

CENTRALNA BIBLIOTEKA

II 12164

POLITECHNIKI GDAŃSKIEJ

EN FORSCHUN:=
M GEBIET DER
ELEKTRIZITÄT
UND IHRE ANWENDUNGEN
VON
PROF. DR. A. KALÄHNE



VERLAG: QUELLE & MEYER IN LEIPZIG

12.

K.

4, 80

19/20



M. K.

40121

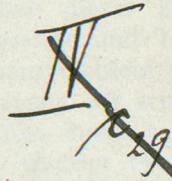
Die neueren Forschungen auf dem Gebiet der Elektrizität und ihre Anwendungen

Gemeinverständlich dargestellt von

Prof. Dr. A. Kalähne



B1152



1908

Verlag von Quelle & Meyer in Leipzig

II 12164

II 12164



BS. 1152.

Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig.

4566/7/9-51

Vorwort.

Das vorliegende Buch ist für weitere Kreise bestimmt und deshalb durchaus elementar gehalten. Der Inhalt ist gegenüber den im Sommer 1906 bei Gelegenheit von Ferienkursen in Heidelberg gehaltenen Vorträgen, aus denen es entstanden ist, im Interesse einer abgerundeten Darstellung bedeutend erweitert, insbesondere nimmt die Besprechung der modernen Theorien der elektrischen und magnetischen Erscheinungen mehr Raum ein, als ihr in der kurzen Zeit einiger Experimentalvorträge gewährt werden konnte. Ich glaube jedoch, daß diese theoretischen Teile, die übrigens auch elementar gehalten sind — nur in den Anmerkungen finden sich zum Teil nichtelementare Hinweise und Erläuterungen für mathematisch gebildete Leser —, keinen unnützen Ballast bilden. Die Entwicklung der theoretischen Vorstellungen ist neben den experimentellen Untersuchungen zugleich Ziel und Mittel der Forschung, und eine kurze Darstellung derselben mag besonders denjenigen Lesern erwünscht sein, die zwar wissenschaftlich gebildet und vielleicht selbst wissenschaftlich tätig sind, jedoch nicht gerade auf dem Gebiete der Physik. Wer sich aber für diese Seite der Forschung nicht interessiert, der mag ruhig die schwierigeren theoretischen Paragraphen, besonders im dritten, vielleicht auch einige im fünften Kapitel, nur flüchtig lesen oder zunächst ganz auslassen. Durch die Aufnahme dieser Paragraphen soll das Buch zugleich für Studierende und Techniker ein Orientierungsmittel auf theoretischem Gebiete sein, das gelegentlich als Vorbereitung und Ergänzung für strenge Lehrbücher benutzt werden kann. Gemäß dem durch seinen Ursprung gekennzeichneten Charakter aber wendet es sich nicht nur an diese Leser, sondern an alle, welche für die modernen physikalischen Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität Interesse haben.

Danzig-Langfuhr, Oktober 1907.

A. Kalähne.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	I
Erstes Kapitel.	
Fluidumtheorie der Elektrizität und des Magnetismus.	
§ 1. Elektrische Fluida. Unitarische und dualistische Hypothese	4
§ 2. Leiter und Nichtleiter (Isolatoren) der Elektrizität. Elektrischer Strom	5
§ 3. Beziehung zwischen Stromstärke, Spannung und Widerstand (Ohmsches Gesetz). Erzeugung von Wärme (Joulesches Gesetz)	7
§ 4. Elektrischer Strom in geschlossenen und offenen Leiterkreisen. Stromrichtung	11
§ 5. Ruhende Elektrizitätsmengen. Elektrische Ladung	13
§ 6. Beziehung zwischen Elektrizitätsmenge, Spannung und Kapazität. Kondensatoren	15
§ 7. Magnetische Fluida. Magnetismusmenge	20
Zweites Kapitel.	
Elektrische und magnetische Kräfte und ihre Gesetze.	
Fernwirkung und Nahwirkung.	
§ 8. Elektrische und magnetische Kräfte. Coulombsches Gesetz	22
§ 9. Absolute Maßsysteme. Elektrostatisches und magnetisches Centimeter-Gramm-Sekundensystem	24
§ 10. Absolute Maßsysteme. Elektromagnetisches C.-G.-S.-System	25
§ 11. Absolute Maßsysteme. Praktisches (technisches) elektromagnetisches Maßsystem	26
§ 12. Einfluß des Dielektrikums (Dielektrizitätskonstante und magnetische Permeabilität). Modifikation der Coulombschen Gesetze	28
§ 13. Einfluß des Dielektrikums auf die Kapazität eines Kondensators	30
§ 14. Natur der elektrischen und magnetischen Kräfte. Fernwirkungsgesetze und Nahwirkungsgesetze	31
Drittes Kapitel.	
Faraday-Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus.	
A. Ruhendes elektrisches und ruhendes magnetisches Feld. Elektrostatik und Magnetostatik.	
§ 15. Faradays Vorstellungen. Das Dielektrikum als Sitz der elektrischen und magnetischen Kräfte	35

	Seite
§ 16. Elektromagnetisches Feld. Elektrische und magnetische Kraftlinien	36
§ 17. Die dielektrische Verschiebung	38
§ 18. Richtung der elektrischen Kraftlinien. Ladungen an den Enden derselben	40
§ 19. Intensität oder Größe der elektrischen Kraft. Feldstärke	43
§ 20. Kraftlinienzahl, welche von einer gegebenen Elektrizitätsmenge ausgeht. Feldintensität und Kraftliniendichte	45
§ 21. Elektrische Induktion. Einige Sätze über die Kraftlinien (Senkrechtstehen an Leiteroberflächen, Darstellung der elektrischen Influenz)	48
§ 22. Beziehung zwischen elektrischer Kraft (Feldintensität) und elektrischer Spannung (Potential)	50
§ 23. Äquipotentialflächen (Niveauflächen)	53
§ 24. Magnetische Kraft (Feldintensität) und Induktion. Kraftlinien und Induktionslinien	56
§ 25. Energieinhalt des Feldes. Elektrische und magnetische Energie	60

B. Elektromagnetisches Feld. Elektrodynamik.

§ 26. Das Magnetfeld des elektrischen Stromes	63
§ 27. Der elektrische Strom in energetischer Betrachtung als Transport und Umwandlung von Energie	66
§ 28. Beziehung zwischen elektrischem Strom und elektrischer Feldintensität. Entladung eines Kondensators	68
§ 29. Elektrischer Strom und elektrische Feldintensität. Maxwells Leitungsstrom und Verschiebungsstrom	71
§ 30. Die Maxwellschen Gleichungen als Nahewirkungsgesetze	76
§ 31. Die kritische Geschwindigkeit c und die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen	78
§ 32. Maxwells elektromagnetische Lichttheorie	81

Viertes Kapitel.

Die Elektronentheorie.

§ 33. Dispersion des Lichtes. Spektrum. Lichtgeschwindigkeit und Brechungsquotient	83
§ 34. Absorption des Lichtes. Erklärung der Absorption und Dispersion durch mitschwingende Teilchen (Resonatoren)	86
§ 35. Emission des Lichtes. Identität der absorbierenden und emittierenden Teilchen und ihre Natur in der elektromagnetischen Lichttheorie. Elektronen	89
§ 36. Grundbegriffe aus der Theorie der elektrolytischen Stromleitung	91
§ 37. Zeemansches Phänomen. Natur der lichtemittierenden, schwingenden Elektronen. Verhältnis e/m ihrer elektrischen Ladung zu ihrer Masse	94
§ 38. Die gegenwärtigen Vorstellungen vom Wesen der elektrischen Erscheinungen und ihre Theorie auf Grund der Faraday-Maxwellschen Vorstellungen und des Elektronenbegriffs	98

Fünftes Kapitel.

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen.		Seite
§ 39.	Erzwungene elektrische Schwingungen. Wechselströme. Schwingungsdauer (Periode) und Schwingungszahl, Amplitude (Scheitelwert), Phase der Schwingung	102
§ 40.	Schwingungen und Wellen. Amplitude, Periode, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge	106
§ 41.	Stehende Schwingungen und Wellen. Interferenz zweier Wellenzüge	112
§ 42.	Elektromagnetische Induktion. Induzierter Strom und induzierte elektromotorische Kraft	116
§ 43.	Größe und Richtung der induzierten E.M.K. Koeffizient der gegenseitigen Induktion M und der Selbstinduktion L	118
§ 44.	Analogie zwischen Selbstinduktion eines Stromkreises und Trägheit einer schweren Masse	121
§ 45.	Das allgemeine Induktionsgesetz. Die induzierte E.M.K. ist gleich der in der Zeiteinheit (1 Sekunde) entstehenden bzw. vergehenden Kraftlinien (Induktionslinien), welche den Leiter umschlingen	122
§ 46.	Transformatoren. Funkeninduktor	124
§ 47.	Magnetische, galvanische und elektrische Koppelung zweier Stromkreise. Die Induktionskoeffizienten als Zahl der verkoppelnden (induzierenden) Kraftlinien (richtiger Induktionslinien)	127
§ 48.	Selbstinduktion und Kapazität im geschlossenen Wechselstromkreis. Wechselstromwiderstand oder Impedanz. Gegenseitige Kompensation von Selbstinduktion und Kapazität im Falle der Resonanz. Eigenschwingung des Kreises	130
§ 49.	Nahezu geschlossener Stromkreis mit Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand. Kondensatorkreis. Eigenschwingungen desselben	136
§ 50.	Offene Stromkreise. Elektrische Oszillatoren oder Wellenerreger. Eigenschwingungen und Strahlung derselben	141
§ 51.	Experimentelle Erzeugung und Untersuchung der Schwingungen von Kondensatorkreisen (Feddersen). Demonstration nach Lodge. Tönender Lichtbogen nach Duddell	145
§ 52.	Erzeugung schneller elektromagnetischer Schwingungen mit der Periode von ein Hundertmillionst Sekunde. Hertz'scher Oszillator	148
§ 53.	Nachweis der elektromagnetischen Wellen im Luftraum mit dem Resonator. Stehende Wellen durch Reflexion an einer Metallwand	151
§ 54.	Die Hertzschen Hohlspiegelversuche. Erzeugung sehr kurzer Wellen. Oszillatoren von Righi. Der Kohärenter als Wellendetektor	154
§ 55.	Demonstrationsversuche zum Nachweis der Wesensgleichheit optischer und elektromagnetischer Wellen. Geradlinige Ausbreitung (Strahlen), Reflexion, Polarisation, Brechung, Beugung	157
§ 56.	Die Kraftlinien in der Umgebung eines Hertzschen Oszillators	163

	Seite
§ 57. Elektromagnetische Wellen längs Leitern (Drahtwellen). Anordnungen von Lecher und Blondlot	169
§ 58. Blondlotscher Erreger. Einfluß loser und fester Koppelung auf die Schwingungen	172
§ 59. Stehende elektromagnetische Wellen längs Drähten. Demonstration nach Arons, nach Drude-Coolidge und Seibt	173
§ 60. Geschwindigkeit elektrischer Wellen längs Drähten. Wellenlänge und Schwingungsdauer linearer (drahtförmiger) Oszillatoren. Grundschwingung und Oberschwingungen	180

Sechstes Kapitel.

Elektromagnetische Wellentelegraphie.

(Drahtlose Telegraphie, Funkentelegraphie.)

§ 61. Das System von Marconi. Sender (Geber) und Empfänger. Einfache und mehrfache Antennen (Luftdrähte)	184
§ 62. Vervollkommnung der drahtlosen Telegraphie. Systeme von Slaby-Arco und von Braun	191
§ 63. Sender oder Geber des Systems Telefunken. Energieschaltung nach Braun	193
§ 64. Vorteile der Energieschaltung mit Kondensatorkreis. Abstimmung des Senders	196
§ 65. Der Empfangsapparat des Systems Telefunken	199
§ 66. Grad der Unabhängigkeit verschiedener abgestimmter Stationen. Empfänger mit Telephon	203
§ 67. Fortleitung der Wellen an der Erde. Versuche über gerichtete Wellentelegraphie	207
§ 68. Erzeugung schwach gedämpfter Wellen nach Poulsen. Telephonie ohne Draht	210

Siebentes Kapitel.

Elektrische Entladungen in Gasen und Radioaktivität.

§ 69. Leitfähigkeit und elektrische Strömung in Gasen. Sättigungsstrom	213
§ 70. Ionentheorie der Gase. Rolle der Ionen bei der Gewitterbildung	216
§ 71. Elektrische Strömung bei erhöhter Leitfähigkeit. Entladungsformen. Quecksilberbogenlampe	219
§ 72. Lichtemission und Ionisierung der Gase durch Ionenstoß	224
§ 73. Entladungsscheinungen bei steigender Verdünnung. Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, Röntgenstrahlen	225
§ 74. Natur der Kathoden- und Kanalstrahlen. Emissions- oder Korpuskeltheorie. Magnetische Ablenkung der Strahlen	229
§ 75. Elektrostatische Ablenkung der Strahlen. Geschwindigkeit und Verhältnis der Ladung zur Masse bei den Kathodenstrahlen	234
§ 76. Geschwindigkeit und Verhältnis der Ladung zur Masse bei Kanalstrahlen. Größe, Ladung und Zahl der Ionen	238
§ 77. Wirkungen und Eigenschaften der Kathoden- und Kanalstrahlen. Lumineszenzerregung, Absorption und Ionisation	241

	Seite
§ 78. Röntgenstrahlen. Eigenschaften und Anwendungen	243
§ 79. Radioaktivität. Radioaktive Substanzen	248
§ 80. Natur der radioaktiven Strahlung. Die α -, β - und γ -Strahlen	250
§ 81. Wirkungen der radioaktiven Strahlen. Beobachtungsmethoden	252
§ 82. Ungleiche Zusammensetzung der Strahlung verschiedener Substanzen. Die Atome der Radioelemente als Strahlungs- und Energiezentren	254
§ 83. Radioaktive Umwandlung und Abklingen der Radioaktivität. Radiumemanation	256
§ 84. Theorie des Atomzerfalls	260
§ 85. Stärke der Radioaktivität und Lebensdauer der Radioelemente	262
§ 86. Emanationsgehalt des Erdbodens und der Luft. Atmosphärische Elektrizität	266
§ 87. Herkunft der Radioelemente	268
§ 88. Energieabgabe und Wärmeentwicklung der Radioelemente. Ihre Bedeutung für kosmische Vorgänge	269

Einleitung.

Eine Darstellung der neueren Forschungen auf dem Gebiet der Elektrizität verlangt zweierlei: Mitteilung der wichtigsten durch Beobachtung und Versuch gemachten Entdeckungen und Darlegung der Theorien, welche zu ihrer Erklärung und zur Verknüpfung der beobachteten Tatsachen untereinander ersonnen worden sind. Beide Seiten der Forschung lassen sich nicht voneinander trennen. Ohne bestimmte theoretische Vorstellungen würden wir hilflos und führerlos in dem Labyrinth der Tatsachen umhertappen; Theorien aber, die sich nicht auf die Beobachtungen stützen und immer von ihnen ausgehen, haben sich von jeher als wertlos erwiesen. Jede Theorie stellt gewissermaßen einen Plan, eine Landkarte für ein gewisses Gebiet der Forschung dar, nach welcher man sich in demselben zurechtfindet. Diese Pläne sind häufig unvollkommen, da wir sie selbst erst durch schrittweises Vordringen in unbekanntem Gebiet entwerfen müssen, auch umfassen sie manchmal nur ein kleines Gebiet. Das Endziel, eine allumfassende Theorie für sämtliche Erscheinungen, gewissermaßen eine Nachahmung des Schöpfungsplanes der Natur aufzustellen, ist noch in weiter Ferne. Wir müssen uns mit Bruchstücken begnügen. Bei der Unvollkommenheit unserer Mittel ist es nicht wunderbar, daß auf einem und demselben Gebiet mehrere Theorien nebeneinander existieren können. Das Gewöhnliche ist es jedoch, daß eine neue Theorie die alte bisher geltende ablöst, wenn neue, von dieser nicht zu erklärende Tatsachen entdeckt werden. Häufig retten sich dabei gewisse Vorstellungen, besonders aber Bezeichnungen und Namen, in die neue hinaüber.

Streng genommen muß man noch zwischen Theorie und Hypothese unterscheiden; diese ist die Grundvorstellung vom Wesen der Dinge, jene die mathematische Ausgestaltung der-

selben, welche die Erscheinungen rechnerisch miteinander verknüpft.

Der Unterschied wird jedoch nicht streng eingehalten, da in der Naturwissenschaft das Eine ohne das Andre nicht viel Zweck hat; je nach der speziellen Begabung eines Forschers, von dem die Aufstellung einer Theorie stammt, neigt dieselbe freilich mehr dem einen oder dem andern zu. Sehr charakteristisch ist in dieser Beziehung das Verhältnis der von dem englischen Physiker Faraday aufgestellten Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen zu der auf demselben Boden fußenden des englischen Mathematikers Maxwell, die wir heute zu einer einzigen verschmelzen und als Faraday-Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus bezeichnen. Wir werden sie im dritten Kapitel des vorliegenden Werkchens kennen lernen. Während Faradays Theorie mehr eine Hypothese über die Natur der elektrischen und magnetischen Kräfte darstellt, ist die von Maxwell aus den Faradayschen Ideen herausgebildete Theorie rein mathematisch, eine Theorie im strengen Sinne. Sie läßt sich vollständig durch ein System mathematischer Gleichungen darstellen, ist aus diesem Grunde aber wenig anschaulich, während an den Faradayschen Vorstellungen gerade ihre Anschaulichkeit das Hervorragende ist. Obwohl daher gerade die strenge, von Maxwell gewählte Formulierung der Faradayschen Ideen diesen erst zum Siege und der Wissenschaft zur Herrschaft über das ganze Gebiet der elektromagnetischen Erscheinungen verholfen hat, so wird in unsrer nicht streng wissenschaftlichen Darstellung das rein Maxwellsche dieser Theorie gegen den Faradayschen Anteil etwas zurücktreten müssen.

Die Anschaulichkeit einer Theorie erscheint besonders groß, wenn dieselbe rein mechanische Vorstellungen mit benutzt, wie Bewegung von Körpern oder Körperteilchen, das Verhalten elastischer Substanzen und dergleichen, sollte es sich dabei auch nur um Analogien handeln, die man als erläuternde Beispiele heranziehen kann. Die Vorgänge der Mechanik, insbesondere die Bewegungen einzelner Körper, sind uns, da wir sie beständig um uns sehen, so geläufig geworden, daß wir an ihnen nichts Wunderbares sehen und sie als etwas Selbstverständliches betrachten, obwohl sie im Grunde genommen genau so unbegreiflich und wunderbar sind wie etwa magnetische und elektrische Vorgänge. Aus dieser unbewußten Vertrautheit mit der Mechanik röhrt das

immer wiederkehrende Streben, alle Naturerscheinungen und Kräfte mechanisch zu deuten, d. h. auf Bewegungen von Körpern oder Körperteilchen zurückzuführen, die den Gesetzen der Mechanik gehorchen. Auf manchen Gebieten der Physik liegt dies in der Natur der Sache begründet, wie z. B. in der Akustik oder Lehre vom Schall, wo wir die schwingenden Bewegungen wenigstens der festen tönen den Körper sehen oder fühlen können, so daß der Schluß sehr nahe liegt, daß auch die flüssigen oder gasförmigen Substanzen solche Schwingungen ausführen, durch welche der Schall weiterbefördert wird. In der Wärmelehre, der Optik, sowie der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus ist es jedoch durchaus nicht in der Natur der Sache begründet, daß man Bewegungen von Teilchen als Ursache der beobachteten Erscheinungen annimmt, denn wir sehen solche Bewegungen nirgends direkt. Trotzdem hat man z. B. die Wärme als Bewegung der kleinsten Körperteilchen (Moleküle und Atome), aus denen man sich die Körper aufgebaut denkt, zu deuten versucht. Ebenso ist in der von dem holländischen Physiker Huyghens 1678 erdachten Undulations- oder Wellentheorie des Lichtes dieses auf eine schwingende Bewegung der Teilchen des den ganzen Raum erfüllenden Lichtäthers zurückgeführt, und auch auf dem Gebiet der Elektrizität und des Magnetismus hören die Versuche nicht auf, diese beiden Naturkräfte als Bewegungszustände des Äthers zu erklären.

Für die meisten Anwendungen der Theorie des Elektromagnetismus sind diese Versuche aber überflüssig; es handelt sich da weniger um die Frage: Was ist Elektrizität und Magnetismus? als um die andre: Wie verhalten sich Elektrizität und Magnetismus? Die Antwort darauf kann in sehr mannigfaltiger Weise gegeben werden und ist je nach den zurzeit bekannten Tatsachen gegeben worden. Wir werden diejenigen Theorien, deren Kenntnis zum Verstehen der heute bekannten Erscheinungen notwendig ist, im ersten Teil der folgenden Darstellung kurz besprechen.

Erstes Kapitel.

Fluidumtheorie der Elektrizität und des Magnetismus.

§ 1. **Elektrische Fluida.** Unitarische und dualistische Hypothese. Von den zur Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen erdachten Theorien besprechen wir diejenigen drei, welche als Hauptrepräsentanten gelten können. Es sind dies die Fluidumtheorie als älteste, die Faraday-Maxwellsche, und als jüngste die Elektronentheorie. Je nachdem diese Theorien im wesentlichen die Frage: „was ist Elektrizität und Magnetismus?“ oder die andre Frage: „wie verhalten sich die elektrischen und magnetischen Kräfte, welche man beobachtet, und wie sind sie zu erklären?“ zu beantworten suchen, haben sie mehr den Charakter von Spekulationen über das Wesen der Dinge oder mehr den Charakter von mathematischen Darstellungen und Beschreibungen des Beobachteten. Der letzten Art gehört ganz entschieden die Faraday-Maxwellsche Theorie in ihrer modernen Entwicklung an, während die Fluidumtheorie und die, eine Modifikation derselben bildende, Elektronentheorie zunächst nur Vorstellungen (Hypothesen) über das Wesen der Elektrizität und des Magnetismus enthalten, die durch eine mathematische Darstellung der Kräfte ergänzt werden müssen. Nun hat in der historischen Entwicklung die Fluidumtheorie ihre Ergänzung in der Theorie der unvermittelten Fernwirkung (Fernwirkungsgesetze) gefunden, während z. B. die moderne Elektronentheorie sich anlehnt an die Faradayschen Vorstellungen der vermittelten Fernwirkung (Nahewirkungsgesetze). Diese Zusammengehörigkeit berücksichtigend, können wir die genannten drei Theorien als Repräsentanten aller bisher erdachten hinstellen.

Die älteste, aus dem 18. Jahrhundert stammende Theorie der elektrischen Erscheinungen sieht in der Elektrizität eine

außerordentlich feine, selbst mit den besten Wagen nicht wägbare Flüssigkeit, ein imponderables Fluidum, das alle Körper durchdringen kann. Da es zwei entgegengesetzte elektrische Zustände gibt, die wir als positiv und negativ elektrisch unterscheiden (Dufay 1733), so muß man entweder zwei Fluida, positive und negative, oder nach ihrer ersten Erzeugungsart, Glas- und Harzelektrizität genannt, annehmen, die in gleicher Menge vorhanden sich gegenseitig neutralisieren, während ein Überschuß der einen von ihnen in einem Körper diesen elektrisch geladen erscheinen läßt; oder man nimmt nur ein einziges Fluidum an, setzt dann aber voraus, daß der unelektrische Zustand charakterisiert ist durch das Vorhandensein einer gewissen Menge dieses Fluidums, während ein Überschuß oder ein Mangel eine Ladung mit dem einen bezw. dem andern Vorzeichen bedeutet, ebenso wie z. B. der Temperatur Null Grad unserer gewöhnlichen Temperaturskala ein bestimmter Wärmeinhalt jedes Körpers entspricht, während größerer oder geringerer Wärmeinhalt positive oder negative Temperaturen ergibt. Beide Vorstellungen führen schließlich auf dasselbe hinaus, doch ist die erstere, die dualistische Theorie (von Symmer 1759 aufgestellt), für die Behandlung der meisten Probleme bequemer und wird daher allgemeiner angewandt, während die zweite, die unitarische (von Aepinus und Franklin 1750 aufgestellt) im Hinblick auf gewisse Fragen, die der Konstitution der Materie gelten, für die moderne Elektronentheorie von Interesse ist.

Beiden Vorstellungen gemeinsam ist die in dem Wesen der Fluidumtheorie liegende Annahme, daß Elektrizität eine unwägbar feine Flüssigkeit sei, welche die Körper durchdringt. Diese Flüssigkeit hat man sich als kontinuierlich den Raum erfüllend gedacht.

§ 2. Leiter und Nichtleiter (Isolatoren) der Elektrizität. Elektrischer Strom. Die Fluidumtheorie hat zu Bezeichnungen und Namen Anlaß gegeben, die wir noch heute benutzen. Gewisse Körper nehmen, an einer Stelle elektrisiert, den elektrischen Zustand über ihren ganzen Umfang an, sie leiten ihn gewissermaßen fort. Im Sinne der Fluidumtheorie entspricht dieser Leitung ein Fließen oder Strömen der Elektrizität in dem Körper, das man als elektrischen Strom bezeichnet. Körper, in denen ein elektrischer Strom fließen kann, heißen Leiter der Elektrizität im Gegensatz zu den Nichtleitern oder Isolatoren, bei denen keine Fortleitung

des elektrischen Zustandes bemerkbar ist. Zu den Isolatoren gehören z. B. die meisten Harze (auch Kautschuk, Gutta-percha, Bernstein) und die daraus bereiteten Produkte (Siegel-lack, Hartgummi oder Ebonit usw.), Porzellan, Glas, fester Schwefel, Paraffin, Petroleum, die Gase wie Luft, Wasser-stoff usw. im gewöhnlichen Zustande. Genauer würde man diese sogenannten Nichtleiter als sehr schlechte Leiter bezeichnen, da sie eine, wenn auch nur verschwindend kleine Leitfähigkeit besitzen und es einen absoluten Nichtleiter unter ihnen erfahrungsgemäß nicht gibt.

Die Leiter zerfallen in zwei Arten: Leiter 1. Klasse oder metallische Leiter (Metalle, gewisse Metalloxyde, Kohle), bei denen der elektrische Strom keine chemische Änderung bewirkt, und Leiter 2. Klasse oder elektrolytische Leiter (meist Flüssigkeiten wie Säuren, Salzlösungen usw., zum Teil auch feste Körper, wie stark erwärmtes Glas, der Glühfaden der Nernstlampe u. a.), bei denen der Stromdurchgang chemische Umwandlungen (Zersetzung usw.) erzeugt, die man z. B. in der Galvanoplastik (Vergoldung, Versilberung) benutzt. Der Name Elektrolyse (vom griech. *λύειν* = lösen) deutet geradezu auf diese zersetzende Wirkung des elektrischen Stromes in den Leitern 2. Klasse hin.

Das Fließen des elektrischen Stromes in einem von Isolatoren, z. B. Luft, umgebenen gestreckten, sog. linearen¹⁾ Leiter (Metalldraht) oder auch in einem aus solchen Leitern zusammengesetzten, beliebig verzweigten Leitungsnetz (Kabelnetz der elektrischen Licht- und Kraftzentralen, Telephonnetz) erfolgt genau so wie das Fließen einer nicht zusammendrückbaren (inkompressiblen) Flüssigkeit in einer Röhre bzw. einem Röhrensystem (Wasser im Wasserleitungsnetz der Städte). Die Stärke des elektrischen Stromes (Stromintensität) wird gemessen durch die Elektrizitätsmenge, welche in der Zeiteinheit (1 Sekunde) durch einen Querschnitt des Leiters strömt. Durch jeden der aufeinanderfolgenden Querschnitte eines linearen Leiters geht bei den hier betrachteten Strömen in derselben Zeit die gleiche Elektrizitätsmenge hindurch, gleichviel ob die Größe des Querschnitts an allen Stellen dieselbe ist oder örtlich variiert. Das Analoge gilt von dem

¹⁾ Ein linearer Leiter ist ein Leiter, der sich wesentlich nur in einer Dimension erstreckt, derart, daß seine Querdimensionen (Durchmesser) klein sind gegen seine Länge.

Wasserfluß in einem sich verjüngenden oder erweiternden Rohr; die Strömung verteilt sich einfach auf einen größeren oder kleineren Querschnitt, den sie jedesmal ganz ausfüllt. Ist diese Menge zeitlich konstant, so hat man einen konstanten Strom; er behält dann naturgemäß auch dieselbe Richtung bei, ist also ein sogenannter Gleichstrom. Variiert die durchfließende Elektrizitätsmenge zeitlich, so hat man pulsierenden Strom; bei diesem kann auch die Richtung wechseln, indem sie zeitweilig in die entgegengesetzte übergeht; man hat dann sogenannten Wechselstrom. Diesen Namen benutzt man allerdings nur, wenn die Richtungs- und Intensitätsänderungen mit einer gewissen Regelmäßigkeit, d. h. periodisch, von statt gehen. Der Begriff der Elektrizitätsmenge, der sich aus der Vorstellung der Elektrizität als einer Flüssigkeit von selbst ergibt, bedarf keiner Erläuterung weiter; nur das Maß, mit dem wir sie zu messen haben, und die Methode der Messung müssen wir noch kennen lernen, da wir die Elektrizität natürlich nicht wie eine materielle Flüssigkeit mit dem Litermaß, d. h. dem Volumen nach, bestimmen können. Dies wird ein späterer Abschnitt lehren. (Vergl. § 6.)

§ 3. Beziehung zwischen Stromstärke, Spannung und Widerstand (Ohmsches Gesetz). Erzeugung von Wärme (Joulesches Gesetz). Wie der Wasserstrom in den Röhren der Wasserleitung einer gewissen Druckkraft bedarf, die ihn hindurchtreibt und von dem Pumpwerk geliefert wird, so bedarf auch der elektrische Strom einer treibenden Kraft, die wir elektromotorische Kraft (abgekürzt E.M.K.) nennen und die von irgend einer Elektrizitätsquelle geliefert werden muß. Solche Quellen von E.M.K. haben wir z. B. in den Dynamomaschinen der elektrischen Zentralen und in den galvanischen Elementen, wie sie in der Telegraphie, bei elektrischen Klingelanlagen usw. benutzt werden. Fig. 1 zeigt das in Anlagen für solche Zwecke angewandte Element nach Daniel. Die die E. M. K. erzeugende Elektrizitätsquelle (Stromquelle) kann



Fig. 1.

Galvanisches Element nach Daniel.

an irgend einer Stelle in dem Leiter oder Leitersystem sitzen, es können auch mehrere gleichzeitig in ihm wirken, die irgendwie über die Länge des Leiters verteilt sind. Nahezu gleichbedeutend mit dem Ausdruck elektromotörische Kraft wird der Name elektrische Spannung gebraucht, der das volle Analogon zum Druck in unserem Wasserröhrensystem darstellt. Wie in den Wasserleitungsrohren der Druck von dem Pumpwerk an nach den entfernteren Teilen der Röhren hin stetig abnimmt, so daß ein Druckgefälle herrscht, wenn das Wasser fließt, so nimmt in dem elektrischen Leitersystem die elektrische Spannung von der Stromquelle an nach den ferner gelegenen Teilen zu stetig ab, es herrscht ein elektrischer Spannungsabfall oder ein Spannungsgefälle, wenn der elektrische Strom fließt. Zwischen je zwei Punkten eines Leiters besteht daher während des Stromdurchgangs eine Spannungsdifferenz, die man auch schlechthin als Spannung zwischen den Enden des Leiterstückes bezeichnet.

Die Spannungsdifferenz wird verbraucht, um den elektrischen Strom durch das Leiterstück hindurchzutreiben; je stärker der Strom, der dasselbe Leiterstück durchfließt, desto höher die Spannungsdifferenz oder schlechthin die Spannung, die ihn hindurchtreibt. Ebenso wie der Wasserstrom in den Röhren infolge der Reibung an den Wänden einen gewissen Widerstand findet, der es bewirkt, daß man die Druckkraft benötigt, um den Strom dauernd zu erhalten, so findet auch die Bewegung der Elektrizität in dem Leiter einen gewissen Widerstand, der die Spannungsdifferenz erforderlich macht, wenn ein Strom bestehen soll. Erfahrungsgemäß hängt dieser elektrische Widerstand von dem Material des Leiters ab (bei Kupfer ist er z. B. unter sonst gleichen Umständen kleiner als bei Eisen und anderen Substanzen außer Silber) und von den Dimensionen des Leiterstückes; er ist dessen Länge direkt proportional und seinem Querschnitt umgekehrt proportional. Dicke Drähte haben daher bei gleicher Länge und gleichem Material kleineren Widerstand als dünne.¹⁾

1) Man kann den Widerstand eines Leiterstückes also berechnen, wenn man seine Länge l in cm, seinen Querschnitt q in qcm und außerdem den spezifischen Widerstand σ (die Materialkonstante, welche das Leitungsvermögen des Leiters charakterisiert) kennt. Diesem spezifischen Widerstand σ ist der Widerstand W immer proportional. Er ist allgemein

$$W = \frac{l\sigma}{q} \quad (1a)$$

Zwischen dem elektrischen Widerstand eines Leiterstückes, der Spannungsdifferenz an seinen Enden und der durch sie erzeugten Stromstärke besteht ein einfacher Zusammenhang, den der Physiker G. S. Ohm (1827) entdeckt hat, und der nach ihm das Ohmsche Gesetz heißt. Dieses wichtige Gesetz besagt:

Die elektrische Stromstärke J in einem Leiterstück vom Widerstand W , an dessen Enden die Spannungsdifferenz oder E.M.K. V wirkt, ist direkt proportional dieser Spannungsdifferenz und umgekehrt proportional dem Widerstand.

In mathematischer Formulierung²⁾ erhält man somit

$$J = \frac{V}{W} \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (1)$$

Eigentlich müßte rechts vor dem Bruch noch ein konstanter Faktor stehen, der aber bei passender Wahl der Einheiten, in welchen man die drei Größen mißt, den Wert Eins bekommt und dann weggelassen werden kann. Solche zusammengehörigen Maßeinheiten, für welche der konstante Faktor wegfällt, sind z. B. die in der Elektrotechnik und der Physik gebräuchlichen Einheiten Ampère³⁾ für die Stromstärke,

Der spezifische Widerstand σ ist offenbar der Widerstand eines Stückes von 1 cm Länge ($l = 1$) und 1 qcm Querschnitt ($q = 1$) aus der betreffenden Substanz; der reziproke Wert $\frac{1}{\sigma}$ wird spezifische Leitfähigkeit oder Leitfähigkeit (Leitvermögen) schlechthin genannt.

2) In dieser wie in allen folgenden Gleichungen und Formeln bedeuten die Buchstaben nicht bloß die Natur der durch sie dargestellten physikalischen Größen (z. B. V = elektrische Spannung, J = Stromstärke, W = Widerstand), sondern auch die zahlenmäßig anzugebende Höhe ihrer Werte. So kann der Buchstabe V eine elektrische Spannung von 1 Volt, 2 Volt, 100 Volt oder überhaupt irgend eine Anzahl Volt bedeuten, ebenso J eine Stromstärke von einer beliebigen Anzahl Ampère usw. In jedem einzelnen Spezialfall hat man diese Zahlen an die Stelle der Buchstaben zu setzen. Die Gleichungen gelten dann also zwischen den Zahlwerten.

Hat man z. B. eine Elektrizitätsquelle (etwa eine Akkumulatorenbatterie) von der E.M.K. oder Spannung 220 Volt und verbindet deren Pole durch eine Leitung von 50 Ohm Widerstand, so entsteht nach der Gleichung (1), d. h. nach dem Ohmschen Gesetz, die Stromstärke $\frac{220}{50}$ Ampère oder 4,4 Ampère. Bei 40 Ohm Widerstand erhielte man $\frac{220}{40} = 5,5$ Ampère usw.

3) Diese Benennungen sind die (teilweise veränderten) Namen der Physiker Ampère, Volta, Ohm, welche sich um die Erforschung der betreffenden physikalischen Größen verdient gemacht haben.

Volt für die Spannung, Ohm für den Widerstand, die dem sog. praktischen elektromagnetischen Maßsystem angehören. Das durch Gleichung (1) ausgesprochene Gesetz gilt in dieser Form nur für konstanten Gleichstrom, für pulsierenden, insbesondere für Wechselstrom, muß es etwas verändert werden.

Im Anschluß an das Ohmsche Gesetz wollen wir sofort noch ein andres von dem englischen Physiker Joule entdecktes Gesetz anführen, das eine mit dem elektrischen Strom immer verbundene Erscheinung behandelt, nämlich die Erzeugung von Wärme innerhalb der Strombahn, d. h. im Innern des stromführenden Leiters. Die Versuche von Joule haben das einfache Gesetz ergeben:

In jeder Zeiteinheit (Sekunde) wird innerhalb des Leiters von dem elektrischen Strom eine Wärmemenge Q erzeugt, welche dem Quadrat der Stromstärke J und dem Widerstand W des Leiters direkt proportional ist.

Das heißt in Buchstaben:

$$Q = J^2 \cdot W \dots \dots \dots \quad (2)$$

Dabei ist die Wärmemenge Q , die zur Erhöhung der Temperatur des Leiters verbraucht wird, in einem gewissen Maß, Joule oder Wattsekunde genannt, zu messen, wenn die Stromstärke J in Ampère, der Widerstand W in Ohm gemessen wird. Wenn man berücksichtigt, daß nach dem Ohmschen Gesetz der Widerstand W durch die Stromstärke J und die Spannung V ausgedrückt werden kann in der Form $W = V/J$, so kann das Joulesche Gesetz (2) in seiner Form etwas verändert werden, indem man statt des Faktors W den Bruch V/J in dasselbe einsetzt. Das ergibt die neue Gleichung

$$Q = J \cdot V \dots \dots \dots \quad (3)$$

oder in Worten:

In jeder Zeiteinheit (1 Sekunde) wird innerhalb des Leiterstückes von dem elektrischen Strom eine Wärmemenge Q erzeugt, welche der Stromstärke J und der zwischen den Enden des Leiterstückes wirkenden Spannungsdifferenz V direkt proportional ist.

In beiden Gleichungen (2) und (3) haben wir den Proportionalitätsfaktor weggelassen, indem wir annahmen, daß die Wärmemenge Q in dem zu Ampère und Ohm bzw. Volt hinzugehörenden Maß (Joule oder Wattsekunde) gemessen

wird. Will man Q in anderen Einheiten (z. B. in Calorien) messen, so muß man entsprechende Proportionalitätsfaktoren in die Gleichungen einführen.

§ 4. Elektrischer Strom in geschlossenen und offenen Leiterkreisen. Stromrichtung. Wir haben hier das Ohmsche Gesetz im Anschluß an die Fluidumtheorie kennen gelernt und es uns mit deren Vorstellungen anschaulich gemacht; es muß jedoch bemerkt werden, daß es auch ohne diese Theorie gilt, da es nichts andres ist als die aus der Beobachtung abgeleitete Beziehung zwischen gewissen physikalischen Größen, die wir im Sinne der Fluidumtheorie als fließende Elektrizitätsmengen usw. gedeutet haben, die aber von solcher Deutung natürlich unabhängig sind und von anderen Theorien auch in anderem Sinne erklärt werden. Bisher haben wir ferner nur die Strömung an sich betrachtet, ohne uns über Herkunft und Verbleib der strömenden Elektrizitätsmengen Rechenschaft zu geben. Auch diese Frage muß jetzt beantwortet werden.

Die Erfahrung hat gelehrt, daß man nicht einfach annehmen darf, in der Stromquelle (z. B. dem galvanischen Element) werde dauernd Elektrizität erzeugt, die durch den Leiter abfließt und dann verschwindet. Sondern man muß annehmen, daß die Stromquelle im wesentlichen nur die E.M.K. liefert, welche die im Leiter schon vorhandenen und zwar immer vorhandenen Elektrizitätsmengen in Bewegung setzt. Das erfordert aber, wenigstens zum Zustandekommen eines dauernden Gleichstromes, einen geschlossenen Leiterring, der zur Stromquelle zurückführt, wie Fig. 2 es angibt, in der E die Stromquelle (galvanisches Element) bedeutet. Bei allen ungeschlossenen Anordnungen der Leiter kann in einer und derselben Richtung nur eine kurz dauernde Strömung stattfinden, die zur Anstauung von Elektrizitätsmengen an gewissen Stellen des Leitersystems führt. Fig. 3 (S. 12) zeigt schematisch, gemäß der dualistischen Vorstellung zweier verschiedenartiger (positiver und negativer) Elektrizitäten, die Verteilung der Elektrizitätsmengen (Ladungen) an den verschiedenen Stellen eines ungeschlossenen Leiters, der in seiner Mitte dieselbe E.M.K. (galvanisches Element) besitzt, die in Fig. 1 den konstanten Gleichstrom erzeugt;

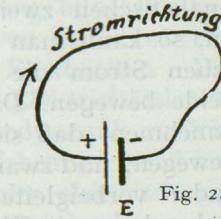


Fig. 2.
Schema eines geschlossenen Stromkreises.

die Enden des Leiters sind hier als Platten *A* und *B* gedacht, die einander nahe gegenüberstehen und einen elektrischen Kondensator bilden (vgl. § 6), in dem sich die elektrischen Ladungen besonders stark ansammeln können. Nehmen wir in der Fig. 2 statt des galvanischen Elementes, dessen E.M.K. immer gleiche Richtung und Stärke besitzt, eine pulsierende E.M.K. an, etwa eine solche, die durch einen geschlossenen Leiterring periodischen Wechselstrom schicken würde, so erhalten wir auch in dem ungeschlossenen Leiter ein Hin- und Herströmen der Elektrizität, ein Pulsieren, das ebenso wie die Wechselströme in einem ganz geschlossenen Leiter einen bestimmten Fall langsamer elektrischer Schwingungen darstellt.

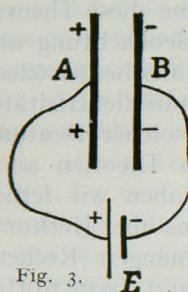


Fig. 3.

Schema eines ungeschlossenen (offenen) Stromkreises.

Noch eine Bemerkung sei hier gemacht über die Art der Elektrizitätsbewegung im elektrischen Strom, die für die später zu besprechenden Erscheinungen an den Kathodenstrahlen und ihren Verwandten von Bedeutung ist. Nimmt man nach der unitarischen Hypothese nur eine Art Elektrizität an, so ist deren Bewegung natürlich der elektrische Strom; nimmt man dagegen mit der dualistischen zwei Arten, positive und negative Elektrizität, an, so kann man fragen, welche von ihnen für den elektrischen Strom die maßgebende ist, und ob sich überhaupt beide bewegen. Die Antwort ist: im allgemeinen müssen wir annehmen, daß sich im elektrischen Strom gleichzeitig beide bewegen, und zwar gegeneinander gerichtet, so daß sie aneinander vorbeigleiten, etwa so, wie wenn in einem aufrecht stehenden, mit Wasser gefüllten Zylinder, an dessen Boden leichte Teilchen, wie Korkstücke oder auch Luftblasen, festgehalten werden, beim Loslassen derselben diese in die Höhe steigen und gleichzeitig Wasserteilchen herabsinken, wobei auch zwei entgegengerichtete Ströme verschiedener Teilchen aneinander vorbeigleiten. Eine allgemein angenommene Übereinkunft hat die Stromrichtung folgendermaßen festgelegt:

Die Richtung des elektrischen Stromes schlechthin ist diejenige Richtung, in welcher die positive Elektrizität fließt, oder — was dasselbe ist — diejenige Richtung, welche der Bewegungsrichtung der negativen Elektrizität entgegengesetzt ist.

