LUMMER, O.** Neuere Ergebnisse über die Auflösung feinsten Spektrallinien 4, (2).

**GEITEL, F.** Über Radium und Polonium 1, (210).

— sh. **ELSTER, J.** 1, (123, 139), 136.

**GERSTMANN, HEINRICH.** Die Bestimmung des absoluten Gewichtes der Moleküle nebst Beschreibung eines neuen Kalorimeters 1, (193), 194.

**GIEBE, E.** Über die Bestimmung des Wärmeleitungsvermögens bei tiefen Temperaturen 5, (49), 60.

**GIESEL, J.** Einiges über Radium-Baryumsalze und deren Strahlen 2, (1), 9.

**GLEICHEN, A.** Grundzüge einer Dioptrik der Atmosphäre 1, (246); 2, 24.

— Über eine Eigenschaft eines Systems von Wellennormalen 2, (41), 249.

— Erweiterung der **LAPLACE**schen Extinktionstheorie des Sternenlichtes 2, (221), 222.

- GLEICHEN, A.** Die Scheitelkrümmung der Bilder auf der Netzhaut des Auges unter Berücksichtigung der Linsenschichtung 4, (3), 13.  
 — Die Blendenstellung bei zentrierten optischen Systemen endlicher Öffnung 5, (177), 193.
- GOLDSTEIN, E.** Über Spektren von Gasgemengen u. v. Entladungshüllen 2, 110.  
 — Über den sogenannten dunklen Kathodenraum 2, (114), 142.  
 — Über umkehrbare Lichtwirkungen 3, (181), 182.  
 — Über das Phänomen der „Fliegenden Schatten“ 3, (181), 189.  
 — Über sichtbare und unsichtbare Kathodenstrahlen 3, (191), 192.  
 — Über Kanalstrahlen 3, (191), 204.  
 — Über den Einfluß der Lichtbrechung auf Beobachtungen an GEISSLERschen Röhren 4, (3), 4.  
 — Über die erste Schicht des Kathodenlichtes induzierter Entladungen 4, (45, 76), 64.  
 — Über Kathodenstrahlen von geringem Entladungspotential 4, (191), 204.  
 — Über die Kanalstrahlengruppe 4, (227), 228.  
 — Über einige Versuche mit dem GIESELSchen Emanationskörper 5, (381), 392.
- GRAETZ, L.** Über mechanische Bewegungen unter dem Einflusse von Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen 2, (54), 58.
- GRIMSEHL, E.** Über den VOLTAschen Fundamentalversuch 4, (259), 262.  
 — Analyse und Synthese von Schwingungen 5, (292), 303.  
 — Neue physikalische Unterrichtsapparate 5, (293), 316.
- GROSS, TH.** Über molekulare Induktion 5, (1), 39.
- GRUNMACH, LEO.** Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten aus geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge von Oberflächenwellen 1, (2), 13.
- GRUNMACH, LEO.** Über den Einfluß des Streckens durch Zugbelastung auf die Dichte des Materials 1, (2).  
 — Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Kapillarwellen 4, (259), 279.
- GUERICKE, OTTO VON** 4, (361), 362.
- GUGGENHEIMER, SIEGFRIED.** Zur Kenntnis des Potentialgradienten bei der Entladung durch Röntgenstrahlen 1, (257), 272.

## H.

- HAGEN, E.** sh. RUBENS, H. 5, (291).  
 — u. RUBENS, H. Das Reflexionsvermögen von Metallen für ultraviolette Strahlen 3, (164), 165.  
 — — Die Absorption ultravioletter, sichtbarer und ultraroter Strahlen in dünnen Metallschichten 4, (45), 55.  
 — — Über Beziehungen zwischen dem Reflexionsvermögen der Metalle und ihrem elektrischen Leitvermögen 5, (101), 113.  
 — — Das Emissionsvermögen der Metalle für Strahlen großer Wellenlänge 5, (141), 145.
- HAGENBACH.** Reduzierende Wirkung elektrolytisch abgeschiedener Metalle 1, (212).
- HAGENBACH-BISCHOFF, E. u. EMDEN, R.** Versuche mit Druckluft 1, (211).
- HANSEMANN, GUSTAV VON** † 4, (227).
- HAUPT, E.** sh. HEUSLER, FR. 5, (217), 220.  
 — sh. STARCK, W. 5, (217), 224.
- HEINCKE, C.** Über Wechselstromenergie 1, (210).
- HEUSE, W.** Über den Potentialgradienten in Gasgemischen 1, (257), 269.  
 — Über die Glimmentladung im Helium 2, (12), 16.
- HEUSLER, FR.** Über magnet. Manganlegierungen 5, (217), 219.  
 — Über die Synthese ferromagnetischer Manganlegierungen 5, (217), 220.