Das Hindurchströmen negativer Elektrizitätsmengen durch einen Leiterquerschnitt in einer gegebenen Richtung hat dieselben Wirkungen wie das Hindurchströmen gleich großer, positiver Mengen in der entgegengesetzten Richtung, ist also einem Strom in entgegengesetzter Richtung äquivalent oder gleichbedeutend. Solche Strömungen einer Elektrizitätsart allein finden wir bei elektrischen Entladungen in Gasen; die Kathodenstrahlen und die Anoden- oder Kanalstrahlen, ebenso die α -Strahlen und die β -Strahlen der radioaktiven Stoffe sind Beispiele dafür.

Die Vorstellung gleichzeitigen Fließens der beiden Elektrizitäten in entgegengesetzter Richtung ist insbesondere für die Stromleitung in Elektrolyten von Bedeutung; bei diesen müssen wir uns die Elektrizitäten an Massenteilchen des elektrolytisch leitenden Stoffes (z. B. eines Salzes in wässriger Lösung) gebunden denken, die durch sogenannte elektrolytische Dissoziation oder Zerspaltung aus den neutralen Molekülen entstehen und Jonen genannt werden (vom griech. *τόνος* = das Wandernde), weil sie bei der Stromleitung mit den an ihnen haftenden Elektrizitätsmengen wandern.

§ 5. Ruhende Elektrizitätsmengen. Elektrische Ladung. Außer im bewegten Zustande als elektrischen Strom können wir Elektrizität auch im ruhenden Zustande als sogenannte statische Elektrizität erhalten; ihre Behandlung bildet das Gebiet der Elektrostatik zum Unterschied von der Elektrodynamik, der Lehre von der bewegten Elektrizität. Die Elektrostatik ist der älteste Teil der ganzen Elektrizitätslehre, tritt aber an Bedeutung hinter der Elektrodynamik zurück.

Im Ruhezustand ist die Elektrizität erfahrungsgemäß nur über die Oberfläche des elektrisierten oder elektrisch geladenen Körpers verbreitet. Als elektrische Ladung bezeichnen wir — in der dualistischen Hypothese — den Überschuß der einen Elektrizitätsart über die andere und unterscheiden demnach positive und negative Ladung. Dieser Überschuß, die Ladung, sammelt sich an der Körperoberfläche und gibt sich durch bestimmte Wirkungen zu erkennen. Wieviel Elektrizität — und zwar von jeder Art gleichviel — außerdem im ganzen noch im Körper verteilt ist, können wir nicht entscheiden, da sich die in gleicher Menge vorhandenen ungleichnamigen Elektrizitäten in ihren Wirkungen nach außen neutralisieren. Aus gewissen Überlegungen kann man jedoch schließen, daß die überhaupt vorhandenen Mengen

sehr groß sind gegen die als Ladung an der Oberfläche auftretenden.

Für Leiter gilt ohne Einschränkung das Gesetz, daß ruhende Elektrizität nur auf ihrer Oberfläche vorhanden ist. Im allgemeinen wird daher die Elektrizitätsmenge (Ladung), welche ein Leiter unter sonst gleichen Umständen aufnehmen kann, von der Größe seiner Oberfläche abhängen und um so größer sein, je ausgedehnter diese ist. Der bekannte Versuch mit dem elektrischen Rouleau zeigt dies. Andererseits erweist sich bei gegebener Gestalt des Leiters die Größe der Ladung abhängig von der Spannung, mit welcher die Elektrizität auf den Leiter getrieben wird. Die experimentelle Untersuchung aller Bedingungen führt zu einem Gesetz, das die elektrische Ladung mit der Spannung verknüpft und in dem eine Konstante vorkommt, die man elektrische Kapazität nennt. Diese Kapazität, die gewissermaßen die Aufnahmefähigkeit, das Fassungsvermögen des Leiters für elektrische Ladungen darstellt, hängt ab von der Größe der Leiteroberfläche; aber nicht allein von dieser, sondern auch von ihrer Gestalt und von ihrer relativen Lage zu anderen benachbarten Leiteroberflächen. Diese Komplikation röhrt daher, daß die elektrischen Ladungen nicht wie in Röhren eingeschlossene Flüssigkeitsmengen nach außen wirkungslos sind, sondern im Gegenteil auf benachbarte Elektrizitätsmengen je nach Umständen anziehende oder abstoßende Kräfte ausüben, die offenbar die Verteilung der Ladungen beeinflussen. Man muß daher, um einfache Verhältnisse zu haben, alle fremden Ladungen und Leiter, auf denen sie sitzen, möglichst entfernt halten. Aber auch ungeladene Leiter müssen fern gehalten werden, denn auf die in ihrem Innern gegenseitig gebundenen — weil in gleicher Menge vorhandenen — beiden Elektrizitäten wirken die von der erstgenannten Ladung ausgehenden Kräfte trennend und verteilend; die positive und die negative Elektrizität sammelt sich an verschiedenen Stellen der Oberfläche dieser Leiter, wodurch wieder Ladungen entstehen, die das Gleichgewicht stören. Man nennt diese Erscheinung elektrische Influenz und die Ladungen Influenzladungen. Diese sind so verteilt, daß die mit der influenzierenden gleichnamige Ladung sich möglichst weit von ihr entfernt, die ungleichnamige möglichst nahe herankommt. (Vergl. § 21 und Figur 13 daselbst).

Schaltet man auch diese Wirkung aus, so ist es doch nicht möglich, die betrachtete Ladung ganz allein und isoliert

zu erhalten. Die Erfahrung zeigt, daß es überhaupt nicht gelingt, eine Elektrizitätsmenge nur von einem Vorzeichen zu erzeugen. Es entsteht bei jeder Methode der sogenannten Elektrizitätserzeugung (durch Reibung, durch Influenz usw.) immer auch die entgegengesetzte Elektrizität und zwar in gleicher Menge wie jene. Diese Elektrizitätsmenge muß natürlich irgendwo als Ladung sitzen. Alle Versuche beweisen, daß man die zuerst betrachtete Elektrizitätsmenge und diese an Größe ihr gleiche entgegengesetzte samt den Leitern, auf denen sie isoliert sitzen, als ein zusammengehöriges System betrachten muß, das nicht getrennt werden kann, wie weit beide Leiter auch räumlich voneinander entfernt sein mögen. Man kann sich den zweiten Leiter mit der entgegengesetzten Ladung sogar unendlich fern denken, was man praktisch nur dadurch annähernd realisieren kann, daß man ihre gegenseitige Entfernung sehr groß gegen ihre Dimensionen wählt. Ein kleiner Leiter (Kugel) in der Mitte eines großen leeren Zimmers isoliert aufgehängt, verwirklicht diesen Fall. Für die nähere Umgebung der kleinen Kugel können die Zimmerwände als unendlich fern gelten.

In dem soeben betrachteten Falle umschließt der eine Leiter den anderen vollständig; das ist natürlich nicht durchaus notwendig, bei anderen Anordnungen umschließen die entgegengesetzt geladenen Leiter einander nur teilweise (z. B. ineinandersteckende Metallzylinder) oder auch dieses nicht einmal (z. B. zwei getrennte Kugeln, zwei einander gegenüberstehende Platten). Beispiele dafür sind in den Fig. 5 a—c und 11 gegeben, die uns an Hand der Faraday-Maxwellschen Vorstellungen einen noch besseren Einblick in diese Verhältnisse gewähren werden.

§ 6. Beziehung zwischen Elektrizitätsmenge, Spannung und Kapazität. Kondensatoren. Zwischen den beiden entgegengesetzt geladenen Leitern I und II (Fig. 4) ist infolge ihrer Ladungen eine elektrische Spannungsdifferenz vorhanden, die man leicht messen kann, indem man die Spannungsdifferenz zwischen irgend einem Punkte des Leiters I und irgend einem Punkte des Leiters II mit einem Elektrometer bestimmt. Welche Punkte man nimmt, ist gleichgültig, da offenbar an allen Punkten der Oberfläche eines geladenen Leiters im Ruhezustande dieselbe

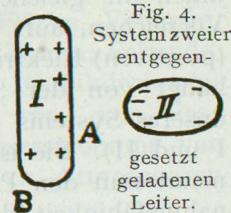


Fig. 4.

System zweier entgegen-

gesetzt geladenen Leiter.

Spannung herrschen muß. Denn wäre z. B. zwischen den Punkten *A* und *B* (Fig. 4) der Leiteroberfläche eine Spannungsdifferenz vorhanden, so würde diese eine Strömung der Elektrizität von dem Punkte höherer Spannung zu dem Punkte tieferer Spannung bewirken, bis durch die geänderte Verteilung der Ladung die Spannungsdifferenz ausgeglichen wäre. Es wäre also jedenfalls kein Ruhezustand vorhanden gewesen. Wir kommen so zu dem neuen Erfahrungsatz:

Bei statischer Ladung, d. h. im Ruhezustand der Elektrizität haben alle miteinander leitend verbundenen Leiter dieselbe Spannung (dasselbe Potential).

Der Name Potential ist gleichbedeutend mit Spannung und stammt aus der mathematischen Behandlung der Elektrostatik, wird aber ebenso in der Elektrodynamik benutzt.

Der Umstand, daß die Elektrizität an allen Punkten eines geladenen Leiters im Ruhezustand (Gleichgewicht) dieselbe Spannung besitzt, vereinfacht die Lösung des Problems, wie die Größe der Ladung mit der Höhe der Spannung zusammenhängt; denn man kann nun von der elektrischen Spannung auf dem Leiter schlechthin sprechen. Wir betrachten das in Fig. 4 skizzierte System, welches aus den beiden entgegengesetzt gleich stark geladenen Leitern I und II samt dem trennenden Isolator (etwa Luft) besteht, und das wir — eine sogleich einzuführende Benennung vorwegnehmend — als elektrischen Kondensator bezeichnen wollen. Die beiden Leiter sollen die Belegungen des Kondensators heißen. Die Beobachtungen lehren folgendes: wenn man dies System zu einer gegebenen Spannungsdifferenz auflädt, etwa indem man, wie in Fig. 2 die beiden Platten *A* und *B*, hier die Leiter I und II mit den Polen eines galvanischen Elementes verbindet und dann diese Verbindung wieder löst, so nimmt jeder von ihnen die gleiche Elektrizitätsmenge, nur mit verschiedenen Vorzeichen, auf. Die Größe der z. B. von I aufgenommenen (positiven) Elektrizitätsmenge, die wir mit *e* bezeichnen wollen, hängt von der Spannungsdifferenz *V* und von der Gestalt unseres Systems ab (Größe und gegenseitige Lage der Leiter I und II). Sie ist der Spannungsdifferenz proportional. Man nennt nun den Proportionalitätsfaktor, der offenbar die Aufnahmefähigkeit des Leiters I für Elektrizität unter den gegebenen Umständen bedeutet, seine elektrische Kapazität. Wir wollen sie mit dem Buchstaben *C* bezeichnen.

Dieselbe Kapazität besitzt offenbar der entgegengesetzt geladene Leiter II, da seine Ladung, abgesehen vom Vorzeichen, gleich groß ist. Demnach ist die Menge Elektrizität, welche das ganze aus den beiden Leitern I und II zusammengesetzte System (der Kondensator) aufnehmen kann, durch diese Kapazität seiner Teile eindeutig bestimmt, und man nennt den Proportionalitätsfaktor C deswegen auch die Kapazität des ganzen Systems oder Kondensators. Man erhält somit den Satz:

Die Elektrizitätsmenge (Ladung) e , welche auf jeder der beiden Belegungen eines Kondensators ruht, ist gleich der Spannungsdifferenz V zwischen den Belegungen multipliziert mit der Kapazität C des Kondensators.

oder kürzer:

$$\begin{aligned} \text{Elektrische Ladung} = \\ \text{Kapazität mal Spannungsdifferenz} \dots \quad (4) \end{aligned}$$

In mathematischer Formulierung lautet dies

$$e = C \cdot V \dots \quad (4a)$$

Wie für Spannung, Stromstärke und Widerstand hat man auch für Kapazität und Elektrizitätsmenge bestimmte Einheiten festgesetzt, nach denen man diese Größen mißt. In dem praktischen elektromagnetischen Maßsystem, dem wir schon die Namen Volt, Ampère, Ohm entnommen haben, sind dies Farad¹⁾) für die Kapazität, Coulomb für die Elektrizitätsmenge. Diese letztere Einheit hängt übrigens mit der Stromeinheit Ampère in einfacher Weise zusammen; es ist nämlich 1 Coulomb die Elektrizitätsmenge, welche der Strom 1 Ampère in 1 Sekunde durch einen Leiterquerschnitt hindurchtransportiert. Mit diesen elektrischen Einheiten rechnet man gerade so wie mit den bekannten mechanischen Einheiten für Länge, Masse, Zeit, Fläche, Volumen, Druck usw. (Meter, Centimeter; Kilogramm, Gramm; Sekunde, Stunde; Quadratmeter usw.; Kubikmeter, Kubikdezimeter oder Liter usw.; Atmosphäre usw.). Wie man von einer Wassermenge von z. B. 500 cbm, einer Wasserströmung von 20 Liter pro Sekunde, einem Druck von 12 Atmosphären

¹⁾ Abgekürzt aus Faraday, während Coulomb der Name des französischen Physikers ist, der die Gesetze der zwischen getrennten Elektrizitätsmengen wirkenden Kräfte erforscht hat.

(in Dampfkesseln) spricht, ebenso spricht man von einer elektrischen Spannung von 2 Volt (ungefähre Spannung eines Bleiakkumulators) oder etwa 110 Volt (häufig angewandt in städtischen Zentralen für Beleuchtung), von einer Stromstärke von z. B. 15 Ampère, einem Widerstand von 0,5 Ohm usw. Statt der Einheit Farad wird jedoch meist der millionte Teil derselben, das Mikrofarad gebraucht, weil jene zu groß ist und man mit ihr in eine ähnliche Lage käme, wie wenn man kleine Zeiten, die wir gewöhnlich nach Minuten oder auch Sekunden messen, nach Jahren messen wollte. Ein Kondensator von 3 Mikrofarad (d. h. 3 Milliontel Farad) Kapazität, durch eine galvanische Batterie von der Spannung (d. h. Spannungsdifferenz ihrer Pole) 500 Volt geladen, enthält gemäß den Formeln (4) bzw. (4a) auf der einen Belegung 3×500 Milliontel oder 1,5 Tausendstel Coulomb positive Elektrizität als Ladung, auf der anderen ebensoviel negative.

Die Kapazität jedes der beiden Leiter in dem System der Fig. 4 auf Seite 15, also die Kapazität des Systems schlechthin, wird erfahrungsgemäß um so größer, je näher

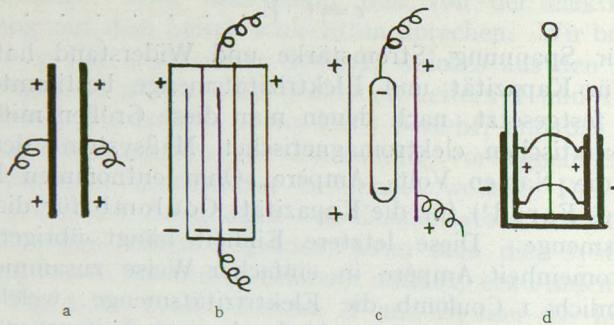


Fig. 5.

Verschiedene Formen von Kondensatoren; a und b Platten-, c Zylinderkondensator, d Leidener Flasche (schematisch).

sich die Leiter sind und je größere Oberflächen sie einander zuwenden. Man kann daher unter Berücksichtigung dieser Bedingungen Leitersysteme von großer Kapazität konstruieren, die man speziell elektrische Kondensatoren genannt hat, ein Name, den wir aus Zweckmäßigkeitssgründen für jedes System zweier entgegengesetzt geladenen Leiter benutzt haben. Fig. 5 auf dieser Seite zeigt einige Typen derselben. Zwei parallele, durch eine dünne, nicht leitende Schicht getrennte Platten geben einen Plattenkondensator (a). Statt einer einzigen Plat-

jederseits können mehrere miteinander verbunden sein, so daß zwei Rechen entstehen, die ineinander greifen (Fig. 5b zeigt die kammartigen Querschnitte). Diese Form ist für besonders große Kapazitäten geeignet, die Metallplatten (dünne Staniolblätter) sind dann gewöhnlich zwischen Glimmerplatten oder in Paraffin eingebettet. Ein Metallzylinder in einem weiteren Hohlzylinder liefert einen Zylinderkondensator (5c); eine besondere Form desselben, bei der auch eine Endfläche Belegungen trägt, ist die bekannte Leidener

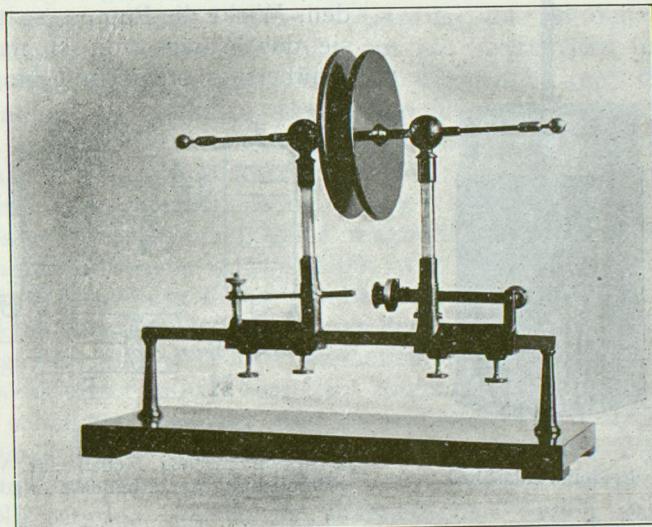


Fig. 6a.

Plattenkondensator mit verstellbaren Platten.

Flasche (5d). Die Fig. 6a und 6b zeigen einen Plattenkondensator und eine Leidener Flasche in wirklicher Ausführung. Solche Kondensatoren finden Anwendungen bei physikalischen Messungen und in der Technik, z. B. bei der Erzeugung elektrischer Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie.

Der Vorgang der Ladung eines Leiters läßt sich durch mechanische Beispiele verschiedener Art versinnlichen. Man kann z. B. zwei zylindrische Gefäße I und II (Fig. 7), die teilweise mit Wasser gefüllt sind und durch ein Rohr $A\ B$, in dem ein Hahn H und eine Pumpe P sitzen, miteinander

verbunden werden können, als die beiden Leiter betrachten. Das Rohr stellt einen verbindenden Leitungsdräht dar; Abschließen des Hahnes H ist gleichbedeutend mit Wegnahme oder Durchschneiden dieses Drahtes. Wenn die Pumpe nicht wirkt, so steht das Wasser in beiden Gefäßen (bei offenem Verbindungsrohr) gleich hoch; es ist keine Druckdifferenz vorhanden. Ebenso ist bei metallischer Verbindung beider Leiter eines Kondensators keine elektrische Spannungsdifferenz vorhanden. Wirkt die Pumpe, so treibt sie das Wasser von II nach I hinüber, es steigt in I um eine

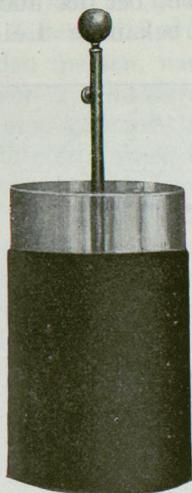


Fig. 6 b.
Leidener Flasche.

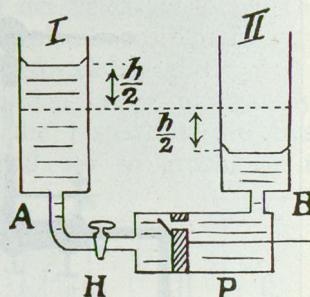


Fig. 7.

Hydrodynamisches Modell zur Veranschaulichung der Kondensatorladung.

Strecke $h/2$ cm über das Nullniveau und fällt in II um ebensoviel darunter; dadurch entsteht eine Druckdifferenz von der Größe h cm, die der elektrischen Spannungsdifferenz V entspricht. Die in I jetzt mehr, in II weniger als im Gleichgewichtszustand vorhandene Wassermenge (der positiven und negativen elektrischen Ladung entsprechend) ist $q h/2$, wenn q der Querschnitt des Behälters I (und ebenso des Behälters II) ist. Die Größe $q/2$, der halbe Querschnitt des zylindrischen Behälters, entspricht also der Kapazität der Kondensatorbelegungen.

§ 7. Magnetische Fluida. Magnetismusmenge. Außer den elektrischen Kräften, welche wir im Sinne der Fluidumtheorie auf das Vorhandensein von Elektrizitätsmengen zurückführen, beobachten wir in der Natur noch andre, jenen in gewissem Sinne verwandte Kräfte, die wir magnetische nennen.

Wir finden sie insbesondere in der Umgebung von Stahlmagneten, die dauernd (permanent) diese Kräfte an sich haben, und bei Stücken aus weichem Eisen (schwächer auch bei andern Stoffen, besonders Nickel, Kobalt und gewissen in neuester Zeit von Heusler hergestellten Metalllegierungen), solange sie durch einen permanenten Magneten oder mit Hilfe eines elektrischen Stromes magnetisiert werden (temporäre Magnete). Auch diese Erscheinungen sind zuerst mit der Fluidumtheorie behandelt worden. Man mußte, um den Erscheinungen gerecht zu werden, zwei Fluida annehmen, Nordmagnetismus und Südmagnetismus, die an den Polen des Magneten haften, den wir uns am bequemsten in langgestreckter Form denken. Man hat demgemäß auch die Bezeichnung Magnetismusmenge und magnetisches Potential; magnetische Stromstärke, magnetischen Widerstand und magnetische Kapazität aber kennt man nicht (wenigstens nicht in dem Sinne, wie wir sie bei den elektrischen Größen haben), da es erfahrungsgemäß keine magnetischen Leiter gibt, die Magnetismusmengen so fortleiten wie elektrische Leiter die Elektrizitätsmengen leiten. Daher existieren die gesperrt gedruckten Gesetze und Definitionen der §§ 1 bis 4 bzw. die Gleichungen (1) bis (3) für den Magnetismus nicht. Die einfache, hier skizzierte Fluidumtheorie des Magnetismus hat jedoch sehr bald schon nicht genügt, und es sind von dem französischen Mathematiker Poisson, später von dem Physiker Wilhelm Weber und noch weitergehend von Ampère Theorien aufgestellt worden, welche die magnetischen Fluida zum Teil überhaupt entbehrliech machen und das Magnetischwerden z. B. von weichem Eisen durch die Annahme erklären, daß die Moleküle des Eisens kleine Molekularmagnete sind, deren Achsen im unmagnetischen Eisen regellos durcheinander liegen, infolge der äußeren richtenden magnetischen Kraft aber gleichgerichtet werden. Auf diese Theorien gehen wir hier nicht ein, da sie von der Faraday-Maxwellschen Theorie überholt sind.



Zweites Kapitel.

Elektrische und magnetische Kräfte und ihre Gesetze. Fernwirkung und Nahewirkung.

§ 8. Elektrische und magnetische Kräfte. Coulombsches Gesetz. Unsere bisherigen Ausführungen haben uns einige wichtige Gesetze der Elektrizitätslehre kennen gelehrt, die natürlich an sich unabhängig sind von jeder speziellen Vorstellung über das Wesen der elektrischen Erscheinungen, die wir aber im Sinne der Fluidumtheorie behandelt haben mit den Begriffen und Benennungen, welche für diese Theorie charakteristisch sind. Diese Benennungen (Elektrizitätsmenge, elektrischer Strom u. a.) sind in die späteren Theorien übergegangen, obwohl sie da — insbesondere in der reinen Faraday-Maxwellschen Theorie — häufig nicht recht passen und der Anschaulichkeit entbehren. Dies Fortbestehen der Namen ist der Grund, weswegen wir die Fluidumtheorie, aus der sie ihren Ursprung herleiten, verhältnismäßig ausführlich darstellen mußten. Wir können diese Darstellung aber nicht abschließen, ohne daß wir auf die Gesetze eingehen, nach denen die ruhenden und die bewegten Elektrizitätsmengen aufeinander wirken. Denn die Kräfte, welche diese Agentien ausüben, sind ja überhaupt das Mittel, ihr Vorhandensein zu erkennen.

Coulombs Untersuchungen aus dem Jahre 1785 an ruhenden Elektrizitäts- und Magnetismusmengen (Magnetpolen) zeigten, daß die Kräfte zwischen diesen in einfacher Weise durch zwei einander ähnliche Gesetze dargestellt werden können, wenn man punktförmig angeordnete Elektrizitätsmengen bzw. Magnetismusmengen zugrunde legt. Im Experiment werden dieselben durch kleine, elektrisch geladene Leiterkugeln bzw. durch die weit voneinander entfernten Pole eines dünnen magnetisierten Stahldrahtes realisiert. Es ergaben sich die bekannten Coulombschen Gesetze:

1. Zwei ruhende punktförmige Elektrizitätsmengen (bzw. Magnetismusmengen) wirken aufeinander mit einer Kraft, die in die Richtung ihrer Verbindungsgeraden fällt, und abstoßend ist bei gleichnamigen, anziehend bei ungleichnamigen Mengen.

2. Die Größe der abstoßenden (bzw. anziehenden) Kraft ist direkt proportional den wirkenden Elektrizitätsmengen e und e' (Magnetismusmengen m und m') und umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer gegenseitigen Entfernung r .

In mathematischer Formulierung erhalten wir also die beiden Gleichungen

$$(\text{Elektrizitätsmengen}) \quad F = \frac{1}{K} \frac{ee'}{r^2} \quad \dots \quad (5a)$$

$$(\text{Magnetismusmengen}) \quad F = \frac{1}{\mu} \frac{mm'}{r^2} \quad \dots \quad (5b)$$

Die konstanten Faktoren¹⁾ $1/K$ und $1/\mu$, deren Werte nur von der Wahl der Maßeinheiten abhängen, in denen man die in den Gleichungen vorkommenden Größen mißt, muß man hinzufügen, solange man nicht eine solche spezielle Wahl des Maßsystems getroffen hat, daß dieselben gleich eins werden. Denn offenbar hängt ja der Ausdruck ee'/r^2 , der konstant bleibt, solange die Elektrizitätsmengen und die Entfernung r dieselben bleiben, nicht von der Maßeinheit ab, in der man die links stehende mechanische Kraft F mißt. Diese kann man aber, wenn man sie z. B. durch die Schwere eines Gewichtsstückes darstellt, entweder in Kilogramm oder Gramm oder irgend welchen anderen Gewichtsgrößen ausdrücken. Hätte z. B. der Ausdruck ee'/r^2 bei einem Versuch den Wert 2000, und ergäbe die Messung der mechanischen Kraft F dabei den Wert 2 kg, so müßten wir der Konstanten K bei dieser Wahl der Maßeinheiten den Wert 1000 beilegen; sonst würde die Gleichung (5 a) unsinnig, indem links vom Gleichheitszeichen die Zahl 2, rechts aber 2000 stände. Messen wir aber die Kraft $|F|$ in Grammgewicht statt in Kilogrammgewicht, so erhalten wir natürlich 2000 g, und der Konstanten K muß dann der Wert 1 beigelegt werden. Als Zahlenbeispiel geben wir folgendes an: Wenn wir die Kraft F im Kilogrammgewicht messen wollen, die Elektrizitätsmengen e und e' aber nach Coulomb (vgl. § 6) und die Entfernung r nach Centimetern rechnen, so erhält die Konstante $1/K$ der Gleichung (5 a) den Wert 917000000000 oder 9,17 Billionen. Wenn es also möglich wäre, zwei gleich große, entgegengesetzte Elek-

¹⁾ Weshalb diese konstanten Faktoren in Gestalt eines Bruches geschrieben werden, wird später (§ 12) klar werden.

trizitätsmengen von je 1 Coulomb auf zwei kleinen Kugeln in 1 cm Abstand voneinander anzuhäufen, so würden sich diese Kugeln mit derselben Kraft gegenseitig anziehen, mit der die Masse 9,17 Billionen Kilogramm (das ist etwa die Masse eines der höchsten Berge der Erde wie der Mont Blanc u. a.) von der Erde angezogen wird. Derartig hohe Ladungen auf so kleinem Raum lassen sich freilich nicht verwirklichen.

§ 9. Absolute Maßsysteme. Elektrostatisches und magnetisches Centimeter-Gramm-Sekundensystem. Die Coulombsschen Gesetze (5a) und (5b) geben uns aber anderseits die Möglichkeit, Maßeinheiten für die Messung von Elektrizitätsmengen und Magnetismusmengen festzulegen, indem wir bestimmen, daß die mechanische Kraft F in einem bestimmten Kraftmaß, ebenso die Länge r in einem bestimmten Längenmaß gemessen werden soll und die Konstante K bzw. μ einen bestimmten Wert, etwa den Wert eins, haben soll. Damit in diesem Fall die rechten und linken Seiten denselben Zahlenwert ergeben, bleibt nur übrig, eine ganz bestimmte Einheit für die Elektrizitätsmengen bzw. Magnetismusmengen anzunehmen. Mißt man die Länge r in Centimetern, die Kraft F in einer Maßeinheit, welche die Physik Dyne¹⁾ nennt (vom griech. δύναμις = Kraft abgeleitet) und setzt die Konstanten K und μ willkürlich gleich Eins, so erhält man für die Magnetismusmenge und die Elektrizitätsmenge je eine Maßeinheit, die man als magnetische Centimeter-Gramm-Sekunden-Einheit (C.G.S.-Einheit) der Magnetismusmenge und als elektrostatische C.G.S.-Einheit der Elektrizitätsmenge bezeichnet.²⁾ Beides sind sog. absolute Maßeinheiten, welcher von dem berühmten Mathematiker Gauß eingeführte Name bedeutet, daß die betreffenden Maßeinheiten nicht irgendwie willkürlich gewählt sind, sondern in systematischer Weise auf gewisse einfache Grundeinheiten zurückgeführt und durch sie ausgedrückt werden; dadurch erhält man ein in

¹⁾ Eine Dyne ist ungefähr das Gewicht von 1 Milligramm, d. h. die Kraft, mit welcher 1 Milligramstück von der Erde angezogen wird. Genauer ist 1 Milligrammgewicht = 0,981 Dynen, also 1 Dyne = 1,02 Milligrammgewicht.

²⁾ Hierbei wird stillschweigend vorausgesetzt, daß der Raum zwischen den Elektrizitätsmengen bzw. den Magnetpolen mit Luft erfüllt oder noch besser leergepumpt (ein Vakuum) ist. Bei Vorhandensein anderer Zwischenmedien würde man eventuell andere Werte erhalten (vgl. § 12).

sich geschlossenes System von Maßeinheiten für alle in der Physik vorkommenden Größen (Länge, Masse, Zeit, Kraft, Arbeit, Elektrizitätsmenge, Stromstärke, Spannung usw.). In unserem Falle sind offenbar die neu eingeführten Einheiten der Elektrizitätsmenge bzw. der Magnetismusmenge zurückgeführt auf die Messung der Entfernung r , also einer Länge, und der Kraft F ; diese letztere aber läßt sich wiederum, wie hier nicht weiter auseinandergesetzt werden soll, auf die Messung einer Länge, einer Masse und einer Zeit zurückführen, so daß damit auch die Einheiten der Elektrizitätsmenge und der Magnetismusmenge auf diese drei Grundmaße bezogen sind. Man hat überhaupt gefunden, daß die Messung aller physikalischen Größen auf die Messung dieser drei Grundgrößen basiert werden kann und hat somit die Möglichkeit eines umfassenden absoluten Maßsystems, in welchem die Maßeinheiten der verschiedenen physikalischen Größen offenbar in einfachen Beziehungen zueinander stehen. Man muß nur noch die Maßeinheiten für jene Grundgrößen Länge, Masse und Zeit festsetzen. Die Physik benutzt dafür das Centimeter (cm), das Gramm (g) und die Sekunde (sec), woraus sich der Name Centimeter-Gramm-Sekundensystem erklärt.

§ 10. Absolute Maßsysteme. Elektromagnetisches C.-G.-S.-System. Es kann jedoch vorkommen, daß man für ein bestimmtes Gebiet, wie es bei den elektrischen Größen in der Tat der Fall ist, zwei oder noch mehr verschiedene Maßsysteme hat, die beide absolute sind und sogar auf dieselben Grundeinheiten Centimeter, Gramm und Sekunde zurückgehen. Das kommt daher, daß man bei Aufstellung des Systems die Freiheit hat, irgend ein beliebiges der zahlreichen Gesetze, welche die dem Gebiete angehörenden physikalischen Größen miteinander verbinden, herauszugreifen und auf dieses das Maßsystem aufzubauen. So haben wir soeben das elektrostatische Anziehungsgesetz von Coulomb benutzt und haben damit das elektrostatische C.-G.-S.-System erhalten. Nimmt man jedoch nicht die elektrostatischen Kraftwirkungen ruhender Elektrizitätsmengen, sondern die magnetischen Kraftwirkungen bewegter Elektrizitätsmengen (d. h. des elektrischen Stromes), die ebenfalls in einem einfachen Gesetz formuliert werden können, so gelangt man in ganz analoger Weise zu einem andern absoluten Maßsystem der elektrischen Größen, das man als elektromagnetisches

C.-G.-S.-System bezeichnet. Beide Systeme sind natürlich an sich gleichberechtigt; sie hängen innerlich mit einander zusammen, indem die elektrostatische Einheit sich von der elektromagnetischen Einheit für dieselbe Größe (z. B. Elektrizitätsmenge) nur durch einen Faktor unterscheidet, der erfahrungsgemäß den Zahlenwert $3 \cdot 10^{10}$ (d. h. 30000 Millionen) oder eine Potenz hiervon besitzt.

Für die magnetischen Größen fällt diese Mehrheit von Maßsystemen weg, da, wie schon bemerkt, kein magnetischer Leiter und kein magnetischer Strom im gleichen Sinne wie der elektrische Strom existiert, so daß man auch nicht auf die Kraftwirkungen eines solchen magnetischen Stromes und ihre Gesetze ein Maßsystem bauen kann. Die allein geltenden magnetischen Maßeinheiten leiten sich aus dem Coulombschen Gesetze (5 b) her, durch welches die Einheit der Magnetismusmenge m ein für allemal bestimmt ist mittels der Festsetzung, daß der konstante Proportionalitätsfaktor μ den Wert 1 haben soll, wenn die Länge r in Centimetern, die Kraft F in Dynen gemessen wird. Die wirklichen Messungen können freilich nicht mit isolierten Magnetismusmengen (Magnetpolen) ausgeführt werden, sondern nur mit Magneten, die stets zwei verschiedene Pole (also beide Arten des magnetischen Fluidums) besitzen. Die Gesetze, nach denen solche Magnete, insbesondere stabförmige gerade, aufeinander wirken, lassen sich aber leicht auf das Coulombsche Gesetz (5 b) für isoliert gedachte Magnetismusmengen zurückführen.

§ 11. Absolute Maßsysteme. Praktisches (technisches) elektromagnetisches Maßsystem. Das durch analoge Festsetzungen ($K = 1$, F in Dynen, r in Centimetern zu messen) aus dem Coulombschen Gesetz (5 a) folgende elektrostatische Maßsystem ist wenig im Gebrauch, nur bei gewissen speziellen Problemen wird es von der Physik benutzt. Dagegen wird das aus den magnetischen Wirkungen des elektrischen Stromes hergeleitete elektromagnetische C.-G.-S.-System in der theoretischen Elektrizitätslehre — auch in der theoretischen Elektrotechnik, insbesondere bei den Wechselströmen — fast durchweg benutzt und bildet dort die einfache Grundlage aller Rechnungen. In den praktischen Anwendungen ist es aber durch das mit ihm innig zusammenhängende und aus ihm hervorgegangene praktische elektromagnetische Maßsystem (auch technisches elektromagnetisches Maßsystem genannt) verdrängt worden, dem die uns schon bekannten

Namen Volt, Ohm, Ampère, Coulomb, Farad (bzw. Mikrofarad) angehören. Dies „praktische“ elektromagnetische Maßsystem steht zu dem elektromagnetischen C.-G.-S.-System in einem ähnlichen Verhältnis wie etwa ein Maßsystem mit den Grundmaßen Meter, Kilogramm, Minute zu dem C.-G.-S.-System mit den Grundmaßen Centimeter, Gramm, Sekunde steht. Die Einheiten des einen Systems sind bestimmte Vielfache oder Bruchteile der entsprechenden Einheiten des andern Systems, z. B. ist die praktische Einheit der Elektrizitätsmenge, das Coulomb, ein Zehntel der elektromagnetischen C.-G.-S.-Einheit; ebenso ist natürlich auch die praktische Einheit der Stromstärke, das Ampère, ein Zehntel der elektromagnetischen C.-G.-S.-Einheit, die häufig, aber nicht allgemein, ein Weber genannt wird, nach dem Physiker W. Weber, der nach dem Vorgange von Gauß auf magnetischem Gebiete, als Erster auf elektrischem Gebiete ein absolutes Maßsystem geschaffen hat. Das „praktische“ elektromagnetische Maßsystem ist natürlich auch ein „absolutes“, da alle seine Maßeinheiten auf drei Grundmaße, nämlich die Maße der Länge, der Masse und der Zeit zurückgehen; die Einheiten dieser Grundmaße sind hier aber andre als in den C.-G.-S.-Systemen, nämlich 10^9 cm d. h. Tausend-Millionen Centimeter oder 10000 Kilometer (der vierte Teil des Erdumfanges) als Längeneinheit, $1/10^{11}$ oder 10^{-11} Gramm d. h. ein Hunderttausendmilliontel oder, was dasselbe ist, zehn Billiontel Gramm als Masseneinheit und die Sekunde als Zeiteinheit. Die Masseneinheit ist unvorstellbar klein, die Längeneinheit fast unvorstellbar groß, und man sieht nicht ohne weiteres, warum gerade diese merkwürdigen Längen- und Masseneinheiten gewählt worden sind. In Wirklichkeit hat man auch bei Aufstellung des praktischen Maßsystems gar nicht an diese ihm zugrunde liegenden Längen- und Masseneinheiten gedacht, sondern hat von dem elektromagnetischen C.-G.-S.-System ausgehend solche Vielfache der Einheiten dieses Systems als „praktische“ Einheiten ausgewählt, die für die Anwendungen bequeme Zahlen boten. Man hat z. B. die Spannungseinheit (Volt) so ausgewählt, daß womöglich keine Brüche, aber auch nicht zu große Zahlen anzuwenden sind, um die gebräuchlichen Spannungen auszudrücken. Die Spannungen der Elektrotechnik gehen von etwa 1 Volt (ungefähre Spannung des noch vielfach im Telegraphendienst verwendeten Daniel-elementes) bis zu 30000 oder 50000 Volt hinauf (höchste

Spannung, die bisher bei Anlagen zur elektrischen Kraftübertragung benutzt worden ist). Wollte man statt des Volt die elektromagnetische C.-G.-S.-Einheit benutzen, so würde man die Spannung des Danielelementes ungefähr durch die Zahl 100000000, also Hundert Millionen, ausdrücken müssen, was sehr unbequem wäre.

§ 12. Einfluß des Dielektrikums (Dielektrizitätskonstante und magnetische Permeabilität). Modifikation der Coulombischen Gesetze. Die Besprechung der Maßsysteme hat uns von der Betrachtung der elektrischen und magnetischen Kräfte abgelenkt; wir kehren zu ihnen jetzt zurück. Legen wir der Messung der elektrischen Größen das elektrostatische und derjenigen der magnetischen Größen das magnetische C.-G.-S.-System zugrunde (wobei also die Kräfte in Dynen, die Entfernung in Centimetern gemessen werden), so fallen die Proportionalitätsfaktoren $1/K$ und $1/\mu$ weg, und die Coulombschen Gesetze (5 a) und (5 b) nehmen die einfachere Form an

$$F = \frac{ee'}{r^2} \dots \dots \dots \quad (6a)$$

(im Vakuum)

$$F = \frac{mm'}{r^2} \dots \dots \dots \quad (6b)$$

Wir müssen jedoch hinzufügen: wenn diese Elektrizitätsmengen bzw. Magnetismusmengen in Luft (noch besser in einen auch von Luft befreiten leeren Raum, ein Vakuum) eingebettet sind. Die Beobachtung zeigt nämlich, daß der umgebende Isolator auf die Größe der Kraft F einen Einfluß hat, eine Erscheinung, die Faraday veranlaßt hat, die Mitwirkung des Isolators genauer, als es bis zu seiner Zeit geschehen war, zu untersuchen, wodurch er zu einer ganz neuen Auffassung vom Wesen der elektrischen und magnetischen Kräfte gelangte.

Erfüllt man den Raum, welcher die beiden punktförmig gedachten mit den Elektrizitätsmengen e und e' geladenen Leiter umgibt, statt mit Luft mit einem andern Isolator, der statt gasförmig auch fest oder flüssig sein kann, so beobachtet man, daß die Coulombsche Anziehungskraft (bzw. Abstoßungskraft) sich ändert, ohne daß man die Elektrizitätsmengen irgendwie geändert hätte; sie wird gewöhnlich kleiner als in Luft. Das Analoge gilt für den Magnetismus. Die Veränderung hängt nur von der Natur des neuen, als Isolator be-

nutzten Mediums ab. Wir bezeichnen den Vorgang seit Faraday in folgender Weise. Faraday nannte diejenigen Medien, welche die alte Theorie als Nichtleiter oder Isolatoren bezeichnete, Dielektrika. Das Dielektrikum erfüllt also den Raum zwischen den Leitern und den Magneten, wenn solche vorhanden sind. Jedes Dielektrikum unterscheidet sich in seinem elektrischen und magnetischen Verhalten charakteristisch von den andern, und seine Eigenschaften lassen sich durch gewisse Materialkonstanten kennzeichnen, die nicht von der jeweiligen Gestalt, sondern nur von seiner Natur abhängen, genau so wie die mechanischen Eigenschaften der Stoffe durch ihre Dichte (spezifisches Gewicht), Härte usw. ohne Rücksicht auf die Gestalt gekennzeichnet werden. Die Konstanten eines Dielektrikums sind seine Dielektrizitätskonstante (meist mit K oder ϵ bezeichnet), seine magnetische Permeabilität oder Magnetisierungskonstante (gewöhnlich μ genannt) und, wenn das Dielektrikum kein absoluter Nichtleiter ist, seine elektrische Leitfähigkeit (k oder λ).

Mit Hilfe dieser Konstanten kann man nun die durch Einführung eines andern Dielektrikums statt Luft (oder besser Vakuum) erfolgende Änderung der gegenseitigen Anziehung zweier Elektrizitätsmengen (bzw. Magnetismusmengen) zahlenmäßig angeben. Man erhält das Gesetz:

In einem Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante K und der magnetischen Permeabilität μ ist die gegenseitige Anziehung bzw. Abstoßung zweier Elektrizitätsmengen e und e' oder zweier Magnetismusmengen m und m' der Kte bzw. der μ te Teil der in Luft (Vakuum) vorhandenen Anziehung.

Die Coulombschen Gesetze (6a) und (6b) nehmen daher in diesem Falle die allgemeinere Form an, welche wir ihnen mit Rücksicht hierauf schon in den Gleichungen 5a und 5b gegeben haben. Die dort als Proportionalitätsfaktoren auftretenden Größen $1/K$ und $1/\mu$ sind die reziproken Werte von Dielektrizitätskonstante und Permeabilität, wenn man alle Größen im absoluten elektrostatischen Maßsystem mißt.