HEUSLER, FR., STARCK, W. u. HAUPT, E. Magnetisch-chemische Studien 5, (217), 220.

HILBERT. Über Mechanik der Kontinua 5, (292).

HILL, BRUCE. Über die kalorimetrischen Eigenschaften der ferromagnetischen Körper 3, (101), 113.

— Über das magnetische Verhalten der Nickel-Kupfer- und Nickel-Zinnlegierungen 4, (191), 194.

HOLZKNECHT, GUIDO. Über die Erzeugung von Nachfarben durch Röntgenstrahlen 4, (3), 25.

HOPPE, REINHOLD † 2, (113, 181), 183.

### J.

JAEGER, W. Beitrag zur Thermochemie der Normalelemente mit verdünnter Lösung 3, (47), 48.

— u. DIESSELHORST, H. Über Wärmeleitung und Elektrizitätsleitung in Metallen 1, (241 u. 245).

— — Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn EDM. VAN AUBEL über Wärmeleitung 2, (37), 39.

— u. LINDECK, ST. Über Normalelemente 3, (25).

— u. STEINWEHR, H. VON. Bestimmung des Wasserwertes eines BERTHELOT'schen Kalorimeters in elektrischen Einheiten. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) 5, (49), 50.

— — Erhöhung der kalorimetrischen Meßgenauigkeit durch Anwendung von Platinthermometern. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt) 5, (351), 353.

### K.

KAHLBAUM, H. Metalldestillation 1, (211).

—, G. W. A. Erwiderung an Herrn F. NEESEN 4, (45), 72.

KARSTEN, GUSTAV † 2, (71), 160.

KAUFMANN, W. Über eine Methode zur direkten Bestimmung magnetischer Momentanwerte 1, (3, 49), 42.

— Demonstration der elektrostatischen Ablenkung der Kathodenstrahlen 1, (81), 88.

— Versuch einer Erklärung des dunklen Kathodenraumes 2, (114), 137.

— Über die magnetische Masse des Elektrons 4, (260).

KETTELEB, EDUARD † 2, (235).

KLEMENČIĆ, J. Versuch über das Mitschwingen nach BOLTZMANN 1, (211).

KÖNIG, ARTHUR † 3, (150), 149.

KOENIGSBERGER, J. Über die Abhängigkeit der optischen Konstanten der Metalle von der Temperatur 1, (246), 247.

KOHLRAUSCH, F. Nachruf auf G. WIEDEMANN 1, (153), 155.

— Über die Temperaturverteilung in einem elektrisch geheizten, zusammengesetzten Leiter 1, (241).

— Über einige durch die Zeit oder durch Belichtung hydrolysierte Lösungen von Chloriden 1, (257), 259.

— Beobachtungen an Becquerelstrahlen und Wasser 5, (186), 261.

KOTZAUER. Ursächliche Entwicklung der Naturerscheinungen und der Entwicklung derselben im Weltall aus zwei Grundstoffen 4, (261).

KREBS. Über Luftdruckbeobachtungen in Britisch-Indien und Luftwogen 1 (212).

KURLBAUM, F. Über das Emissions- und Absorptionsvermögen von Platin-schwarz und Ruß 1, (66).

— Über Temperatur und selektive Emission leuchtender Flammen 4, (29).

— Demonstration des HOLBORN-KURLBAUM'schen und des WANNERSchen optischen Pyrometers 4, (347).

—, sh. LUMMER, O. 2, (79), 89.

— u. RUBENS, H. Über die Emission langer Wellen durch den schwarzen Körper 2, (181).

KURLBAUM, F. u. SCHULZE, GÜNTHER. Pyrometrische Untersuchungen an Nernstlampen und Hohlkörpern aus Nernstmasse 5, (427), 428.

## L.

LAMPE, E. Zum Gedächtnis von PHILIPP WILHELM BRIX 1, (123), 125.

— Nachruf für Prof. Dr. REINHOLD HOPPE 2, (181), 183.

— GEORG BERNHARD SCHWALBE † 3, (57), 58.

— Bemerkungen zu der Frage nach der günstigsten Form der Geschößspitzen gemäß der NEWTONschen Theorie 3, (101), 119.

— Weitere Bemerkungen zu der Frage nach der günstigsten Form der Geschößspitzen gemäß der NEWTONschen Theorie 3, (150), 151.

LANG, C. † 1, (139).

—, Prof. Dr. JULIUS † 5, (351).

LECHER, E. Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen 4, (259), 307.

LEHMANN, O. Über Struktur, System und magnetisches Verhalten flüssiger Kristalle 2, (71), 72.

LEITHÄUSER, G. Über den Geschwindigkeitsverlust der Kathodenstrahlen beim Durchgang durch dünne Metallschichten 4, (251).

LEVY, M. Quecksilberstrahl-Unterbrecher 1, (211).

LEWIS, P. Über den Einfluß kleiner Beimengungen zu einem Gase auf dessen Spektrum 2, (93).

LIEBENOW, C. Thermodynamische Berechnung thermo-elektromotorischer Kräfte metallischer Leiter 1, (66, 81), 74, 82.

LIEBKNECHT, O. sh. BOIS, H. DU 1, (214), 236; 2, (12), 19.

— sh. WILLS, A. P. 1, (154), 170.

LINDECK, ST., sh. JAEGER, W. 3, (25).

LOMMEL, EUGEN VON †. 1, (153, 210).

LOWNDS, L. Zur Kenntnis des thermomagnetischen Longitudinaleffektes in Wismut 3, (2), 3.

LUMMER, O. Zueinander komplementäre Interferenzerscheinungen im reflektierten Lichte 2, (79).

— Geschichtliches über das DRAPERSche Gesetz und den schwarzen Körper 2, (221).

— Eine neue Interferenzmethode zur Auflösung feinsten Spektrallinien 3, (77, 99), 85.

— Ein neues Interferenz-Photo- und Pyrometer 3, (130), 131.

— Hypothese über den Vorgang bei der Totalreflexion 4, (40).

— Beitrag zur Klärung der neuesten Versuche von R. BLONDLOT über die  $n$ -Strahlen 5, (415), 416.

— sh. GEHRCKE, E. 4, (2).

— u. GEHRCKE, E. Über die Interferenz des Lichtes bei mehr als zwei Millionen Wellenlängen-Gangunterschied 4, (336), 337.

— u. KURLBAUM, F. Über das Fortschreiten der photometrischen Helligkeit mit der Temperatur 2, (79), 89

— u. PRINGSHEIM, E. Die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers 1, (3), 23.

— — Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins 1, (214), 215.

— — Temperaturbestimmung fester glühender Körper 1, (214), 230.

— — Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen 2, (37), 163.

— — Temperaturbestimmung hoch erhitzter Körper (Glühlampe usw.) auf bolometrischem und photometrischem Wege 3, (24), 36.

— — Die strahlungstheoretische Temperaturskala und ihre Verwirklichung bis 2300° abs. 5, (2), 3.

## M.

- MARCKWALD, M.** Über Phototropie 1, (212).
- , **W.** Über das radioaktive Wismut (Polonium) 4, (251, 259), 252.
- MARTENS, F. F.** Neues Polarisationsphotometer für weißes Licht 1, (193), 204.
- Neues Polarisationsphotometer für weißes Licht 1, (211).
- Neues Vergleichskolorimeter für Spektroskope 1, (211).
- Über eine neue photometrische Vergleichsvorrichtung mit Zwillingprisma 1, (258), 278.
- Über eine Neukonstruktion des KÖNIGSchen Spektralphotometers 1, (258), 280.
- Neuer Flammenmesser für Hefnerlampen 2, (107), 108.
- Über ein einfaches Spektrometer und die wichtigsten direkten Methoden zur Bestimmung v. Brechungsexponenten 3, (9), 10.
- Über die Dispersion ultraviolett. Strahlen in Steinsalz und Sylvin 3, (25), 31.
- Ein großes Präzisionspektrometer mit Einrichtung zur Spektralphotographie 3, (130).
- Die Brechungsindizes von Quarz und Flußspat 3, (130).
- Ein Vorlesungsversuch über sphärische Aberration 4, (39), 43.
- Erzeugung von FRESNELSchen Interferenzstreifen mittels eines rechtwinkligen Prismas 4, (39), 43.
- Über den Einfluß des Atomgewichtes auf die Eigenschwingung, Dispersion und Farbe von durchsichtigen Elementen und Verbindungen 4, (137), 138.
- Über ein Prismenspektroskop mit konstanter Richtung des austretenden Strahles 4, (245), 255.
- Über ein neues, tragbares Photometer für weißes Licht 5, (129), 149.
- Demonstration zweier Photometer 5, (292).