Da die Gleichungen (5a) und (5b) in die einfacheren (6a) und (6b) übergehen, wenn man K und μ gleich Eins setzt, so erkennt man, daß Dielektrizitätskonstante und Permeabilität der Luft oder des Vakuums gleich Eins sind. Bei genauereren Messungen gilt übrigens der Wert Eins nur

für den leeren Raum, das Vakuum, während für Luft andre, von Eins etwas abweichende Werte zu setzen sind. Die folgende kleine Tabelle enthält die Werte beider Konstanten für einige Stoffe.

	Dielektrizitätskonstante <i>K</i>	Permeabilität μ
Luft	1,0006	1,000 000 36
Glas	4 bis 7	—
Kautschuk	2,2 bis 3,7	—
Schwefel	3,5 bis 4,6	0,9999899
Petroleum	2	—
Alkohol	26	—
Wasser	81	0,999 990 4
Wismut	—	0,999 824
Platin	—	1,000 378
Eisen	—	bis 2500

Die Dielektrizitätskonstanten sind, soweit bekannt, alle größer als die des Vakuums, die größte bekannte ist die des Wassers, das allerdings schon ein ziemlich guter Leiter ist, für elektrostatische Versuche sogar als ein guter Leiter gelten muß. Die magnetische Permeabilität ist bei einigen Stoffen (von Faraday diamagnetische genannt) kleiner als die des Vakuums, bei anderen (den paramagnetischen Stoffen) ist sie größer als Eins, jedoch ist der Unterschied gegen diesen Wert für alle diese Stoffe so klein, daß man ihn meist vernachlässigen und μ gleich Eins annehmen kann. Nur einige wenige Stoffe (Eisen und seine Abkömmlinge, wie Stahl usw., Nickel, Kobalt und gewisse in neuester Zeit von Heusler entdeckte Metalllegierungen [Heuslersche Legierungen]) haben magnetische Permeabilitäten, die weit größer sind als Eins. Sie zeigen daher ganz andres Verhalten, unterscheiden sich übrigens auch von den andern Substanzen dadurch, daß ihre Permeabilität nicht konstant ist, und werden ferromagnetische Stoffe genannt (ferrum = Eisen).

§ 13. Einfluß des Dielektrikums auf die Kapazität eines Kondensators. Der Einfluß des Dielektrikums macht sich außer durch die Veränderung der Coulombschen Anziehung bei elektrostatischen Versuchen noch in anderer Weise geltend,

die sogar noch mehr hervortritt und ein bequemes Mittel zur Messung der Dielektrizitätskonstanten liefert. Die Einführung eines Dielektrikums mit der Dielektrizitätskonstante K statt Luft, deren Dielektrizitätskonstante gleich Eins ist, zwischen die Belegungen eines geladenen Kondensators verändert nämlich dessen Kapazität. Füllt das neue Dielektrikum den ganzen Raum aus, so daß nicht irgendwo noch eine Luftsicht vorhanden ist, so wächst, wie die Beobachtung lehrt, die Kapazität auf das K -fache. Da nun nach Gleichung (4) in § 6 Kapazität, Ladung und Spannungsdifferenz zwischen den Belegungen durch das Gesetz $e = C \cdot V$ miteinander verbunden sind, so erkennt man, daß bei gleichbleibender Ladung e die Spannungsdifferenz V auf den K ten Teil herabsinken muß, wenn durch Einschieben des neuen Dielektrikums die Kapazität C auf das K -fache steigt, sonst würde die rechte Seite sich ändern, die linke aber nicht und die Gleichung würde unrichtig. Man kann die Spannungsdifferenz mit einem Elektrometer messen, z. B. einem der bekannten Goldblatt- oder Aluminiumblatt-Elektrometer (s. Fig. 80), deren Blättchen sich um so weiter auseinanderspreizen, je höher die Spannungsdifferenz zwischen ihnen und dem Gehäuse des Elektrometers ist. Die Verminderung der Spannung bei Ersatz der Luft durch ein anderes Dielektrikum, mit einem solchen Elektrometer gemessen, gibt uns daher den Wert der Dielektrizitätskonstante dieses Mediums.

Hält man dagegen die elektrische Spannungsdifferenz V zwischen den Kondensatorbelegungen konstant, indem man diese mit den Polen einer galvanischen Batterie verbindet, so steigt offenbar bei Erhöhung der Kapazität auf das K -fache auch die Elektrizitätsmenge e , die Ladung, auf das K -fache. Durch Messung der Elektrizitätsmenge kann man daher ebenfalls die Veränderung der Kapazität und damit die Dielektrizitätskonstante des Mediums bestimmen.

§ 14. Natur der elektrischen und magnetischen Kräfte, Fernwirkungsgesetze und Nahwirkungsgesetze. Im § 8 sahen wir, daß zwischen ruhenden Elektrizitätsmengen elektrische Kräfte, zwischen Magnetismusmengen analoge magnetische Kräfte wirken und lernten die Form und Größe derselben aus den Coulombschen Gesetzen berechnen. Des weiteren wurde schon (§ 10) mitgeteilt, daß elektrische Ströme magnetische Kräfte ausüben, daß also eine Wechselwirkung zwischen Magneten und elektrischen Strömen stattfindet, wie der dä-

nische Physiker Oerstedt im Jahre 1820 an der Ablenkung eines Magneten durch den elektrischen Strom entdeckte. Wir werden die Gesetze derselben später (in § 26) kennen lernen. Außer der mechanischen Einwirkung eines elektrischen Stromes auf einen Magneten und umgekehrt finden wir eine solche Einwirkung auch zwischen zwei elektrischen Strömen als Anziehung oder Abstoßung, welche die Stromträger (Leitungsdrähte) in Bewegung setzt, falls dieselben nicht befestigt sind. Diese als elektrodynamische bezeichneten Kräfte, die übrigens rein magnetischer Natur sind, wurden von Ampère (1820) und von W. Weber studiert. Zu den Kräften, welche Bewegungen der materiellen Träger von Elektrizität und des Magnetismus (Leiter und Magnete) bewirken, kommen bei den sogenannten Induktionserscheinungen noch Kräfte rein elektrischer Natur hinzu, nämlich elektromotorische Kräfte, welche die Elektrizität in Leitern in Bewegung setzen, also elektrische Ströme erzeugen. Seit den Entdeckungen von Faraday (1831) weiß man, daß die Bewegung von Magneten oder stromdurchflossenen Leitern in der Nähe anderer geschlossener Leiterringe in diesen eine E.M.K. hervorruft, welche dann weiter in den Leitern einen elektrischen Strom erzeugt. Ebenso erzeugen Änderungen der Stromintensität elektromotorische Kräfte und Ströme in benachbarten Leitern. Wir werden die Gesetze, welche Größe und Richtung dieser induzierten elektrischen Kräfte angeben, später (§ 42 ff.) genauer behandeln. Hier kommt es uns nur darauf an, eine Eigentümlichkeit zu besprechen, welche allen diesen Gesetzen zukommt, die ja weiter nichts sind als mathematische Formulierungen der beobachteten Wirkungen.

Alle diese Kraftgesetze, welche im Anschluß an die Fluidumtheorie aufgestellt wurden, sind sogenannte Fernwirkungsgesetze oder genauer gesagt, Gesetze der unvermittelten Fernwirkung. Wenn wir z. B. die Coulombschen Gesetze (5a) und (5b) in § 8 bezw. ihre anderen Formen (6a) und (6b) nehmen, so sagen diese nur aus: wenn irgendwo im Raume zwei getrennte Elektrizitätsmengen (bezw. Magnetismusmengen) vorhanden sind, so besteht zwischen ihnen die anziehende oder abstoßende Tendenz, die wir Kraft nennen. Wie aber diese Wirkung von der einen Elektrizitätsmenge auf die andere durch den zwischenliegenden Raum hindurch übertragen wird, darüber gibt das Coulombsche Gesetz wie alle anderen Fernwirkungsgesetze weder Auskunft, noch sieht es überhaupt die Möglichkeit einer solchen Frage

vor. Ebensowenig gibt es Antwort auf die Frage: Was geschieht, wenn die beiden Elektrizitätsmengen e und e' nicht schon da sind, sondern wenn erst beide oder eine von ihnen auf den getrennten Leitern entstehen? Ist die Wirkung der entstehenden Menge auf die andere momentan vorhanden, gleichviel wie weit sie voneinander entfernt sind, oder entwickelt sie sich allmählich? Mit anderen Worten: Braucht die Einwirkung eine gewisse Zeit, um von dem Ausgangspunkt zu dem entfernten Punkt, wo die Einwirkung stattfindet, hinzugelangen, oder ist diese Zeit gleich Null? Im ersten Falle hätten wir eine endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit (Ausbreitungsgeschwindigkeit) der elektrischen Wirkungen, im letzten eine unendlich große.

Die Fernwirkungsgesetze berücksichtigen die Mitwirkung des zwischenliegenden, mit Materie erfüllten Raumes und die Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wirkungen überhaupt nicht. Sie sind deswegen zwar geeignet, Erscheinungen zu behandeln, wie die statischen Probleme der Elektrostatik und Magnetostatik, die ruhende unveränderliche Elektrizitätsmengen und Magnetismusmengen voraussetzen, oder die als stationäre bezeichneten Probleme der gleichmäßigen elektrischen Strömung (konstanter Strom); ihre Anwendung wird aber bedenklich, wenn es sich um veränderliche (variable) Vorgänge handelt, und sie haben ganz versagt, wo es sich um schnell veränderliche Vorgänge (z. B. die elektrischen Schwingungen der drahtlosen Telegraphie) handelt. Man hat daher unter dem Zwange der neu entdeckten Erscheinungen, welche der alten Theorie mit ihren unvermittelten Fernwirkungen spotteten, diese Behandlungsweise verlassen und nach dem Vorgange Faradays eine Beteiligung des zwischenliegenden Mediums, sowie ein allmähliches Fortschreiten der Wirkung in diesem angenommen. Diese Vorstellung, die an sich schon einleuchtender ist als die alte, setzt also eine Vermittelung der Wirkungen durch das umgebende Medium voraus, und man spricht daher von einer Theorie der vermittelten Fernwirkung. Da die Wirkung stets von einem Punkt zum nächstbenachbarten fortschreitet, so bezeichnet man die in Betracht kommenden Gesetze auch als Nahwirkungsgesetze.

Ein Beispiel aus einem ganz andern Gebiete mag den Unterschied erläutern. Denken wir uns an dem Lauf eines Flusses, an einer Strecke, wo er keine seitlichen Zuflüsse

aufnimmt, eine Anzahl von Mühlen A , B , C hintereinander verteilt. Bei normalem, gleichmäßigen Fließen des Stromes fließt an allen drei Stellen A , B , C stündlich dieselbe Wassermenge vorbei und ebensoviel wird stündlich aus atmosphärischen Niederschlägen im Quellgebiet des Flusses diesem zugeführt. Man kann daher in diesem Falle der stationären Strömung die Arbeit einer Mühle, welche von der sie stündlich durchströmenden Wassermenge abhängt, auch aus der (gleich großen) Wassermenge berechnen, welche zur selben Zeit stündlich im Quellgebiet dem Fluß zugeht, obwohl diese Wassermenge natürlich erst viel später zur Mühle gelangt. Das würde ein Fernwirkungsgesetz darstellen, bei dem die Vorgänge zwischen Quellgebiet und Mühle ganz außer Acht gelassen sind. Wollte man aber dieselbe Berechnungsweise beibehalten, wenn gerade ein plötzlicher starker Regenguß dem Quellgebiet stündlich viel mehr Wasser zuführt, so würde man damit offenbar sehr falsche Resultate erhalten. Nur wenn die niedergehende Wassermenge den Raum zwischen Quellgebiet und Mühle plötzlich in unendlich kleiner Zeit überspringen würde, bliebe das Resultat richtig. In Wirklichkeit muß man aber berücksichtigen, wie die Hochwasserwelle sich allmählich ausbildet und von Punkt zu Punkt fortschreitet, indem ein Teilchen das nächstbenachbarte antreibt. Die Gesetze der Hydrodynamik, die diesen Vorgang darstellen, sind daher Nahwirkungsgesetze oder Gesetze der vermittelten Fernwirkung. Denn schließlich kommt einmal die niedergegangene größere Wassermenge in der Ferne zur Wirkung. Solche Gesetze sind daher offenbar imstande, auch variable Vorgänge richtig zu beschreiben.

Es ist das Verdienst Faradays und Maxwells, uns für das Gebiet der elektrischen und magnetischen Erscheinungen eine Theorie der vermittelten Fernwirkung gegeben zu haben, die der Prüfung in den meisten Fällen standgehalten hat und da, wo sie nicht ausreichte, durch Zuhilfenahme der neuen Vorstellung der Elektronen leicht erweitert und vervollkommen werden konnte.

Drittes Kapitel.

Faraday-Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus.

A. Ruhendes elektrisches und ruhendes magnetisches Feld.
Elektrostatik und Magnetostatik.

§ 15. Faradays Vorstellungen. Das Dielektrikum als Sitz der elektrischen und magnetischen Kräfte. Die Faraday-Maxwellsche Theorie des Elektromagnetismus geht ebenfalls von den beobachteten Tatsachen aus, d. h. von den Wirkungen oder Kräften elektrischer und magnetischer Natur, die man in der Umgebung gewisser Körper beobachtet, welche als elektrisiert (elektrisch geladen) bzw. magnetisiert (magnetisch) bezeichnet werden. Sie benutzt die von der alten Theorie eingeführten Bezeichnungen, wie Leiter, Nichtleiter (Isolatoren), Elektrizitätsmenge, Ladung, elektrischer Strom usw., deutet sie aber anders. Doch schließt die Faraday-Maxwellsche Theorie keineswegs die Vorstellung der elektrischen Fluida aus, wie sie uns von der alten Theorie her geläufig und in etwas veränderter moderner Form in der Vorstellung der Elektronen wieder aufgelebt ist. Die Faraday-Maxwellsche Theorie steht, das müssen wir hier vorausschicken, nicht im Gegensatz zur Fluidumtheorie, sondern im Gegensatz zu der an diese angeschlossenen Theorie der unvermittelten Fernwirkung. Während die Schöpfer der Fluidumtheorie ihr Augenmerk besonders darauf richteten, die Natur desjenigen zu ergründen, von dem die Wirkungen ausgehen, und so zu der Annahme der hypothetischen elektrischen und magnetischen Fluida kamen, ließ Faraday diese Frage zunächst offen und untersuchte vielmehr die Natur der sich offenbarenden Kräfte. Er fragte nicht: „Was erzeugt diese Kräfte?“ sondern: „Wie kann man es sich vorstellen, daß überall in der Umgebung eines elektrischen Leiters oder eines Magneten solche Kräfte vorhanden sind?“ Damit wird der Schwerpunkt der Untersuchung aus den geladenen Leitern und Magneten weg in deren Umgebung verlegt, die in der Fluidumtheorie nur die Rolle des Isolators spielt, ohne daß man ihr sonst eine Mitwirkung zuschrieb. Nach der Fluidumtheorie in Verbindung mit der Annahme unvermittelter Fernwirkung ist die von einem geladenen Leiter ausgehende Cou-

lombsche Anziehungskraft nur vorhanden, wenn in seiner Nähe ein zweiter irgendwie geladener Leiter da ist, auf den sie wirken kann. Nach Faradays Vorstellung sind die elektrischen Kräfte um einen geladenen Leiter herum dauernd vorhanden, und der zweite geladene Leiter dient nur dazu, sie nachzuweisen. Wenn dem so ist, so müssen die Kräfte offenbar ihren Sitz in dem Raum haben, der den geladenen Leiter umgibt. Die Substanz, welche diesen Raum erfüllt, also das Medium, in welches der Leiter eingebettet ist, nennt Faraday das Dielektrikum, mit diesem Namen andeutend, daß die elektrischen Wirkungen durch dasselbe vermittelt werden (griech. $\deltaιά$ = durch, hindurch). Das Dielektrikum ist somit der Träger der elektrischen Kräfte. Der analoge Name Diamagnetikum für dasselbe Medium in bezug auf seine magnetischen Eigenschaften ist nicht gebräuchlich.

Das Dielektrikum ist die Materie der sogenannten Nichtleiter oder Isolatoren der Fluidumtheorie. Da man aber auch in Räumen, wo keine Materie vorhanden ist (Vakuum, leerer Raum z. B. zwischen den Himmelskörpern) elektrische und magnetische Erscheinungen wahrnimmt, so denkt man sich daselbst als Träger derselben den Lichtäther (Weltäther), den man schon früher zur Erklärung der optischen Erscheinungen eingeführt hat, und von dem man annimmt, daß er den ganzen, auch den mit Materie erfüllten Raum durchdringt. Auch der „leere Raum“, das Vakuum, ist also ein Dielektrikum. Nichts hindert übrigens anzunehmen, daß der Lichtäther, indem er alle Stoffe durchdringt, auch da der wirkliche Träger der elektrischen und magnetischen Kräfte ist, wo scheinbar die Materie dies besorgt. Man muß dann aber annehmen, daß innerhalb der materiellen Dielektrika der Äther durch die Anwesenheit der Materie in seinen Eigenschaften beeinflußt wird, denn sonst könnten die Dielektrika sich nicht voneinander unterscheiden. Doch ist das eine Hypothese, die schon über die reine Faraday-Maxwellsche Theorie hinausgeht.

Die Dielektrika sind, wie wir schon in § 12 sahen, charakterisiert durch gewisse, einem jeden von ihnen eigentümliche Konstanten: Die Dielektrizitätskonstante (K oder ϵ), die magnetische Permeabilität (μ) und, wenn das Dielektrikum kein absoluter Isolator wie das Vakuum ist, seine elektrische Leitfähigkeit (α oder λ).

§ 16. Elektromagnetisches Feld. Elektrische und magnetische Kraftlinien. In der Umgebung eines geladenen Leiters,

sahen wir, sind elektrische Kräfte vorhanden. Man nennt nun seit Faraday allgemein einen Raum, in dem Kräfte irgend welcher Art vorhanden sind, ein Feld dieser Kräfte oder kürzer ein Kraftfeld. In diesem Sinne sprechen wir daher von einem Feld elektrischer Kraft (elektrisches Kraftfeld) in der Umgebung eines geladenen Leiters und einem Feld magnetischer Kraft (magnetisches Kraftfeld) in der Umgebung eines Magneten; im allgemeinen Falle, wenn beide Arten Kräfte vorhanden sind, nennen wir es das elektromagnetische Feld. In jedem Punkt eines solchen Feldes hat die betreffende Kraft eine bestimmte Größe und Richtung. Kennt man diese beiden Bestimmungsstücke an jedem Punkt des Feldes zu jeder Zeit, so ist damit das ganze Kraftfeld bekannt, und man kann seine Wirkungen berechnen. Bei dieser Betrachtungsweise tritt also der geladene Leiter, von dem das Feld ausgeht, gegen das Dielektrikum in den Hintergrund, wenigstens spielt er nicht mehr die Hauptrolle.

Da uns, wie in der Einleitung ausgesprochen wurde, die erklärende Neigung innewohnt, zu allen unbekannten und neuen Erscheinungen Analogien und Vergleiche mit Vorgängen der Mechanik als den uns geläufigsten Erscheinungen zu bilden, so ist es nicht wunderbar, daß auch Faraday die Eigenschaften des elektrischen und magnetischen Feldes durch einen mechanischen Vergleich sich klarzumachen suchte. Er fand ihn in den Vorgängen, welche sich im Innern elastischer Körper abspielen. Wenn man einen elastischen Körper (z. B. Kautschuckband oder Stahlblech oder noch passender eine Gallerte) durch Zug oder Druck deformiert, so entstehen in seinem Innern elastische Kräfte, welche in ihrer Gesamtheit ein elastisches Kraftfeld bilden und den Körper wieder in den Gleichgewichtszustand zurückzubringen suchen. Diese Kräfte werden durch die infolge der Deformation (Gestaltänderung) entstehenden gegenseitigen Verrückungen oder Verschiebungen der Teilchen des elastischen Körpers geweckt. Sie stellen Spannungen dar, welche bestimmte Richtungen und Größe je nach der Richtung und Größe der Verschiebungen der Körperteilchen haben. Die Richtungen, in welchen die stärksten Spannungen oder Drucke herrschen, fallen in gewisse Linien, die als Linien größter Spannung oder schlechthin Spannungslinien bezeichnet werden und die in der Technik z. B. des Brückenbaus, eine große Rolle spielen, indem sie die Richtungen bestimmen, in welchen die Stützen anzubringen sind.

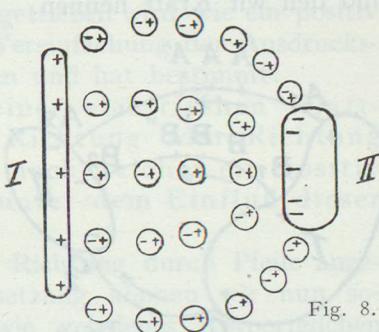
Auf dieser Analogie fußt die von Faraday angenommene Vorstellung, daß die elektrischen und magnetischen Kräfte Folgen eines gewissen Zwangszustandes seien, der in dem Dielektrikum besteht. Der elektromagnetische Zwangszustand des Dielektrikums unterscheidet sich zwar in charakteristischer Weise von dem elastischen, der gleichzeitig neben ihm bestehen kann; denn man kann ja ein festes Dielektrikum zwischen zwei geladenen Leitern noch außerdem einem mechanischen Druck unterwerfen. Trotz dieser Verschiedenheit läßt sich aber der Vergleich weiter durchführen. Man kann sich z. B. vorstellen, daß der elektromagnetische Zwangszustand durch eine Veränderung im Dielektrikum entsteht, die der Verschiebung der Körperteilchen beim elastischen entspricht. Maxwell hat, die Faradayschen Ideen weiter ausbauend, diese Veränderung im Dielektrikum als dielektrische Verschiebung bezeichnet, ohne daß man jedoch an eine wirkliche Verschiebung etwa der Ätherteilchen zu denken braucht. Helmholtz hat in ähnlichem Sinne den Namen dielektrische Polarisation gebraucht. Wie man sich aber auch im besondern das Wesen der dielektrischen Verschiebung oder Polarisation vorstellen mag, das Resultat ist der elektromagnetische Zwangszustand.

Geradeso wie wir beim elastischen Kraftfeld den Zustand am anschaulichsten durch die Linien größter Spannung darstellen, können wir nun beim elektromagnetischen Feld den jeweiligen Zustand durch ähnliche Spannungslinien veranschaulichen, die man nach Faraday elektrische Kraftlinien (Linien elektrischer Kraft) und magnetische Kraftlinien (Linien magnetischer Kraft) nennt. Diese Linien geben in jedem Punkt des Feldes die Richtung und bei Zuhilfenahme gewisser Festsetzungen auch die Größe der elektrischen bzw. magnetischen Kraft an, wodurch das Feld völlig bestimmt ist. Felder, in denen Richtung und Größe der Kraft von Punkt zu Punkt wechselt, heißen inhomogen; Felder, in denen die Kraft überall dieselbe Größe und Richtung hat, heißen homogen. Diese sind besonders wichtig.

§ 17. Die dielektrische Verschiebung. Für die folgenden Darlegungen ist es zwar gleichgültig, wie man sich die dielektrische Verschiebung vorstellen will, und eine bestimmte Vorstellung von ihrem Wesen ist überhaupt nicht erforderlich. Doch wird das Verständnis der Theorie erleichtert, wenn man auf ein bestimmtes Bild zurückgreifen kann. Ein solches

finden wir in folgender Vorstellung. Wir nehmen an, daß an jeder Stelle des Raumes im Gleichgewichtszustand beide Elektrizitäten in gleicher Menge vorhanden sind. Durch elektrische Kräfte können sie getrennt werden, und zwar in den Leitern, in denen die Elektrizität frei beweglich ist, um beliebige Strecken von endlicher Länge, dagegen in den Nichtleitern (Dielektrika) nur um verschwindend kleine Strecken, indem hier beide Elektrizitäten an gewisse Gleichgewichtslagen gebunden sind. Es ist so, als ob ein Dielektrikum nur scheinbar homogen ist, in Wirklichkeit aber aus einem absolut nichtleitenden Medium besteht, in welches unzählig viele, sehr kleine leitende Teilchen (Kugeln) eingebettet sind, die sich gegenseitig nicht berühren. Die dielektrische Verschiebung besteht nach dieser Vorstellung in der Trennung und Verschiebung der beiden Elektrizitäten innerhalb jeder der leitenden Kugeln. Die positive Elektrizität fließt auf die eine Hälfte der Kugel, die gleich große negative Menge auf die andre, so daß eine Kugel mit zwei geladenen Polen entsteht. Indem jede Kugel die in Richtung ihrer elektrischen Achse nächstfolgende Kugel durch Influenzwirkung ebenso lädt, entstehen Ketten von geladenen Kugeln, welche die Richtung bezeichnen, längs welcher die elektrische Spannung in dem Medium wirkt. Die Enden dieser Ketten haften an den geladenen Leitern, durch deren Ladung der Zwangszustand des Dielektrikums hervorgerufen wird. So entsteht das Bild der Fig. 8, in welchem die kleinen Kreise die leitenden Kugeln des Dielektrikums darstellen. Die von den Ladungen der Leiter ausgehenden Kugelketten mit abwechselnd positiven und negativen Ladungen bedeuten die elektrischen Kraftlinien. Infolge der gegenseitigen Anziehung der getrennten ungleichnamigen Elektrizitätsmengen sucht sich jede dieser Ketten zu verkürzen wie eine gedehnte Gummischnur, steht also wie diese unter einer gewissen Spannung.

Wie gesagt, ist dies nur ein Bild, das zur Erleichterung des Verständnisses dienen soll, aber durchaus nicht richtig zu



Modell der dielektrischen Verschiebung im Dielektrikum.

sein braucht. Die im Folgenden in ihren Grundzügen entwickelte Kraftlinientheorie ist dagegen lediglich eine mathematische Einkleidung der beobachteten Erscheinungen und deshalb unabhängig von speziellen Vorstellungen über die Natur der dielektrischen Polarisation oder Verschiebung.

§ 18. Richtung der elektrischen Kraftlinien. Ladungen an den Enden derselben. Die Richtung der Kraftlinien erhält man leicht auf folgende Weise. Wir betrachten ein zeitlich unveränderliches, elektrostatisches Feld und bedenken, daß wir die elektrische Kraft durch ihre Wirkungen auf einen geladenen Leiter wahrnehmen. Diese Wirkung besteht, wie ja die Beobachtungen von Coulomb und anderen gezeigt haben, in einem Bewegungsantrieb, den der geladene Körper erfährt, und den wir Kraft nennen. Ist der Körper klein und seine

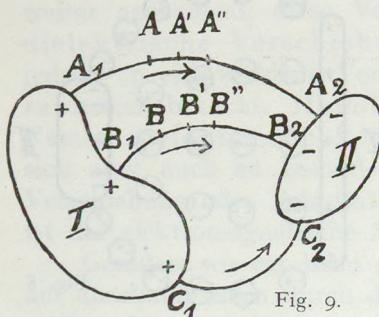


Fig. 9.

Konstruktion der elektrischen Kraftlinien.

Ladung nicht zu groß, so kann man annehmen, daß er das vorhandene Feld, dessen Kraftlinienverlauf wir bestimmen wollen, nicht wesentlich verändert. Dem aus dem Felde stammenden Antrieb folgt der kleine Körper, den wir uns als eine sehr kleine Kugel¹⁾ denken wollen. Bringt ihn zu Anfang an den Punkt A des elektrischen Feldes (Fig. 9), so wird er sich von da in der

Richtung der elektrischen Kraft fortbewegen; er gelangt zu einem benachbarten Punkt A', wo die elektrische Kraft möglicherweise eine andre Größe und Richtung hat, und folgt daselbst der neuen Richtung, so allmählich die Punkte A A' A'' usw. durchlaufend, welche in einer bestimmten Kurve hintereinander liegen. Die Richtung der Kurve in jedem dieser Punkte stellt die Richtung der elektrischen Kraft an den betreffenden Punkten des Feldes dar. Geht man von

¹⁾ Das Material dieser Kugel (ob Metall und welches Metall oder schlechtleitende Substanzen wie Holz, Hollundermark usw.) ist gleichgültig, wie die Erfahrung lehrt. Daraus muß man schließen, daß die elektrische Kraft nicht auf den Körper sondern auf dessen Ladung (Elektrizitätsmenge) wirkt, und kann daher annehmen, daß sie auch auf Ladungen (Elektrizitätsmengen) in derselben Weise bewegend wirkt, die nicht an direkt wahrnehmbare Massen gefesselt sind (Elektrizitätsmengen innerhalb der Leiter).

einem andern Punkte *B* aus, so erhält man eine andre Kurve *B' B''*, ebenso von *C* aus *C' C''* usw. Diese Kurven sind die gesuchten elektrischen Kraftlinien. Man muß übrigens bedenken, daß die Zeichnung nur ein Schema des Kraftlinienlaufs geben kann; in Wirklichkeit muß man sich das Ganze als ein räumliches Gebilde vorstellen. Die Kraftlinien verlaufen im Raum als Raumkurven und können auch so gekrümmmt sein, daß sie garnicht in die Zeichnungsebene fallen.

Kennen wir somit die Lage der Kraftlinien, so fehlt nur noch eine Angabe darüber, nach welchem Ende der Kraftlinie hin die elektrische Kraft gerichtet ist, das heißt eine Angabe über den Richtungssinn. Die Erfahrung lehrt, daß ein negativ geladener Körper zwar denselben Lauf der Kraftlinien ergibt, aber in entgegengesetztem Sinne getrieben wird wie ein positiv geladener.¹⁾ Man hat nun zur Vereinfachung der Ausdrucksweise eine Übereinkunft getroffen und hat bestimmt:

Diejenige Richtung einer elektrischen Kraftlinie wird als positive Richtung oder Richtung schlechthin bezeichnet, nach welcher ein positiv geladener Körper sich unter dem Einfluß dieser Kraft bewegt.

In Fig. 9 ist diese positive Richtung durch Pfeile ange deutet. Mit Hilfe dieser Festsetzung können wir nun sofort wissen, wohin ein irgendwie geladenes Körperteilchen getrieben wird, wenn uns die „Richtung“ der Kraftlinien angegeben wird. Das ist z. B. bei den Untersuchungen über Entladungen in Gasen, atmosphärische Elektrizität und die Strahlung radioaktiver Substanzen sehr wesentlich.

Verfolgt man die Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes im Dielektrikum so weit wie möglich nach beiden Seiten hin, so gelangt man schließlich auf die Oberflächen zweier entgegengesetzt geladener Leiter *I* und *II*, und zwar findet man, daß die soeben als positive Richtung der Kraftlinie definierte Richtung von dem positiv geladenen zum negativ geladenen Leiter hinführt, wie Fig. 9 zeigt. Man kann daher auch sagen: Die Kraftlinien eines elektrostatischen oder ruhenden elektrischen Feldes laufen vom positiv ge-

1) Man benutzt hier die Erfahrungstatsache, daß es zwei verschiedenartige elektrische Zustände gibt, die man mit den hergebrachten Namen positiv und negativ belegt, ebenso wie man den Ausdruck „elektrische Ladung“ gebraucht, ohne daß damit über das Wesen dieser Zustände oder der „Ladung“ irgend etwas ausgesagt würde.

ladenen Leiter zum negativ geladenen hin; oder: am Anfang einer elektrischen Kraftlinie sitzt eine positive, am Ende eine negative Ladung. An den Leiteroberflächen endigen die Kraftlinien; im Innern der Leiter ist bei elektrostatischen Erscheinungen, wie aus den Beobachtungen geschlossen werden muß, keine elektrische Kraft vorhanden. Bei nichtelektrostatischen Vorgängen freilich, also bei allen Arten elektrischer Strömungen und Schwingungen, muß man, wie wir noch genauer erfahren werden (vgl. § 28), auch im Innern der Leiter das Vorhandensein von elektrischen Kräften und Kraftlinien annehmen. Dann endigen die Kraftlinien des Dielektrikums nicht oder wenigstens nicht alle an den Leiteroberflächen. Nur diejenigen Kraftlinien endigen an den Leiteroberflächen, welche an daselbst (dauernd oder zeitweilig) ruhende Ladungen gefesselt sind. Im allgemeinen brauchen also elektrische Kraftlinien nicht an elektrischen Ladungen zu endigen, wie bei elektrostatischen Erscheinungen. Wir werden sogar — bei der Ausbreitung elektrischer Schwingungen in einem unbegrenzten Dielektrikum (vgl. § 56) — Kraftlinien kennenlernen, die gar nicht endigen, sondern in sich geschlossene Kurven sind, wie dies z. B. ein Kreis oder eine Ellipse ebenfalls ist. Es herrscht daher eine große Mannigfaltigkeit in den Formen der Kraftlinien.

Sucht man sämtliche Kraftlinien eines elektrischen Systems auf und verfolgt sie von ihrem Ursprung (den positiven Ladungen) bis zum Ende (den negativen Ladungen), so findet man an den Anfängen insgesamt eine gewisse positive Ladung (Elektrizitätsmenge im Sinne der Fluidumtheorie), die man mit den aus der experimentellen Elektrizitätslehre her bekannten Hilfsmitteln messen kann. Die Messung der an den Enden aller Kraftlinien sitzenden negativen Ladungen ergibt das Resultat, daß diese negative Ladung an Größe genau gleich ist der positiven Ladung am andern Ende der Kraftlinien. Daraus folgt weiter, daß am Anfang und Ende einer jeden elektrischen Kraftlinie jeweils gleich große, aber entgegengesetzte elektrische Ladungen vorhanden sind, ein Satz, den wir später noch präzisieren werden durch Angabe der Größe dieser Ladung (vgl. § 20).

Das einfachste Beispiel eines elektrostatischen Feldes bildet ein System von zwei durch ein Dielektrikum getrennten Leitern mit entgegengesetzt gleich großen Ladungen, wie wir es z. B. bei einem Plattenkondensator vor uns haben, wenn

keine andern Leiter in der Nähe sind. Das Feld erfüllt, streng genommen, den ganzen, beide Leiter umgebenden Raum, hat aber praktisch nur bis zu einer gewissen Entfernung hin merkbare Stärke, so daß man die entfernten Teile der Umgebung häufig ganz vernachlässigen kann. Wir werden diesen einfachen Fall den folgenden Darlegungen zugrunde legen, die einen kurzen Abriß der Faradayschen Vorstellungen von dem elektrischen Felde und seiner Darstellung mittels der Kraftlinien geben sollen.

In den vorhergehenden Paragraphen haben wir die Richtung der elektrischen Kraft oder Feldintensität durch die Kraftlinien bestimmen gelernt, haben gesehen, daß die Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes an ihren Enden je eine positive und eine gleich große negative Ladung tragen oder daß sie, anders gesprochen, immer zwei entgegengesetzt geladene Leiter verbinden, und werden weiterhin sehen, daß sie auch die elektrische Feldintensität an jedem Punkte des Feldes anzugeben vermögen. Dazu müssen wir aber die elektrische Kraft oder Feldintensität erst so definieren, daß wir sie messen und eine Maßeinheit für sie festsetzen können.

§ 19. Intensität oder Größe der elektrischen Kraft. Feldstärke. Das Mittel zur Messung liefert offenbar der kleine geladene Leiter, den wir schon in § 18 zur Feststellung der Kraftlinienrichtung benutzt haben. Wenn wir nacheinander an verschiedenen Punkten eines und desselben oder auch verschiedener Felder die mechanische Kraft z. B. in Grammgewicht oder in Dynen messen, welche der geladene Probekörper daselbst erfährt, so haben wir damit ein relatives Maß für die Stärke der elektrischen Kraft an den verschiedenen Punkten. Um dies Maß aber unabhängig zu machen von dem gerade benutzten Probekörper, müssen wir wissen, wie die bewegende Kraft von dessen Ladung abhängt. Die Versuche zeigen, daß diese Kraft der Ladung proportional ist, denn an derselben Stelle eines konstant bleibenden Feldes erfährt ein kleiner Leiter mit der doppelten oder dreifachen Ladung einen doppelt oder dreifach so starken Bewegungsantrieb. Um nun ein für allemal vergleichbare Zahlen zu haben, laden wir den Probekörper nicht beliebig, sondern mit derjenigen Ladung (Elektrizitätsmenge), welche in dem von uns sonst schon benutzten Maßsystem die Einheit darstellt; im elektrostatischen C.-G.-S.-System (vgl. § 9) würde es diejenige Elektrizitätsmenge sein, welche sich aus dem Coulomb-

schen Gesetz als Einheit ergibt, im elektromagnetischen C.-G.-S.-System die zu der Stromstärke 1 Weber gehörende, d. h. 10 Coulomb. Je nachdem erhalten wir verschiedene Einheiten für die elektrische Kraft. Gebräuchlich sind alle beide C.-G.-S.-Einheiten, ohne daß sie besondere Namen erhalten hätten. Da die Natur des mit der Ladung versehenen kleinen Leiters, wie wir schon im § 18 bemerkt haben, gar keinen Einfluß hat, und wir vielmehr die Wirkung auf die Ladung allein betrachten können, so bestimmen wir die Maßeinheit der elektrischen Kraft einfach folgendermaßen:

Intensität oder Größe der elektrischen Kraft (Feldstärke) \mathfrak{E} an irgend einer Stelle des Raumes ist die mechanische Kraft F , in Dynen gemessen, welche auf die Einheit der Elektrizitätsmenge an dieser Stelle ausgeübt wird.

Als Einheit der elektrischen Kraft (Intensität) muß also diejenige Feldstärke gelten, welche auf die Einheit der Elektrizitätsmenge die Kraft 1 Dyne ausübt.

Auf die Elektrizitätsmenge e wird daher an einem Punkt, wo die elektrische Feldstärke (Feldintensität) \mathfrak{E} herrscht, die mechanische bewegende Kraft (in Dynen) ausgeübt:

$$F = e \mathfrak{E} \dots \dots \dots \quad (7)$$

Diese Gleichung lautet in Worten:

$$\text{Bewegende Kraft} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Elektrizitätsmenge} \\ \text{mal elektrische Kraft} \end{array} \right. \dots \quad (7a)$$

Je nachdem man in dieser Gleichung die Elektrizitätsmenge e in elektrostatischen oder elektromagnetischen C.-G.-S.-Einheiten angibt, erhält man eine elektrostatische oder eine elektromagnetische C.-G.-S.-Einheit für die Feldintensität \mathfrak{E} .

Als Zahlenbeispiel diene folgendes. Eine kleine Kugel von 0,1 cm Radius hat isoliert für sich, (d. h. innerhalb einer leitenden Hülle von sehr großen Dimensionen, z. B. in der Mitte eines großen Zimmers) eine Kapazität von 0,1 elektrostatischen C.-G.-S.-Einheiten. Wegen ihrer kleinen Kapazität nimmt sie auch bei hoher Spannung nur verhältnismäßig geringe Ladungen auf; ladet man sie z. B. mit einer galvanischen Batterie von 3000 Volt, indem man sie mit dem einen Pol, die weit entfernte äußere Hülle (Zimmerwände) mit dem andern Pol der Batterie verbindet, so beträgt die Ladung

$0,1 \times \frac{3000}{300}$ oder 1 elektrostatische Einheit. (In Coulomb, der Einheit des praktischen Maßsystems ausgedrückt, ist dieselbe 1 Dreitausendmilliontel). Mit dieser Kugel könnte man, wenn das Experiment überhaupt gut ausführbar wäre, elektrische Felder messen. In dem Felde eines Plattenkondensators, dessen Platten 5 cm von einander abstehen und auf 600 Volt Spannungsdifferenz geladen sind, würde die bewegende Kraft $\frac{2}{5}$ Dynen, also angenähert $\frac{2}{5}$ Milligramm auf die Kugel wirken, woraus man nach Gleichung (8) schließen muß, daß die Feldstärke $\frac{2}{5}$ elektrostatische Einheiten beträgt. Gewöhnlich gibt man dieselbe aber im praktischen Maßsystem durch das Spannungsgefälle in Volt pro Centimeter an; sie beträgt hier also $\frac{600}{5}$ oder 120 Volt/cm (vgl. dazu § 22).

§ 20. Kraftlinienzahl, welche von einer gegebenen Elektrizitätsmenge ausgeht. Feldintensität und Kraftliniendichte. Um mit Hilfe der elektrischen Kraftlinien auch die Intensität des Feldes auszudrücken, nehmen wir als neues Bestimmungsstück ihre Anzahl hinzu. Die Anziehung einer Elektrizitätsmenge e auf eine andre e' ist nach dem Coulombischen Gesetz der Größe jener Elektrizitätsmenge proportional. Das bedeutet offenbar, daß die von der Elektrizitätsmenge e an einer bestimmten Stelle des Feldes hervorgerufene Feldintensität der Größe dieser Elektrizitätsmenge e proportional ist. Denkt man sich nun von jeder Elektrizitätsmenge eine gewisse Anzahl Kraftlinien ausgehen, welche derselben proportional ist, so ist auch die Dichte, mit welcher sie an irgend einer Stelle des Feldes beieinanderliegen, dieser Elektrizitätsmenge proportional. Ist die Elektrizitätsmenge doppelt oder dreifach so groß, so ist auch die Zahl der in einem gegebenen Raum beisammenliegenden Kraftlinien doppelt oder dreifach so groß. Die Kraftliniendichte mißt man in der Weise, daß man die Zahl der Kraftlinien bestimmt, welche durch eine senkrecht zur Richtung derselben gestellte Fläche vom Flächeninhalt Eins (1 qcm) hindurchtritt. In Fig. 10 gehen z. B. durch die kleine Scheibe von 1 qcm Fläche an den

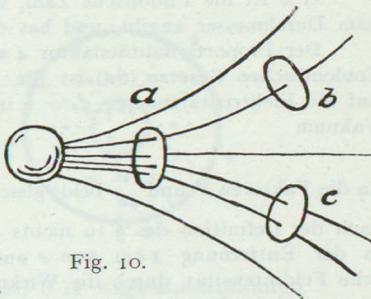


Fig. 10.

Bestimmung der Kraftliniendichte.

Stellen a, b, c jeweils 4, 1 oder 2 Kraftlinien hindurch. Diese Kraftliniendichte einerseits und die Feldintensität andererseits sind nun bei der soeben gemachten Festsetzung an jeder Stelle proportional der das Feld erzeugenden Elektrizitätsmenge e . Beide sind daher auch untereinander proportional. Durch geeignete Festsetzung der Kraftlinienanzahl, welche von der Einheit der Elektrizitätsmenge ausgeht, kann man erreichen, daß die elektrische Feldintensität dem Zahlenwerte nach gleich der Kraftliniendichte wird. Das ist der Fall, wenn wir festsetzen:

Von der Elektrizitätsmenge e gehen im Vakuum (angenähert auch in Luft) $4\pi e$ Kraftlinien¹⁾ aus; in einem Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstante K beträgt diese Zahl $4\pi e/K$. (Vgl. § 12, nach welchem die Kraft in diesem Falle auf den K ten Teil herabsinkt). (8).

Die Darstellung der Feldintensität durch die Kraftlinien geschieht dann nach folgendem Gesetz:

¹⁾ π ist die Ludolfsche Zahl, welche das Verhältnis des Kreisumfangs zum Durchmesser angibt, und hat den Wert 3,14159.