- MARTENS, F. F.** Über einen neuen Beleuchtungsmesser 5, 436.
- MARX, E.** Zur Kenntnis der Flammenleitung. (Bemerkung zu der Arbeit des Herrn STARKE) 5, (427) 441.
- MAURER, H.** Erdmagnetische Beobachtungen in Deutsch-Ostafrika 1, (212).
- MEY, K.** Über das Kathodengefälle der Alkalimetalle 5, (67), 72.
- MEYER, EDGAR.** Über die Absorption der ultravioletten Strahlung in Ozon 5, (82), 124.
- , **STEFAN.** Bemerkung zu der Abhandlung der Herren H. DU BOIS und O. LIEBKNECHT: Molekulare Suszeptibilität der Salze seltener Erden 1, (257), 275.
- MICHELI, J.** Über den Einfluß der Temperatur auf die Dispersion ultravioletter Strahlen in Steinsalz, Flußspat, Quarz und Kalkspat 3, (181).
- MIETHE, A.** Versuche mit radioaktiver Substanz 3, (2).
- MINKOWSKY.** Über Kapillarität 5, (292).
- MOLLIER, R.** Daten, welche die Eigenschaften der Gase und Dämpfe bestimmen, insbesondere spezifische Wärme, latente Dampfwärme und Dichte 1, (211).
- MÜLLER-ERZBACH, W.** Der nach der Verdunstung dynamisch gemessene relative und absolute Dampfdruck des Quecksilbers und anderer Flüssigkeiten 2, (114), 127.
- Neue Beobachtungen über den Adsorptionsvorgang 4, (29), 35.

## N.

- NEESEN, F.** Ein mechanischer Widerstand beim Auftreten von Kathodenstrahlen 1, (66), 69.
- Vereinfachungen an der selbsttätigen Kolben-Quecksilberluftpumpe u. vergleichende Versuche über die Geschwindigkeit der Wirkung verschiedener Luftpumpenarten 1, (81), 90.

- NEESEN, F.** Bemerkung zu der Mitteilung von Herrn H. EBERT 1, (246), 253.
- Vorführung einer Kolben-Quecksilberluftpumpe 2, (81), 82.
  - Die während der dänischen Expedition, welche unter Leitung von ADAM PAULSEN im Winter 1899/1900 nach Island zur Erforschung der Nordlichterscheinungen entsandt war, vom Maler Grafen MOLTKE aufgenommenen Bilder und die allgemeinen vorläufigen Ergebnisse 2, (211), 218.
  - Bemerkung zu einem Aufsatz von Herrn KAHLBAUM über Quecksilberluftpumpen 4, (29), 30.
  - Erwiderung an Herrn G. W. A. KAHLBAUM 4, (127), 136.
  - Mitteilung über Vorschläge einer vom Ausschuß d. elektrotechn. Vereins niedergesetzten Kommission in betreff einheitlicher Bezeichnungen 4, (227).
  - Bestimmung der Geschwindigkeit und Umdrehungszahl eines Geschosses am Ende der Flugbahn 4, (379), 380.
  - Bestimmung der Geschosachsrichtung am Ende der Flugbahn 5, (101), 110.
  - Bemerkungen zu den Vorschlägen des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen 5, (234), 251.
  - Über die Frage der Beeinflussung von Kathodenstrahlen 5, (292), 296.
  - Demonstration einer Quecksilberpumpe 5, (292), 296.
- NERNST, W.** Zur Bestimmung hoher Temperaturen 5, (291).
- NEUMANN, ELSE** † 4, (335).

## O.

- OBERBECK, ANTON** † 2, (235).
- OSTMANN, P.** Über die praktische Anwendung des objektiven Hörmaßes 5, (293), 340.
- OSTWALD, W.** Periodisch veränderliche Reaktionsgeschwindigkeit 1, (212).

## P.

- PASCHE, O.** Über ein Verfahren zur Elimination der Sekundärstrahlung in der Röntgentechnik 5, (292).
- PERNET, JOHANNES** † 4, (38), 128.
- PETZOLD, M.** Diapositive mit stereoskopischer Wirkung 5, (291), 347.
- PICTET, RAOUL.** Beitrag zur Klärung der Theorie der LINDESCHEN Luftverflüssigungsmaschine 4, (336).
- PLANCK, M.** Irreversible Strahlungsvorgänge 1, (211).
- Deduktion der Strahlungsentropie aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik 2, (37).
  - Über eine Verbesserung der WIENSCHEN Spektralgleichung 2, (181), 202.
  - Ein vermeintlicher Widerspruch des magneto-optischen Faradayeffektes mit der Thermodynamik 2, (205), 206.
  - Über das sogenannte WIENSCHEN Paradoxon 2, (235).
  - Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum 2, (235), 237.
  - Vorlegung einiger von H. HAGA und C. H. WIND angefertigten Photographie zum Nachweis der Beugung von Röntgenstrahlen 4, (379).
- POSKE, F.** Zum Gedächtnis OTTO VON GUERICKE'S 4, (361), 362.
- PRINGSHEIM, E.** Berichtigung 1, (102), 104.
- Referat über Lord KELVIN'S Abhandlung: The Age of the Earth as an Abode fitted for Life 1, (145).
  - Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers 1, (211).
  - Einfache Herleitung des KIRCHHOFF'SCHEN Gesetzes 3, (77), 81.
  - sh. LUMMER, O. 1, (3), 23; 1, (214), 215; 1, (214), 230; 2, (37), 163; 3, (24), 36; 5, (2), 3.
- PRYTZ, K.** Ein Verfahren zur Darstellung größerer Mengen von Argon 5, (205), 206.