Der Proportionalitätsfaktor 4π ergibt sich folgendermaßen. Nach dem Coulombschen Gesetze (6a) ist die Kraft, welche die Elektrizitätsmenge e auf die Elektrizitätsmenge $e' = 1$ in der Entfernung $r = 1$ cm ausübt, im Vakuum

$$F = e,$$

da die Faktoren e' und $\frac{1}{r^2}$ beide gleich Eins gesetzt sind. Diese Kraft ist aber nach der Definition des § 19 nichts andres als die elektrische Kraft, welche in der Entfernung 1 cm von e aus gerechnet herrscht, da ja die elektrische Feldintensität durch die Wirkung auf die Elektrizitätsmenge Eins bestimmt wird. Damit nun unsere neue Definition gelten kann, muß also an dieser Stelle (1 cm von e entfernt) die Kraftliniendichte e herrschen, d. h. durch 1 qcm müssen e -Kraftlinien hindurchgehen. Die von der punktförmig gedachten Elektrizitätsmenge e ausgehenden Kraftlinien sind offenbar Kugelradien, die jede konzentrische Kugelfläche senkrecht schneiden. Schlägt man um e als Mittelpunkt eine Kugel mit dem Radius 1 cm, so hat diese eine Oberfläche $O = 4\pi$ qcm (bei r cm Radius würde die Oberfläche $4\pi r^2$ qcm sein). Damit nun durch jedes Quadratcentimeter dieser Kugelfläche e Kraftlinien hindurchgehen, müssen offenbar im Ganzen $4\pi e$ Kraftlinien von der Elektrizitätsmenge e im Vakuum (Luft) ausgehen.

Wenn e in einem Medium mit der Dielektrizitätskonstante K liegt, so muß nach Gleichung (5a) die elektrische Feldintensität an der Oberfläche der Einheitskugel offenbar gleich $\frac{e}{K}$ sein. Das ist der Fall, wenn von e in diesem Falle die Anzahl $4\pi e/K$ Kraftlinien ausgeht.

Die Feldintensität (elektrische Kraft) an irgend einer Stelle des Feldes ist gleich der daselbst vorhandenen Kraftliniendichte, d. h. gleich der Anzahl Kraftlinien, welche die Flächeneinheit (1 qcm) an dieser Stelle senkrecht durchschneiden.

Daher muß man bei der graphischen Darstellung elektrischer Felder, z. B. von Kondensatoren, nicht bloß einige beliebige Kraftlinien herausgreifen, die nur die Richtung angeben können, sondern man muß sie so zeichnen, daß auch die „Dichte“ richtig hervortritt. Bei einem homogenen Feld (mittlerer Teil des Feldes eines Kreisplatten-Kondensators) hat man sie also in gleichen Abständen als äquidistante gerade

Linien zu ziehen (Fig. 11 a); bei einem Kugelkondensator (kleine Kugel in konzentrischer größerer Hohlkugel) sind es gleichmäßig verteilte Radien, deren gegenseitiger Abstand nach außen hin natürlich größer wird (Fig. 11 b). Da wo das Feld schwächer ist, sind verhältnismäßig weniger

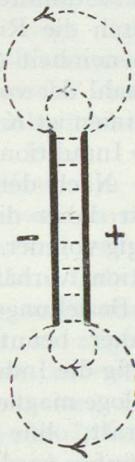


Fig. 11 a.

Verlauf der Kraftlinien a in Platten-, b in Kugelkondensatoren.

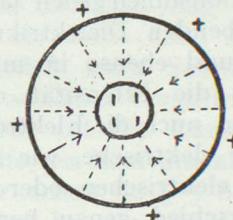


Fig. 11 b.

Kraftlinien zu zeichnen, daher zeigt die Figur im Außenraum des Plattenkondensators nur einige wenige Kraftlinien in großen Abständen voneinander.

Denkt man sich die Kraftlinien wie Gummischnüre ausgespannt, so gibt dies Bild bezüglich der Darstellung der Kraft durch die Kraftliniendichte eine gewisse Anschaulichkeit. Bringt man nämlich eine flache Platte von 1 qcm Größe an irgend einer Stelle in das Feld hinein, so kann man sich vorstellen, daß sich soviel Kraftlinien (Gummischnüre) an dieselbe anheften, wie auf ihre Fläche entfallen. Dieser Anzahl ist dann aber offenbar der Zug proportional, den sie alle zusammen ausüben.

§ 21. Elektrische Induktion. Einige Sätze über die Kraftlinien (Senkrechtstehen an Leiteroberflächen, Darstellung der elektrischen Influenz). Daß die Zahl der Kraftlinien, die man sich von einer gegebenen Elektrizitätsmenge e ausgehend denken muß, von der Natur des Dielektrikums abhängt, ist offenbar eine Komplikation der Theorie, die zuweilen unbequem ist. Man hat deswegen einen neuen Begriff eingeführt, indem man das Produkt Dielektrizitätskonstante mal elektrische Kraft, KE , als eine neue, selbständige, physikalische Größe ansieht, und hat diese Größe elektrische Induktion (oder auch elektrische Polarisierung) genannt. Die elektrische Induktion verhält sich ganz ähnlich wie die elektrische Kraft (Feldintensität); sie hat in jedem Punkt eine bestimmte Größe und Richtung, und man kann dieselben durch die Richtung und die Zahl der Induktionslinien pro Flächeneinheit (Dichte der Induktionslinien) darstellen. Die Gesamtzahl der von einer Elektrizitätsmenge e ausgehenden Induktionslinien ist K mal so groß wie die Zahl der Kraftlinien, da ja die Induktion selbst K mal so groß ist wie die elektrische Kraft. Nach dem über die Zahl der Kraftlinien in § 20 Gesagten ist daher die Zahl der Induktionslinien gleich $4\pi e$, d. h. unabhängig von der Natur des umgebenden Dielektrikums; die Induktion verhält sich also hier und ebenso in manchen anderen Beziehungen einfacher als die Intensität oder Kraft. Daher benutzt die Physik und auch die Elektrotechnik sehr häufig die Induktion, sowohl die elektrische, wie auch die ihr analoge magnetische, statt der elektrischen oder magnetischen Kraft, ohne immer den Unterschied genau hervorzuheben. Häufig wird sogar geradezu die Induktion benutzt, aber unter dem Namen Kraft, obwohl dies nur für das Vakuum zulässig ist, wo beide identisch werden. Doch brauchen wir weder hierauf, noch auf die weiteren Eigenschaften der Induktion näher einzugehen. Dagegen wollen wir noch einige Sätze über Eigenschaften der elektrischen Kraftlinien kurz besprechen.

Der erste betrifft die Richtung der elektrischen Kraftlinien an den Oberflächen der Leiter. Man erhält den einfachen Satz:

Im statischen Gleichgewichtszustand (d. h. bei ruhender Elektrizität) stehen die Kraftlinien senkrecht auf der Leiteroberfläche.

Dies ist leicht einzusehen. Da die Kraftlinien die Richtung der elektrischen Kraft angeben, so würde das Schieftreten derselben einen schräg gerichteten Zug darstellen,

welcher auf die am Ende der Kraftlinie an der Leiteroberfläche sitzende Elektrizitätsmenge ausgeübt wird. Diese schräg gerichtete Kraft (Fig. 12 *AB*) läßt sich nach dem Parallelogramm der Kräfte in eine Kraft *AC* senkrecht gegen die Oberfläche (Normalkomponente) und eine Kraft *AD* parallel der Oberfläche (Tangentialkomponente) zerlegen. Die Normalkomponente, die einen Zug auf die Elektrizitätsmenge nach außen hin darstellt, bleibt wirkungslos, da die Elektrizität nicht aus dem Leiter in den Isolator übergehen kann; die Tangentialkomponente aber bewirkt eine seitliche Verschiebung der Elektrizität längs der Leiteroberfläche, einen elektrischen Strom. Schiefstehen der elektrischen Kraftlinien auf einer Leiteroberfläche zeigt daher unter allen Umständen einen elektrischen Strom im Leiter an. Das mechanische Analogon bildet ein auf einer Wasseroberfläche schwimmender Körper (Holzstück, Boot), der seiner Entfernung aus dem Wasser in senkrechter Richtung infolge der Schwere und der Adhäsion einen großen Widerstand entgegengesetzt, einem seitlichen Zug aber leicht gehorcht. Daher bewirkt auch ein nicht allzu starker Zug schräg nach oben, den man mittels einer Schnur an ihm ausübt, im allgemeinen nur eine seitliche Verschiebung.

Ein anderer Satz bezieht sich auf die Darstellung der elektrischen Influenz mit Hilfe des Kraftlinienbildes. Die elektrische Influenz, auf die wir schon im § 5 flüchtig hingewiesen haben, besteht darin, daß bei der Annäherung eines ungeladenen Leiters an einen geladenen auf dem ersteren sich Oberflächenladungen ausbilden; die dem geladenen Leiter zugewandte Seite zeigt die entgegengesetzte Elektrizitätsart, die abgewandte Seite die gleiche Elektrizitätsart, wie sie der geladene influenzierende Leiter besitzt. Die positiven und negativen Influenzladungen sind ihrem Betrage nach gleich groß, und man erklärt ihre Entstehung nach der Fluidumtheorie dadurch, daß die Ladung des influenzierenden Leiters wegen der Coulombschen Anziehungs- bzw. Abstoßungskraft eine Scheidung der in dem ungeladenen Leiter stets vorhandenen, aber aneinandergebundenen beiden Elektrizitäten bewirkt.

Ohne einer solchen speziellen Vorstellung zu bedürfen, stellt die Kraftlinientheorie die Erscheinung der Influenz rein

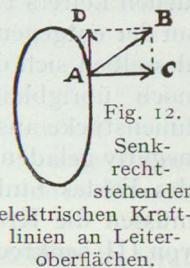


Fig. 12.
Senk-
rech-
stehen der
elektrischen Kraft-
linien an Leiter-
oberflächen.

beschreibend so dar. Beim Hineinbringen eines ungeladenen Leiters in das elektrische Feld (denn das ist die Annäherung an den geladenen Leiter) zerschneidet der Leiter die Kraftlinien, welche sich an der Stelle befanden, die er jetzt einnimmt (Fig. 13). Die von dem positiv geladenen Endleiter I des Feldes herkommenden Kraftlinien heften sich mit den neugebildeten Enden an die eine (dem Leiter I zugewandte) Fläche des ungeladenen Leiters III an, während an der entgegengesetzten Seite desselben sich die Anfänge der noch übrigbleibenden Kraftlinienstücke ansetzen, die zum negativ geladenen Endleiter II des Feldes hinlaufen. Wegen des soeben angeführten Satzes müssen die Kraftlinien in ihrer neuen Form die Oberfläche von III senkrecht treffen; daher bewirkt das Einschieben eines Leiters in ein elektrisches Feld im allgemeinen auch eine Verschiebung und Richtungsänderung der Kraftlinien.

Nach § 18 sitzt am Anfang jeder Kraftlinie eine positive, an ihrem Ende die gleich große negative Ladung; man übersieht somit ohne weiteres, daß das Kraftlinienbild Auskunft gibt über die Verteilung und Größe der Influenzladungen. Da von dem Leiter III ebensoviele Kraftlinien ausgehen, wie an ihm endigen, so sind die positiven und negativen Elektrizitätsmengen auf ihm gleich groß, es ist also nur eine scheinbare, keine wahre Ladung vorhanden. Nur wenn von einem Körper mehr Kraftlinien ausgehen, als an ihm endigen (oder umgekehrt mehr endigen als ausgehen), hat der Körper wahre (positive oder negative) elektrische Ladung.

§ 22. Beziehung zwischen elektrischer Kraft (Feldintensität) und elektrischer Spannung (Potential). Wir müssen hier noch einer wichtigen Beziehung gedenken, welche die elektrische Kraft (Feldintensität) mit der elektrischen Spannung (Potential) verknüpft. Die Begriffe elektrische Kraft und elektrische Spannung sind durchaus nicht gleichbedeutend, wie man vielleicht denken könnte. Es wird am besten sein, an einem Beispiel aus der Hydrodynamik den Unterschied und zugleich die Beziehung zwischen ihnen zu erklären. Dazu

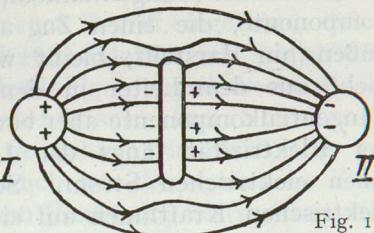


Fig. 13.
Verlauf der Kraftlinien bei Influenzladungen.

wählen wir das Fließen einer zähen Flüssigkeit unter der Einwirkung eines einseitig wirkenden Druckes. Die Stromlinien entsprechen in diesem Fall genau den Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes, während die Oberflächen der positiv und negativ geladenen Leiter des letzteren den Quellflächen und Senkflächen entsprechen, an denen die Flüssigkeit ein- und austritt. In Richtung der Stromlinien wirkt die von dem Druck herrührende bewegende Kraft, welche ein Flüssigkeitsteilchen vorwärts treibt. Diese Kraft ist aber nicht gleich dem Druck, den man manometrisch an jeder Stelle messen kann und der längs jeder Stromlinie von der Quelle nach der Senke hin stetig abnimmt, sondern sie ist gegeben durch die Druckdifferenz zwischen Vorder- und Hinterseite des Flüssigkeitsteilchens. Genauer gesagt, ist sie gleich der Druckdifferenz, welche auf die Längeneinheit der Stromlinie an der betreffenden Stelle entfällt, d. h. gleich der Druckabnahme pro Centimeter oder dem sog. Druckgefälle (auch Druckgradient genannt).

Ganz dementsprechend bestimmt sich die elektrische Kraft oder Feldintensität an irgend einer Stelle des Feldes gleich dem elektrischen Spannungsgefälle daselbst, d. h. gleich der Spannungsabnahme pro Längeneinheit der Kraftlinie. Da zwischen den geladenen Leitern eine elektrische Spannung oder genauer gesprochen eine Spannungsdifferenz besteht, so muß offenbar an jedem Punkte zwischen ihnen eine bestimmte elektrische Spannung vorhanden sein, die der Größe nach zwischen den Spannungen (oder Potentialen) der Endleiter liegt.

Herrscht zwischen den Punkten, deren gegenseitiger Abstand l cm beträgt, die Spannungsdifferenz $V_2 - V_1$ (vgl. Fig. 14), so ist das Spannungsgefälle¹⁾ (Potentialgefälle oder Potentialgradient) an dieser Stelle gegeben durch das Verhältnis $(V_1 - V_2)/l$. Da dies Gefälle nach dem soeben Gesagten die elektrische Kraft darstellt, so können wir sagen:

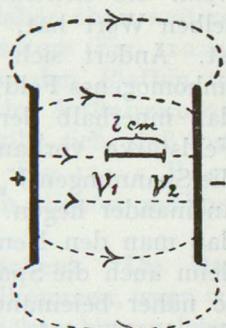


Fig. 14.

Berechnung des Spannungsgefälles.

¹⁾ Liegt der Punkt 2 hinter dem Punkt 1, so ist $V_2 - V_1$ die Zunahme der Spannung, wenn man von 1 nach 2 geht. Der negative Wert hiervon, nämlich $-(V_2 - V_1)$ oder $V_1 - V_2$ ist die Spannungsabnahme in dieser Richtung.

Die elektrische Kraft (Feldintensität) an irgend einem Punkte eines elektrischen Feldes ist gleich dem daselbst geltenden elektrischen Spannungsgefälle (Potentialgefälle, Potentialgradient) d. h. gleich der Spannungsabnahme pro Längeneinheit (1 cm) der daselbst liegenden Kraftlinie.

Oder kürzer in Gleichungsform:

$$\text{Elektrische Kraft} = \text{Spannungsgefälle (Potentialgradient)} \dots \dots \dots \quad (9)$$

Als mathematische Formel

$$\mathfrak{E} = \frac{V_2 - V_1}{l} \dots \dots \dots \quad (9a)$$

Da man die Spannung gewöhnlich in Volt, die Längen in Centimeter mißt, so gibt man dementsprechend die elektrische Kraft in Volt pro Centimeter (Volt/cm) an. In Luft beträgt die höchste Feldstärke, die noch ohne Funkenentladung bestehen kann, etwa 30000 Volt/cm.

Gleichung 9a ist in der angegebenen Form nur richtig, wenn die elektrische Kraft längs der Strecke l überall denselben Wert hat, wie es in einem homogenen Felde der Fall ist. Ändert sich aber die Feldstärke von Punkt zu Punkt (inhomogenes Feld), so muß man die Strecken l so klein wählen, daß innerhalb derselben keine merkliche Verschiedenheit der Feldstärke vorhanden ist; die beiden Punkte, in denen man die Spannungen V_2 und V_1 mißt, müssen dann also ganz nahe aneinander liegen. Der Bruch $(V_2 - V_1)/l$ wächst aber dadurch, daß man den Nenner verkleinert, nicht etwa ins Unendliche; denn auch die Spannungsdifferenz $V_2 - V_1$ wird um so kleiner, je näher beieinander die Punkte liegen. Je kleiner man die Strecke l (und die zugehörige Potentialdifferenz $V_2 - V_1$) nimmt, um so genauer wird offenbar die Darstellung, da dann längs dieser kurzen Strecke l die elektrische Kraft \mathfrak{E} immer weniger variieren kann; sie wird ganz genau richtig, wenn man unendlich kleine Strecken (und demgemäß unendlich kleine Potentialdifferenzen) nimmt, was aber die Anwendung der Differentialrechnung¹⁾ erfordert.

1) Eine solche unendlich (besser verschwindend) kleine Größe nennt die Mathematik ein Differential und bezeichnet dasselbe durch Vorsetzen des Buchstabens d vor den Buchstaben, der die endliche Größe darstellt, z. B. dl und dV als Differentiale der Länge und der Spannung. Die elektrische

Die ganze Spannungsdifferenz (Potentialdifferenz) zwischen den beiden Belegungen eines Kondensators, die wir früher (§ 6) mit V bezeichnet haben, erhält man nach Gleichung (9) offenbar, indem man die elektrische Kraft längs einer Kraftlinie mit der ganzen Länge der Kraftlinie multipliziert, vorausgesetzt daß die Kraft überall denselben Wert hat (homogenes Feld). Bei einem inhomogenen Felde muß man die Kraftlinie in soviele kurze Stücke zerlegen, daß innerhalb jedes dieser kurzen Stücke die elektrische Kraft als konstant angesehen werden kann. Man bildet dann für jedes Stück einzeln das Produkt aus elektrischer Kraft mal Länge des Stückes und summiert schließlich diese Werte.¹⁾

Hat man einen Kondensator, zwischen dessen Belegungen die konstante Spannungsdifferenz $V = V_2 - V_1$ Volt herrscht, so ist für alle Kraftlinien der Zähler der rechten Seite von Gleichung (9) konstant, wenn man diese Linien vollständig von einer Belegung bis zur anderen durchläuft. Aus der Gleichung folgt also, daß der Mittelwert der elektrischen Kraft längs jeder dieser Kraftlinien von ihrer Länge l abhängt; je größer diese Länge, desto kleiner ist im Mittel die elektrische Kraft längs dieser Linie. Man erkennt daher ohne weiteres an dem Kraftlinienbild des Plattenkondensators (Fig. 11a auf Seite 47), daß in dem Raum zwischen den Platten die elektrische Kraft viel größer sein muß als im Außenraume, wo die Kraftlinien länger sind. Daraus ergibt sich, daß man bei der graphischen Darstellung, wie es in Fig. 11a z. B. geschehen ist, im Innenraum die Kraftlinien dichter zeichnen muß als außen.

§ 23. Äquipotentialflächen (Niveauflächen). Die Darstellung des elektrischen Feldes wäre unvollkommen, wenn wir nicht zu den Kraftlinien noch gewisse Flächen hinzunehmen würden, die man als Flächen gleicher elektrischer Spannung (gleichen Potentials) oder kurz als Äqui-

Kraft wird durch den Differentialquotienten, welcher das Spannungsgefälle, den negativen Potentialgradienten angibt, ausgedrückt als

$$\mathfrak{E} = - \frac{dV}{dl} \quad \dots \dots \dots \quad (9b)$$

¹⁾ Im Grenzfall, wenn man verschwindend kleine Stücke dl nimmt, erhält man unendlich viele derartige Produkte, jedes unendlich klein, die man summieren muß; eine solche aus unendlich vielen unendlich kleinen Gliedern bestehende Summe, die im allgemeinen einen endlichen Wert hat, heißt ein Integral, der Vorgang der Summenbildung heißt Integration.

potentialflächen (lat. *aequus* = gleich) bezeichnet. Wir haben in § 6 gesehen, daß im Ruhezustand der Elektrizität auf einem Leiter an allen seinen Punkten die gleiche Spannung (Potential) herrscht, also muß seine Oberfläche dabei eine solche Äquipotentialfläche sein; insbesondere sind also die Oberflächen der beiden positiv und negativ geladenen Leiter oder Kondensatorbelegungen, zwischen denen das Feld besteht, Äquipotentialflächen, jede mit einem bestimmten Wert der elektrischen Spannung. Geht man nun längs einer beliebigen Kraftlinie, z. B. $A_1 A A' \dots A_2$ (Fig. 9 Seite 40) von Leiter I mit dem Potential V_1 zum Leiter II mit dem Potential V_2 , so müssen sich alle Zwischenwerte des Potentials auf dieser Linie finden, ebenso auf jeder andern Kraftlinie. Verbindet man alle Punkte im Raume, an denen ein und dieselbe Spannung herrscht, so erhält man offenbar eine Fläche, welche im allgemeinen eine der Leiteroberflächen umschließt. Für einen anderen Potentialwert erhält man eine andre aber ähnlich gelegene Fläche. Jede dieser Flächen ist eine Äquipotentialfläche, ihre Gesamtheit stellt ein System von Flächen dar, das sich mit dem System der Kraftlinien in eigentümlicher Weise ergänzt. Die Kraftlinien durchdringen nämlich alle diese Flächen senkrecht. Es gibt keine Kraftlinie, welche nicht alle zugehörigen Äquipotentialflächen senkrecht durchschneidet, und keine Äquipotentialfläche, welche nicht von allen Kraftlinien senkrecht durchschnitten wird.

Die Äquipotentialflächen — auch Niveauflächen genannt, weil sie gewissermaßen das Spannungsniveau darstellen — entsprechen genau den Linien gleichen Barometerstandes oder Luftdruckes (Isobaren) auf den Wetterkarten; nur sind sie Flächen im Raume, während die Isobaren Linien in der Ebene sind. Senkrecht zu den Isobaren würden die als Wind bezeichneten Luftströmungen fließen, wenn nicht die Erdrotation und lokale Hindernisse sie von diesen Bahnen ablenkte. Die (unabgelenkten) Windrichtungen entsprechen den Kraftlinien; die Intensität der Luftströmung (Stärke des Windes) entspricht der elektrischen Feldintensität. Zeichnet man die Isobaren, welche zu gewissen, immer nach gleichen Stufen fortschreitenden Luftdrucken (z. B. 750, 755, 760, 765 usw. Millimeter Barometerstand) gehören, so liegen dieselben bekanntlich an manchen Stellen enger beieinander als an anderen. An diesen ist der Druckabfall pro Längeneinheit, das Druckgefälle (Druckgradient) größer und dem entspricht eine größere Wind-

stärke. Man kann daher aus dem Verlauf der Isobaren nicht bloß die Windrichtung, sondern auch die Windstärke erkennen. Das Analoge gilt für das elektrische Feld. Aus dem Potentialgradienten ergibt sich nach § 22 die elektrische Kraft; konstruiert man nun die Potentialflächen auch in der Weise, daß man immer nach gleichen Stufen des Potentials fortschreitet, so ist offenbar der Potentialgradient immer da am größten, wo diese Flächen am dichtesten beieinanderliegen. An diesen Stellen hat die elektrische Kraft ihre größte Intensität. Der Verlauf der

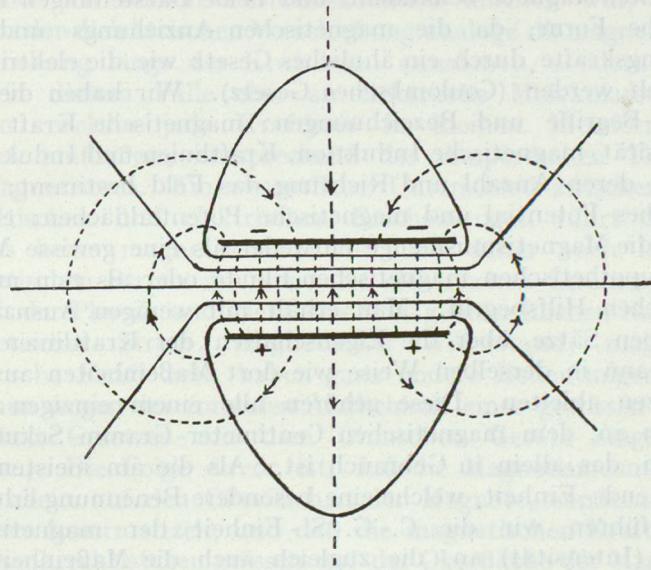


Fig. 15.

Kraftlinien und Äquipotentialflächen eines Plattenkondensators.

Äquipotentialflächen charakterisiert daher ebenfalls das elektrische Feld und gibt Aufschluß über Richtung und Intensität der elektrischen Kraft in jedem Punkte. Die Darstellung durch die Kraftlinien wird dabei durch die Zuhilfenahme der Äquipotentialflächen insofern ergänzt, als man nunmehr auch die Spannungsverteilung längs jeder Kraftlinie erfährt. Fig. 15 zeigt die Kraftlinien (gestrichelt) und die Äquipotentialflächen (schwach ausgezogen) eines Plattenkondensators im Durchschnitt. Bei einem Kugelkondensator (vergl. Fig. 11b) sind die Äquipotentialflächen konzentrische Kugelflächen und dieselbe Form haben sie in unmittelbarer Umgebung einer geladenen

Kugel, auch wenn der zweite, entgegengesetzt geladene Leiter keine Hohlkugel ist, falls er nur weit entfernt ist.

§ 24. Magnetische Kraft (Feldintensität) und Induktion. Kraftlinien und Induktionslinien. In dem vorhergehenden Abschnitt haben wir das elektrostatische Feld zwischen geladenen Leitern nach allen seinen Eigenschaften mit Hilfe der elektrischen Kraftlinien (bezw. Induktionslinien) und der Äquipotentialflächen darstellen gelernt. Genau in derselben Weise lässt sich das magnetische Feld in der Umgebung permanenter Magnete behandeln, und beide Darstellungen haben dieselbe Form, da die magnetischen Anziehungs- und Abstoßungskräfte durch ein ähnliches Gesetz wie die elektrischen geregelt werden (Coulombsches Gesetz). Wir haben die analogen Begriffe und Bezeichnungen: magnetische Kraft oder Intensität, magnetische Induktion, Kraftlinien und Induktionslinien, deren Anzahl und Richtung das Feld bestimmt; magnetisches Potential und magnetische Potentialflächen; ebenso auch die Magnetismusmenge entweder als eine gewisse Menge der hypothetischen magnetischen Fluida oder als rein mathematischen Hilfsbegriff. Man erhält mit wenigen Ausnahmen dieselben Sätze über die Eigenschaften der Kraftlinien usw. und kann in derselben Weise wie dort Maßeinheiten aus den Gesetzen ableiten. Diese gehören alle einem einzigen Maßsystem an, dem magnetischen Centimeter-Gramm-Sekunden-System, das allein in Gebrauch ist. Als die am meisten vorkommende Einheit, welche eine besondere Benennung erhalten hat, führen wir die C.-G.-S.-Einheit der magnetischen Kraft (Intensität) an, die zugleich auch die Maßeinheit der magnetischen Induktion ist. Diese Einheit führt den Namen Gauß, nach dem bekannten großen Mathematiker, der zum erstenmal ein sogenanntes „absolutes“ Maß für die magnetische Kraft aufgestellt hat. Man sagt daher z. B., ein Magnetfeld habe an einer gewissen Stelle die Feldstärke 10000 Gauß usw. Diese Einheit erhält man natürlich genau so wie die Einheit der elektrischen Feldstärke aus dem Gesetz, welches die auf eine isolierte Magnetismusmenge wirkende mechanische Kraft F als Produkt aus Feldstärke \mathfrak{H} und Magnetismusmenge m ausdrückt:

$$\text{Bewegende Kraft} = \begin{cases} \text{Magnetismusmenge} \\ \text{mal magnetische Kraft} \end{cases} \quad (10)$$

oder als Formel

$$F = m \mathfrak{H} \quad \dots \quad (10a)$$

Die Kraft F ist dabei wieder in Dynen zu messen. Als „Richtung“ der magnetischen Kraft gilt diejenige Richtung der Kraftlinie, nach welcher sich eine Nordmagnetismusmenge bewegt; die magnetischen Kraftlinien laufen gemäß dieser Festsetzung vom Nordpol des Magneten durch den umgebenden Raum zum Südpol.

Das Magnetfeld stellt wie das elektrische einen Zwangszustand des Mediums, des Dielektrikums, dar; doch ist er anderer Art als dieser. Man kann, wenn man sich überhaupt ein Bild von seinem Zustandekommen machen will, nicht gut eine der dielektrischen Verschiebung analoge diamagnetische Verschiebung längs der Kraftlinien annehmen, sondern man muß in diesem Falle eher an elektrische Molekularströme denken, welche jede Kraftlinie in kleinen kreisförmigen Bahnen umfließen, entsprechend der Ampèreschen Theorie des Magnetismus. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den magnetischen und elektrischen Erscheinungen röhrt daher, daß es keine magnetischen Leiter und daher auch keinen magnetischen Strom im Sinne des elektrischen Stromes gibt. (Die in der Physik und Elektrotechnik gebräuchlichen Namen: magnetischer Strom, magnetischer Widerstand, magneto-motorische Kraft usw. haben ganz andere Bedeutungen und sind nur wegen der formalen Ähnlichkeit eines gewissen magnetischen Gesetzes mit dem Ohmschen Gesetz eingeführt worden.) Die Folge davon ist, daß die Magnetismusmengen nicht allein auf den Oberflächen der Magnete, sondern auch in ihrem Innern sitzen, und daß die magnetischen Kraftlinien nicht senkrecht stehen müssen auf der Oberfläche der Magnete, während die elektrischen Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes auf Leiteroberflächen senkrecht endigen müssen. Mit der Nichtexistenz von magnetischen Leitern hängt es auch zusammen, daß man Nord- und Südmagnetismus nicht voneinander trennen und isolieren kann. Beide finden sich stets auf den Polen eines und desselben Magneten in gleicher Menge. Die Tatsache, daß es keine einpoligen Magnete, sondern nur solche mit zwei gleich starken Polen gibt, läßt sich verwerten, um in bequemer Weise die Richtung der magnetischen Kraftlinien eines Feldes festzustellen. Ein stabförmiger Magnet sucht sich nämlich, wie die Beobachtung und Theorie ergibt, in einem Magnetfelde immer so einzustellen, daß die Verbindungslinie seiner Pole, seine magnetische Achse, in die Richtung der Kraftlinien des Feldes fällt. Im

allgemeinen (in inhomogenen Feldern) wird er außerdem noch nach der einen oder andern Seite des Feldes hin verschoben; verhindert man dies, indem man ihn in einem seiner Punkte (etwa im Mittelpunkt) festhält, aber so, daß er sich drehen kann, so stellt er sich in die Richtung der Kraftlinien ein. Eine kleine Kompaßnadel ist daher geeignet, die Richtung der Kraftlinien festzustellen; um so besser, je kleiner sie ist im Vergleich zur Ausdehnung des Feldes.

Das zeitraubende Absuchen des magnetischen Feldes mit einer solchen Kompaßnadel läßt sich aber vermeiden und der Kraftlinienverlauf wird sehr viel einfacher gefunden, wenn man nicht eine, sondern viele, kleine Magnetnadeln nimmt. Diese brauchen keine permanenten Magnete (Stahl) zu sein, sondern können temporäre sein, z. B. Eisenfeilspähne, die in einem Magnetfelde sämtlich kleine Magnete werden. Diese zahlreichen kleinen Magnete ordnen sich in Ketten an, die den Lauf der Kraftlinien aufs deutlichste zeigen. Die Figur 16 ist die photographische Aufnahme des mit Eisenfeilspähnen erhaltenen Kraftlinienbildes eines permanenten stabförmigen Magneten. Man übersieht hier mit einem Blick das ganze Feld, auch bezüglich der Intensität, da diese der Kraftliniendichte proportional ist. Das analoge Experiment läßt sich übrigens auch für die elektrischen Kraftlinien ausführen, indem man ein leichtes feinkörniges Pulver (schwefelsaures Chinin oder das als photographische Entwicklersubstanz bekannte Glycerin) in einer dielektrischen Flüssigkeit (Terpentinöl) suspendiert, und in dieser das elektrische Feld erregt.

Wie wir in § 18 sahen, endigen die elektrischen Kraftlinien eines elektrostatischen Feldes an den Oberflächen der geladenen Leiter. Von den magnetischen Kraftlinien eines durch permanente Magnete erzeugten Magnetfeldes können wir nicht ohne weiteres etwas ähnliches behaupten. Wir sprechen zwar von Magnetismusmengen, die wir uns an den Polflächen sowie auch im Innern der Magnete lokalisiert denken, und wenn es solche Magnetismusmengen wirklich gibt, so endigen natürlich die Kraftlinien an ihnen. Wenn aber etwa die Ampèresche Theorie der Molekularströme oder eine ähnliche zur Erklärung des Magnetismus erdachte Vorstellung richtig ist, dann würde man besser annehmen, daß die Kraftlinien auch im Innern der Magnete existieren, dort vom Südpol zum Nordpol laufend und so die äußeren Kraftlinien zu Ringen ergänzend. Wir hätten dann Kraftlinien, die ge-

schlossene Kurven (Ringe oder sogenannte magnetische Kreise) bilden. Diese Frage, die tief in das Wesen der elektromagnetischen Erscheinungen einschneidet, können wir hier nicht behandeln, sie ist auch für die Anwendungen der Theorie nicht von Bedeutung. Es ist nur interessant zu sehen, daß möglicherweise die Kraftlinien permanenter Magnete ebenso geschlossene Kurven sind, wie die magnetischen

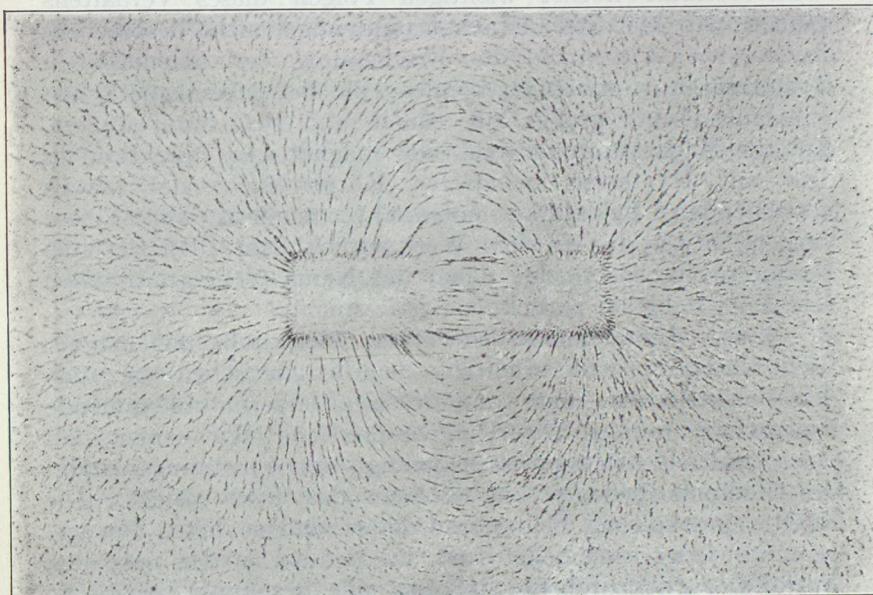


Fig. 10.

Darstellung der magnetischen Kraftlinien mit Eisenfeilspähnen.

Kraftlinien elektrischer Ströme, die wir bald kennen lernen werden.

Die Theorie des magnetischen Feldes ist im übrigen, sobald ferromagnetische Substanzen in ihm vorhanden sind, und das ist meist der Fall, viel komplizierter als die des elektrischen. Wegen der hohen Werte ihrer Magnetisierungs- konstante oder magnetischen Permeabilität μ verhalten sich diese Substanzen (besonders Eisen) den Kraftlinien gegenüber ganz eigentümlich; sie ziehen dieselben gewissermaßen aus der Umgebung, die kleinere μ -Werte hat, in sich hinein. Es ist so, als böten sie dem Lauf der Kraftlinien geringeren Wider- stand, als wäre ihre Durchlässigkeit für dieselben größer als

die der Umgebung. Daher stammt auch der Name Permeabilität, welcher Durchlässigkeit bedeutet, statt des der Dielektrizitätskonstante nachgebildeten Namens Magnetisierungskonstante. Letztere Bezeichnung würde aber schon deswegen nicht passen, weil die μ -Werte der ferromagnetischen Substanzen nicht konstant sind, sondern von der Feldstärke (oder besser der magnetischen Induktion) abhängen. Die für die Elektrotechnik höchst wichtigen Folgen dieses Verhaltens können wir hier jedoch aus Raumangst nicht besprechen, ebenso wie wir auch die Erscheinung der magnetischen Hysteresis nur erwähnen können, die bei ferromagnetischen Substanzen eine große Rolle spielt und sich darin äußert, daß die Magnetisierung (oder die magnetische Induktion) in dem mit Hysteresis behafteten Körper nicht der jeweils herrschenden Feldstärke entspricht, sondern wenn diese variiert, etwas hinter dem Wert zurückbleibt, den sie ohne Hysteresis haben würde; daher der Name (vom griechischen $\delta\sigma\tau\epsilon\varrho\epsilon\omega$, ich bleibe zurück, verspäte mich).

§ 25. Energieinhalt des Feldes. Elektrische und magnetische Energie. Eine wichtige, dem magnetischen wie auch dem elektrischen und andern Kraftfeldern zukommende Eigenschaft müssen wir noch besprechen. Wir sahen, daß jedes Kraftfeld einen gewissen Zwangs- oder Spannungszustand des Mediums bedeutet, in welchem das Feld besteht. Die Kräfte eines solchen Feldes sind derart, daß sie diesen Zwangszustand wieder aufzuheben und das Medium in den normalen Zustand zurückzuführen streben; eine gespannte elastische Feder sucht ihre frühere Gestalt, komprimiertes Gas oder Dampf sein ursprüngliches Volumen wiederanzunehmen, die geladenen Leiter des elektrischen Feldes werden zu einander hingetrieben und gleichen bei Berührung ihre entgegengesetzten Ladungen aus. Bei dieser Rückkehr in den normalen Zustand gibt das im Zwangszustand befindliche System Arbeit oder Energie in irgend welcher durch die näheren Umstände bestimmten Form ab; die gespannte Feder treibt z. B. das Räderwerk einer Uhr, das komprimierte Gas oder der Dampf setzt Arbeitsmaschinen aller Arten in Bewegung, und ebenso vermag die Rückkehr eines elektrisch geladenen Systems in den ungeladenen Zustand Energie in irgend welcher Form, z. B. als mechanische Arbeit oder Wärme, zu erzeugen. Jedes in einem Zwangszustand befindliche System enthält, wie man sagt, einen gewissen Vorrat von Energie aufgespeichert, den

es bei dem Verschwinden des Zwangszustandes wieder abgibt. Man nennt diese in dem System ruhende Energie seine potentielle Energie, weil sie gewissermaßen sein Arbeitsvermögen, seine Arbeitsfähigkeit darstellt, zum Unterschied von aktueller Energie, die bei Bewegungsvorgängen aller Art auftritt (kinetische oder Bewegungsenergie eines in Bewegung befindlichen Körpers, Energie der Strahlung z. B. des Lichtes oder elektrischer Wellen usw.). Die potentielle Energie eines Systems wird je nach der speziellen Natur des Zwangszustandes mit verschiedenen Beinamen bezeichnet; uns interessiert insbesondere die elektrische Energie eines elektrischen und die magnetische Energie eines magnetischen Feldes, oder, wenn beide zugleich vorhanden sind, des elektromagnetischen Feldes.¹⁾

Zur Erzeugung eines Zwangszustandes und Aufspeicherung potentieller Energie ist immer ein Arbeitsaufwand nötig. Man kann eine elastische Feder nicht spannen, eine gegebene Gasmenge nicht komprimieren, ohne daß man Arbeit leistet. Ebenso kann man auch einen elektrischen Kondensator nicht ohne entsprechenden Arbeitsaufwand laden (Drehen der Elektrisiermaschine); auch die Erzeugung eines neuen Magnetfeldes, indem man einen Stahlstab durch Streichen mit einem anderen Magneten oder sonstwie magnetisiert, erfordert Arbeit. Es braucht jedoch nicht gerade ein Betrag mechanischer Arbeit zu sein, den man aufwendet, auch ein gleichwertiger (äquivalenter) Betrag irgend einer beliebigen Energieart kann benutzt werden, der in die neue Energieform umgewandelt wird, z. B. der Wärmeinhalt des Dampfes aus einem Dampfkessel, oder chemische Energie. Umgekehrt braucht auch z. B. die elektrische Energie beim Verschwinden des elektrischen Feldes nicht in mechanische Arbeit überzugehen, sondern sie kann

1) Der Vorrat elektrischer Energie in einem Raumteilchen $d\tau$ ist durch die daselbst herrschende elektrische Feldintensität \mathfrak{E} und die Dielektrizitätskonstante K bestimmt, ebenso die magnetische Energie durch die magnetische Feldintensität \mathfrak{H} und die Permeabilität μ . Es gelten die Gleichungen

$$U_e = \frac{1}{8\pi} K \mathfrak{E}^2 \cdot d\tau,$$

$$U_m = \frac{1}{8\pi} \mu \mathfrak{H}^2 \cdot d\tau.$$

Durch Summation (Integration) über alle Raumteilchen des Feldes erhält man die Energie des ganzen Feldes.

sich in magnetische Energie oder in Wärme umwandeln; sie kann auch teils in die eine, teils in die andre Energieform übergehen, nur muß immer nach dem alles beherrschenden Gesetz der Erhaltung der Energie die Summe dieser Einzelbeiträge nach der Umwandlung gleich sein der im Ganzen vorher vorhandenen Energiemenge. Solche Energieumwandlungen finden wir bei allen Anwendungen der Elektrizität; so geht immer bei dem Fließen der Elektrizität durch Leiter (elektrischer Strom) elektrische Energie in Wärme über, durch welche die Temperatur des Leiters erhöht wird, unter Umständen bis zum Glühen des Leiters (Kohlefäden der elektrischen Glühlampen). Es ist dies die im § 3 besprochene Joulesche Wärme. Insbesondere aber werden wir eine solche Energieumwandlung in der gegenseitigen Hin- und Rückverwandlung elektrischer und magnetischer Energie bei den elektrischen Schwingungen kennen lernen.

Zur Messung der Energiemenge hat die Physik eine Maßeinheit, welche Erg genannt wird (vom griech. *εγρον* = Werk, Arbeit). Sie ist die Arbeit, welche man aufwenden muß, um einen Körper gegen die Kraft 1 Dyne 1 Centimeter weit vorwärts zu schieben, also gemäß der Anmerkung § 9 ungefähr die Arbeit beim Heben eines Milligrammgewichtes um 1 Centimeter. Statt dieser sehr kleinen Einheit braucht man häufiger das Zehnmillionfache (d. h. 10^7 Erg) unter dem Namen Joule¹⁾ oder Wattsekunde. Die Elektrotechnik hat hier nach weiter die Namen Wattstunde und Kilowattstunde (= *Kelvin*) gebildet, in welch letzterem Maße bekanntlich die verbrauchte Energie von den Elektrizitätszählern angegeben wird. Die Technik hat außerdem von früher her noch das Kilogramm-Meter oder Meterkilogramm als Arbeitseinheit in Gebrauch.