## Q.

- QUINCKE, G. Über Oberflächenspannung und flüssige Niederschläge 4, (45), 46.  
— Über Kristalle 5, (101), 102.

## R.

- RAEHLMANN, E. Weitere Mitteilung über ultramikroskopische Untersuchung von Farbstoffmischungen und ihre physikalisch-physiologische Bedeutung 5, (293), 330.  
RAMSAY, W. Über die neuentdeckten Gase Argon, Helium, Neon, Krypton und Xenon 1, (212).  
RASCH, EWALD. Flammen- und Effektbogenlicht. Erwiderung auf den gleichnamigen Aufsatz des Herrn W. BIEGON v. CZUDNOCHOWSKI 5, (234), 276.  
REICH, M. sh. SIMON, H. TH. 5, (292).  
RICHARZ, F. Bemerkung über das Gesetz von DULONG und PETIT 1, (3, 49), 47.  
RUBENS, H. Demonstration der Einrichtungen seines neuen Hörsaales unter Vorführung einiger Versuche 2, (11).  
— Demonstration einiger Versuche mit Reststrahlen von Quarz und Flußspat 5, (291).  
— sh. HAGEN, E. 3 (164), 165; 4, (45), 55; 5, (101), 113; (141), 145.  
— sh. KURLBAUM, F. 2, (181).  
— u. ASCHKINASS, E. Isolierung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen 1, (1), 11.  
— — Vorlesungsversuch über die magnetische Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen 2, (11), 13.  
— u. HAGEN, E. Über die optischen und elektrischen Eigenschaften der Metalle 5, (291).  
RUNGE, C. Über die spektroskopische Bestimmung des Atomgewichtes 5, (293), 313.

## S.

- SCHAEFFER, CLEMENS. Über den Einfluß der Temperatur auf die Elastizität der Metalle 2, (114), 122.  
— sh. ASCHKINASS, E. 3, (77).  
SCHAUM, KARL. Über den photographischen Negativprozeß 4, (259), 292.  
SCHEEL, KARL. Bericht über den internationalen Katalog der wissenschaftlichen Literatur 5, (81), 83.  
— Über die Ausdehnung des amorphen Quarzes. (Mitteilung aus der Physikalisch - Technischen Reichsanstalt) 5, (101), 119.  
— Über die Spannkraft des Wasserdampfes unter 0° 5, (234), 287.  
— sh. THIESEN, M. 1, (140).  
SCHMIDT, G. C. Über den Einfluß der Temperatur auf das Potentialgefälle in verdünnten Gasen 1, (257), 265.  
—, N. Eine Beobachtung an sensiblen Flammen 2, (12), 22.  
SCHÖNRÖCK, O. Über die Abhängigkeit der spezifischen Drehung des Zuckers von der Temperatur 2, (81).  
— sh. WACHSMUTH, R. 4, (137), 183.  
SCHRÖTTER, HERMANN v. Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität 4, (261), 296.  
SCHULZE, A. Über die Wärmeleitung von Wismut im magnetischen Felde 1, (49).  
— Über eine Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit fester Körper 1, (49).  
—, GÜNTHER sh. KURLBAUM, F. 5, (427), 428.  
SCHUMANN, V. Photographische Aufnahme mit neuen, ultraviolett-empfindlichen Platten 3, (9).  
SCHWALBE, B. H. W. VOGEL † 1, (3), 60.  
— Nachruf auf G. KARSTEN 2, (145), 147.  
—, GEORG BERNHARD † 3, (57), 58.



- SIEDENTOFF, H. u. ZSIGMONDY, R. Über Größenbestimmung ultramikroskopischer Goldteilchen 5, (205), 213.
- SIESFELD, HANS BARTSCH v. † 4, (39), 88.
- SIMON, H. TH. und REICH, M. Über Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung zur drahtlosen Telegraphie 5, (292).
- SPIES, P. u. WEHNELT, A. Über den elektrolytischen Unterbrecher 1, (3), 53.
- STARCK, W. und HAUPT, E. Über die magnetischen Eigenschaften von eisenfreien Manganlegierungen 5, (217), 224.
- sh. HEUSLER, FB. 5, (217), 220.
- STARK, J. Über elektrische Wirkungen einer partiellen Erhitzung eines durchströmten Gases 2, (81), 84.
- Kritische Bemerkungen zu der Mitteilung der Herren AUSTIN u. STARKE über Kathodenstrahlreflexion 4, (137), 167.
- Der abnormale Kathodenfall des Glimmstromes 5, (1), 23.
- Über eine eigenartige Erscheinung am Quecksilberlichtbogen im Magnetfelde 5, (81), 87.
- STARKE, H. Ein Refraktometer zur Bestimmung des Brechungsindex von Flüssigkeiten mit dem Mikroskop 1, (102), 117.
- Über die Reflexion der Kathodenstrahlen 2, (107).
- Ein Unterbrecher hoher Schwingungszahlen zur Anwendung bei der Bestimmung von Leitfähigkeiten usw. mittels WHEATSTONEScher Brücke und Telephon 3, (100).
- Über einen WEHNELT'schen Unterbrecher für ganz schwache Ströme 3, 125.
- Berichtigung 3, 148.
- Erwiderung auf die kritischen Bemerkungen des Hrn. J. STARK bezüglich der Arbeit: AUSTIN-STARKE, Über Kathodenstrahlreflexion 4, (191), 212.
- Über eine Interferenzbeobachtung an LIPPMANN'schen Spektralphotographien 4, (361), 377.
- STARKE, H. Die magnetische u. elektrische Ablenkbarkeit reflektierter und von dünnen Metallblättchen hindurchgelassener Kathodenstrahlen 5, (2), 14.
- Über die elektrische und magnetische Ablenkung schneller Kathodenstrahlen 5, (233), 241.
- Über den Potentialverlauf bei der Elektrizitätsleitung durch Gase, insbesondere der Flammenleitung 5, (363), 364.
- Über die unipolare Leitung in Gasen 5, (363), 377.
- sh. AUSTIN, L. 4, (77), 106.
- STEINWEHR, H. v., sh. JAEGER, W. 5, (49), 50; (351), 353.
- STEVENS, E. H. Über Schallgeschwindigkeit in Luft bei hoher Temperatur 3, (25), 54.
- STÖCKL, K. Das FEDOROW'sche Universalgoniometer in der Konstruktion von FUSS. Anwendung dieses Instrumentes zur Auflösung sphärischer Dreiecke 5, (67), 75.
- STRASSER, B. sh. WARBURG, E. 5, (233), 269.
- STRAUBEL, R. Über die Energiebahnen des gebeugten Lichtes 1, (211).
- Zusammenhang zwischen Absorption und Auflösungsvermögen 4, (260), 323.
- Über einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einige Anwendungen 4, (260), 328.
- Demonstration eines Interferenzmeßapparates 4, (261).

## T.

- TEICHNEB, G. sh. TBAUBE, J. 5, (218), 235.
- THIESEN, M. Über das Gesetz der schwarzen Strahlung 2, (37), 65.
- Über allgemeine Naturkonstanten 2, (114), 116.
- Über die angebliche Anomalie des Sauerstoffs bei geringem Drucke 3, (57).

- THIESEN, M. Über die BOHRsche Anomalie 3, (77), 80.  
 — Über den Reibungswiderstand des Lichtäthers 3, (164), 177.  
 — Über die gegenseitige Zuordnung der Elemente zweier Scharen nach den Gesetzen des Zufalls 4, (77), 98.  
 — Nachruf für JOHANNES PERNET 4, (127), 128.  
 — Zur Theorie der Diffusion 4, (347), 348.  
 — Dasselbe. (Zweite Mitteilung.) 5, (129), 130.  
 — Über stationäre Flüssigkeitsströmung 5, (351).  
 — u. SCHEEL, K. Über eine Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfes bei und in der Nähe von 0° 1, (140).  
 TRAUBE, J. Theorie der kritischen Erscheinungen und der Verdampfung. Beitrag zur Theorie der Lösungen 4, (137).  
 — Beitrag zur Theorie von VAN DER WAALS 4, (259).  
 — u. TEICHNER, G. Zur Theorie des kritischen Zustandes 5, (218), 235.

## V.

- VIECHOW, RUDOLF † 4, (335).  
 VOGEL, H. W. † 1, (3), 60.  
 VOIGT, W. Über pleochroitische Kristalle 4, (379).  
 — Über eine neue Methode, die optischen Konstanten von Metallen im ultravioletten Lichte zu bestimmen 4, (379).  
 VOLLEB, A. Demonstration der SLABYschen und BRAUNschen Apparate zur Wellentelegraphie 4, (261).

## W.

- WACHSMUTH, R. Schneidentöne und Labialpfeifen 5, (292), 299.  
 — u. SCHÖNROCK, O. Beiträge zu einer Wiederholung des MASCARTschen Versuches 4, (137), 183.