Das Verhältnis der gesamten Arbeit zu der Zeit (in Sekunden gemessen), innerhalb deren sie verrichtet wird, oder was dasselbe sagt, die in jeder Sekunde verrichtete Arbeit heißt Leistung oder Effekt. Sie wird in Watt bzw. Kilowatt oder nach alter Weise in Pferdestärken (P.S.) gemessen.

¹⁾ Diese Bezeichnungen sind die Namen des englischen Physikers Joule und des bekannten Erfinders der Dampfmaschine Watt. In Joule wird die Arbeit im Ganzen, in Watt die pro Sekunde verrichtete Arbeit, die Leistung oder der Effekt gemessen. Das Produkt Leistung mal Zeit, z. B. die Wattsekunde, ist eine Arbeit (Energie).

B. Elektromagnetisches Feld. Elektrodynamik.

§ 26. Das Magnetfeld des elektrischen Stromes. Elektrische Felder (von geladenen Leitern herrührend) und magnetische Felder (von permanenten Magneten herrührend) können erfahrungsgemäß gleichzeitig in demselben Raum bestehen, sich also übereinanderlagern ohne sich gegenseitig zu stören. Man erhält damit einen allgemeineren Fall, den als man elektromagnetisches Feld bezeichnen kann. Dieser Name schließt jedoch noch mehr in sich, als aus dem ebengenannten Beispiel eines solchen Feldes folgen würde. Er deutet nämlich die enge, offenbar in dem Wesen der elektrischen und magnetischen Zwangszustände begründete Verbindung an, welche die zugehörigen Felder verknüpft. Alle unsere Beobachtungen zeigen nämlich, daß zwar ein jedes dieser beiden Felder in bestimmten Fällen für sich allein dauernd bestehen kann, ohne daß gleichzeitig das andre vorhanden ist; sie zeigen aber auch, daß Entstehen oder Vergehen eines Feldes der einen Art immer mit dem Entstehen und Vergehen eines Feldes der andern Art verbunden ist. Experimentell wurden die Wechselbeziehungen zwischen elektrischen und magnetischen Kräften allerdings zunächst in einer Weise bekannt, daß man diese erst von Maxwell hervorgehobene Gesetzmäßigkeit nicht sofort klar erkannte. Bekanntlich beobachtete Oerstedt 1820 zum erstenmale eine richtende Wirkung des elektrischen Stromes auf die Magnetnadel, eine Tatsache, die uns seitdem ganz geläufig geworden ist, und die sich mit den Worten ausdrücken läßt:

In der Umgebung jedes elektrischen Stromes ist ein Magnetfeld vorhanden, dessen Intensität der jeweiligen Stromstärke proportional ist und die außerdem nur noch von der Lage des Punktes abhängt, an dem man die Intensität mißt.

In diesem bekannten, der Erfahrung entnommenen Gesetz¹⁾ findet man das magnetische Feld verknüpft mit dem

1) Das Gesetz, so wie es hier ausgesprochen ist, gilt streng genommen nur für konstante unveränderliche Ströme, d. h. für einen stationären Zustand. Bei Wechselströmen ist, wie wir voreilfend bemerken wollen, die magnetische Feldintensität in einem Punkte der Umgebung eigentlich nicht genau der jeweiligen Stromintensität proportional, sondern derjenigen, welche der Strom eine gewisse Zeit vorher hatte. Das röhrt daher, daß die von dem stromführenden Leiter ausgehende Wirkung einige Zeit braucht, um zu

elektrischen Strom, dem Fließen der hypothetischen, elektrischen Fluida.

Der ganze Außenraum des stromführenden Leiters ist, wie die Erfahrung lehrt, ein magnetisches Feld mit charakteristischem Kraftlinienverlauf, und zwar sind die magnetischen Kraftlinien geschlossene Kurven, die den Leiter umzingeln.

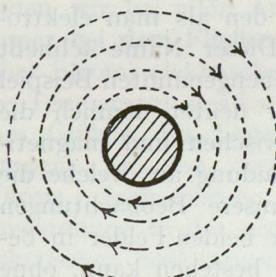


Fig. 17 a.
Magnetische Kraftlinien.

In dem speziellen Fall eines gerade gestreckten, langen dünnen Leiters sind es konzentrische Kreise, wie man durch Konstruktion des Kraftlinienbildes mit Eisenfeilspänen leicht erkennt. Auch bei anderen beliebig gestalteten Leitern haben die dem Leiter zunächst gelegenen Kraftlinien annähernd Kreisgestalt. Man kann die Kraftlinien übrigens für einfache Fälle leicht konstruieren oder wie bei permanenten Magneten mit Eisenfeilspänen bilden und erhält dann die in den Fig. 17 a und b dargestellten Bilder.

Figur 17 a zeigt den Querschnitt eines geraden Leitungsdrahtes mit den konzentrischen kreisförmigen Kraftlinien; in Figur 17 b ist das Kraftliniensystem einer Spule oder eines Solenoides ($\sigma\omega\lambda\eta\nu$ = Röhre) dargestellt.

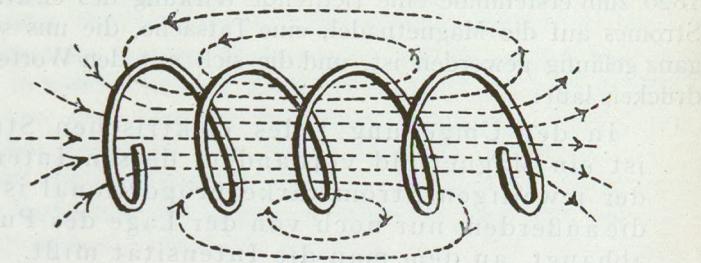


Fig. 17 b.
Magnetische Kraftlinien einer Stromspule (Solenoid).

Die Intensität des Magnetfeldes in einem bestimmten Punkte hängt außer von der Stromstärke noch von der Gestalt des Stromkreises und der Lage des Punktes in bezug auf diesen ab. Zu ihrer Berechnung hat man auf Grund der

dem betreffenden Punkte des Feldes hinzugelangen. Aber diese Verspätung ist nur bei sehr schnellen Stromwechseln, d. h. bei elektrischen Schwingungen, wie sie Hertz zuerst hergestellt hat, für uns beobachtbar.

Beobachtungen Formeln aufgestellt, aus denen sich für jede beliebige Gestalt des Stromleiters das gewünschte Resultat ableiten läßt; aber die Rechnung ist nur für gewisse einfache Leiterformen leicht durchzuführen. Ganz besonderes Interesse beansprucht unter diesen der kreisförmige lineare Leiter, sowohl weil er die Grundform gewisser häufig benutzter komplizierterer Stromsysteme (Spulen, Solenoïde) ist, als auch weil man ihn in der Tangentenbussole (Fig. 18), benutzt hat, um die elektromagnetische C.-G.-S.-Einheit der Stromstärke festzulegen, von der wir im § 10 gesprochen haben. Man findet nämlich, daß die magnetische Feldintensität im Mittelpunkt des Kreises, den der kreisförmige Leiter umschließt, direkt proportional ist der Stromstärke und dem Umfang des Kreises d. h. der Länge des Leiters, dagegen umgekehrt proportional dem Quadrat des Kreisradius. Nennt man den Radius R , den Umfang oder die Peripherie P , die Stromstärke J , die magnetische Feldintensität H_1 , so erhält man die Formel

$$H_1 = k \frac{P J}{R^2}, \quad \dots \quad (11)$$

indem man noch den Proportionalitätsfaktor k hinzufügt, dessen Wert nur von der Wahl der Maßeinheiten abhängt, mit denen man die Größen H_1 , P , J , R mißt. Messen wir nun die Größen, für welche wir schon Maßeinheiten haben, d. h. die Feldstärke H_1 und die Länge R (sowie P) in C.-G.-S.-Einheiten, also H_1 in Gauß (vgl. § 24) und R und P in Centimetern, setzen ferner k willkürlich gleich Eins, so bleibt uns für die Stromstärke J nur eine einzige fest bestimmte Maßeinheit, in der wir sie angeben müssen, falls die Gleichung nicht unrichtig werden soll. Das ist die sogenannte elektromagne-

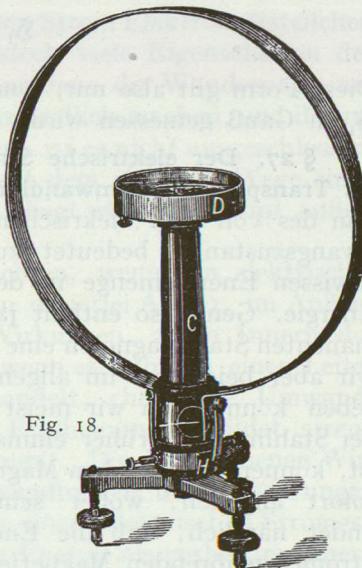


Fig. 18.

Tangentenbussole zur Messung der Stromstärke.

tische C.-G.-S.-Einheit, 1 Weber genannt, von der wir früher schon in § 11 gesprochen haben. Wir sahen damals, daß man den zehnten Teil derselben als praktische elektromagnetische Stromeinheit mit dem Namen Ampère gewählt hat. Die Gleichung (11) geht übrigens, wenn man k gleich Eins setzt und bedenkt, daß der Umfang des Kreises $P = 2\pi R$ ist, über in

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{2\pi J}{R} \dots \dots \dots \quad (11a).$$

Diese Form gilt also nur, wenn R in Centimetern, J in Weber, \mathfrak{H}_1 in Gauß gemessen wird.

§ 27. Der elektrische Strom in energetischer Betrachtung als Transport und Umwandlung von Energie. Das Vorhandensein des von dem elektrischen Strom erzeugten magnetischen Zwangszustandes bedeutet zugleich das Vorhandensein einer gewissen Energiemenge in dem Felde in Form magnetischer Energie. Genau so enthält ja auch das Magnetfeld eines permanenten Stahlmagneten eine gewisse Energiemenge. Während wir aber bei dieser im allgemeinen ihren Ursprung nicht angeben können, da wir meist nicht wissen, auf welche Weise der Stahlmagnet früher einmal zum Magneten gemacht worden ist, können wir bei dem Magnetfeld eines elektrischen Stromes sofort angeben, woher sein Energiegehalt stammt. Man findet nämlich, daß die Energie des zu einem elektrischen Strome gehörenden Magnetfeldes aus dem Energiefelde eines elektrischen Feldes entnommen ist, das dabei natürlich zerstört wird. Es verschwindet also elektrische Energie und dafür entsteht magnetische Energie. Da nun die Energien an das Vorhandensein der Kraftlinien gebunden sind, so kann man auch sagen: es verschwinden elektrische Kraftlinien und dafür entstehen magnetische; das Entstehen des einen Feldes ist an das Verschwinden des andern geknüpft. Der Vorgang, in dem dies stattfindet, wird als elektrischer Strom bezeichnet. Wir gelangen so zu einer ganz anderen Auffassung vom Wesen des elektrischen Stromes, als wir sie bisher hatten.

Die gewöhnliche Vorstellung vom Wesen des elektrischen Stromes, der auch wir bisher gefolgt sind, ist die, daß in dem Leiter die Elektrizität wie eine Flüssigkeit fließt. Wir werden diese Vorstellung auch beibehalten, wollen uns aber einmal klarmachen, was an ihr Tatsächliches und was Hypothetisches ist. Das was wir Elektrizität nennen und in dem elektrischen Strom uns fließend denken, können wir nicht so

wahrnehmen wie eine materielle Flüssigkeit, etwa mit dem Tastsinn oder mit den Augen. Wir nehmen vielmehr nur gewisse Wirkungen wahr, wie anziehende und absoßende Kräfte auf die im Feld befindlichen Körper, Wärmewirkungen und andere, und legen diesen Erscheinungen ein hypothetisches Etwas unter, das wir Elektrizität nennen und das wir uns mehr oder weniger wie eine feine Materie vorstellen. So haben wir auch niemals in dem elektrischen Strom Elektrizitätsteilchen wandern sehen; es lassen sich jedoch viele Eigenschaften des elektrischen Stromes durch die Annahme der Wanderung eines gewissen Etwas erklären, d. h. verständlich machen, und darum behalten wir dieselbe bei. Übrigens ist es nicht ausgeschlossen, daß wir mit dieser Vorstellung auf dem richtigen Wege sind; aber das endgültig zu entscheiden, liegt wohl überhaupt außerhalb der menschlichen Macht.

Was wir tatsächlich beobachten, wenn ein elektrischer Strom fließt, sind Wirkungen von dreierlei Art: 1. im Außenraum des Leiters magnetische Wirkungen, 2. im Innern des Leiters Wärmeentwicklung und, wenn es sich um einen Leiter zweiter Klasse (Elektrolyten) handelt, chemische Umwandlungen. Die Gesamtheit dieser Erscheinungen bildet streng genommen den „elektrischen Strom“. Die besprochenen Wirkungen nehmen wir wahr als Umwandlungen und Wanderungen der Energie. Nach dem Schließen eines „elektrischen Stromes“ finden wir mehr Wärme, also mehr Energie als vorher im Innern des Leiters; wir finden magnetische Energie in der Umgebung, wo vorher keine vorhanden war, und wir finden endlich in den neugebildeten chemischen Produkten einen größeren Vorrat an chemischer Energie als die Ausgangssubstanzen hatten. Im Ganzen muß man also den „elektrischen Strom“, wenn man nur die Tatsachen genau beschreiben will, als eine nach bestimmten Gesetzen stattfindende Umwandlung gewisser Energiearten in bestimmte andere Energiearten bezeichnen, bei welchem Vorgang zugleich ein Transport der Energie durch den Raum stattfindet. Auf der Leichtigkeit, mit der diese Wanderungen und Wandlungen vor sich gehen, beruht die vielseitige Anwendbarkeit des elektrischen Stromes zu allen möglichen Zwecken der Technik und des praktischen Lebens.

So förderlich nun auch diese Anschauungsweise ist, wenn es sich darum handelt, alles Hypothetische fernzuhalten, so ist sie doch einerseits zu abstrakt, um leicht verständlich zu sein, andererseits aber befriedigt sie nicht, da man gern

wissen möchte, warum nun gerade diese Umwandlungen und gerade in diesen Bahnen erfolgen. Man kommt daher immer wieder zu den Hypothesen, die eine Bewegung von irgend etwas, Elektrizität genannt, in dem stromführenden Leiter annehmen, sei dies Etwas nun eine feine Materie, die selbst dahinströmt, oder eine Schar von Wirbeln, die sich wie Wasserwirbel in dem Lichtäther fortbewegen, oder sonst etwas.

§ 28. Beziehung zwischen elektrischem Strom und elektrischer Feldintensität. Entladung eines Kondensators. Wir kehren nun zu der im § 26 aufgestellten Behauptung zurück, daß Entstehen oder Vergehen eines elektrischen Feldes immer verbunden ist mit Entstehen oder Vergehen eines magnetischen, und umgekehrt. Für diesen der Faraday-Maxwellschen Theorie zugrunde liegenden Satz können wir natürlich nicht alle Beweise erbringen, wir wollen uns begnügen, an einem Beispiel diese Behauptung zu erläutern. Soeben sahen wir, daß die Erzeugung eines Magnetfeldes einen gewissen Energieaufwand erfordert; die Energie muß als magnetische Energie in das Feld hineintransportiert werden, und dieser Transport kann mittels des elektrischen Stromes erfolgen. Wenn wir nun in der gewöhnlichen Weise ein Fließen von Elektrizität in dem Strom annehmen, so ist es offenbar konsequent, daß wir die Bewegung der Elektrizitätsmengen in dem Leiter hervorgebracht denken durch eine elektrische Kraft, genau so wie die Bewegung eines kleinen mit Elektrizität geladenen Leiters innerhalb des Dielektrikums von der elektrischen Kraft des Feldes bewirkt wird. Wir werden also auch im Innern des Leiters den Zwangszustand annehmen müssen, den wir im Dielektrikum angenommen und durch die elektrischen Kraftlinien dargestellt haben. Während aber die elektrische Kraft im isolierenden Dielektrikum sich nicht betätigen kann, außer wenn zufällig ein beweglicher geladener Körper im Felde ist, bewirkt die elektrische Kraft im Leiter sofort eine Bewegung der dort immer vorhandenen, positiven und negativen Elektrizitätsmengen in einander entgegengesetzten Richtungen, d. h. einen elektrischen Strom. Die Stromlinien, welche die Bewegungsrichtung angeben, fallen mit den Kraftlinien zusammen (wenigstens in nicht-kristallinischen Substanzen). Infolge der freien Beweglichkeit und der dadurch bedingten Nachgiebigkeit der Elektrizitätsmengen gegen die elektrische Kraft kann das elektrische Kraftfeld im Leiter nicht dauernd bestehen, sondern vergeht (zerfällt) in dem

Maße, wie die Elektrizitätsbewegung, d. h. der elektrische Strom, zunimmt. Wenn also das Kraftfeld nicht durch Nachschub neuer, elektrischer Energie aufrecht erhalten wird, so vergeht es vollständig und ist in dem Augenblick ganz verschwunden, wo die elektrische Strömung sich vollständig ausgebildet und die Stromintensität ihren höchsten Wert erreicht hat. Bei einem dauernd fließenden Strom muß man daher ein dauerndes Entstehen und Wiedervergehen des elektrischen Kraftfeldes im Leiter annehmen. Aus dem Gebiet der Mechanik kann man als Analoga einerseits den schnellen Druckverfall heranziehen, der das Ausströmen eines komprimierten Gases aus einem kleinen Behälter begleitet, und andererseits die Aufrechterhaltung des Druckes mit Hilfe eines Pumpwerkes, wenn der Gasstrom dauernd fließen soll.

Zu dem elektrischen Strom gehört nun aber erfahrungsgemäß das Magnetfeld, das um so stärker ist, je größer die Stromstärke; es erreicht also seine größte Stärke in dem Augenblick, wo der elektrische Strom sich vollständig ausgebildet hat und das elektrische Kraftfeld ganz verschwunden ist. Am anschaulichsten wird der Vorgang, wenn wir den elektrischen Strom nicht durch ein galvanisches Element oder eine Dynamomaschine erzeugen, die das vergehende elektrische Feld immer von neuem hervorrufen und den Strom dauernd fließen lassen; sondern wenn wir den elektrischen Strom benutzen, der die Entladung eines Kondensators bewirkt. In diesem Fall sehen wir das elektrische Feld mit seinen Kraftlinien direkt vor uns, solange der Kondensator geladen ist. Wir knüpfen zweckmäßig an die Figur 19 an, die die wirklich vorhandenen Verhältnisse schematisch wiedergibt. Von den Kondensatorplatten *A* und *B* gehen die drahtförmigen Leiter *AD* und *BE* aus, deren Enden *D* und *E* sich nahe gegenüberstehen. Der Draht *AD* hat im Zustand des elektrostatischen Gleichgewichts dasselbe Potential (Spannung) wie die Platte *A*, ebenso der Draht *BE* dasselbe Potential wie Platte *B*; sie bilden einfach eine Vergrößerung der Kondensatorbelegungen und tragen

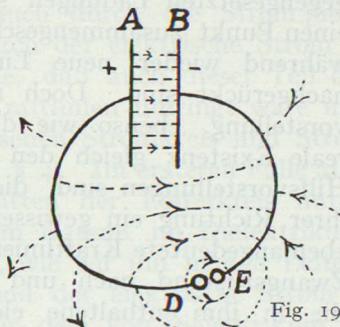


Fig. 19.
Entladung eines Kondensators
(schematisch).

auf ihren Oberflächen die entsprechenden positiven und negativen Ladungen. Die Lage der elektrischen Kraftlinien ist in der Figur skizziert; der weitaus größte Teil derselben befindet sich in dem Raum zwischen den Platten *A* und *B*, wo die größte Feldstärke herrscht.

Sowie nun die Enden der Drähte *D* und *E* zur Berührung gebracht werden, entsteht der elektrische Strom, indem die Ladungen nach der Berührungsstelle hinwandern und sich dort ausgleichen, wobei die elektrischen Kraftlinien verschwinden. Man kann sich, wenn man will, denken, daß die elektrischen Kraftlinien sich wie losgelassene gespannte Gummischnüre zusammenziehen und dabei die an ihren Enden sitzenden Elektrizitätsmengen längs des Leitungsraumes wie an einer Führungsschiene gegeneinander ziehen. Wenn die beiden entgegengesetzten Ladungen sich treffen, ist die Kraftlinie auf einen Punkt zusammengeschrumpft und damit verschwunden, während wieder neue Linien aus dem Kondensatorraume nachgerückt sind. Doch ist das nur ein Bild, eine Hilfsvorstellung, ebenso wie die Kraftlinien selbst ja nicht eine reale Existenz gleich den Gummischnüren besitzen, sondern Hilfsvorstellungen sind, die uns darüber belehren, daß längs ihrer Richtung ein gewisser Zwangszustand besteht. Die soeben angedeutete Kraftlinienwanderung besagt nur, daß dieser Zwangszustand nach und nach verschwindet und daß dabei die in ihm enthaltene elektrische Energie sich in andere Formen umwandelt und an andere Stellen im Raum wandert. Die eine dieser neuen Energieformen ist nun, wie die Beobachtung lehrt, magnetische Energie; denn der Leiter *ADEB* ist von magnetischen Kraftlinien umgeben, solange der Strom fließt. Man hat das durch solche Kondensatorenladungen hervorgerufene Magnetfeld z. B. dadurch nachweisen können, daß man mit ihm Stahlnadeln zu permanenten Magneten magnetisiert hat. Die magnetische Energie kann als vorübergehend aufgespeichert gelten, denn man kann sie leicht wieder in die elektrische Energie eines elektrischen Kraftfeldes, oder auch in irgend eine andere Energieart (z. B. mechanische Arbeit) verwandeln. Ein anderer Teil der Energie des verschwindenden elektrischen Feldes wird innerhalb des Leitungsraumes in Wärme umgewandelt, da ja der elektrische Strom immer den Leiter erwärmt. Dieser Teil, die Stromwärme, kann nicht so ohne weiteres wieder in elektrische Energie zurückverwandelt werden wie die magnetische Energie und stellt

daher gewissermaßen einen Energieverlust dar. Wir werden die Bedeutung desselben bei Besprechung der elektrischen Schwingungen an einem ganz ähnlichen Beispiel kennen lernen.

§ 29. Elektrischer Strom und elektrische Feldintensität.

Maxwells Leitungsstrom und Verschiebungsstrom. Man kann nun — und das hat Maxwell getan — den beschriebenen Vorgang der Kondensatorenentladung, der als typisch bezeichnet werden muß, noch von einer anderen Seite betrachten. Wir haben, wenn wir von dem elektrischen Strom sprachen, nur immer an den Leitungsdräht $A D E B$ gedacht; in ihm fließt die Elektrizität von den Belegungen als elektrischer Strom ab, ihn umringen die magnetischen Kraftlinien. Genau dasselbe würde stattfinden, wenn statt des Kondensators AB ein galvanisches Element oder eine andere Stromquelle in den Leitungsdräht $A D E B$ eingeschaltet wäre. Der einzige Unterschied besteht darin, daß in letzterem Falle auch durch die Stromquelle (das galvanische Element) hindurch der elektrische Strom in gewöhnlicher Weise fließen würde, daß auch dieser Teil des Stromkreises von magnetischen Kraftlinien umringt wäre und daß man einen in sich geschlossenen Stromkreis und Strom haben würde, wie in der Figur 2 § 4. Im ersteren Falle aber ist zwischen den Kondensatorplatten der Leiterkreis unterbrochen, und es kann in diesem Raume, im Dielektrikum, kein Strom fließen in dem Sinne, wie wir ihn in den Leitern kennen. Jedoch geschieht, während der elektrische Strom in dem Leiter $A D E B$ fließt, auch in dem von Dielektrikum erfüllten Raume etwas; die Intensität des elektrischen Feldes ändert sich nämlich, was sich zahlenmäßig durch die Änderung der Kraftlinienzahl ausdrücken läßt. Bei demjenigen Strom, der Entladung des Kondensators bewirkt, nimmt die Feldintensität ab; bei dem entgegengesetzt fließenden, der Aufladung bewirkt, nimmt sie zu. Die elektrische Kraft oder Feldintensität denken wir uns nun als Folge eines charakteristischen Zwangszustandes des Dielektrikums, hervorgebracht durch die dielektrische Verschiebung oder Polarisation desselben. Dem Fließen des elektrischen Stromes im Leiter geht also die Zunahme oder Abnahme der dielektrischen Verschiebung im Dielektrikum parallel.

Maxwell kam nun durch gewisse Überlegungen zu der Vorstellung, daß diese beiden Vorgänge — Strom im Leiter und Entstehen bzw. Vergehen der Verschiebung im Dielektrikum — nicht bloß nebeneinander bestehen, sondern auch nach

außen dieselben magnetischen Wirkungen ausüben, also einander in dieser Hinsicht vollkommen gleichartig sind. Diese Vorstellung bildet einen Grundpfeiler der Maxwellschen Theorie.

Maxwell hat, um diese Gleichwertigkeit auch äußerlich hervorzuheben, die Bezeichnung Strömung oder Strom für beide Vorgänge angenommen. Er nennt den elektrischen Strom in Leitern Leitungsstrom und das Entstehen oder Verschwinden der dielektrischen Verschiebung Verschiebungsstrom. Der Verschiebungsstrom längs einer elektrischen Kraftlinie, d. h. das Entstehen dieser Kraftlinie, wirkt magnetisch wie ein gewöhnlicher Strom (Leitungsstrom) in einem linearen Leiter; um die Kraftlinie bildet sich, solange sie entsteht oder vergeht, ein Magnetfeld, dessen Kraftlinien die elektrische Kraftlinie umzingeln. Der ganze zylinderförmige Raum zwischen den Kondensatorplatten mit seinen zahlreichen elektrischen Kraftlinien verhält sich infolgedessen ungefähr wie ein dicker Leitungsdräht, dessen Querschnitt die Gestalt und Größe der Kondensatorplatten hat. Nicht immer freilich hat man so einfache Verhältnisse; bei komplizierterer Gestalt der Belegungen ist es nicht immer möglich, einen stromdurchflossenen dicken Leiter zu konstruieren, dessen Magnetfeld das Magnetfeld des Verschiebungsstromes ersetzen kann. Für jede einzelne der entstehenden elektrischen Kraftlinien aber gilt der Satz, daß ihr Magnetfeld identisch ist mit dem eines linearen, in gleicher Richtung laufenden stromführenden Leiters, einer Stromlinie. Nach dieser von Maxwell eingeführten Anschauungsweise setzen sich gewissermaßen die Stromlinien des elektrischen Leitungsstromes, der in dem Draht *ADEB* fließt, durch das Dielektrikum zwischen *A* und *B* fort als Linien des Verschiebungsstromes, d. h. als entstehende bzw. vergehende elektrische Kraftlinien. Es gibt nach dieser Theorie also nur geschlossene Stromkreise, auch bei Unterbrechung des Leitungskreises durch ein Dielektrikum, während die reine Fluidumtheorie in solchen Fällen von ungeschlossenen Strömen sprechen mußte.

Die Intensität der elektrischen Strömung, die Stromstärke, ist in den Leitern bestimmt durch die Elektrizitätsmenge, welche in der Zeiteinheit (1 Sekunde) durch den Leiterquerschnitt hindurchtransportiert wird. Für den Verschiebungsstrom müssen wir nun auch einen Ausdruck haben, der die Intensität desselben darstellt; wir finden ihn in der Geschwindig-

keit, mit welcher die infolge der dielektrischen Verschiebung erzeugte elektrische Kraft sich zeitlich ändert. Je mehr Elektrizität nämlich in einer gegebenen Zeit durch den Leitungsstrom auf die Kondensatorbelegungen befördert wird, desto mehr elektrische Kraftlinien müssen in dieser Zeit in dem Dielektrikum entstehen, da ja von jeder an der Oberfläche der Belegungen sitzenden Einheit der Elektrizitätsmenge 4π Kraftlinien in das Dielektrikum hinaustreten (vergl. § 20). Die Zunahme der Zahl von elektrischen Kraftlinien während einer Sekunde ist daher der Stromstärke des Leitungsstromes proportional. Um zahlenmäßige Gleichheit zu erhalten, muß man den Ausdruck, welcher die Änderung der Kraftlinienzahl darstellt, noch mit einem passenden Proportionalitätsfaktor multiplizieren; dieser ergibt sich als Dielektrizitätskonstante K dividiert durch 4π .

Statt den ganzen vom Felde eingenommenen Raum und die Änderung der Gesamtzahl aller Kraftlinien, also den Gesamtstrom, zu betrachten, der dem Gesamtstrom im ganzen Leiterquerschnitt entspricht, nimmt man besser nur einen abgegrenzten Teil desselben, nämlich einen kurzen Zylinder, dessen Achse in die Richtung der Kraftlinien fällt, so daß die Kraftlinien seiner Mantelfläche parallel laufen (vergl. Fig. 20), ein Stück einer sog. Kraftröhre. Die Grundfläche dieses Zylinders, also sein Querschnitt, sei gleich der Flächeneinheit 1 qcm. Da die Kraftlinien diese Fläche senkrecht durchsetzen, so stellt ihre Anzahl nach § 20 die elektrische Feldintensität E an dieser Stelle dar. Die Änderung dieser durch den Querschnitt 1 qcm hindurchtretenden Kraftlinienzahl, also die Änderung der Feldintensität E gibt ein Maß für die Stärke des Verschiebungsstromes an dieser Stelle. Wenn man noch den Proportionalitätsfaktor $K/4\pi$ hinzunimmt, so erhält man die Definition:

Die Stärke (Intensität) des dielektrischen Verschiebungsstromes an irgend einer Stelle des Feldes ist gleich der Zunahme bzw. Abnahme der elektrischen Feldintensität daselbst in der Zeiteinheit (d. h. in 1 Sekunde), multipliziert mit der durch 4π geteilten Dielektrizitätskonstante.

Die Zu- oder Abnahme der elektrischen Kraft in der Zeit-

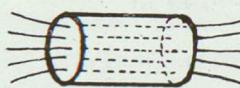


Fig. 20.

Stück einer elektrischen
Kraftröhre.

einheit ist, allgemeiner gesprochen, die Geschwindigkeit, mit der sich die Kraft ändert. Daher können wir auch sagen, wenn wir den Verschiebungsstrom S_v nennen:

$$\text{Verschiebungs-} \left\{ \begin{array}{l} \text{strom } S_v \\ \end{array} \right\} = \frac{K}{4\pi} \times \left\{ \begin{array}{l} \text{Änderungsgeschwindig-} \\ \text{keit der elektrischen Kraft} \end{array} \right\} \quad (12)$$

Als mathematische Formel läßt sich dies Gesetz nur mit Hilfe der in der Differentialrechnung gebräuchlichen Zeichen darstellen.¹⁾

Wir fügen den entsprechenden Satz für die Stromstärke des Leitungsstromes sofort mit an. Er ist selbstverständlich nicht etwas ganz neues, sondern nur eine passende Umformung²⁾ des aus der Erfahrung gewonnenen Ohmschen Gesetzes (vgl. § 3) und lautet:

Die Stärke (Intensität) des elektrischen Leitungsstromes (in einem zylindrischen Leiterstück vom Querschnitt 1 qcm) ist gleich der daselbst wirkenden elektrischen Kraft \mathfrak{E} multipliziert mit

¹⁾ Es ist

$$S_v = \frac{K}{4\pi} \frac{d\mathfrak{E}}{dt} \quad \quad 12a)$$

²⁾ Statt der elektrischen Spannungsdifferenz V zwischen den Enden des betrachteten Leiterstückes in dem Ohmschen Gesetz (Gleichung 1) in § 3 muß man zunächst die elektrische Kraft einführen, indem man berücksichtigt, daß nach Gleichung (9a) in § 22 die elektrische Spannungsdifferenz zwischen zwei Punkten gleich der elektrischen Kraft multipliziert mit der Entfernung der beiden Punkte ist. Nimmt man also das Leiterstück 1 cm lang (d. h. gleich der Längeneinheit), so wird die Spannungsdifferenz V an seinen Enden gleich der elektrischen Kraft \mathfrak{E} . Die Stromstärke S_v des Verschiebungsstromes bezieht sich nun nicht auf den ganzen Querschnitt des Dielektrikums, sondern auf den Querschnitt 1 qcm (die Flächeneinheit). Daher müssen wir, um S_v entsprechend zu definieren, ein Leiterstück von 1 qcm Querschnitt betrachten. Die Elektrizitätsmenge, welche in 1 Sekunde durch den Querschnitt 1 qcm hindurchgeht, ist die Stromintensität S_v in der neuen Definition (Stromdichte). Die Stärke des Gesamtstromes, der den ganzen Querschnitt des Leiters erfüllt, ergibt sich als Produkt aus S_v und dem Querschnitt des Leiters q ; sie ist die früher als Stromintensität bezeichnete Größe J . Nach Gleichung (1a) in § 3 ist der Widerstand eines Leiterstückes von der Länge $l = 1$ cm und dem Querschnitt $q = 1$ qcm offenbar gleich dem spezifischen Widerstand σ , und dieser ist der reziproke

Wert der Leitfähigkeit z. d. h. $\sigma = \frac{1}{\zeta}$. Die Einführung beider Größen, \mathfrak{E} und ζ , in das Ohmsche Gesetz giebt die obige Formel (13).

der spezifischen Leitfähigkeit α der leitenden Substanz.

Also:

$$\text{Leitungsstrom } S_l = \alpha \times \text{elektrische Kraft} \quad (13)$$

oder in Buchstaben

$$S_l = \alpha E \quad \dots \quad (13a)$$

In vollkommenen Isolatoren ist nur der Verschiebungsstrom S_v vorhanden. In Leitern muß man sich im allgemeinen beide Arten von Strömen gleichzeitig vorhanden denken, insbesondere gilt dies für schlechte Leiter; in guten Leitern jedoch überwiegt der Leitungsstrom und ist in vollkommenen Leitern allein vorhanden. In einem Medium, in welchem beide Ströme zugleich existieren, ist der „Strom“ durch die Summe von Leitungsstrom und Verschiebungsstrom gegeben. Was nun aber auch gelten mag, ob beide Stromarten zusammen oder nur eine einzige vorhanden ist, man hat immer geschlossene Stromkreise. Jede Stromlinie eines Leiters bildet entweder (bei einem zum Ringe geschlossenen Leiter) für sich allein, oder (bei einem offenen Leiter) unter Zwischenschaltung einer entstehenden bzw. vergehenden Linie dielektrischer Verschiebung (Kraftlinie) in dem Dielektrikum solch einen Stromkreis. Auch das Entstehen oder Vergehen einer in sich geschlossenen elektrischen Kraftlinie, also ein ringförmig geschlossener Verschiebungsstrom stellt einen derartigen geschlossenen Stromkreis dar. Jeder dieser linearen Stromkreise oder Ringe übt nun an allen Punkten seines Umfanges dieselbe magnetische Wirkung aus; das Entstehen des Stromes erzeugt in seiner unmittelbaren Umgebung ein magnetisches Feld mit einer ganz bestimmten räumlichen Verteilung des magnetischen Zwangszustandes. Wir wissen (nach § 26), daß die magnetischen Kraftlinien den Strom als geschlossene Kurven umzingeln und in seiner unmittelbarsten Nähe Kreise sind, deren Ebene senkrecht steht auf der Richtung des elektrischen Stromes. Man kann sogar ganz allgemein den Satz aufstellen: Die von einem linearen elektrischen Strom in seiner unmittelbaren Nachbarschaft erzeugte magnetische Kraft steht immer senkrecht auf der Stromrichtung, ein Satz, der für die Verschiebungsströme im Dielektrikum gewöhnlich in der Form ausgesprochen wird: Die elektrischen und magnetischen Kräfte stehen auf einander senkrecht. Letzteres folgt daraus, daß Stromrichtung und

Richtung der elektrischen Kraft identisch sind. Man kann jedoch in den seltensten Fällen, streng genommen überhaupt nicht, das magnetische Feld einer einzigen Stromlinie, sondern nur das Gesamtfeld beobachten, welches durch Übereinanderlagerung der Teilstufen aller einzelnen Stromlinien entsteht. Das gilt vor allen Dingen für die ja fast immer räumlich ausgedehnten Dielektrika, aber auch für dicke Leiter.

§ 30. Die Maxwellschen Gleichungen als Nahwirkungs-Gesetze. Würde das Neue, das die Maxwellsche Anschauungsweise auszeichnet, nur darin bestehen, daß man mit Zuhilfenahme des Verschiebungsstromes jede elektrische Strömung als eine in sich geschlossene, ringförmige ansieht, so würde diese Theorie zwar über manche von der Fluidumtheorie schwer zu erklärende Erscheinungen Licht verbreiten können, aber sie wäre doch nur eine Erweiterung der Theorie der unvermittelten Fernwirkungen. Auch diese Theorie berechnet das Magnetfeld elektrischer Ströme, die in dicken, nicht linearen Leitern fließen, durch Übereinanderlagerung der Teilstufen, die von den einzelnen Stromfäden (Stromlinien) erzeugt werden.

Was nun aber die Maxwellsche Theorie von der alten Fluidum-Fernwirkungstheorie so tief scheidet, ist die neue Hypothese, daß das Magnetfeld einer Stromlinie nicht mit einem Schlag im ganzen Außenraum vorhanden ist, wenn der Strom zu fließen beginnt, sondern zunächst auf die unmittelbare Umgebung, genau genommen auf den Ort der Stromlinie selbst beschränkt ist. Die Änderung des elektrischen Zwanges längs der Stromlinie erzeugt eine Änderung des magnetischen Zwanges am gleichen Ort; von da überträgt sich die Störung weiter auf die benachbarten Stellen und schreitet so im Raume fort. Diese Eigenschaft ist es, welche den sogenannten Maxwellschen Gleichungen ihren besonderen Charakter als Nahwirkungsgesetze verleiht. Die Maxwellschen Gleichungen des elektromagnetischen Feldes sind Differentialgleichungen, welche für jeden Punkt im Raume (jedes kleinste Raumteilchen oder Raumelement) die daselbst in jedem Augenblick herrschenden elektrischen und magnetischen Kräfte mit einander verknüpfen. Sie bestimmen also die gegenseitigen Einwirkungen dieser Kräfte in jedem Raumelement. Indem man diese Elementarwirkungen summiert (d. h. die Differentialgleichungen durch Integration auflöst, was eine meist sehr schwere mathematische Aufgabe ist), erhält man die Gesamt-

wirkungen in endlich ausgedehnten Räumen, mit denen wir allein experimentieren können.

Es verdient in der Tat die größte Bewunderung, wie es Maxwell gegückt ist, die komplizierten Beziehungen zwischen den elektrischen und magnetischen Kräften in ein verhältnismäßig einfaches, aus zwei Gruppen bestehendes System von Gleichungen zusammenzufassen. Wie man zu diesen Maxwellschen Gleichungen gelangt, läßt sich hier nur andeuten. Natürlich muß man von den experimentell gefundenen Erscheinungen ausgehen, das sind in erster Linie die magnetischen Kräfte um elektrische Leitungsströme. Die Form der Magnetfelder, d. h. die räumliche Verteilung des magnetischen Zwangszustandes läßt sich hier leicht feststellen, sie hängt von der Stärke und Richtung des elektrischen Stromes ab. Indem man nun mit Maxwell die Annahme macht, daß Verschiebungsströme magnetisch gerade so wirken wie Leitungsströme, kommt man offenbar zu einer analogen, gesetzmäßigen Beziehung zwischen dem Verschiebungstrom, d. h. der zeitlichen Änderung der elektrischen Kraft, und der Form des erzeugten Magnetfeldes, d. h. der räumlichen Verteilung des magnetischen Zwangszustandes. Das liefert einen Teil der Maxwellschen Gleichungen.

Es zeigt sich aber weiter, daß umgekehrt auch zeitliche Änderungen der magnetischen Kraft, ein Vorgang, den man als magnetischen Verschiebungstrom oder kurz als magnetische Strömung bezeichnen könnte, die räumliche Verteilung des elektrischen Zwangszustandes bestimmen. Maxwell machte die Annahme, daß diese Beziehungen dieselbe Form haben, wie die vorigen, aus ihnen also durch bloße Vertauschung der elektrischen Größen mit den entsprechenden magnetischen hervorgehen; nur muß man, da es keinen magnetischen Leitungsstrom gibt, diesen in den Gleichungen weglassen. So erhält man das vollständige System der Maxwellschen Gleichungen.¹⁾

1) Bedeuten x, y, z die drei aufeinander senkrechten Koordinaten eines Punktes des Raumes in einem „rechtshändigen“ Cartesischen Koordinatensystem; X, Y, Z die Komponenten der elektrischen Kraft \mathfrak{E} nach diesen Richtungen; L, M, N ebenso die Komponenten der magnetischen Kraft \mathfrak{H} ; bedeuten ferner K die Dielektrizitätskonstante, μ die magnetische Permeabilität, \varkappa die elektrische Leitfähigkeit des Mediums an dem betreffenden Punkt des Raumes, und ist c die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen im Vakuum oder Äther (übrigens identisch mit der Licht-

Dieses Maxwellsche Gleichungssystem gilt für ruhende oder langsam bewegte Körper und hat sich da vollkommen bewährt. Wenn jedoch die materiellen Träger der elektrischen und magnetischen Kräfte, z. B. elektrisch geladene Leiter oder Magnete, mit sehr großer Geschwindigkeit bewegt werden, nämlich mit einer Geschwindigkeit, die an die Lichtgeschwindigkeit heranreicht, wie es bei den Himmelskörpern im Welt Raum und noch mehr bei den winzig kleinen Teilchen der Fall ist, die von den radioaktiven Stoffen ausgeschleudert werden, so versagen diese einfachen Maxwellschen Gleichungen. Man hat deshalb in neuester Zeit versucht, sie so zu erweitern, daß sie auch für bewegte Körper gelten. Diese von verschiedenen Forschern (Hertz, H. A. Lorentz, Cohn u. a.) unternommenen Versuche haben noch kein allseitig anerkanntes Resultat ergeben. Sie bilden zurzeit einen der schwierigsten und meistumstrittenen Forschungsgegenstände. Wir können auf sie natürlich nicht eingehen.

§ 31. Die kritische Geschwindigkeit c und die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen. Die Maxwellschen Gleichungen verknüpfen als Nahwirkungsgesetze die elektrischen Vorgänge in einem Punkt des Raumes mit den an derselben Stelle und in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft stattfindenden magnetischen. Da nun aber in der Natur Wirkungen von einem Punkt nach anderen entfernten Punkten hin stattfinden, so müssen auch diese Gleichungen, wenn anders sie Anspruch auf Richtigkeit machen wollen,

geschwindigkeit im Vakuum), so haben die Maxwellschen Gleichungen folgende Form:

$$\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} = \frac{K}{c} \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{4\pi\zeta}{c} X,$$

$$\frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} = \frac{K}{c} \frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{4\pi\zeta}{c} Y,$$

$$\frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{K}{c} \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{4\pi\zeta}{c} Z,$$

$$\frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial L}{\partial t},$$

$$\frac{\partial X}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial x} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial M}{\partial t},$$

$$\frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial N}{\partial t}.$$

eine solche Übertragung oder Ausbreitung der Wirkung ergeben. In der Tat erfüllen sie diese Forderung; es ist in ihnen vermöge ihrer besonderen Form die Tatsache der Ausbreitung elektromagnetischer Störungen ausgedrückt, und zwar erfolgt dieselbe nach den Gleichungen von Punkt zu Punkt durch den Raum hindurch mit einer gewissen Geschwindigkeit, die von den elektromagnetischen Konstanten K und μ (bzw. noch α) der dielektrischen Substanz und einer anderen, dem Lichtäther oder Vakuum eigentümlichen Konstante c abhängt. Mit andern Worten: Die Geschwindigkeit ist abhängig von der Natur des Mediums, in dem die Störung fortschreitet. Das eben Gesagte folgt rein rechnerisch aus den Maxwell'schen Gleichungen, und gerade die Tatsache, daß die Beobachtungen wirklich eine konstante Ausbreitungs- oder Fortpflanzungsgeschwindigkeit ergeben haben, die mit der von Maxwell berechneten übereinstimmt, hat der Faraday-Maxwellschen Theorie den Sieg über die Fluidum-Fernwirkungstheorie verschafft.

Wie sich das Vorhandensein einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von bestimmtem, endlichem Werte aus den Gleichungen ergibt, können wir hier nicht darlegen, aber auf ihren Wert müssen wir noch eingehen. In den Maxwell'schen Gleichungen kommt eine gewisse Konstante vor — c haben wir sie genannt — die zunächst nur eine Umrechnungskonstante zwischen dem elektrostatischen und dem elektromagnetischen C.-G.-S.-System darstellt. Sie kommt in die Gleichungen hinein, wenn man die elektrische Kraft E und ihre Komponenten mit elektrostatischen Maßeinheiten messen will, die sich mittels Gleichung (6a) und (7) (vgl. § 12 und 19) aus dem Coulombschen Anziehungsgesetz herleiten. Da die Einheit der magnetischen Kraft, das Gauß, in analoger Weise mittels Gleichung (6b) und (10) (vgl. § 12 und 24) aus dem entsprechenden Coulombschen Gesetz für magnetische Anziehung hergeleitet wird, so herrscht in bezug auf die Messung beider Größen unter diesen Umständen volle Symmetrie. Die Wechselwirkungen beider Arten von Kräften aber kennen wir aus den magnetischen Wirkungen des elektrischen Stromes, den wir gewöhnlich in elektromagnetischen Einheiten messen. Diese Wechselwirkungen werden nun gerade durch die Maxwell'schen Gleichungen dargestellt. Will man daselbst, um die oben angedeutete Symmetrie zu wahren, die Stromstärke in elektrostatischem Maße messen, so muß der genannte Umrechnungsfaktor c benutzt werden. Dieser Umrechnungsfaktor ist nun

als eine Größe von bedeutender prinzipieller Wichtigkeit mehrfach gemessen worden (zuerst 1856 von W. Weber und R. Kohlrausch) und hat den Wert von rund 300000 Kilometern pro Sekunde. Er ist aus bestimmten Gründen, die mit der Ableitung der Maßsysteme zusammenhängen, aber hier nicht erörtert werden können, keine unbenannte Zahl, sondern eine Geschwindigkeit. Man hat sie als die *kritische Geschwindigkeit* bezeichnet. Mit diesem Namen hat es folgende Bewandnis:

Wir wissen, daß nach dem Coulombschen Gesetz zwei gleichnamige Elektrizitätsmengen e und e' sich gegenseitig abstoßen. Andererseits ziehen sich, wie Ampère fand, zwei parallele, gleichgerichtete elektrische Ströme (eigentlich die Leiter in denen sie fließen) an. Nun sind Ströme bewegte Elektrizitätsmengen, und umgekehrt können bewegte Elektrizitätsmengen immer als elektrische Ströme betrachtet werden;

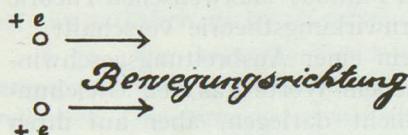


Fig. 21.

Elektrostatische Abstoßung und elektrodynamische Anziehung bei der kritischen Geschwindigkeit.

namigen Elektrizitätsmengen e geladene Leiter (kleine Kugeln), senkrecht zu ihrer Verbindungslinie in derselben Richtung gleich schnell bewegt (vgl. Fig. 21), stellen also zwei parallele gleichgerichtete Ströme dar und müssen sich demnach elektrodynamisch mittels ihrer Magnetfelder anziehen, und zwar um so stärker je größer ihre Geschwindigkeit, d. h. je größer die Stromstärke ist. Andererseits stoßen sie sich nach dem Coulombschen Gesetz gegenseitig ab. Es muß nun eine gewisse Geschwindigkeit geben, bei der die elektrodynamische Anziehung gerade die elektrostatische Abstoßung aufhebt, und das ist die *kritische Geschwindigkeit*.

Diese Größe, deren Wert nach den besten Messungen fast genau 300000 km/sek. oder $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek. beträgt, tritt nun in den Maxwell'schen Gleichungen in solcher Weise auf, daß sie mit K und μ zusammen die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Störungen innerhalb des Dielektrikums bestimmt. Und zwar ist die Geschwindigkeit c' in

in der Tat übt nach den Versuchen von Rowland, Röntgen u. a. ein schnell bewegter geladener Leiter nach außen dieselben magnetischen Wirkungen aus wie ein elektrischer Strom, der in der Bahn des bewegten Körpers fließt. Zwei mit gleich großen gleich-

einem Medium mit der Dielektrizitätskonstante K und der Permeabilität μ gleich der kritischen Geschwindigkeit c , dividiert durch die Quadratwurzel aus dem Produkt $K\mu$. In Buchstaben:

$$c' = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}. \quad \dots \quad (14).$$

Im Äther (Vakuum), näherungsweise auch in Luft, wo K und μ gleich Eins sind, wird also die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Störungen gleich der kritischen Geschwindigkeit 300 000 km/sek.

§ 32. Maxwell's elektromagnetische Lichttheorie. Dies für sich allein schon hochinteressante Resultat eröffnete Maxwell den Weg in ein ganz neues Gebiet. Seine Gleichungen, abgeleitet aus rein elektrischen und magnetischen Beobachtungen, hatten für jede von einem Punkt ausgehende, elektromagnetische Störung eine konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit ergeben, deren Größe im freien Äther 300 000 km/sek. betrug. Genau denselben Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt aber nach zahlreichen sorgfältigen Messungen eine andre physikalische Erscheinung, nämlich das Licht. Die Geschwindigkeit des Lichtes ist im leeren Weltenraum durch astronomische Beobachtungen zuerst von Olaf Römer (1675), später von Bradley (1727) und neuerdings noch von anderen Beobachtern gemessen worden; sehr viel später sind derartige Messungen nach physikalischen Methoden von Fizeau (1849), Foucault (1862) und anderen auch für Luft und einige weitere irdische Stoffe ausgeführt worden. Der jetzt als genauester angenommene Wert in Luft (und im Vakuum) beträgt 299 750 km/sek., ist also dem Wert der „kritischen Geschwindigkeit“ c genau gleich, denn die kleine Differenz (klein im Verhältnis zu der Größe der ganzen Zahl) beider Werte kommt jedenfalls auf Rechnung der Beobachtungsfehler. Man kann sie beide mit hinreichender Genauigkeit gleich 300 000 km/sek. annehmen, wie wir getan haben.

Diese Übereinstimmung kann Zufall sein; es wäre aber wunderbar, wenn zwei von einander unabhängige Naturkonstanten genau denselben Wert hätten. Viel wahrscheinlicher ist es, daß die Übereinstimmung auf einem engen, bisher nur unbekannten Zusammenhang der beiden physikalischen Gebiete beruht; mit anderen Worten, daß Licht und elektromagnetische Vorgänge ihrem Wesen nach gleich sind. Maxwell

faßte diesen kühnen Gedanken, mit dem wir heute ganz vertraut geworden sind: das Licht ist eine elektromagnetische Erscheinung; es ist eine Störung des elektromagnetischen Gleichgewichts in dem durchstrahlten Medium, die sich in Wellenform ausbreitet; die Schwingungen, auf denen es beruht, sind nicht Hin- und Herbewegungen der Ätherteilchen selbst, wie die von dem holländischen Physiker Huyghens (1678—1690) aufgestellte, von Young, Fresnel, Neumann u. a. ausgebildete Undulations- oder Wellentheorie des Lichtes angenommen hatte, die an die Schwingungen elastischer Körper anknüpfte, sondern periodische Veränderungen elektrischer und magnetischer Kräfte, elektromagnetische Schwingungen in dem durchstrahlten Medium. Die bewährte Vorstellung, daß das Licht auf Schwingungen beruht, wird daher beibehalten, nur sind es nicht räumliche Bewegungen, an die man dabei denken muß, sondern etwas weniger anschauliche Vorgänge, nämlich periodisches An- und Abschwellen der elektrischen und magnetischen Kraft an jedem Punkt des Raumes. Ein von Licht durchstrahlter Raum ist daher ein variables elektromagnetisches Feld. Das ist der Kern von Maxwells elektromagnetischer Lichttheorie. Sie ist uns heute, wo wir zahlreiche Wechselwirkungen zwischen Licht und elektromagnetischen Kräften kennen, für die wir ohne die Annahme einer nahen Verwandtschaft beider gar keine Erklärung hätten, bereits unentbehrlich geworden. Der schlagendste Beweis aber für die Möglichkeit, Lichtwellen als elektromagnetische Wellen anzusehen, wurde von Heinrich Hertz erbracht, dem es 1888 nach mühsamen und mit höchstem Scharfsinn erdachten Versuchen gelang, vermittels elektrischer Vorrichtungen elektromagnetische Schwingungen zu erzeugen, die sich in Wellenform durch den Raum ausbreiteten und bezüglich Reflexion, Brechung, Beugung, Interferenz usw. denselben Gesetzen gehorchten wie die Lichtwellen. Diese Hertzschen elektromagnetischen Schwingungen sind es, die in der drahtlosen Telegraphie die Zeichenübermittlung besorgen und somit nicht nur eine außerordentliche wissenschaftliche, sondern auch praktische Bedeutung haben.

Viertes Kapitel.

Die Elektronentheorie.

§ 33. Dispersion des Lichtes. Spektrum. Lichtgeschwindigkeit und Brechungsquotient. Als Maxwell selbst und andre nach ihm daran gingen, die im Jahre 1865 veröffentlichte Idee der elektromagnetischen Lichttheorie bis in alle Details auszubauen, geschah das wohl in der Erwartung, daß sie von allen Einzelheiten der Optik Rechenschaft geben und auch diejenigen Erscheinungen ohne weiteres darstellen würde, die der elastischen Theorie Schwierigkeiten gemacht hatten. Dazu gehörte vor allem die Erscheinung der Farbenzerstreuung oder Dispersion. Wenn man einen Strahl weißes Licht,

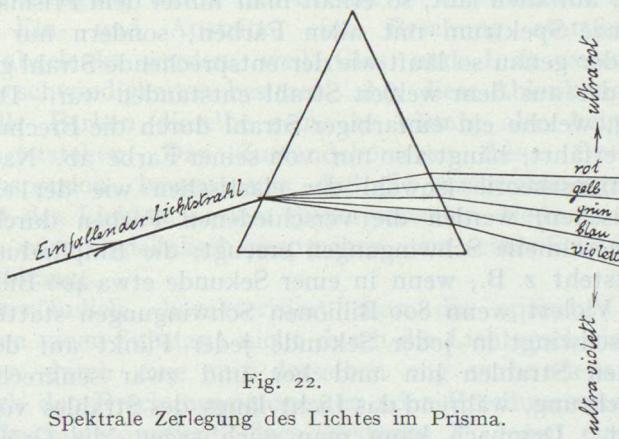


Fig. 22.

Spektrale Zerlegung des Lichtes im Prisma.

z. B. Sonnenlicht, auf ein durchsichtiges Prisma (von Glas oder anderem Material) auffallen läßt, so daß er die eine Seite des Prismas trifft, so geht das Licht durch das Prisma hindurch und tritt an der angrenzenden Seite aus, aber wie bekannt nicht in der Richtung, die die gerade Fortsetzung des einfallenden Strahles bildet, sondern in geänderter Richtung, abgelenkt oder gebrochen; außerdem aber bleibt er nicht ein einziger Strahl weißen Lichtes, sondern verwandelt sich in ein Bündel verschiedenfarbiger Strahlen mit allen Farben des Regenbogens von Rot bis Violett, die verschieden stark ab-

gelenkt sind. Fig. 22 gibt ein Bild dieser Erscheinung; das Prisma ist im Querschnitt als Dreieck gezeichnet, man muß es sich natürlich als einen Keil denken, dessen Schneide (Prismenkante) senkrecht zur Zeichnungsebene steht. Jede der unendlich vielen Farben, die man nebeneinander sieht, wird in der Zeichnung durch einen bestimmten Strahl einfarbigen (homogenen) Lichtes dargestellt, alle zusammen bilden ein Spektrum. Die verschiedenenfarbigen Strahlen sind durch prismatische Zerlegung des Lichtes aus dem weißen Strahl hervorgegangen, sie sind daher alle zusammen in dem von uns als weiß bezeichneten Lichte vorhanden. Die Zerlegung oder Dispersion beruht darauf, daß die verschiedenenfarbigen Strahlen durch die Substanz des Prismas verschieden stark abgelenkt oder gebrochen werden. Wenn man statt des weißen Lichtstrahls einen Strahl einfarbigen Lichtes, z. B. das Licht einer mit Kochsalz oder Soda gelb gefärbten Gas- oder Spiritusflamme, auffallen läßt, so erhält man hinter dem Prisma nicht das ganze Spektrum mit allen Farben, sondern nur einen Strahl, der genau so läuft wie der entsprechende Strahl gleicher Farbe, der aus dem weißen Strahl entstanden war. Die Ablenkung, welche ein einfarbiger Strahl durch die Brechung im Prisma erfährt, hängt also nur von seiner Farbe ab. Nach der Undulationstheorie (sowohl der elastischen wie der elektromagnetischen) werden die verschiedenen Farben durch verschiedene schnelle Schwingungen erzeugt; die Empfindung des Rot entsteht z. B., wenn in einer Sekunde etwa 400 Billionen, die des Violett, wenn 800 Billionen Schwingungen stattfinden; so oft schwingt in jeder Sekunde jeder Punkt auf den betreffenden Strahlen hin und her und zwar senkrecht zur Strahlrichtung, während das Licht längs des Strahles vorwärts schreitet. Demnach kann man auch sagen, die Größe der Ablenkung (Brechung) hängt von der Schwingungszahl ab.

Die Abhängigkeit des Strahlenganges von der Schwingungszahl oder Farbe ist eine Eigenschaft, die wir in verschiedenem Grade bei allen irdischen Stoffen vorfinden. Bei den meisten Gasen ist die Differenz der Ablenkungen, die Dispersion, sehr gering, bei festen und flüssigen Körpern zum Teil sehr bedeutend. Die Dispersion erstreckt sich auch über das sichtbare Gebiet des Spektrums hinaus auf die Strahlen, deren Schwingungszahl kleiner ist als 400 Billionen (ultrarote oder infrarote Strahlen) und diejenigen Strahlen, deren Schwingungszahl größer ist als 800 Billionen (ultraviolette Strahlen).

Denn man findet jenseits der Grenzen des sichtbaren Spektrums, wie in Fig. 22 angedeutet ist, beiderseits noch Gebiete, in denen man Strahlen nachweisen kann, die ultravioletten hauptsächlich durch chemische Wirkungen (Photographie), die ultraroten durch Wärmewirkungen.

Die Brechung des Lichtes, d. h. die Ablenkung des Strahles, der aus einem Medium in ein andres, z. B. aus Luft in Glas, eintritt, läßt sich theoretisch erklären, wenn man annimmt, daß die Ausbreitungs-(Fortpflanzungs-)geschwindigkeit des Lichtes in den beiden Medien verschieden ist. Das gilt für alle Theorien in gleicher Weise. Man muß z. B. annehmen, daß die Lichtstrahlen in Luft schneller fortschreiten als in Glas. Hätten nun aber in Glas (und ebenso auch in anderen festen und flüssigen Medien) die verschiedenfarbigen Lichtstrahlen alle dieselbe Geschwindigkeit (in Gasen wie Luft u. a. ist das wirklich nahezu so), dann würden diese Lichtstrahlen beim Durchgang durch das Prisma — bei welchem zweimal, beim Ein- und Austritt, eine Brechung stattfindet — zwar abgelenkt werden, weil Glas und Luft verschiedene Lichtgeschwindigkeiten besitzen; aber diese Ablenkung würde für alle Farben dieselbe sein, es könnte also kein Spektrum entstehen. Das Zustandekommen dieses Spektrums, die Dispersion, beweist uns, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in dem dispergierenden Medium von der Farbe, oder physikalisch gesprochen, von seiner Schwingungszahl abhängt.

Gewöhnlich charakterisiert man die optischen Eigenschaften einer Substanz nicht durch die Lichtgeschwindigkeit, sondern durch eine mit derselben eng verbundene Größe, nämlich den Brechungsexponenten oder Brechungsquotienten. Der Brechungsquotient eines Mediums II gegen ein andres Medium I (z. B. von Glas gegen Luft) ist nach der Undulationstheorie das umgekehrte Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten beider Medien. Es ist also

$$\text{Brechungsquotient des Mediums II gegen I} = \frac{\text{Lichtgeschwindigkeit in I}}{\text{Lichtgeschwindigkeit in II}}.$$

Brechungsquotient schlechthin ist immer der Brechungsquotient gegen das Vakuum, den freien Lichtäther; bei den Messungen benutzt man jedoch meist statt des Vakuums die Luft, was nur einen sehr kleinen Unterschied macht.

Da die Lichtgeschwindigkeit von der Farbe abhängt, so

gilt dasselbe auch von dem Brechungsquotienten; dieser variiert bei dispergierenden Medien mit der Farbe oder Schwingungszahl des Lichtes. Z. B. ist bei Wasser für rotes Licht von einer gewissen Schwingungszahl der Brechungsquotient $n_A = 1,3293$ und für violettes Licht ebenfalls von einer gewissen Schwingungszahl $n_H = 1,3441$. Das bedeutet, daß die zugehörigen Lichtgeschwindigkeiten 1,3293 mal bzw. 1,3441 mal kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

§ 34. Absorption des Lichtes. Erklärung der Absorption und Dispersion durch mitschwingende Teilchen (Resonatoren). Um die Abhängigkeit des Brechungsquotienten (bzw. der Lichtgeschwindigkeit) von der Schwingungszahl oder Farbe zu erklären, hatte man bereits im Rahmen der elastischen Theorie des Lichtes eine neue Hypothese eingeführt, durch die zugleich eine andre mit der Dispersion wie es scheint immer verbundene Erscheinung erklärt wurde, nämlich die Absorption des Lichtes. Diese besteht in der allmählichen Verringerung der Intensität und schließlichen völligen Aufzehrung, welche ein Lichtstrahl in einem absorbierenden Medium bei seinem Fortschreiten erfährt. Solche absorbierende Medien sind z. B. gefärbte Gläser oder Flüssigkeiten, die nur bestimmte Farben ungeschwächt durchlassen, alle andern aber schwächen und zwar um so mehr, je dicker die durchstrahlte Schicht ist. Die Stärke der Absorption eines bestimmten Mediums variiert mit der Farbe des Lichtes, wie jedermann von der Wirkung gefärbter Gläser her bekannt sein wird. Auch die ultraroten und die ultravioletten Strahlen unterliegen der Absorption, und manche Substanzen, die für Strahlen des sichtbaren Spektrums durchlässig sind, erweisen sich für sie undurchlässig (undurchsichtig) oder auch umgekehrt. Man hat nun gefunden, daß die Veränderlichkeit des Brechungsquotienten mit der Farbe am größten ist an denjenigen Stellen des Spektrums, wo die Absorption am stärksten ist. Auf diesen Zusammenhang hat man die Theorie der Dispersion gegründet. Man hat in der elastischen Lichttheorie beide Erscheinungen zugleich erklären können durch die Annahme winzig kleiner, materieller Teilchen in dem Medium, welche durch die über sie hinwegziehenden Lichtwellen des Äthers zum Mitschwingen gebracht werden. Dadurch entziehen sie dem schwingenden Äther Energie und die Lichtintensität wird verringert, es findet Absorption statt. Erfolgen die Schwingungen dieser Teilchen — man kann an die Körpermoleküle oder Atome denken — unter Reibung,

so daß die Schwingungen gedämpft werden, so wird ihre Bewegungsenergie in Wärme umgewandelt, und sie können den Lichtschwingungen dauernd Energie entziehen, ohne daß ihre eigenen Schwingungen ins Ungemessene wachsen. Damit ein solches Mitschwingen mit der besprochenen Wirkung stattfinden kann, ist es nötig, daß die Teilchen nicht ganz frei beweglich, sondern durch eine Richtkraft an gewisse Ruhelagen gebunden sind, um die sie herumpendeln, wenn man sie daraus entfernt. Dies Pendeln erfolgt wegen des Vorhandenseins der sie festhaltenden Richtkraft in ganz bestimmtem Tempo, d. h. mit einer bestimmten Schwingungsdauer oder Periode, oder was dasselbe sagt, mit einer bestimmten Schwingungszahl pro Sekunde, die von der Natur der Teilchen abhängt.¹⁾ Jedes Teilchen besitzt also Eigenschwingungen genau so wie eine Stimmgabel, eine Glocke, eine gespannte Saite, oder ein Pendel Eigenschwingungen von bestimmter Periode besitzen, die von der Natur und den Dimensionen dieser schwingungsfähigen Systeme abhängen. Ein kurzes Pendel (z. B. ein schwerer Gegenstand an einem Faden) schwingt schneller, hat also eine kleinere Schwingungsdauer als ein langes Pendel.

Die in das absorbierende Medium eingebetteten Teilchen werden nun am stärksten zum Mitschwingen angeregt, entnehmen also der vorüberziehenden Welle am meisten Energie, wenn die Schwingungsperiode genau übereinstimmt mit der Eigenschwingungsperiode der Teilchen. Das Medium absorbiert infolgedessen das Licht dieser Periode oder Farbe am meisten. Man sagt, wenn solche Übereinstimmung der Schwingungsdauern herrscht, es sei Resonanz vorhanden. Die Erscheinung der Resonanz spielt übrigens bei allen Schwingungs- und Wellenbewegungen eine außerordentlich wichtige Rolle; man kann z. B. mit ihrer Hilfe ganz schwache, sonst nicht mehr wahrnehmbare periodische Wirkungen verstärken und erkennbar machen, indem man sie auf Resonatoren oder Empfänger wirken läßt, die auf die einfallenden Schwingungen abgestimmt sind. Die großen Fortschritte der modernen Tele-

¹⁾ Die Schwingungsdauer oder Periode T ist die Zeit, welche das Teilchen braucht, um einmal von links nach rechts und wieder zurück, oder — von der Mitte an gerechnet — um einmal nach jeder Seite hin und wieder zurückzuschwingen. Der reziproke Wert $1/T$ ist die Schwingungszahl, d. h. die Zahl der Schwingungen, welche in der Zeiteinheit (1 Sekunde) erfolgen.

graphie ohne Draht röhren nicht zum wenigsten von der Anwendung abgestimmter Empfangs- und Gebeapparate her.

Die Durchrechnung der so erweiterten Wellentheorie des Lichtes hat ergeben, daß die Annahme mitschwingender Teilchen mit bestimmten Eigenperioden sowohl Absorption als auch Dispersion zu erklären vermag. Die elektromagnetische Theorie muß nun ebenfalls zu der Hilfsvorstellung mitschwingender Teilchen greifen, denn die reine Maxwellsche Theorie liefert nur einen einzigen konstanten Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit, den wir in § 31 kennen gelernt haben. Die Gleichung (14) daselbst zeigt, daß er abhängt von der Dielektrizitätskonstante K und der magnetischen Permeabilität μ , die beide durch rein elektrische bzw. magnetische Messungen bestimmt werden. Es kann nun wohl als ein Beweis für die elektromagnetische Natur der Lichtwellen gelten, daß für viele Stoffe (insbesondere solche mit sehr kleiner Dispersion wie die Gase) der so berechnete Wert der Lichtgeschwindigkeit übereinstimmt mit dem aus optischen Versuchen abgeleiteten. Da aber bei anderen Stoffen große Abweichungen zwischen beiden Werten vorhanden sind und vor allem die Dispersion unerklärt bleibt, so ist die Erweiterung durch Einführung der mitschwingenden Teilchen auch in der elektromagnetischen Lichttheorie erforderlich. Statt der mechanisch mitbewegten Teilchen muß man aber Systeme annehmen, die elektrisch mitschwingen, d. h. kleine elektromagnetische Resonatoren. Das kann in zweierlei Weise geschehen: entweder man denkt sich kleine Leiter in das Medium eingebettet, in denen die Elektrizität als elektrischer Leitungsstrom hin- und herschwingen kann, oder man denkt sich kleine, elektrisch geladene materielle Teilchen, etwa Moleküle oder gespaltene Moleküle, Atome usw. des betreffenden Körpers, die sich mit ihren Ladungen bewegen. Im ersten Fall schwingt nur die Elektrizität in den kleinen Leitern, wobei infolge der Erzeugung von Joulescher Stromwärme die Schwingungen gedämpft werden; im letzteren Falle aber schwingen die materiellen geladenen Teilchen als ganzes, und die Dämpfung der Schwingungen erfolgt dadurch, daß diese Teilchen andere ungeladene oder neutrale Moleküle und Atome durch Anstoß in Mitbewegung versetzen und so die von der Welle entnommene Energie wieder abgeben. Diese zweite Vorstellung setzt also weit mehr als die erste eine atomistische Struktur der ganzen Materie voraus, dringt dafür aber auch

wesentlich tiefer in die Erscheinungen ein als jene. Beide Vorstellungsweisen sind theoretisch ausgearbeitet worden; es hat sich aber gefügt, daß die zweite, also die Vorstellung beweglicher, mit Elektrizität geladener materieller Teilchen, aus mancherlei Gründen bevorzugt worden ist, und wie der Erfolg bewiesen hat, mit Recht. In ihr lag der Keim, aus dem die Elektronentheorie emporgewachsen ist, die bald von einer ganz anderen Seite her, aus der Theorie der elektrischen Entladungen in Gasen, ihre Hauptförderung erhielt.

§ 35. Emission des Lichtes. Identität der absorbierenden und emittierenden Teilchen und ihre Natur in der elektromagnetischen Lichttheorie. Elektronen. Haben wir die Absorption und Dispersion des Lichtes als diejenigen Erscheinungen kennen gelernt, deren strenge theoretische Behandlung zuerst die Annahme der Existenz von schwingungsfähigen kleinen Teilchen — in der elektromagnetischen Theorie die Existenz geladener Teilchen — notwendig machte, so dürfen wir eine andere mit der Absorption eng verbundene Erscheinung nicht übergehen, wenn auch ihre strenge theoretische Ausgestaltung noch weit zurück ist: das ist die Lichtemission der leuchtenden Körper. Nach einem von dem Physiker Kirchhoff gefundenen Gesetze hängt die Lichtemission eines leuchtenden Körpers mit der Absorption, die er auf Lichtstrahlen, welche ihn durchsetzen, ausübt, sehr nahe zusammen, wenn das Leuchten durch Erhitzung hervorgerufen wird. Der Körper emittiert hauptsächlich diejenigen Strahlen, die er andererseits am stärksten absorbiert, z. B. sendet glühender Natriumdampf (mit Kochsalz gefärbte Gas- oder Spiritusflamme) dasselbe gelbe Licht aus, das er stark absorbiert. Hierauf beruht bekanntlich die Spektralanalyse, mit deren Hilfe man aus den Absorptionslinien bzw. den Emissionslinien im Spektrum auf das Vorhandensein der betreffenden Substanz schließen kann. Nach allem, was uns die zahlreichen Arbeiten der letzten Jahrzehnte über Absorptions- und Emissionsspektren gelehrt haben, muß man aber den engen Zusammenhang zwischen Emission und Absorption eines Körpers auch dann annehmen, wenn dieselbe auf andere Weise, z. B. durch elektrische Entladungen (elektrischer Funke oder Flammenbogen usw.) erregt wird. Das wird leicht begreiflich, wenn wir annehmen, daß dieselben schwingungsfähigen Teilchen, welche durch ihr Mitschwingen die Absorption besorgen, die Emission bewirken, sobald sie durch irgend eine

Kraft in hinreichend starke Schwingungen versetzt werden. Besonders bei Gasen und Dämpfen, wo alle Verhältnisse einfacher sind als bei Flüssigkeiten und festen Körpern, drängt sich diese Vorstellung ganz von selbst auf. Diese Substanzen absorbieren, wenigstens bei genügender Verdünnung, nicht einen größeren Teil des in § 33 besprochenen kontinuierlichen, von rot bis violett reichenden Spektrums gleichmäßig, sondern greifen gewissermaßen ganz bestimmte einzelne Farben oder Schwingungszahlen heraus; daher erscheinen diese in dem Spektrum ausgelöscht als schmale dunkle Streifen oder Linien, Absorptionslinien genannt. Genau dieselben Farben, denselben Schwingungszahlen entsprechend, senden diese Gase aber aus, wenn sie zum Leuchten erregt werden. Durch ein Prisma zum Spektrum ausgebreitet, bildet ihr Licht also nicht ein kontinuierliches Band von rot bis violett, sondern ein System von einzelnen hellen, farbigen Linien an der Stelle der Absorptionslinien, wie ein helles Gitter auf dunklem Hintergrunde: ein sogenanntes Linienspektrum. Die Lage der Linien im Spektrum, d. h. die Farbe der Linien ist für jede chemische Substanz eine ganz charakteristische. Man kann unter diesen Umständen wohl kaum anders als annehmen, daß die Licht emittierenden Teilchen identisch sind mit den absorbierenden.

Der Vorstellungskreis, in den wir uns bei der Erklärung der soeben besprochenen Erscheinungen hineinbegeben haben, ist von demjenigen, in welchem die reine Faraday-Maxwellsche Theorie und auch die Fluidumtheorie sich bewegt, ganz wesentlich unterschieden durch ein charakteristisches Merkmal. Die neuen Vorstellungen führen nämlich zu der Annahme atomistischer Struktur der Materie (und, wie wir weiter sehen werden, der Elektrizität), während jene Theorien die Materie sowohl wie die Elektrizität bzw. den Äther als kontinuierliche Medien ansahen. Insbesondere die Maxwellsche Theorie hat, wenn man von Hilfsvorstellungen, wie den zur Erläuterung der dielektrischen Verschiebung dienenden (vgl. § 17) und ähnlichen absieht, diesen Standpunkt streng gewahrt. Es scheint aber, daß man mit der Annahme kontinuierlicher homogener Materie auf keinem Gebiet ganz auskommt, und daß man schließlich doch immer wieder zu atomistischen Vorstellungen gelangt, so sehr man sie auch zu vermeiden sucht.

Wenn man nun einmal diskrete schwingungsfähige Teilchen in dem dispergierenden und absorbierenden oder emittierenden

Medium annimmt, so liegt es nahe, an die Moleküle und ihre Bausteine, die Atome, zu denken, aus denen die Chemie alle Körper zusammengesetzt sein läßt; umso mehr, als die charakteristischen Spektrallinien, d. h. die Schwingungszahlen der Teilchen, in einem offensichtlichen Zusammenhang mit der chemischen Konstitution der Körper stehen. Demgemäß benutzt man hier alle Vorstellungen aus der Molekulartheorie der Körper und alle ihre Ergebnisse in bezug auf Größe, Zahl und andere Eigenschaften der Moleküle. Die elastische Lichttheorie übertrug denn auch in ihrem weiteren Ausbau ohne Bedenken den Molekülen und den Atomen die Rolle der schwingungsfähigen Teilchen, welche Absorption und Emission bestimmen. Die elektromagnetische Lichttheorie muß jedoch noch die Hilfshypothese einführen, daß in diesen Molekülen und Atomen elektrische Ladungen vorhanden sind, denn sonst könnten die elektrischen und magnetischen Kräfte der Lichtwellen die Teilchen nicht in Bewegung setzen. Mit dieser, übrigens von anderer Seite gestützten Annahme kam sie bald zu einem Resultat, das einen ganz neuen Blick in das Wesen der Materie zu eröffnen scheint und das durch seine Neuheit und die Kühnheit der daraus gezogenen Schlüsse zuerst Zweifel und Bedenken erregte. Es ergab sich nämlich, daß man wahrscheinlich auch die Elektrizität wie eine atomistisch konstituierte Materie auffassen muß; daß es kleinste Mengen Elektrizität, sogenannte Elementarquanta gibt, die sich nicht weiter teilen lassen, und daß diese Elementarquanta die schwingungsfähigen Teilchen der Dispersionstheorie darstellen. Diese Elementarquanta, die sich immer als negative Elektrizität herausstellten, belegte man mit dem Namen Elektronen. Wir wollen kurz den Weg beschreiben, der zu dieser Erkenntnis geführt hat.

§ 36. **Grundbegriffe aus der Theorie der elektrolytischen Stromleitung.** Den ersten Anstoß dazu, die Elektrizität ähnlich wie die Materie aus kleinsten, nicht weiter teilbaren, diskreten Teilchen (Elementarquanten) zusammengesetzt zu denken, gaben die Erscheinungen, welche bei der Stromleitung der Leiter zweiter Klasse oder Elektrolyte beobachtet wurden. Bei diesen wandert nämlich nicht allein Elektrizität in der Strombahn, sondern auch Materie. Die Teilchen der gelösten Stoffe — es handelt sich fast immer um Flüssigkeiten — werden durch die elektrische Spannung chemisch zerlegt, und die Zerfallprodukte wandern nach den me-

tallischen Polen oder **Elektroden** (vom griechischen *ὅδος* = Weg) hin, durch welche der elektrische Strom in den Elektrolyten ein- und austritt. Dort scheiden sie sich je nach ihrer Natur als feste, flüssige oder gasförmige Stoffe ab. Die Galvanoplastik stellt auf diesem Wege ihre Metallüberzüge her.

Die wandernden Teilchen sind die Zerfallprodukte der chemischen Moleküle; z. B. besteht das Molekül des als Kupfervitriol (Kupfersulfat, schwefelsaures Kupferoxyd) bekannten blauen Salzes aus Kupfer und einem Schwefelsäurerest. In diese zerfällt es bei der Elektrolyse. Die beiden Teile wandern nach entgegengesetzten Richtungen; das Kupfer in der Richtung, nach welcher die positive Elektrizität strömt (also in der Richtung des elektrischen Stromes), der Schwefelsäurerest in der entgegengesetzten, nach welcher auch die negative Elektrizität sich bewegt. Man erklärt nun offenbar diese Bewegungen am leichtesten durch die Annahme, daß die beiden Spaltungsprodukte des Moleküls elektrisch geladen sind, der eine Teil, das Kupfer, positiv, der andere, der Schwefelsäurerest, negativ. Diese Ladungen müssen, abgesehen vom Vorzeichen, einander an Größe gleich sein, da das ganze Molekül neutral — elektrisch ungeladen — ist. Die geladenen Teile, in die es zerfällt, nennt man Ionen nach dem griechischen *ἰον* = das Wandernde. Man hat also ein positives und ein negatives Ion — unter Umständen auch mehrere von beiden Arten — in jedem Elektrolyten.

Die weiteren Untersuchungen haben nun gezeigt, daß jedes Ion mit einer ganz bestimmten Elektrizitätsmenge geladen ist, die für die meisten Ionen ein und denselben Betrag hat; nur gewisse chemische Verbindungen geben Ionen, welche eine größere Ladung tragen, aber diese ist dann immer ein Vielfaches (das doppelte oder dreifache usw.) der vorigen, die man als kleinste überhaupt vorhandene Elementarladung findet. Die einfachste Erklärung dieser merkwürdigen Konstanz der Ionenladung liegt nun ganz offenbar in der Annahme, daß die Elektrizität ein Etwas ist, daß atomistische Struktur besitzt, d. h. aus diskreten Elementen von bestimmter Größe (Elementarquanten) besteht.¹⁾ Diese positiven und negativen Quanten sitzen auf den chemischen Atomen. Dabei können übrigens auf einem geladenen Atom, einem Ion, das schein-

¹⁾ Diesen Gedanken hat z. B. im Jahre 1881 Helmholtz im Anschluß an die Ideen Faradays klar ausgesprochen.

bar nur ein Elementarquantum trägt, außer diesem noch sehr viele positive und negative Quanta, beide jedoch in gleicher Anzahl, vorhanden sein, da dieselben sich dann in ihrer Wirkung nach außen hin gegenseitig neutralisieren, also nicht elektrisch nachweisbar sind. Nur der Überschuß an positiven oder negativen Elementarquanten bedingt die „Ladung“ des Ions. Ein Ion, das ein negatives Elementarquantum im Überschuß besitzt, ist ein einwertiges negatives Ion, ein solches mit zwei überschüssigen positiven ist ein zweiwertiges positives Ion usw.

Man kann nun auf Grund der Sätze, welche die Molekulartheorie, insbesondere die kinetische Theorie der Gase, aufgestellt hat, die Zahl der Moleküle (also natürlich auch der Atome bzw. Ionen) berechnen, welche in einem gegebenen Volumen des Elektrolyten enthalten sind. Diese Zahl ist für alle meßbaren Volumina ungeheuer groß; in einem Cubikzentimeter müssen wir nämlich viele Trillionen Moleküle annehmen. Da wir aber die Masse (Gewicht) des in 1 ccm enthaltenen Elektrolyten mit der Wage leicht in Gramm bestimmen können, so erhalten wir auch leicht die Masse eines einzelnen Moleküls, sowie eines Atoms bzw. Ions, indem wir die Masse eines Cubikcentimeters durch die Anzahl der in ihm enthaltenen Moleküle usw. dividieren. So findet man z. B., daß die Masse m eines Wasserstoffatoms, der leichtesten uns bekannten chemischen Substanz, nur $8,3 \cdot 10^{-25}$ Gramm beträgt, eine Zahl, die als Dezimalbruch geschrieben erst 24 Nullen rechts vom Komma enthält, bevor die Ziffern 83 kommen.

Man kann nun auch die elektrische Ladung e eines Wasserstoffatoms im Ionenzustand bestimmen; sie beträgt $8 \cdot 10^{-20}$ Coulomb oder, da ein Coulomb gleich 0,1 elektromagnetischen Einheiten der Elektrizitätsmenge ist (vgl. § 11), $0,8 \cdot 10^{-20}$ oder $8 \cdot 10^{-21}$ elektromagnetische C.-G.-S.-Einheiten. Bildet man das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse in diesen Einheiten, so erhält man für das Wasserstoffion

$$\frac{e}{m} = \frac{8 \cdot 10^{-21}}{8,3 \cdot 10^{-25}} = 9650 \frac{\text{elektromagnet. C.-G.-S.-Einheiten}}{\text{Gramm}} \quad (15)$$

Für andere einwertige Ionen bekommt man kleinere Zahlen, da die Masse aller andern Atome größer ist als die Masse m des Wasserstoffatoms.

Wir haben hier zur Berechnung des Quotienten e/m (elektrische Ladung dividiert durch die Masse, an der sie

haftet) die genaue Kenntnis der Werte von e und m vorausgesetzt. In Wirklichkeit kann man nicht so verfahren, weil e und m , jedes für sich allein, nicht genügend genau zu bestimmen sind. Dagegen kann man den Quotienten e/m , der in der Ionen- und Elektronentheorie eine wichtige Rolle spielt, ohne hypothetische Hilfsvorstellungen direkt berechnen, indem man die Elektrizitätsmenge bestimmt, welche irgend eine gegebene Masse der Substanz im Ionenzustand mit sich führt. Denn dasselbe Verhältnis zwischen Ladung und Masse, das für ein einzelnes Atom gilt, gilt auch für eine Schar vieler Atome. Es ergibt sich experimentell, daß 1 Gramm Wasserstoff 96500 Coulomb oder 9650 C.-G.-S.-Einheiten (elektromagnetische) mit sich trägt, woraus das in Gleichung (15) mitgeteilte Verhältnis e/m folgt. Hieraus erst schließt man mit Zuhilfenahme der anderweitig berechneten Zahl der Moleküle und Atome im Cubikzentimeter auf die Ladung eines einzelnen Atoms.

Der Quotient e/m ist charakteristisch für jedes Ion und hat daher eine ganz besondere Bedeutung in der Ionen- und Elektronentheorie.

§ 37. Zeemansches Phänomen. Natur der lichtemittierenden, schwingenden Elektronen. Verhältnis e/m ihrer elektrischen Ladung zu ihrer Masse. Wir kehren nunmehr, nachdem wir die Grundvorstellungen und Bezeichnungen der elektrolytischen Theorie der Stromleitung kennen gelernt haben, die wir später noch gebrauchen werden, zu dem optischen Problem zurück, das wir vorübergehend verlassen haben. Im § 34 waren wir dazu gelangt, innerhalb der dispergierenden und absorbierenden Medien, und das sind alle Körper ohne Ausnahme, elektrisch geladene Teilchen anzunehmen, die mit den Molekülen in engstem Zusammenhang stehen. Man könnte daher an ähnliche Teilchen denken, wie wir sie in den Ionen kennen gelernt haben; vielleicht an diese selbst, die entweder frei oder noch im Molekülverband sein könnten. Es würden also innerhalb jedes Moleküls positiv oder negativ geladene Atome oder Atomkomplexe — denn die Moleküle mancher Stoffe bestehen aus sehr vielen Atomen — vorhanden sein, die um gewisse Ruhelagen pendeln können. Die Beobachtungen haben jedoch ergeben, daß in jedem Molekül zwar unzweifelhaft Atomschwingungen vorhanden sind und daß die Atome auch elektrische Ladungen tragen, daß man aber trotzdem in diesen, den Ionen der Elektrolyse, nicht die ge-

forderten schwingungsfähigen Teilchen sehen darf, deren die Dispersionstheorie bedarf. Versuche des holländischen Physikers Zeeman aus dem Jahre 1897 haben nämlich gezeigt, daß das charakteristische Verhältnis e/m der Ladung zur Masse bei diesen lichtemittierenden und absorbierenden Teilchen, die wir übrigens im allgemeinen Sinne auch als Ionen bezeichnen, viel größer ist, als wir es bei den elektrolytischen Ionen kennen gelernt haben. Die Zeemanschen Versuche weisen die Einwirkung magnetischer Kräfte, die von einem starken äußeren Magnetfeld herrühren, auf die Periode der Eigenschwingungen der lichtemittierenden Teilchen, also auf die Farbe des ausgesandten Lichtes, nach. Die Eigenschwingungsperiode jedes der geladenen Teilchen hängt ab von seiner Masse und von der Richtkraft, mit der es in die Ruhelage zurückgezogen wird. Je größer die Masse, desto langsamer schwingt es, desto größer ist also seine Periode und desto kleiner daher die Schwingungszahl pro Sekunde. Diese letztere oder vielmehr ihr ins Quadrat erhobener Wert, ist der Masse umgekehrt proportional. In entgegengesetztem Sinne wirkt die Richtkraft; je größer diese ist, desto schneller schwingt das Teilchen, desto größer ist die Schwingungszahl. Nun ist die Kraft, da es sich um elektrische Ladungen handelt, nach dem Coulombschen Gesetze proportional der Ladung e des schwingenden Teilchens, außerdem ist sie aber noch abhängig von der Verteilung der übrigen elektrischen Ladungen innerhalb des Moleküls. Dies Moment bewirkt es, daß die Atome und Moleküle verschiedenartiger chemischer Stoffe verschiedene Lichtschwingungen aussenden, so daß jeder Stoff sein charakteristisches Spektrum besitzt.