- WANDERSLEB, E. Über einen neuen Apparat zur Betrachtung von Photographien vom richtigen Standpunkte aus 5, (415).  
 WARBURG, E. Bemerkung über die Temperatur der Sonne 1, (49), 50.  
 — RIETHischer Versuch über das optische Verhalten des Natriumdampfes im magnetischen Felde 1, (67).  
 — Über die Wärmeeinheit 1, (211).  
 — Über die Wärmeleitung verdünnter Gase 2, (55).  
 — Bemerkungen über den Nickelstahl 2, (145).  
 — Über die Wirkung der Strahlung auf die Funkenentladung 2, (211), 212.  
 — Über die Polarisationskapazität des Platins 3, (101), 102.  
 — Über leuchtenden elektrischen Wind 4, (259, 361), 294.  
 — Über die galvanomagnetischen und thermomagnetischen Effekte in Antimon und Wismut (nach Versuchen von GUY BARLOW) 5, (363).  
 — Zur Theorie der SIEMENSschen Ozonisierungsapparate 5, (381, 415), 382.  
 — und STRASSER, B. Zum Verhalten sogenannter unpolarisierbarer Elektroden gegen Wechselstrom 5, (233), 269.  
 WEBER, C. L. Vorschlag zu der Aufgabe, Kompaßablesungen zu übertragen 3, (47).  
 WEBNELT, A. Einige neuere Versuche über den elektrolytischen Unterbrecher 1, (146).  
 — Eine BRAUNsche Röhre für elektrostatische Ablenkung 5, (1), 29.  
 — Ein einfacher Oszillograph 5, (141), 178.  
 — Über Kathodenstrahlen an glühenden Kathoden. (Vorläufige Mitteilung.) 5, 255.  
 — Über eine Röntgenröhre mit veränderlichem Härtegrad 5, 259.  
 — Bemerkung zur Mitteilung des Herrn Prof. A. BLONDEL „Sur les oscillographes“ 5, 268.

- WEHNELT, A. Über die Phosphoreszenzerregung durch langsame Kathodenstrahlen 5, (415), 423.  
 — sh. SPIES, P. 1, (3) 53.
- WESSENDONK, K. v. Einige Bemerkungen über die Bestimmung der kritischen Temperatur 5, (233), 238.
- WEST, J. Über den Telephonographen von POULSEN 2, (205).
- WIEDEBURG, O. † 3, (129).
- WIEDEMANN, GUSTAV † 1, (101, 153), 155.
- WIEN, MAX. Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe 4, (260), 297.  
 — Demonstration eines mechanischen Modelles zur BRAUNschen Methode der Wellentelegraphie 4, (261).
- WILLS, A. P. sh. DU BOIS, H. 1, (153), 168.  
 — und LIEBKNECHT, O. Molekulare Suszeptibilität paramagnetischer Salze 1, (154), 270.
- WOOD, R. W. Cyaninprismen 3, (9).
- WÜLLNER, A. Über Spektren der Kathoden- und Kanalstrahlen 1, (210).
- WULFF. Methoden der künstlichen Kristallzucht 1, (212).

## Z.

- ZACHARIAS, J. Über neue magnetische Untersuchungen und die Mechanik der magnetischen Erscheinungen 5, (49).
- ZEHNDER, L. Über neue Wirkungen von Kathodenstrahlen u. Lichtstrahlen (Vorläufige Mitteilung.) 5, (1), 35.
- ZSCHIMMER, E. Über neue Glasarten von gesteigerter Ultravioletturchlässigkeit 5, (292), 312.
- ZSIGMONDY, R. Über kolloidale Goldlösungen und Goldrubingläser 5, (205), 209.  
 — sh. SIEDENTOPF, H. 5, (205), 213.

**Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.**

---

## **Physikalische Wandtafeln.**

Von **L. Pfaundler**,  
Professor der Physik in Graz.

12 Tafeln im Format von 100 : 140 cm, in Mappe, Preis 12 Mark. —  
Einzelne Tafeln sind zum Preise von 1,50 Mark käuflich.



## **Telegraphen- und Fernsprech-Technik in Einzeldarstellungen.**

Herausgegeben von **Th. Karrass**.

---

Bis jetzt sind erschienen:

No. I.

## **Maschinen-Telegraphen**

von **A. Kraatz**,

Telegrapheningenieur im Reichs-Postamt.

Mit 158 eingedruckten Abbildungen. Preis geh. 5 *M*, geb. in Lnwd. 5,80 *M*

---

No. II.

## **Die elektrische Wellentelegraphie.**

Einführung in die Theorie und Praxis

von **O. Arendt**,

Telegrapheninspektor in Berlin.

Mit 139 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. Preis geheftet 6 *M*,  
gebunden in Lnwd. 7 *M*

---

No. III.

## **Die Telegraphen-Meßkunde**

von **H. Dreisbach**,

Telegrapheningenieur im Reichs-Postamt.