Das schwingende, in schneller Bewegung befindliche Ion stellt nun einen elektrischen Strom dar, der von äußeren magnetischen Kräften beeinflußt werden kann. Ein starkes Magnetfeld wirkt je nach seiner Richtung verzögernd oder beschleunigend auf die Schwingungen, es erhöht oder verkleinert die Schwingungszahl und ändert daher, wenn auch kaum wahrnehmbar, die Farbe des ausgesandten Lichtes. Denn die Schwingungen des Ions übertragen sich auf den Äther als Lichtschwingungen von derselben Periode, wie sie das Ion besitzt. Der Versuch wird so angestellt, daß man einen glühenden Dampf (z. B. mit Natrium gefärbte Gasflamme) in ein starkes Magnetfeld bringt und das ausgesandte Licht spektroskopisch zerlegt. Sehr feine Methoden erlauben, noch

Änderungen der Schwingungszahlen von weniger als 1 Tausendstel der Schwingungszahl selbst nachzuweisen. Aus solchen Beobachtungen hat man den Quotienten e/m berechnet und dabei das überraschende Resultat gefunden, daß bei allen leuchtenden Körpern, die man nach dieser Methode untersuchen kann, der Quotient e/m für die lichtemittierenden Teilchen ein- und denselben Wert besitzt; er beträgt nach den neuesten Messungen in runder Zahl

$$\frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^7 \frac{\text{elektromagnetische Einheiten}}{\text{Gramm}} \quad (16)$$

d. h. etwa 17 Millionen, während der größte Wert bei den Ionen der Elektrolyse nur 9650 oder rund 10000 (d. h. 10^4) betrug. Wollte man also auch hier die Atome als die beweglichen Träger der Ladung annehmen, so müßte jedes Atom viele (ca. 1000, bei schwereren Atomen noch mehr) solche Ladungseinheiten tragen, wie sie ein einwertiges elektrolytisches Ion trägt. Es wäre ganz unverständlich, daß man unter diesen Umständen nicht auch gelegentlich einmal größere oder kleinere Ladungen auf einem Licht aussendenden Atom, d. h. andere Werte für e/m finden sollte. Viel zweckmäßiger denkt man sich — was auch durch andere Betrachtungen gestützt wird —, daß diese Teilchen genau dieselbe Ladung wie ein einwertiges elektrolytisches Ion tragen, daß sie aber eine viel kleinere Masse haben, die nur etwa ein Tausendstel der Masse des Wasserstoffatoms beträgt. Wir kommen damit zu der Annahme von elektrisch geladenen Teilchen, die kleiner sind als die früher für die kleinsten Elementarteilchen der Materie gehaltenen Atome; Teilchen von einer einzigen Art, die in den Atomen und Molekülen aller Körper vorkommen und von denen Tausende in dem Raum eines einzigen Atoms vorhanden sein können. Diese Teilchen müssen wir, da wir sie bis jetzt nicht weiter zerlegen können, einerseits als die Elementarteilchen der Elektrizität ansehen, die somit atomistische Struktur besitzt; andererseits kann man die Theorie in einer sehr naheliegenden Weise weiter ausbauen, indem man diese Teilchen als Elementarbausteine ansieht, aus denen möglicherweise die chemischen Atome zusammengesetzt sind. Das ist auch in der Tat die neueste, freilich noch nicht sehr weit durchgeführte Vorstellung vom Wesen der Materie, die sich aus den Theorien zur Erklärung der Radioaktivität (vgl. § 84) fast mit zwingender Notwendigkeit ergeben hat.

Die geladenen Elementarteilchen, die wir soeben kennen gelernt haben und die wir bei den Entladungen der Elektrizität in Gasen wieder finden werden, führen jetzt, nachdem erst verschiedene andere Namen nebeneinander in Gebrauch gewesen sind, den Namen Elektronen. Man muß natürlich zunächst an positive und negative Elementarteilchen oder Elektronen denken, die einander gleichwertig gegenüberstehen. Es hat sich aber aus den Beobachtungen ergeben, daß eine solche Gleichwertigkeit nicht vorhanden ist, ja es ist sogar fraglich geworden, ob es überhaupt beide Arten von Elektronen als diskrete Teilchen gibt, oder nicht vielmehr nur eine Art, nämlich negative. Alle Untersuchungen an dem soeben behandelten magneto-optischen Zeemanschen Phänomen haben gezeigt, daß die schwingenden Teilchen, welche Licht aussenden, negativ geladene Elektronen sind; positive Elektronen können wohl vorhanden sein, aber sie müßten, bei gleich großer Ladung, eine ganz andere Masse haben, es würde sich also bei ihnen ein ganz anderer Wert für e/m ergeben, wenn er optisch überhaupt nachweisbar wäre. Auch die rein elektrischen Messungen an Gasentladungen lassen die ungleiche Natur der negativen und positiven Teilchen erkennen. Das Kapitel über Kathoden- und Kanalstrahlen, sowie die verschiedenen Strahlenarten der radioaktiven Körper wird das Nähtere lehren; hier sei nur bemerkt, daß wir in diesen Strahlen nach der modernen Auffassung Schwärme schnell bewegter geladener Teilchen sehen müssen; in den Kathodenstrahlen und den β -Strahlen der radioaktiven Körper negativ geladene, in den Kanalstrahlen (oder Anodenstrahlen) und den α -Strahlen dagegen positiv geladene Teilchen. Während nun die negativen Teilchen durchweg gleichartig sind und alle¹⁾ denselben Wert des Quotienten e/m besitzen wie die an feste Ruhelagen in den Molekülen der dispergierenden Körper gebundenen negativen Elektronen, also selbst negative Elektronen darstellen, sind die positiven Teilchen ganz ungleichartig. Sie haben verschiedene Werte e/m , die aber alle von derselben Größenordnung sind wie die entsprechenden Werte bei elektrolytischen Ionen, so daß man sie wohl als Molekül- oder Atomreste ansehen muß, die durch Verlust eines oder mehrerer negativer Elektronen positiv geladen erscheinen. Die Frage nach der

1) Eine Ausnahme machen die sehr schnell (fast mit Lichtgeschwindigkeit) bewegten Teilchen (vgl. § 75).

Existenz positiver Elektronen ist daher noch nicht gelöst, und läßt sich vorderhand nicht beantworten. Wir wollen hier jedoch nicht weiter auf diese Fragen eingehen, bevor wir die experimentellen Grundlagen kennen gelernt haben, welche die Beobachtungen an elektrischen Entladungen in Gasen uns bieten. Den Schluß dieses Kapitels möge die Darstellung des Bildes ausfüllen, das wir uns augenblicklich vom Wesen der Elektrizität machen, und ein Hinweis auf die Theorie, die wir zur Erklärung der elektromagnetischen Erscheinungen benutzen. Das Bild ist das der Elektronen, die Theorie eine Verschmelzung der Faraday-Maxwellschen Theorie mit den unter Annahme der Elektronen modifizierten Vorstellungen der Fluidumtheorie.

§ 38. Die gegenwärtigen Vorstellungen vom Wesen der elektrischen Erscheinungen und ihre Theorie auf Grund der Faraday-Maxwellschen Vorstellungen und des Elektronenbegriffs. Unter Elektrizität verstehen wir ein gewisses Etwas, das aus sehr vielen, sehr kleinen, voneinander getrennten (diskreten) Teilchen besteht, die nicht weiter zerlegbar sind; ein Etwas also, das atomistische Struktur besitzt, ähnlich wie wir uns die Materie schon lange aus sehr kleinen, durch die gewöhnlichen chemischen Mittel nicht weiter zerlegbaren Teilchen, den Atomen, zusammengesetzt dachten. Die Elementarteilchen der Elektrizität, die Elektronen, müssen wir uns jedoch weit kleiner denken als die Atome der chemischen Grundstoffe oder Elemente. Was die Elektrizität eigentlich ist, ob sie gewissermaßen eine neue, noch feinere Materie ist, die sich unserer Materie zugesellt, oder etwas anderes, bleibt hierbei gleichgültig. Am meisten befriedigt vielleicht die Vorstellung, daß „Elektrizität“ einen gewissen dauernden Bewegungszustand in einer kontinuierlichen feinen Materie, dem Äther, darstellt, der sich auf einzelne umgrenzte Partien dieses Äthers beschränkt, ähnlich wie kleine begrenzte Wirbel oder Wirbelringe in einer gewöhnlichen Flüssigkeit. Um den Begriff solcher Wirbel anschaulich zu machen, denke man z. B. an die Wirbelringe, die sich mit Tabaksrauch, den man aus dem Munde stößt, in Luft erzeugen lassen. Jedes Elektron oder Elementarquantum der Elektrizität würde einem derartigen Wirbelring im Äther, der dauernd in Rotation ist, entsprechen. Ob es gelingen wird, auf solche Weise einwandfrei die „Elektrizität“ mechanisch zu erklären, können wir heute noch nicht sagen; man würde damit freilich eine Erklärung aller Natur-

erscheinungen von großartiger Einheitlichkeit und Einfachheit erreicht haben, aber vorläufig sind zu einer solchen Theorie nur die ersten Ansätze da.

Die Elektrizitätsteilchen oder Elektronen haben wir uns in den Äther eingebettet zu denken, in dem sie sich mehr oder weniger frei bewegen können. In der Umgebung jedes Elektrons ist der Äther in einem gewissen Spannungszustande, der bei ruhenden Elektronen ein elektrostatisches, bei bewegten ein durch die Maxwellschen Gleichungen (vgl. § 3') bestimmtes elektromagnetisches Feld ist. Jede Bewegung eines Elektrons wirkt wie ein elektrischer Strom und ruft dementsprechende Störungen in dem umgebenden Äther wach. Überall da, wo kein Elektron ist, d. h. im freien Äther, gelten die Maxwellschen Gleichungen, sie können aber möglicherweise auch im Innern der Elektronen in Kraft bleiben, wenn nämlich diese nur lokale Modifikationen des Äthers (z. B. Wirbel) sind.

Von den Elektronen haben wir bisher nur die negativen mit Sicherheit nachweisen und ihre Eigenschaften bestimmen können. Man ist daher auf die Vermutung gekommen, daß es überhaupt nur negative Elektronen d. h. nur negative Elektrizität gibt und daß positive Ladung und positive Elektrizität lediglich das Fehlen von negativen Elektronen bedeutet. Hier liegt übrigens vorläufig der schwächste Punkt der Elektronentheorie; die Vorstellungen über das Wesen der positiven Elektrizität sind noch ziemlich unklar. Die (negativen) Elektronen haften im allgemeinen an Materie; sie sind z. B. auf den chemischen Atomen unzweifelhaft in bestimmten Mengen und bestimmten Anordnungen vertreten, durch welche wahrscheinlich deren chemisches und physikalisches Verhalten bestimmt wird. An den aus dem Molekülverband losgelösten Atomen bzw. Molekülresten, den Ionen, haftend, bilden sie deren elektrische Ladung. Doch auch ohne Hinzutritt der materiellen Atome mit ihrer großen Masse sind die Elektronen im freien Zustand mit Masse behaftet. Diese Eigenmasse der Elektronen ist aber viel kleiner als die Masse der Körperatome, sie ist nur etwa ein Tausendstel der Masse des Wasserstoffatoms, des leichtesten uns bekannten Atoms. Man hat sie bestimmt, indem man das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse und nach anderen Methoden die Ladung e für sich allein bestimmt hat.

Mit der Eigenmasse der Elektronen hat es übrigens viel-

leicht noch eine eigne Bewandtnis; es ist möglich, daß uns die Existenz derselben nur durch unsere Methode zu denken vorgetäuscht wird, daß sie aber in Wirklichkeit auf elektromagnetischer Trägheit beruht. Wir können ein Elektron natürlich nicht auf die Wage legen, um seine Masse aus dem Gewicht zu bestimmen, wir sind vielmehr auf die Erscheinungen angewiesen, die bei der Bewegung desselben auftreten. Auch die Masse eines materiellen Körpers können wir außer durch Wägung noch dadurch finden, daß wir die Bewegungsenergie oder kinetische Energie (griechisch *κίνησις*, ich bewege) messen, welche der Körper bei irgend welcher Bewegung infolge seiner Geschwindigkeit besitzt. Diese Energie ist nämlich der Masse proportional; eine schwere Kanonenkugel hat eine größere kinetische Energie (im gewöhnlichen Sprachgebrauch hat man dafür die gleichbedeutende Bezeichnung Wucht) als eine leichte Flintenkugel bei gleicher Geschwindigkeit, und man könnte aus der Wirkung beim Aufschlagen, wenn die Geschwindigkeit bekannt ist, die Masse berechnen. Ganz ähnlich macht man es bei der Massenbestimmung des Elektrons; aus den Gesetzen, denen es bei seiner Bewegung folgt, wird auf das Vorhandensein einer gewissen materiellen Masse, sowie auf deren Größe geschlossen. Nun muß aber nach ganz bestimmten Gesetzen der Elektrodynamik ein schnell bewegtes Elektrizitätsteilchen, das wegen seiner Bewegung einem elektrischen Strom äquivalent ist, infolge der Induktionswirkungen, die es in seiner Umgebung (benachbarten Leitern usw.) erzeugt, eine Verzögerung erleiden und andere Erscheinungen aufweisen, wie sie auch durch das Vorhandensein materieller Masse an dem Elektron hervorgebracht werden. Man hat daher vielleicht mit Recht vermutet, daß das negative Elektron lediglich ein Elektrizitätsteilchen sei und daß die materielle Masse, die wir an ihm wahrzunehmen glauben, nur eine scheinbare, auf elektromagnetischen Vorgängen beruhende sei, die nur bei Bewegungen des Elektrons hervortritt. Wenn man nun, wie es die neueste Entwicklung der Theorie der Radioaktivität zu fordern scheint, noch annimmt, daß die Körperatome aus den Elektronen als Elementarbausteinen aufgebaut sind, so muß man damit zu der Vorstellung gelangen, daß alle Materie aus Elektrizität bestehe und ihre Eigenschaften elektromagnetisch zu erklären seien. Wir würden jedoch, wenn wir weiter auf diese interessanten Untersuchungen eingehen wollten, die das Wesen der Elektrizität und der Materie in gleichem Maße

berühren, in ein kaum erst betretenes Gebiet gelangen, dessen Boden unsicher schwankt und mit der größten Vorsicht begangen werden muß.

Was wir aber, abgesehen von dem Letzten, über die Elektronen mitgeteilt haben, scheint durchaus gut begründet zu sein und stellt die einfachste Erklärung der zahllosen bisher bekannt gewordenen Erscheinungen aus dem Gebiete der Elektrizität dar. Man kennt die Eigenschaften der Elektronen zwar noch nicht vollkommen, aber doch soweit, daß man bereits versucht hat, nicht bloß die Elektrizitätsleitung in Gasen, die geradezu auf die Annahme der Elektronen angewiesen ist, mit ihrer Hilfe streng theorethisch zu behandeln, sondern auch die elektrische Strömung in Metallen und die mit ihr verbundenen Erscheinungen rechnerisch auf die Elektronenbewegung zu gründen. In beiden Fällen muß man annehmen, daß in einem elektrischen Leiter — mag er dies von Natur oder nur unter der Einwirkung gewisser Umstände sein — freie, von den Atomen losgelöste Elektronen vorhanden sind, die unter dem Einfluß der elektrischen Feldintensität wandern, wobei sie vermöge ihrer Kleinheit zwischen den Atomen und Molekülen hindurchschlüpfen können, jedoch gelegentlich auch Zusammenstöße mit einander oder mit Atomen, Molekülen und geladenen Resten solcher erfahren. Da in jedem für uns meßbaren Raumteil stets ungeheuer viele solcher Teilchen vorhanden sein müssen, die aufeinanderprallen und dadurch aus ihren geradlinigen Bahnen geworfen werden, so erhält man dasselbe Bild wie es die kinetische Gastheorie von der Bewegung der Moleküle in einem Gase entwirft, und die Rechnungen der Elektronentheorie stützen sich fast durchweg auf die Sätze dieser schon etwas in Vergessenheit geratenen Theorie.

In allen Nichtleitern der Elektrizität außer dem Äther müssen wir ebenfalls Elektronen annehmen, aber nicht frei beweglich, sondern an die im Molekülverband festgelegten Atome gebunden, wo sie innerhalb des Moleküls Schwingungen ausführen können. Der Unterschied zwischen materiellen Leitern und Nichtleitern besteht nach dieser Vorstellung also nur in dem Vorhandensein oder Fehlen der freien Beweglichkeit der Elektronen; auch die Nichtleiter, mit Ausnahme des Äthers, werden zu Leitern, wenn durch äußere Kräfte die Elektronen aus dem Molekülverband losgerissen werden. Das findet z. B. statt, wenn man ein im allgemeinen nicht,

oder nur sehr schlecht leitendes Gas starken elektrischen Kräften oder Röntgenstrahlen usw. aussetzt; es wird dann vorübergehend zu einem Leiter der Elektrizität.

Fünftes Kapitel.

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen.

§ 39. Erzwungene elektrische Schwingungen. Wechselströme. Schwingungsdauer (Periode) und Schwingungszahl, Amplitude (Scheitelwert), Phase der Schwingung. Die Faraday-Maxwellsche Theorie hat uns in den Stand gesetzt, elektrische Schwingungen jeder Art zu verstehen und ihre Form und Wirkung voraus zu berechnen, während die Fluidum-Fernwirkungstheorie nur gewisse Schwingungen voraus sah. Das sind die schon vor Maxwell bekannten, freilich erst später zu größerer Bedeutung gelangten langsamem Wechselströme der Elektrotechnik, die im allgemeinen in geschlossenen Leiterkreisen fließen, sowie gewisse auch noch recht langsame Schwingungen in offenen aber nahezu geschlossenen Leiterkreisen. Als solche bezeichnet man Leiterkreise, die aus einem (linearen) gewöhnlich metallischen Leiter bestehen, dessen Enden zu den einander dicht gegenüberstehenden Belegungen eines Kondensators führen, so daß nur ein schmaler nichtleitender, von Dielektrikum erfüllter Raum vorhanden ist; ein System also, wie es etwa der Fig. 19 Seite 69 entspricht, wenn wir die Enden *D* und *E* des Drahtes miteinander verbinden. Von den Schwingungen dieser nahezu geschlossenen Leiterkreise zu den Hertzschen war eigentlich nur ein kleiner Schritt, aber er war schwer zu machen, solange man die Rolle des Dielektrikums vernachlässigte und die Schwingungen nur als Stromschwingungen, d. h. hin- und herfließende Elektrizität in dem Leiter betrachtete. Die Grundlagen für den wirklichen Verlauf des Schwingungsvorganges in ungeschlossenen Leitern sind uns bereits im § 29 bei der Kondensatorentladung bekannt geworden, und wir können an die dort gegebene Schilderung ohne weiteres anknüpfen, um zum vollen Verständnis der Erscheinung zu gelangen. Es wird aber trotzdem gut sein, auch die einfacheren alten Vorstellungen kennen zu lernen,

umsomehr als wir noch die Erscheinung der elektromagnetischen Induktion¹⁾ besprechen müssen.

Der, nach der alten Auffassung allein vorhandene, elektrische Strom im Leiter wird hervorgebracht durch eine elektromotorische Kraft, die irgendwo in dem Leiter ihren Sitz hat; nach der alten Theorie kann sie an einer Stelle lokalisiert oder über die ganze Länge des Leiters verteilt sein, nach der Faraday-Maxwellschen Theorie ist sie dies immer, da die E.M.K. nur die Summe der elektrischen Kräfte längs einer ganzen Stromlinie ist, genau so wie die elektrische Spannung zwischen zwei Kondensatorbelegungen nach § 29 gleich der Summe der elektrischen Kräfte längs einer Kraftlinie ist. Doch ist dies vorläufig nicht von Bedeutung. Bei den Wechselströmen der Technik handelt es sich um eine dauernd wirkende, pulsierende E.M.K., welche die Elektrizität gewissermaßen durch die geschlossene Leitungsbahn hin- und herpumpt; die Schwingungen, welche die Elektrizität, wie eine Flüssigkeit strömend, hierbei ausführt, werden durch die E.M.K. erzwungen; sie erfolgen genau in dem Tempo und proportional der Stärke der wirkenden E.M.K. Die Periode der gebräuchlichen Wechselströme beträgt meist $\frac{1}{50}$ Sekunde, die Anzahl der Schwingungen also 50 pro Sekunde. Mißt man in ein und demselben Zeitpunkt die Stromstärke an verschiedenen Stellen des Leiterkreises, so findet man sie überall gleich und gleichgerichtet. Die Elektrizität beginnt also an allen Punkten gleichzeitig zu fließen, wenn die E.M.K. zu wirken anfängt; die Strömung erreicht gleichzeitig überall ihren höchsten Wert, fällt ebenso herab, ist gleichzeitig Null und kehrt ebenso gleichzeitig die Richtung um. Man belegt derartige Ströme, deren Intensität örtlich nicht variiert, mit dem Namen quasistationär in Anlehnung an den wirklich stationären Strom, dessen Intensität weder örtlich noch zeitlich variiert und den wir als konstanten Gleichstrom kennen.

Das Magnetfeld in der Umgebung eines beliebigen quasistationären Stromes folgt überall momentan den Intensitäts- und Richtungsänderungen des Stromes, wenigstens können wir bei langsamem Schwingungen direkt nichts andres beobachten. Allein schon der Umstand, daß wir annehmen

¹⁾ Nicht zu verwechseln mit der in den §§ 21 und 24 behandelten elektrischen und magnetischen Induktion.

müßten, auch in sehr großer Entfernung fänden die Änderungen des Magnetfeldes nicht nur im gleichen Tempo, sondern genau zu der gleichen Zeit wie die Stromänderungen statt, muß Zweifel erregen, ob diese Auffassung berechtigt ist. Denn das würde nichts andres als eine unendlich große Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wirkungen bedeuten. Nach der Maxwellschen Theorie müssen wir vielmehr annehmen, daß die Änderungen des Magnetfeldes zwar überall im gleichen Tempo, aber an entfernteren Stellen später erfolgen als in der unmittelbaren Umgebung. Nun ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die ja 300 000 km/sek. beträgt, so ungeheuer groß, daß wir bei den kleinen Entfernungen (bis zu einigen Metern), bis zu denen wir die Magnetfelder derartiger Ströme höchstens verfolgen können, das Nacheinander nicht mehr gewahr werden und als ein Miteinander auffassen. In Wirklichkeit haben wir aber auch bei diesen langsamten Schwingungen eine allmäßliche Ausbreitung der elektromagnetischen Störungen, die sich in Wellenform durch den Raum fortpflanzt; jedoch sind die erzeugten magnetischen und elektrischen Kräfte in größerer Entfernung zu schwach, als daß man sie wahrnehmen und die Zeiten ihres Erscheinens und Verschwindens bestimmen könnte, woraus sich allein die Ausbreitungsgeschwindigkeit ableiten ließe. In den Räumen, in denen wir mit den magnetischen Wirkungen derartig langsamer Schwingungen zu rechnen haben, können wir also von der Endlichkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit absehen und annehmen, daß das Magnetfeld überall momentan dem jeweiligen Wert der Stromstärke entspricht. Im andern Falle würde übrigens auch der Strom nicht mehr als quasistationär betrachtet werden dürfen, indem nicht mehr überall längs des Leiters dieselbe Stärke und dieselbe Richtung des Stromes herrschen würde.

Von der Art und Weise, wie sich die E.M.K. zeitlich ändert, hängt auch die Form der Stromänderungen ab. Man stellt beide gewöhnlich graphisch dar durch die Spannungskurve (Kurve der E.M.K.) und die Stromkurve; diese erhält man (vgl. die Fig. 23 *a—c*), indem man auf einer horizontalen Geraden (der Abscissenachse) von deren Anfangs- oder Nullpunkt *O* aus nach rechts die Zeiten 1, 2, 3 . . . Sekunden oder auch kleinere Zeiteinheiten als entsprechende Längen (z. B. 1, 2, 3 cm usw.) aufträgt und an jedem dieser Punkte der Zeitachse eine vertikale Gerade (Ordinate) errichtet, deren Länge proportional ist der Spannung (bzw. Stromstärke),

welche in diesem Augenblick herrscht. Strömung in einer bestimmten Richtung wird positiv gerechnet und durch nach oben gerichtete (positive) Ordinaten dargestellt; Strömung in entgegengesetzter Richtung gilt als negativ und wird durch nach unten gerichtete (negative) Ordinaten dargestellt. Meist benutzt man als Zeiteinheit nicht die Sekunde sondern diejenige Zeit, welche wir als Periode oder Schwingungsdauer des Wechselstromes bezeichnen. Es ist dies die Zeit, welche vergeht, wenn der Strom einmal von dem Wert Null zum Maximalwert (positiven Scheitelwert) ansteigt, wieder auf Null

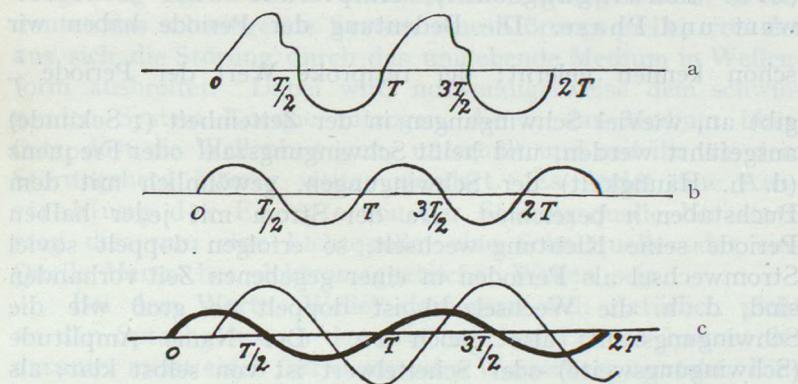


Fig. 23.

Graphische Darstellung der Schwingungen; a zusammengesetzte, b einfache (sinusförmige) Schwingung, c zwei Schwingungen mit $\frac{1}{4}$ Periode Phasenunterschied.

abfällt, dann seine Richtung umkehrend zum entgegengesetzten Maximalwert (negativen Scheitelwert) ansteigt und wieder auf Null abfällt. Damit hat er eine ganze Schwingung ausgeführt und das Spiel wiederholt sich in der nächsten und den folgenden Perioden in genau derselben Weise, solange die E.M.K. gleichmäßig weiterwirkt. Fig. 23a und b zeigt zwei solche Stromkurven, die Periode T ist als Zeiteinheit benutzt. Die erste Kurve (a) ist sehr unregelmäßig gestaltet, der oberhalb der Abscissenachse gelegene Teil sieht anders aus als der unterhalb gelegene, der die Strömung in entgegengesetzter Richtung darstellt. Derartige Unregelmäßigkeiten sind nichts Seltenes bei technischen Wechselströmen, man sucht sie aber aus bestimmten Gründen zu vermeiden und statt ihrer die in 23b dargestellte Kurve zu erhalten, die eine besonders regelmäßige

Gestalt hat und als Sinuskurve bezeichnet wird. Die Sinuskurve ist die Darstellung einer sinusförmigen Schwingung, d. h. einer Schwingung, die sich mit Hilfe der mathematischen Sinusfunktion ausdrücken läßt, und als die einfachste periodische Bewegung, die wir kennen, sehr wichtig ist, besonders da man durch Übereinanderlagerung mehrerer solcher Schwingungen mit verschiedenen Perioden usw. auch kompliziertere Schwingungen darstellen kann.

Jede (sinusförmige) Schwingung ist durch drei Bestimmungsstücke charakterisiert: Periode oder Schwingungsdauer (bzw. Schwingungszahl), Amplitude oder Scheitelwert und Phase. Die Bedeutung der Periode haben wir

schon kennen gelernt; der reziproke Wert der Periode $\frac{1}{T}$

gibt an, wieviel Schwingungen in der Zeiteinheit (1 Sekunde) ausgeführt werden, und heißt Schwingungszahl oder Frequenz (d. h. Häufigkeit) der Schwingungen, gewöhnlich mit dem Buchstaben n bezeichnet. Da der Strom mit jeder halben Periode seine Richtung wechselt, so erfolgen doppelt soviel Stromwechsel als Perioden in einer gegebenen Zeit vorhanden sind, d. h. die Wechselzahl ist doppelt so groß wie die Schwingungszahl, also gleich $2n$. Der Name Amplitude (Schwingungsweite) oder Scheitelwert ist von selbst klar; als Phase (griech. *φάσις* = Erscheinung) bezeichnet man den jeweiligen Zustand, dem also in der graphischen Darstellung eine bestimmte Stelle der Zeichnung, bzw. die Gestalt der Kurve an dieser Stelle entspricht. Zwei Schwingungen sind in gleicher Phase: bedeutet, daß sie in dem Augenblick sich in gleichem Sinne ändern; insbesondere bedeutet es bei Schwingungen gleicher Periode, auf die es meist angewandt wird, daß sie gleichzeitig ihre Nullwerte, und ebenso gleichzeitig ihre Scheitelwerte passieren, während das Vorhandensein einer Phasendifferenz ein Vorausseilen oder Zurückbleiben der einen Schwingung gegen die andre bedeutet. In Fig. 23c sind zwei Schwingungen gleicher Periode (isochrone Schwingungen) dargestellt, die in der Phase um eine Viertelperiode gegeneinander verschoben sind.

§ 40. Schwingungen und Wellen. Amplitude, Periode, Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Wellenlänge. Was es ist, das die Schwingungen ausführt, ist für die Darstellung gleichgültig; es kann wie bei den Wechselströmen hin- und herfließende Elektrizität sein, es kann aber auch ein Pendel, ein

an einer elastischen Feder oder Gummischnur befestigter Körper, ein Teilchen einer von Wellen durchzogenen Wasseroberfläche oder ein Punkt einer schwingenden Violinsaite sein. In diesen Fällen haben wir Bewegung von Materie vor uns. Aber wie wir schon sahen, können auch Vorgänge, die nicht an Bewegung von Materie geknüpft sind, periodisch, d. h. als Schwingungen erfolgen.

Wenn das schwingende System die Umgebung nicht oder wenigstens nicht merklich in Mitbewegung versetzt, so bleibt die Schwingung auf dasselbe beschränkt. Wenn jedoch die Umgebung irgend wie in Mitleidenschaft gezogen wird, so bedeutet das schwingende System eine Störungsquelle, von der aus sich die Störung durch das umgebende Medium in Wellenform ausbreitet. Dabei wird notwendigerweise dem schwingenden System Energie entzogen, die in das Medium übertritt, dort die Wellenbewegung unterhält und mit ihr von dem Störungsherd hinweg weiter wandert. Es findet eine Ausstrahlung der Energie von der Störungsquelle her statt, mag dies nun eine Lichtquelle, eine Schallquelle oder eine Quelle Hertzscher elektromagnetischer Wellen sein.

Bei dem Worte „Welle“ darf man sich natürlich nicht an den Sprachgebrauch des gewöhnlichen Lebens halten, der darunter meist einen fortwandernden Wasserberg versteht. Eine Welle ist in der Physik jede rythmisch (periodisch) erfolgende Zustandsänderung, die sich mit einer gewissen Geschwindigkeit von einem Störungszentrum aus fortbewegt. Die periodischen Zustandsänderungen, z. B. Schwankungen der Dichte, Hin- und Herbewegungen der kleinsten Körperteilchen usw., ergreifen mit dem Fortschreiten der Welle immer ferner gelegene Teile, während die vorhergehenden, über welche die Welle hinweggezogen ist, zur Ruhe kommen, falls nicht die Bewegung von dem Zentrum aus dauernd unterhalten wird durch Aussendung immer neuer Wellen. Ist der Störungsherd klein, nahezu punkt- oder kugelförmig und frei in ein allseitig unbegrenztes homogenes Medium eingebettet, so bilden die Wellen Kugeln um denselben, die immer größer werden, je weiter sie nach außen fortschreiten. Ihre Oberfläche flacht sich dabei verhältnismäßig immer mehr ab und in großer Entfernung von dem Herd erscheinen nicht zu große Stücke der Oberfläche als nahezu eben. Man spricht dann von ebenen Wellen im Gegensatz zu Kugelwellen und zu anderen noch komplizierteren Formen von Wellenflächen. Fig. 24a und b zeigt

die beiden Formen für Schallwellen, die sich z. B. in Luft ausbreiten und die bekanntlich in abwechselnden Verdünnungen und Verdichtungen des Mediums (der Luft) bestehen, hervorgerufen durch abwechselnde Bewegungen der Teilchen desselben mit und entgegengesetzt der Fortpflanzungsrichtung.

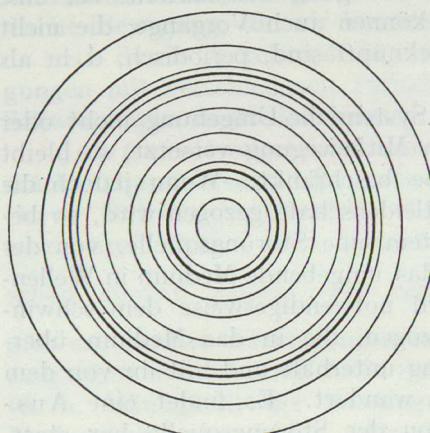


Fig. 24 a.
Kugelwellen.

Die Figuren sind gewissermaßen Momentaufnahmen, denn man muß sich ja die Wellen fortschreitend denken. Übrigens kann Fig. 24a, die einen Meridianschnitt durch das System der Kugelwellen darstellen soll, auch als Bild der von einem Störungszentrum auserregten Wasserwellen auf einer Wasser-

oberfläche gelten, die z. B. entstehen, wenn man einen Stein hineinwirft. Die Stellen, wo die Kreise dicht bei einander-

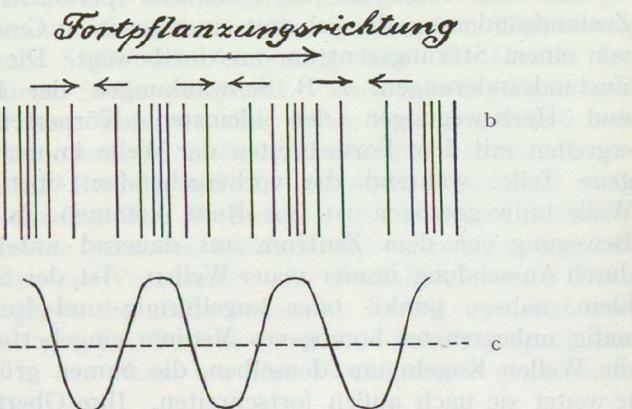


Fig. 24 b und c.
Ebene Wellen; b longitudinale, c transversale.

liegen, entsprechen den Erhöhungen (Wellenbergen), die andern den Vertiefungen (Wellentälern) in der Oberfläche.

Die Welle oder besser der Wellenzug wird von einzelnen schwingenden Teilchen gebildet, von denen jeder für sich Schwingungen um eine gewisse Ruhelage ausführt. Die Periode derselben ist für alle Teilchen dieselbe und gleich der Periode der erregenden Schwingung im Störungszentrum. Die schwingenden Teilchen wandern aber nicht mit der Welle fort, sondern bleiben an ihren Plätzen; ein Stück Holz auf einer von Wellen durchzogenen Wasserfläche tanzt auf und ab, wenn die Welle über seinen Platz hinwegzieht, aber es wird nicht mitgenommen, außer wenn die Wellen sich überschlagen (branden), wodurch aber neue, hier nicht in Betracht kommende Verhältnisse geschaffen werden. Die Amplitude kann von der Lage der Teilchen abhängen, bei Kugelwellen nimmt sie mit wachsender Entfernung vom Zentrum ab, weil sich die von der Welle mitgeführte Energie auf einen größeren Raum verteilt; nur bei ebenen Wellen ist sie für alle Teilchen gleich. Die Schwingungsphase ist für alle Teilchen, die auf gewissen Flächen (Wellenflächen) liegen, dieselbe; bei Kugelwellen sind dies konzentrische Kugelflächen, bei ebenen Wellen Ebenen, die in bestimmten Abständen aufeinander folgen. Alle auf einer und derselben Wellenfläche (und auf den anderen Wellenflächen gleicher Phase) liegenden Teilchen beginnen im gleichen Augenblick ihre Bewegung, beenden sie gleichzeitig und haben zu gleicher Zeit ihre größte Entfernung aus der Ruhelage oder ihre größte Geschwindigkeit usw. Wir können dabei immer der Anschaulichkeit wegen an Wellen denken, die mit Bewegung materieller Teilchen verbunden sind, z. B. Schallwellen in Luft oder Wasser. Wenn man aber an diejenigen Wellen denkt, welche dem gewöhnlichen Sprachgebrauch am nächsten liegen, nämlich die sichtbaren Wasserwellen, so ist zu berücksichtigen, daß die Erhebungen und Senkungen, welche man an der Oberfläche sieht, ebenso auch von den Wasser- teilchen unterhalb der Oberfläche und von den Luftteilchen oberhalb derselben ausgeführt werden, nur kann man diese nicht direkt sehen. Würde man die Luft oberhalb der Grenzfläche Wasser/Luft auch durch Wasser ersetzen, so würde die Bewegung nicht anders werden, die Wellen würden dann jedoch im Innern eines homogenen Mediums fortschreiten.

Diese Wellen unterscheiden sich in einer Hinsicht von den früher angeführten Schallwellen, bei denen ebenfalls die Körperteilchen periodisch hin- und herschwingen. Bei letzteren erfolgen nämlich, wie Fig. 24b andeutet, die Schwingungen in

derselben Richtung, in der die Welle fortschreitet und die man allgemein als Richtung der Strahlung oder der Strahlen bezeichnet. Bei den zuletzt betrachteten Wasserwellen erfolgen sie aber senkrecht zur Fortschritts- oder Strahlrichtung. Man nennt erstere Longitudinalwellen, letztere Transversalwellen. Schallwellen gehören zu jener, Hertzche und Lichtwellen zu dieser Art. Beide folgen, abgesehen von dem Unterschied der Schwingungsrichtung, denselben allgemeinen Gesetzen und lassen sich graphisch durch die den Transversalwellen entlehnte Zeichnung Fig. 24c mit ihren Bergen und Tälern darstellen.

Die Schwingung jedes einzelnen Teilchens ist durch Amplitude, Periode und Phase vollständig bestimmt; das genügt aber noch nicht, um die Welle zu charakterisieren. Für diese sind vielmehr die Bestimmungsstücke: Amplitude, Periode (bezw. Schwingungszahl), Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge; die drei letzten von diesen sind durch eine allgemein geltende Beziehung mit einander verkettet. Die Amplitude gibt die Intensität der Wellenbewegung an, sie bestimmt die von der Welle mitgeführte Energie. Ausbreitungs- oder Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit, mit der die Wellenberge und Täler fortschreiten, mit der also neue Teile des Mediums von der Bewegung ergriffen werden. Wellenlänge ist bei ebenen Wellen die Entfernung je zweier auf einander folgender Wellenberge oder zweier ebensolcher Täler, allgemein gesprochen: die Entfernung je zweier auf einander folgender Wellenflächen gleicher Phase. Bei Kugelwellen und andern ist diese Entfernung, wenigstens in der Nähe des Zentrums, nicht immer dieselbe, in größerer Entfernung nimmt sie jedoch wie bei ebenen Wellen einen konstanten Wert an.

Die Beziehung zwischen Periode, Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge ist leicht abzuleiten. Wir denken wieder an Wasserwellen. Ist ein schwingendes Wasserteilchen gerade im höchsten Punkt seiner Bahn, und mit ihm natürlich alle auf derselben Wellenfläche liegenden Wasserteilchen, so ist offenbar an dieser Stelle gerade ein Wellenberg. Das Teilchen sinkt nun herab, der Berg schreitet in der Strahlrichtung (Fortpflanzungsrichtung) vorwärts und das Tal beginnt über die Stelle hinwegzuziehen. In dem Augenblick, wo das Teilchen seinen tiefsten Punkt einnimmt, hat das Wellental diese Stelle erreicht, und nun steigt bei weiterem Fortschreiten der Welle das Teilchen wieder bis zum höchsten

Punkt seiner Bahn empor, in welchem Augenblick der folgende Wellenberg genau an die Stelle des vorhergehenden gerückt ist. Die Welle ist also um die Strecke einer Wellenlänge vorgerückt, die wir λ nennen wollen; das schwingende Teilchen hat aber in dieser Zeit eine ganze Schwingung vollendet, was immer in der Zeit einer Periode geschieht, die wir T nennen. Bezeichnen wir die Geschwindigkeit des Fortschreitens mit c , so erhalten wir

$$c = \frac{\lambda}{T} \dots \dots \dots \quad (17)$$

oder

$$\lambda = c \cdot T \dots \dots \dots \quad (17a),$$

denn es gilt immer die Definition der Geschwindigkeit

$$\text{Geschwindigkeit} = \frac{\text{Zurückgelegter Weg}}{\text{Verbrauchte Zeit}}.$$

Mißt man die Wellenlänge λ in Centimetern, die Schwingungsdauer T in Sekunden, so ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Centimetern pro Sekunde gegeben. Je nach der Wahl anderer Längen- und Zeiteinheiten kann man sie auch in anderem Maße erhalten, z. B. in Kilometern pro Sekunde, wie wir die Lichtgeschwindigkeit (300 000 km/sec.) angegeben haben. Wenn man statt der Periode T deren reziproken Wert $\frac{1}{T} = n$, also die Schwingungszahl (pro Sekunde) einführt, so geht Gleichung (17) über in

$$c = \lambda \cdot n \dots \dots \dots \quad (17b).$$

In Worten ausgedrückt lautet dieses Gesetz:

Die Wellenlänge ist gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit multipliziert mit der Schwingungsdauer; oder

die Wellenlänge ist gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit dividiert durch die Schwingungszahl. Mit dieser Formel sind z. B. im § 33 die Schwingungszahlen für das äußerste noch sichtbare rote und violette Licht berechnet worden. Die Wellenlänge der Lichtwellen kann man nach ziemlich einfachen Methoden messen und hat für das äußerste Rot rund 0,000080 cm und für das äußerste Violett ebenso 0,000040 cm gefunden. Mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 300\,000 \text{ km/sec.}$, d. h. 30000 Millionen oder $3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$ erhält man so nach Formel (17b) die Schwingungszahlen

375 Billionen und 750 Billionen pro Sekunde oder in roher Annäherung 400 Billionen und 800 Billionen wie in § 33 angegeben.

Es seien im Anschluß hieran in der nebenstehenden Tabelle die Wellenlängen, Schwingungszahlen und Perioden der uns bekannten elektromagnetischen Schwingungen und Wellen von den längsten bis zu den kürzesten angegeben.

Die Tabelle umfaßt das ganze Gebiet der Ätherwellen, die wir in der Faraday-Maxwellschen Theorie sämtlich als elektromagnetische ansehen und zu denen auch die Lichtwellen nebst den ultraroten (Wärmewellen und Wärmestrahlen) und den ultravioletten gehören. Für die meisten sind die angegebenen Werte natürlich nur Mittelwerte, z. B. können die Wellenlängen der drahtlosen Telegraphie je nach der Größe der angewandten Apparate von weniger als 50 m bis über 1000 m betragen.