Mit 146 Abbildungen im Text und einer Figurentafel. Preis geheftet 6 *M*,  
gebunden in Lnwd. 7 *M*

---

**Ausführliches Verlagsverzeichnis kostenlos.**

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Vornehmes Geschenk- und Bibliothekwerk.

# Hermann von Helmholtz

von

**Leo Koenigsberger.**

**In drei Bänden.**

Mit neun Bildnissen in Heliogravure und einem Brieffaxsimile.

Gr. 8° in vornehmer Ausstattung.

Preis geh. M. 20.—, geb. in Leinwand M. 25.—,

geb. in Halbfranz M. 31.—.

Leo Koenigsberger's große **Helmholtz-Biographie** ist nach dem einstimmigen Urteile der Presse als eine biographische Leistung ersten Ranges anerkannt worden und für die gesamte wissenschaftliche Welt und für weite Kreise des gebildeten Publikums von dem größten Interesse.

Die Entwicklung, das Leben und Wirken und die Bedeutung einer Persönlichkeit zu schildern, die durch den Umfang und die Tiefe des Wissens und die Macht des Könnens die meisten ihrer Zeitgenossen überragt, alle Welt durch das Produkt ihrer Arbeit während mehr als eines halben Jahrhunderts in Staunen und Bewunderung versetzt und der Wissenschaft neue fundamentale Lehren geschenkt und neue Wege zu fruchtbarer Tätigkeit gewiesen hat, war eine ebenso reizvolle wie schwierige Aufgabe, deren Durchführung dem Verfasser, welchem nicht nur die Feder, sondern auch die auf eingehender Sachkenntnis ruhende Teilnahme für Person und Stoff zu Gebote stand, in vollendetem Maße gelungen ist.

Dem großen Naturforscher und Gelehrten ist mit dieser meisterhaften Darstellung seines in der Geschichte der Wissenschaft wohl einzig dastehenden Entwicklungsganges und seiner unvergleichlichen Lebensarbeit ein würdiges biographisches Denkmal errichtet worden, wie es der Mit- und Nachwelt nicht schöner überliefert werden konnte.

---

*Zu beziehen durch alle Buchhandlungen.*

---

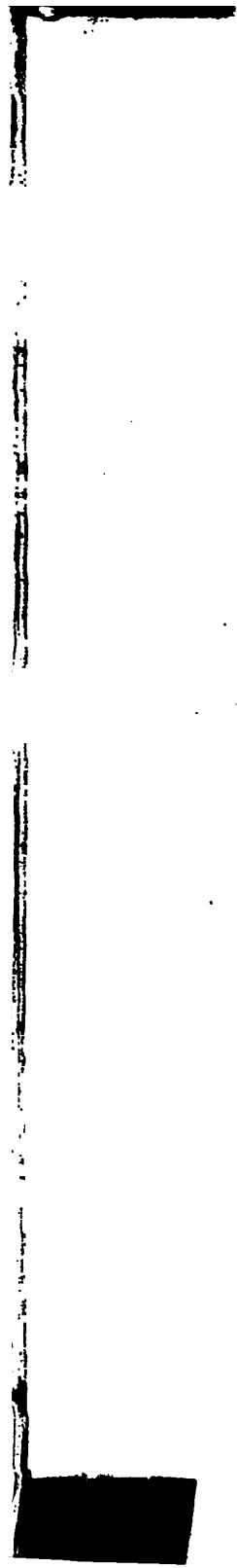












1964  
1965  
1966  
1967  
1968  
1969  
1970  
1971  
1972  
1973  
1974  
1975  
1976  
1977  
1978  
1979  
1980  
1981  
1982  
1983  
1984  
1985  
1986  
1987  
1988  
1989  
1990  
1991  
1992  
1993  
1994  
1995  
1996  
1997  
1998  
1999  
2000  
2001  
2002  
2003  
2004  
2005  
2006  
2007  
2008  
2009  
2010  
2011  
2012  
2013  
2014  
2015  
2016  
2017  
2018  
2019  
2020  
2021  
2022  
2023  
2024  
2025  
2026  
2027  
2028  
2029  
2030  
2031  
2032  
2033  
2034  
2035  
2036  
2037  
2038  
2039  
2040  
2041  
2042  
2043  
2044  
2045  
2046  
2047  
2048  
2049  
2050  
2051  
2052  
2053  
2054  
2055  
2056  
2057  
2058  
2059  
2060  
2061  
2062  
2063  
2064  
2065  
2066  
2067  
2068  
2069  
2070  
2071  
2072  
2073  
2074  
2075  
2076  
2077  
2078  
2079  
2080  
2081  
2082  
2083  
2084  
2085  
2086  
2087  
2088  
2089  
2090  
2091  
2092  
2093  
2094  
2095  
2096  
2097  
2098  
2099  
2100