§ 41. Stehende Schwingungen und Wellen. Interferenz zweier Wellenzüge. Außer den fortschreitenden Wellen, die wir soeben kennen gelernt haben, gibt es noch eine zweite Art von Wellen, die man als stehende bezeichnet. Sie gehen aus den fortschreitenden durch Interferenz — d. h. gegenseitige Beeinflussung — zweier ebenen Wellenzüge hervor, die sich, in entgegengesetzter Richtung fortschreitend, über einander hinweg bewegen. Die Interferenz zweier Wellenzüge, die man leicht beobachten kann, wenn man auf einer ruhigen Wasserfläche zwei Systeme von Wellenringen durch Hineinwerfen zweier Steinchen erzeugt, besteht darin, daß jedes von beiden Wellen zugleich ergriffene Teilchen weder die Bewegung der einen noch die der anderen allein annimmt, sondern eine Bewegung, welche durch beide Kräfte zugleich bestimmt wird; durch ihre Summe, wenn diese Kräfte in derselben Richtung wirken, durch ihre Differenz, wenn sie einander entgegenwirken. Wenn also durch die Wirkung der einen Welle das Teilchen gehoben würde, während die andere es in demselben Augenblick herunterdrücken würde, so folgt es derjenigen Kraft, welche gerade überwiegt, aber in geringerem Grade als ohne die entgegenwirkende Welle. Sind die Wirkungen beider Wellen zufällig gerade gleich stark, so heben sie sich ganz auf und das Teilchen bleibt in diesem Augenblick unbewegt. Das ist der Fall, wenn gerade ein Wellenberg der einen und ein gleich tiefes Wellental der andern Welle an dem Teilchen zusammentreffen. Treffen dagegen von beiden Wellen an einer

Art der Schwingungen	Zahl der Schwingungen in 1 Sekunde n	Schwingungsdauer T	Wellenlänge
Gewöhnliche technische Wechselströme	50	0,02 Sek.	6000 km
Schnellste technische Wechselströme (Tesla) . .	ca. 25 000	0,00004 Sek.	12 km
Schwingungen in großen Spulen (Induktionsapparate)	etwa 10 000	1 Zehntausendstel Sek.	30 km
Schwingungen der drahtlosen Telegraphie	etwa 1 Million	1 Milliontel ,	300 m
Schwingungen des ersten Hertzschen Oscillators	etwa 100 Millionen	1 Hundertmilliontel ,	3 m
Schwingungen des zweiten Hertzschen Oscillators	etwa 1000 Millionen	1 Tausendmilliontel ,	30 cm
Kürzeste bisher erzeugte elektrische Welle . . .	etwa 0,1 Billionen	10 Billiontel ,	3 mm
Längste bisher beobachtete Wärmewelle (Ultrarot)	5 Billionen	—	0,06 mm
Längste sichtbare Lichtwelle (Rot)	375 Billionen	—	0,0008 mm
Kürzeste sichtbare Lichtwelle (Violett)	750 Billionen	—	0,0004 mm
∞ Kürzeste bisher beobachtete Ätherwelle (äußerstes Ultraviolett)	1500 Billionen	—	0,0002 mm

Stelle zwei Wellenberge oder zwei Wellentäler zusammen, so wird die Schwingung des Teilchens verstärkt, und es erreicht eine Schwingungsweite oder Amplitude, die gleich der Summe der Höhen beider Wellenberge bzw. Wellentäler ist. Das gilt natürlich von allen Teilchen, und die Gesamtwirkung ist die, daß in jedem Augenblick die Form der durch Interferenz entstandenen Schwingung — in unserem Beispiel durch die Gestalt der Wasseroberfläche dargestellt — erhalten wird, wenn man die beiden Wellensysteme mit den Formen, welche sie gerade in diesem Augenblick haben, übereinandersetzt oder superponiert. Was wir hier an dem Beispiel der Oberflächenwellen auf Flüssigkeiten über die Interferenz erörtert haben, trifft ebenso zu auf die im Raume ausgebreiteten Wellen, seien es nun Schall- oder Lichtwellen oder Hertzsche Wellen. Am einfachsten ist dieser Vorgang der Superposition zweier Wellenzüge bei ebenen Wellen zu übersehen, d. h. solchen

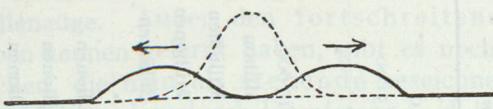


Fig. 25.
Entstehung einer Seilwelle.

Wellen, bei denen die Wellenflächen Ebenen sind. Doch ist die Vorstellung räumlicher Wellen vielleicht überhaupt etwas schwierig, und wir wollen uns deshalb an die Wellen halten, welche an Körpern zu beobachten sind, die im wesentlichen nur in einer Dimension, d. h. linear, ausgedehnt sind, wie z. B. Seile und Saiten.

Eine Seilwelle läßt sich leicht erzeugen, wenn man ein mehrere Meter langes, nicht zu dickes Seil oder noch besser eine ebenso lange Kautschuckschnur horizontal, jedoch nicht zu straff, ausspannt und an beiden Enden befestigt, oder auch an dem einen Ende mit der Hand hält. Führt man nun mit einem Stock einen kurzen Schlag gegen das Seil, so entsteht an der geschlagenen Stelle eine Ausbuchtung, die sich aber sofort in zwei kleinere teilt, welche als Wellen nach den beiden Enden hinlaufen; dort werden sie reflektiert und laufen zurück, treffen sich an einer bestimmten Stelle des Seils wieder, gehen dort übereinander hinweg und laufen weiter bis zu den Seilenden, wo sie von neuem reflektiert

werden. Und so wiederholt sich das Spiel, bis sie infolge der inneren Reibung des Seils so schwach geworden sind, daß man sie nicht mehr wahrnehmen kann. (Vergl. Fig. 25.)

Erschüttert man das Seil regelmäßig in einem bestimmten Tempo, das man ausprobieren muß und das von der Seillänge und der Geschwindigkeit abhängt, mit der die Wellen auf

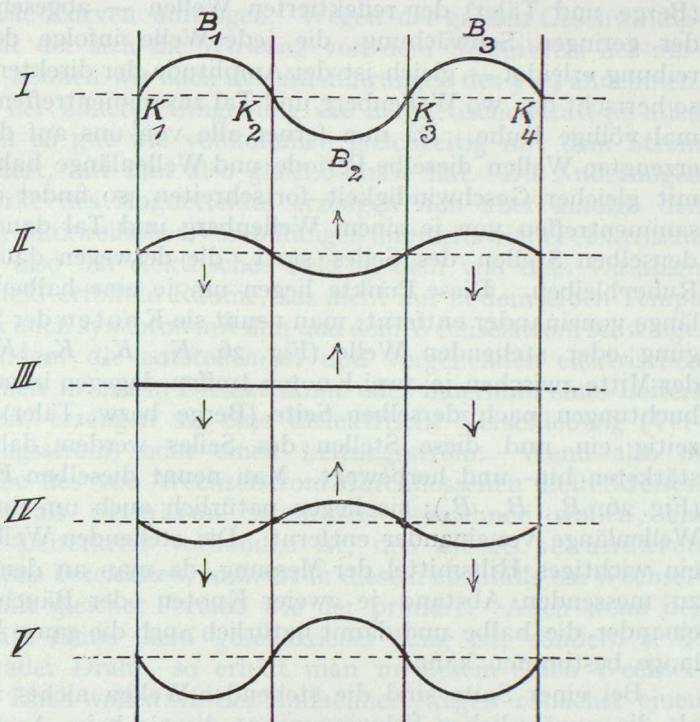


Fig. 26.
Stehende Schwingungen einer Saite.

dem Seil entlang laufen, so erhält man statt der einfachen Ausbuchtung mehrere hintereinander, d. h. einen Wellenzug, der über das Seil hinläuft und dessen einzelne Wellen genau so reflektiert werden wie die eine Welle vorher. Jede dieser reflektierten Wellen interferiert nun aber mit den entgegenkommenden noch nicht reflektierten, wie wenn ein ganz neuer unabhängiger Wellenzug von jenen Seilenden herkäme. Da, wo zwei Wellenberge oder zwei Wellentäler, d. h. allgemein ge-

sprochen, Ausbuchtungen nach derselben Seite hin, zusammen treffen, entsteht eine entsprechend höhere Ausbuchtung; wo Wellenberg und Wellental zusammentreffen dagegen eine kleinere, die gleich Null ist, wenn Berg und Tal dieselbe Höhe haben. Unter den besonderen Umständen, welche hier bei den von uns erzeugten Seilwellen herrschen, erhalten wir stehende Wellen oder Schwingungen. Da nämlich die Amplitude (Berge und Täler) der reflektierten Wellen — abgesehen von der geringen Schwächung, die jede Welle infolge der Seilreibung erleidet — gleich ist der Amplitude der direkten Welle, so herrscht da, wo Wellenberg und Tal zusammentreffen, jedesmal völlige Ruhe. Da nun ferner alle von uns auf dem Seil erzeugten Wellen dieselbe Periode und Wellenlänge haben und mit gleicher Geschwindigkeit fortschreiten, so findet das Zusammentreffen von je einem Wellenberg und Tal dauernd an denselben Stellen des Seiles statt, die deswegen dauernd in Ruhe bleiben. Diese Punkte liegen um je eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt; man nennt sie Knoten der Schwingung oder stehenden Welle (Fig. 26, K_1 , K_2 , K_3 , K_4). In der Mitte zwischen je zwei Knoten treffen dagegen immer Ausbuchtungen nach derselben Seite (Berge bzw. Täler) gleichzeitig ein und diese Stellen des Seiles werden daher am stärksten hin- und herbewegt. Man nennt dieselben Bäuche (Fig. 26, B_1 , B_2 , B_3); sie liegen natürlich auch um eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt. Die stehenden Wellen sind ein wichtiges Hilfsmittel der Messung, da man an dem leicht zu messenden Abstand je zweier Knoten oder Bäuche voneinander die halbe und damit natürlich auch die ganze Wellenlänge bestimmen kann.

Bei einer Saite sind die stehenden Wellen nichts anderes als die gewöhnlichen Schwingungen, die sie beim Anschlagen oder Anstreichen ausführt; in Fig. 26, I bis V , sind fünf verschiedene Stadien einer solchen Schwingung mit 3 Bäuchen und 4 Knoten für den Zeitraum einer halben Periode dargestellt.

§ 42. Elektromagnetische Induktion. Induzierter Strom und induzierte elektromotorische Kraft. Die langsamten Schwingungen in geschlossenen Leiterkreisen, die wir als Wechselströme bezeichnen, sollen uns in diesem Paragraphen mit der wichtigen Erscheinung der elektromagnetischen Induktion und den zu ihrem Gebiet gehörenden Begriffen des Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zweier Stromkreise und des Selbstinduktionskoeffizienten eines einzelnen Stromkreises bekannt machen.

Denken wir uns einen einfachen, aus einem linearen Leiter gebildeten Stromkreis — es kann ein geometrischer Kreis oder irgend eine andere Figur sein — in dem eine gegebene pulsierende E.M.K. einen Wechselstrom erzeugt. Mit dem Entstehen und Vergehen dieses Stromes entsteht und vergeht jedesmal das Magnetfeld in der Umgebung des Stromkreises, dessen Kraftlinien, wie wir im § 26 sahen, den Leiter als geschlossene Kurven umringen. Wegen der großen Geschwindigkeit, mit der sich die Wirkung von dem Stromkreis her ausbreitet, können wir nach den Ausführungen des § 39 annehmen, daß in der näheren Umgebung die magnetische Kraft an allen Punkten so gut wie vollkommen gleichzeitig mit dem Strom sich ändert, mit ihm also gleiche Phase hat. Die Änderungen der Stärke des Magnetfeldes erzeugen nun aber zufolge den Faraday-Maxwellschen Vorstellungen ihrerseits wieder elektrische Kräfte, also ein elektrisches Feld in dem von dem variablen Magnetfeld erfüllten Raume, das nicht nur in demselben Tempo sondern auch synchron mit ihm und dem Wechselstrom schwingt. Je nachdem die entstehenden und vergehenden elektrischen Kraftlinien in einem Dielektrikum oder innerhalb eines Leiters verlaufen, erzeugen sie eine dielektrische Verschiebung (Verschiebungsstrom) oder einen Leitungsstrom. Wenn also in der Nähe des von Wechselstrom durchflossenen Leiterkreises, den wir als primären Stromkreis bezeichnen wollen, ein anderer Leiterkreis vorhanden ist, den wir als sekundären Stromkreis bezeichnen, so fließt in diesem ebenfalls ein Wechselstrom mit gleicher Periode wie der primäre. Auch wenn der sekundäre Leiter kein geschlossener Ring ist, sondern z. B. ein gerader Draht, so erhält man in diesem einen Wechselstrom. Doch wollen wir der Einfachheit wegen zunächst einen geschlossenen sekundären Kreis und beide Kreise von nicht gar zu verschiedener Gestalt und Größe annehmen; auch sollen beide ebene oder nahezu ebene Kurven (etwa geometrische Kreise oder Vierecke usw.) sein, deren Ebenen einander ungefähr parallel sind, so daß sie den Verhältnissen der Fig. 27 auf Seite 123 entsprechen.

Die Erzeugung des elektrischen Stromes in einem sekundären Leiter, der mit dem primären nirgends in leitender Verbindung steht, ist zuerst von Faraday beobachtet und als Volta-induktion, später als elektrodynamische oder dynamo-elektrische Induktion bezeichnet worden. Sie ist nach unsrer jetzigen Auffassung nur ein spezieller Fall der elektro-

magnetischen Induktion, die darin besteht, daß ein zeitlich variables Magnetfeld in seiner Umgebung ein elektrisches Kraftfeld erregt, welches, wenn Leiter in demselben vorhanden sind, in diesen eine E.M.K. und einen elektrischen Strom erzeugt. Die Variation des Magnetfeldes kann z. B. mit demselben Erfolge der Stromerzeugung auch durch Annäherung oder Entfernung eines permanenten Magneten erfolgen, in welchem Falle man von magnetoelektrischer Induktion gesprochen hat. Es ist aber, wie gesagt, für die schließliche Wirkung ganz gleichgültig, auf welche Weise das variable Magnetfeld hervorgebracht wird, ob durch bewegte Magnete oder durch variable elektrische Ströme. Bei der Behandlung der hierher gehörigen Erscheinungen erweist sich die Darstellung des magnetischen Feldes durch seine Kraftlinien als außerordentlich nützlich.

In den ersten Paragraphen dieses Buches lernten wir die Erfahrungstatsache kennen, daß eine elektromotorische Kraft vorhanden sein muß, wenn in einem Leiter ein Strom fließen soll. Das bleibt auch hier bestehen. Wir müssen zur Erklärung der Erscheinungen annehmen, daß durch die Veränderung des magnetischen Feldes in dem Leiter eine E.M.K. erzeugt wird, die nun ihrerseits den beobachteten Induktionsstrom erzeugt. Das ist natürlich nur eine andere Ausdrucksweise für die Vorstellung der Faraday-Maxwellschen Theorie, nach welcher die Veränderung des Magnetfeldes ein elektrisches Kraftfeld erzeugt; denn die elektromotorische Kraft ist nichts anderes als die Summe sämtlicher elektrischer Kräfte längs der ganzen Ausdehnung des Leiters. Sie ist, wie man hieraus ersieht, nicht an einem Punkt des sekundären Leiters lokalisiert, sondern wirkt über dessen ganze Länge hinweg.

Die in dem sekundären Leiter erzeugte E.M.K. heißt die induzierte E.M.K., der daselbst fließende Strom induzierter Strom oder Induktionsstrom, der erzeugende Strom im primären Leiter wird als induzierender Strom bezeichnet.

§ 43. Größe und Richtung der induzierten E.M.K. Koeffizient der gegenseitigen Induktion M und der Selbstinduktion L . Über die Größe der induzierten E.M.K. erhalten wir auf zwei verschiedenen Wegen Auskunft, die uns beide in ihrer Art charakteristische Eigenschaften der elektromagnetischen Induktion kennen lehren. Auf dem ersten Wege gelangen wir durch das Experiment zu einer Formel, welche die Größe der

induzierten E.M.K. mit dem Verhalten des primären Stromes (zeitliche Änderung desselben) und der Gestalt und gegenseitigen Lage der beiden Stromleiter, d. h. der Konfiguration des Systems verknüpft. Der andere, von der Faraday-Maxwell-schen Kraftlinientheorie ausgehende Weg gewährt dagegen, auch ohne die genaue, auf ihm natürlich ebenfalls zu erlangende Formel, einen schnellen Überblick über die zu erwartenden Erscheinungen und hat den Vorzug größerer Anschaulichkeit. Auf dem ersten Wege haben die Versuche folgenden einfachen Satz als richtig erwiesen:

Die in einem geschlossenen Leiterkreis II in einem gegebenen Zeitpunkt induzierte elektromotorische Kraft E_2 ist der Geschwindigkeit proportional, mit der sich die Intensität des primären im Kreise I fließenden Stromes J_1 in demselben Augenblick ändert. Der Proportionalitätsfaktor M heißt Koeffizient der gegenseitigen Induktion.

Als mathematische Formel läßt sich dieser einfache Satz nur unter Anwendung der in der Differentialrechnung (vgl. Kap. 3, § 22) gebräuchlichen Bezeichnungsweise¹⁾ angeben. Wollen wir diese vermeiden, so müssen wir in Worten schreiben:

$$E_2 = M \times \text{Änderungsgeschwindigkeit von } J_1. \quad (18).$$

Genau ebenso, wie die zeitlichen Änderungen des Stromes J_1 auf den Kreis II induzierend wirken, wirken auch zeitliche Änderungen des Stromes J_2 — mag derselbe durch irgend eine selbständige E.M.K. im Kreise II oder durch Induktion vom Kreise I her erzeugt sein — auf den Kreis I induzierend, indem sie in diesem eine E.M.K. E_1 induzieren. Der durch Induktion im sekundären Kreise erzeugte Strom übt also eine Rückwirkung auf den induzierenden Strom im primären Kreise aus. Diese Rückwirkung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Rückstoß, den ein in Bewegung befindlicher Körper erleidet, wenn er mittels eines elastischen Zwischengliedes (Puffer) einen ruhenden in Bewegung setzt, eine Erscheinung, die wohl jeder schon an Eisenbahnwagen beobachtet hat.

Die Erfahrung lehrt aber weiter, daß, wenn nur der primäre Stromkreis I allein vorhanden ist, die Intensitätsände-

¹⁾ Die Formel lautet dann einfach:

$$E_2 = M \frac{dJ_1}{dt} \quad \dots \quad (18a).$$

rungen des in ihm fließenden Stromes auch eine Rückwirkung üben und zwar auf den primären Strom selbst. Diese Rückwirkung äußert sich darin, daß die Änderungen der Stromstärke langsamer stattfinden, als es ohne dieselbe der Fall sein würde. Das läßt sich so auffassen, als ob sich zu dem ursprünglich vorhandenen Strom J_1 noch ein andrer induzierter Strom J' in demselben Leiter hinzugesellt, der jeweils so gerichtet ist, daß er die Geschwindigkeit, mit der sich die Stromstärke ändert, herabsetzt; bei ansteigendem Strom J_1 ist er diesem also entgegengerichtet, bei abfallendem ist er ihm gleichgerichtet. Dieser Strom J' , der natürlich für sich allein nicht wahrnehmbar und überhaupt nur eine mathematische Fiktion ist, führt in der alten Fluidum-Fernwirkungstheorie den Namen Extrastrom. Der Extrastrom und der ursprünglich vorhandene Strom J_1 bilden zusammen den resultierenden Strom J , den man in dem Leiter beobachtet.

Der Extrastrom wird von den Intensitätsänderungen des Stromes J durch Induktion erzeugt. Statt dessen kann man auch annehmen — und das erweist sich als besser — daß daß durch jene Intensitätsänderungen zunächst eine E.M.K. erzeugt oder induziert wird, welche nun ihrerseits den Extrastrom durch den Leiter treibt. Diese induzierte E.M.K. wirkt in derselben Richtung wie der von ihr erzeugte Strom, also der ursprünglich vorhandenen E.M.K. in jedem Augenblick entgegen; man spricht daher von einer durch Induktion erzeugten elektromotorischen Gegenkraft. Die Größe der induzierten elektromotorischen Kraft E wird durch ein dem Gesetz (18) ganz analoges dargestellt:

Die in einem geschlossenen Leiterkreis durch zeitliche Änderungen des daselbst fließenden Stromes J erzeugte elektromotorische Gegenkraft E ist der Geschwindigkeit proportional, mit der sich die Intensität des Stromes ändert. Der Proportionalitätsfaktor L heißt Koeffizient der Selbstinduktion des Stromkreises.

Die der Formel (18) entsprechende Formel¹⁾ lautet:

$$E = L \times \text{Änderungsgeschwindigkeit von } J. \quad (19).$$

¹⁾ Mit Benutzung der Differentialrechnung

$$E = L \frac{dJ}{dt} \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad (19a).$$

Zu beachten ist dabei, daß die induzierte E.M.K. der ursprünglich vorhandenen immer entgegenwirkt, was man in der Formel dadurch ausdrücken kann, daß man die rechte Seite mit negativem Vorzeichen versieht. Wir sehen jedoch davon ab, und lassen die Formeln (18) und (19) nur die absolute Größe der induzierten elektromotorischen Kräfte darstellen.

Der Selbstinduktionskoeffizient L hängt nur von der Gestalt des Stromkreises und den magnetischen Eigenschaften, (Permeabilität usw.) des Leiters selbst sowie insbesondere der Umgebung ab. Dies gilt übrigens auch für den Koeffizienten der gegenseitigen Induktion M . Es kommt besonders darauf an, ob ferromagnetische Substanzen (Eisen) vorhanden sind, welche, wie wir wissen, das magnetische Feld der Ströme, speziell die Lage und Zahl der magnetischen Induktionslinien (Kraftlinien) wesentlich beeinflussen.

§ 44. Analogie zwischen Selbstinduktion eines Stromkreises und Trägheit einer schweren Masse. Man kann die Erscheinung der Selbstinduktion noch auf eine andere Weise betrachten, die einen interessanten und lehrreichen Vergleich aus dem Gebiete der Mechanik zuläßt. Was man beobachtet, ist im Grunde folgendes: eine irgendwie, etwa durch eine Dynamomaschine, in dem Leiterkreise hervorgebrachte variable E.M.K., erzeugt einen ebenfalls variablen Strom (eine sinusförmige, periodisch wechselnde E.M.K. erzeugt z. B. einen sinusförmigen Wechselstrom). Die Stromstärke ist aber nicht in jedem Augenblick dem gerade vorhandenen Werte dieser E.M.K. proportional, so daß man sie aus diesem nach dem Ohmschen Gesetz (Gleichung (1) im § 3) ohne weiteres berechnen könnte, sondern einem Werte, den die E.M.K. einige Zeit vorher gehabt hat. Der Strom hinkt gewissermaßen hinter der E.M.K. her, er besitzt eine Phasendifferenz gegen sie. Es ist so, als ob eine gewisse Trägheit den Strom hinderte, der E.M.K. unmittelbar zu folgen. Die Phasendifferenz, also diese Trägheit ist erfahrungsgemäß um so größer, je größer der Koeffizient der Selbstinduktion ist, und ist diesem proportional.

Eine solche Trägheit, die dem sofortigen Nachgeben gegen die wirkende Kraft einen gewissen Widerstand entgegensetzt, finden wir auch bei mechanischen Bewegungen. Sie wird hier geradezu als Trägheit bezeichnet und ist der Masse (gemessen durch das Gewicht) des zu bewegenden Körpers proportional. Eine schwere Masse, z. B. ein Eisenbahnzug oder ein Schiff, nimmt nicht sofort, wenn die volle Kraft der Maschine zu

wirken beginnt, auch die volle Geschwindigkeit an, sondern erreicht sie wegen des Trägheitswiderstandes der Masse erst ein Weilchen später. Ebenso kann auch eine rücktreibende Kraft (z. B. Rückwärtsdrehung der Schiffsschraube) nicht sofort eine Rückwärtsbewegung erzeugen, sondern zunächst nur eine Verzögerung der Vorwärtsbewegung und darauf allmählichen Übergang in die entgegengesetzte. Daß ein solcher Trägheitswiderstand vorhanden ist, welcher bewirkt, daß die Bewegung immer etwas hinter der wirkenden Kraft zurückbleibt sowohl beim Schneller- wie beim Langsamerwerden der Bewegung, wird jeder aus eigener Erfahrung wissen, der einmal eine Schaukel in Bewegung gesetzt oder angehalten hat. Dies Beispiel paßt sogar sehr gut, da es sich hierbei auch um eine Schwingung handelt.

Die Selbstinduktion entspricht, wie wir soeben sahen, hinsichtlich der hemmenden Wirkung dem Trägheitswiderstand einer Körpermasse, wobei der Selbstinduktionskoeffizient die Rolle der Masse spielt. Es wird sich zeigen, daß diese Analogie uns das Verständnis der elektrischen Schwingungen in ungeschlossenen Leitern wesentlich erleichtern wird.

§ 45. Das allgemeine Induktionsgesetz. Die induzierte E.M.K. ist gleich der in der Zeiteinheit (1 Sekunde) entstehenden bzw. vergehenden Kraftlinien (Induktionslinien), welche den Leiter umschlingen. Die im Vorstehenden gegebene Darstellung der elektromagnetischen Induktionserscheinungen soll nun mit Hilfe der Faraday-Maxwellschen Vorstellungen in einer Weise ergänzt werden, durch welche vor allen Dingen die Induktionskoeffizienten, welche bisher für uns nur mathematische Größen darstellen, auch physikalisches Leben erhalten. Wir sind im § 42 davon ausgegangen, daß es die zeitlichen Variationen der magnetischen Feldintensität am Orte des sekundären Leiterkreises seien, welche in diesem die induzierte E.M.K. bzw. die elektrische Kraft erzeugen. Die Wirkung wird also mittels des Magnetfeldes von dem primären Leiter durch das Dielektrikum auf den sekundären übertragen, was wegen der praktisch immer geringen Entfernung beider auch bei nicht unendlich großer Ausbreitungsgeschwindigkeit so gut wie momentan erfolgt. Die Energie strömt in Form magnetischer Energie durch das Dielektrikum von dem primären zum sekundären Leiter hin, wo sie in andre Energieformen¹⁾ über-

¹⁾ Die gesamte, in jeder Zeiteinheit (1 Sekunde) von dem sekundären Leiter aufgenommene Energiemenge ist übrigens gleich der induzierten

geht, z. B. immer teilweise in Joulesche oder Stromwärme, die durch das Fließen des Stromes im sekundären Leiter entsteht.

Wieviel Energie der sekundäre Leiter aus dem umgebenden Magnetfeld aufnimmt, hängt von seiner Gestalt und Lage gegen das Magnetfeld ab. Dieses haben wir im Kapitel 3 (vgl. § 24) durch seine Kraftlinien bzw. Induktionslinien charakterisiert gelernt. Bei dieser Gelegenheit zeigt sich vielleicht zum erstenmale der große Nutzen der Kraftlinientheorie, von der wir in den §§ 15—25 des Kapitels 3 einen kurzen Abriß gegeben haben.

Es ergibt sich nämlich für alle elektromagnetischen Induktionserscheinungen ohne Ausnahme ein einfacher Satz, der die induzierte E.M.K. mit der Zahl der magnetischen Kraftlinien verknüpft, welche den sekundären Kreis umschlingen, gleichviel ob sie von permanenten Magneten oder von (primären)elektrischen Strömen herrühren. Es zeigt sich, daß die Induktionswirkung nur von denjenigen Teilen des Magnetfeldes ausgeht, deren Kraftlinien den zu induzierenden (geschlossenen) sekundären Leiter umschließen wie z. B. die magnetischen Kraftlinien 2 und 3 der Fig. 27 a, während die übrigen (in der Figur die Linie 1) ganz unwirksam sind. Bezüglich der wirksamen Kraftlinien ergibt sich nun der Satz:

Die in einem geschlossenen Leiterkreis in einem gegebenen Augenblick induzierte elektromotorische Kraft E ist proportional der Geschwindigkeit, mit welcher sich im gleichen Augenblick die Gesamtzahl \mathfrak{N} der magnetischen Kraftlinien¹⁾ ändert, die den Leiter umschließen.

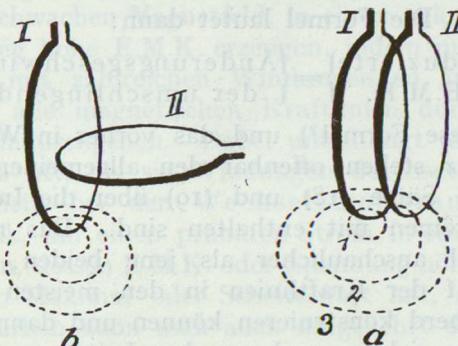


Fig. 27.

Induktion eines primären auf einen sekundären Stromkreis.

E.M.K. multipliziert mit der im selben Augenblick herrschenden Intensität des elektrischen Stromes.

1) Richtigter ist hier Induktionslinien statt Kraftlinien zu lesen (vergl.).

Unter „Umschlingen“ ist hier ein Ineinandergreifen der beiden geschlossenen Ringe Leiterkreis und Kraftlinie zu verstehen, genau so wie es bei zwei ineinandergrifenden Ringen einer Kette der Fall ist. Wenn die Zahl der Kraftlinien¹⁾ und die E.M.K. beide in Centimeter-Gramm-Sekundeneinheiten, und zwar letztere in elektromagnetischen, gemessen werden, so wird der Proportionalitätsfaktor gleich Eins, und die induzierte E.M.K. E wird dann gleich der Änderungsgeschwindigkeit der Kraftlinienzahl (Änderung der Kraftlinienzahl während 1 Sekunde).

Die Formel lautet dann:

$$\text{Induzierte E.M.K.} = \left\{ \begin{array}{l} \text{Änderungsgeschwindigkeit der Zahl der umschlingenden Kraftlinien} \\ (20). \end{array} \right.$$

Diese Formel²⁾ und das vorher in Worten ausgedrückte Gesetz stellen offenbar den allgemeinen Fall dar, in welchem die Sätze (18) und (19) über die Induktionswirkungen von Strömen mit enthalten sind. Das neue Gesetz ist jedoch viel anschaulicher als jene beiden, da wir uns den Verlauf der Kraftlinien in den meisten Fällen wenigstens annähernd konstruieren können und dann auch angeben können, wie viele von ihnen den Leiter umschlingen und wie sich deren Zahl mit der Zeit ändert. Es ist ohne weiteres klar, daß die induzierte E.M.K. um so größer ist, je näher sich (vgl. Fig. 27) die beiden Stromkreise I und II sind, da dann natürlich eine um so größere Anzahl der von I erzeugten Kraftlinien den Kreis II ebenfalls umschlingt. Aber nicht allein die Nähe sondern auch die Orientierung der Kreise zu einander ist von Einfluß. Wenn z. B. Kreis II die in Fig. 27b gezeichnete Lage hat, so daß seine Ebene senkrecht steht auf der Ebene von I, so umschlingt ihn offenbar nicht eine einzige der von I erzeugten magnetischen Kraftlinien, und es wird in ihm gar keine E.M.K. induziert, wie auch die Erfahrung bestätigt.

§ 46. Transformatoren. Funkeninduktor. Zur Erhöhung der Induktionswirkung kann man den sekundären Kreis so

Kapitel 3, § 21 und 24). Nur wenn das Dielektrikum überall die Permeabilität Eins hat (z. B. Luft ist), werden beide identisch.

¹⁾ Vgl. vorige Anmerkung.

²⁾ Mit Benutzung der Differentialrechnung lautet die Formel:

$$E = \frac{d\mathfrak{N}}{dt} \quad \dots \quad (20a).$$

formen, daß eine und dieselbe Kraftlinie den Leiter mehrmals umschlingt. Das geschieht z. B., wenn man ihn als Spule oder Solenoïd (griech. $\sigma\omega\lambda\eta\rho$ = Röhre) aufwickelt. Die früher in anderem Zusammenhange besprochene Fig. 17b kann dies erläutern. Durchsetzt eine Kraftlinie mehrere Windungen der Spule, umschlingt sie also den Leiter mehrere Male, so ist die durch Entstehen oder Verschwinden dieser Kraftlinie induzierte E.M.K. in demselben Verhältnis größer, als wenn sie nur einmal den Leiter umschlingt. Daher kann man auch mit einer verhältnismäßig kleinen Kraftlinienzahl, d. h. mit einem verhältnismäßig schwachen Magnetfeld, in einem sekundären Leiter eine beliebig hohe E.M.K. erzeugen, indem man diesen zu einer Spule mit zahlreichen Windungen so aufwickelt, daß möglichst alle magnetischen Kraftlinien durch sämtliche Windungen hindurchgehen. Dabei umschlingt jede Kraftlinie den Leiter so oft, als sie Windungen durchsetzt. Man benutzt dies Prinzip bei den Wechselstromtransformatoren der Technik, um einen primären Strom in einen sekundären umzuwandeln, dessen E.M.K. oder Spannung höher ist, d. h. einen größeren Maximal- oder Scheitelwert hat, als die des primären. Natürlich kann man auch umgekehrt den hochgespannten Strom in den niedriggespannten heruntertransformieren, indem man den Transistor in umgekehrtem Sinne benutzt. Das Konstruktionsprinzip ist folgendes: Das variable Magnetfeld wird von dem primären Strom erzeugt, der durch eine Spule mit einer gegebenen Anzahl Windungen fließt. Die sekundäre Spule ist so angeordnet, daß die Kraftlinien der primären möglichst die ganze Spule durchsetzen, die, wenn es sich um Erhöhung der Spannung handelt, aus dünnem Draht mit mehr Windungen, als die primäre hat, angefertigt wird. Gewöhnlich wird der Innenraum der Spulen von einem Eisenkern (aus Drähten oder Blechen) ausgefüllt, der sowohl die Kraftlinien in die gewünschten Bahnen lenkt (vgl. den Schluß von § 24) als auch, weil er durch das Magnetfeld des primären Stromes selbst stark magnetisiert wird, die Zahl der magnetischen Kraftlinien (richtiger Induktionslinien) vergrößert, deren Entstehen und Vergehen in dem sekundären Kreis die E.M.K. erzeugt.

Die häufig angewandte schematische Darstellung solcher Transformatoren, ist in den Figuren 28a—c wiedergegeben; a und b stellen denselben Fall zweier ineinandersteckender Spulen ohne Eisenkern dar, c zeigt das Schema eines Trans-

formators mit ringförmig geschlossenem Eisenkern, auf dessen vertikale Schenkel die beiden Spulen aufgewickelt sind. Natürlich kann Fig. 28 a auch den seltenen Fall zweier nebeneinanderstehender Spulen darstellen; die punktierten Linien bedeuten die magnetischen Kraftlinien. Die nicht mit dar-

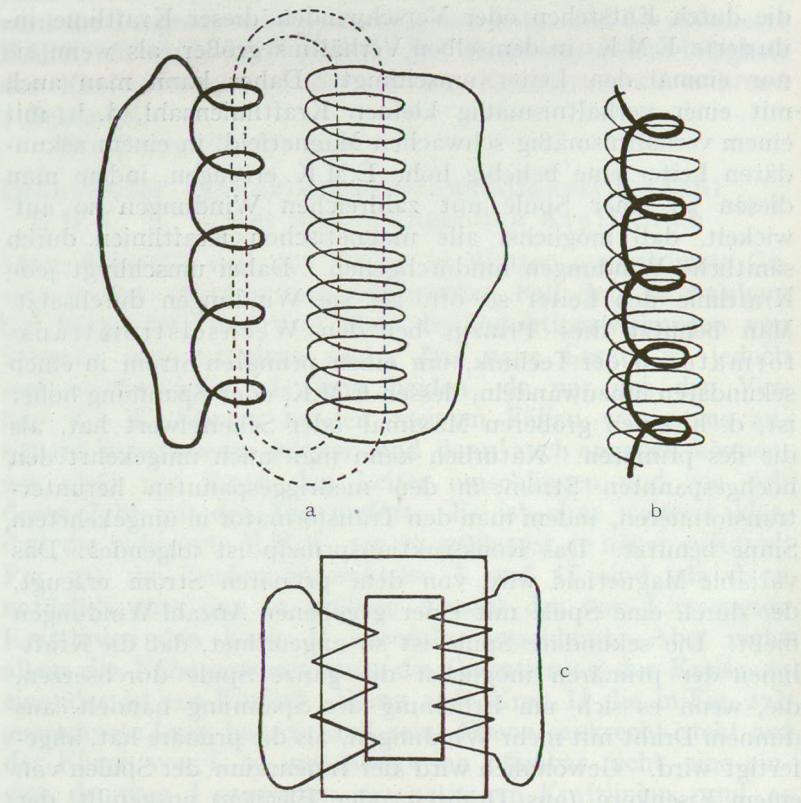


Fig. 28 a—c.
Schematische Darstellung von Transformatoren.

gestellte Form zweier ineinandersteckender Spulen mit stabförmigem Eisenkern beansprucht noch unser besonderes Interesse, da sie gewöhnlich in den sogenannten Funkeninduktoren benutzt wird, die man zur Erzeugung sehr hoher Spannungen konstruiert hat, und die sowohl bei der Erregung elektrischer Schwingungen wie auch bei der Erzeugung von Röntgenstrahlen vielfache Verwendung finden. Zwei Spulen,

die eine aus dickem Draht mit wenigen Windungen, die andere aus dünnem Draht mit sehr vielen Windungen — die einzelnen Windungen durch Umspinnung des Drahtes mit Seide gegeneinander isoliert — sind über einen stabförmigen Eisenkern geschoben. In dem dicken Primärdräht läßt man einen Wechselstrom fließen oder einen Gleichstrom, den man mit einem Unterbrecher in regelmäßiger Folge plötzlich öffnen und schließen kann. Jedesmal wenn der Stromkreis geschlossen wird und der Strom zu fließen beginnt, und ebenso jedesmal wenn er geöffnet wird und der Strom zu fließen aufhört, bedeutet das eine sehr schnelle Änderung der Stromintensität, welche im Verein mit dem großen Koeffizienten der gegenseitigen Induktion bewirkt, daß im sekundären Kreis eine sehr hohe Spannung erzeugt wird, die Hunderttausend Volt und mehr betragen kann. Infolge dieser hohen Spannung kann der Strom der sekundären Spule, wenn ihre Enden oder Pole sich auch nicht berühren, dennoch fließen, indem er das Dielektrikum zwischen denselben in Gestalt des elektrischen Funkens durchbricht. Fig. 29 zeigt einen großen Funkeninduktor, dessen Schlagweite bis zu einem Meter reicht.

§ 47. Magnetische, galvanische und elektrische Koppelung zweier Stromkreise. Die Induktionskoeffizienten als Zahl der verkoppelnden (induzierenden) Kraftlinien (richtiger Induktionslinien). Der primäre und der sekundäre Stromkreis erscheinen bei dem Vorgang der elektromagnetischen Induktion durch die magnetischen Kraftlinien, welche beide zugleich umschlingen, miteinander verkettet. Man sagt, die beiden Stromkreise seien aneinander gekoppelt, und bezeichnet die Art der Verbindung als magnetische Koppelung. Zum Unterschied hiervon spricht man galvanischer Koppelung, wenn beide Kreise an einem oder mehreren Punkten leitend miteinander verbunden sind, wobei also ein Teil der Stromlinien beiden gemeinsam ist. Eine dritte Art der Koppelung zweier Leitersysteme, die elektrische Koppelung, welche durch elek-

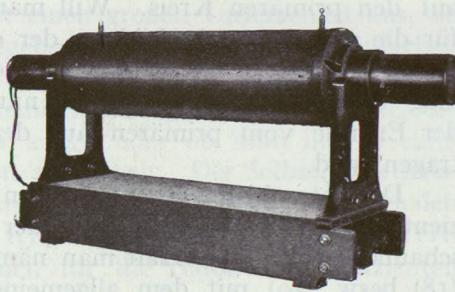


Fig. 29.

Großer Funkeninduktor.

Von der Allgem. Elektrizitäts-Ges., Berlin.

trische Kraftlinien vermittelt wird, werden wir bei der Befprechung der Hertzschen Schwingungen kennen lernen (§ 57). Je mehr magnetische Kraftlinien des primären Kreises zugleich auch den sekundären Leiter umschlingen, desto fester ist die Koppelung, desto energischer die Einwirkung von jenem auf diesen, desto größer aber auch die Rückwirkung auf den primären Kreis. Will man diese klein machen, was für die ungestörte Ausbildung der elektrischen Schwingungen häufig notwendig ist, so muß man eine nicht zu feste Koppelung anwenden, wobei freilich nur ein geringerer Bruchteil der Energie vom primären auf den sekundären Kreis übertragen wird.

Die Betrachtung der Kraftlinien gibt nun auch den Koeffizienten der gegenseitigen und der Selbstinduktion eine anschauliche Deutung. Hält man nämlich die Induktionsgesetze (18) bzw. (19) mit dem allgemeinen Gesetz (20) zusammen, so ergibt sich — besonders deutlich aus den Formeln —, daß das Produkt MJ (d. h. Koeffizient der gegenseitigen Induktion mal Stromstärke des induzierenden Stromes) nichts anderes darstellt als die Gesamtzahl der verkoppelnden magnetischen Kraftlinien, wenn man jede Kraftlinie, die den sekundären Leiter mehrmals umschlingt, als ebensoviele einzelne Kraftlinien ansieht. Der Koeffizient der gegenseitigen Induktion M selbst ist also die Zahl der verkoppelnden Kraftlinien, welche ein primärer Strom von der Intensität Eins (d. h. nach § 11 1 Weber) erzeugt. Verkoppelnde Kraftlinien sind immer nur diejenigen, welche den sekundären Leiter mit umschlingen; alle anderen von dem primären Strom erzeugten Kraftlinien kommen gar nicht in Betracht.

Genau dieselben Betrachtungen gelten auch für die Selbstinduktion eines einzelnen Stromkreises und deren Koeffizienten. Die Erzeugung der elektromotorischen Gegenkraft durch die Selbstinduktion beruht auch auf dem Entstehen oder Verschwinden von magnetischen Kraftlinien, welche den Leiter umschlingen; nur sind die Kraftlinien hier nicht von einem fremden Strom, sondern von dem in dem Leiter selbst fließenden Strom erzeugt. Die Vergleichung der Gesetze (19) und (20) ergibt, daß das Produkt LJ (Selbstinduktionskoeffizient mal Stromstärke) die Gesamtzahl der induzierenden Kraftlinien darstellt. Diese Zahl kann größer sein als die Zahl der vorhandenen Kraftlinien überhaupt, da wiederum solche Kraftlinien, welche den Leiter infolge seiner besonderen Gestalt

mehrmals umschlingen, als mehrere einzelne gerechnet werden müssen. Der Selbstinduktionskoeffizient L ist die Gesamtzahl der induzierenden Kraftlinien, welche ein Strom von der Intensität Eins (im C.-G.-S.-System 1 Weber) erzeugt, der in dem Leiter fließt. Man erkennt, daß die Größe dieses Koeffizienten ganz wesentlich von der Gestalt des Stromkreises abhängen muß. Es macht einen großen Unterschied aus, ob man einen Draht von gegebener Länge zu einem einfachen Kreisringe biegt, oder ihn als langgestreckte schmale Schleife formt (zwei dicht nebeneinander parallel laufende Drähte, die an den Enden verbunden sind), oder ob man ihn zu einer Spule mit vielen Windungen aufwickelt. Der Selbstinduktionskoeffizient der Spule ist am größten, derjenige der schmalen Schleife am kleinsten, der Kreisring hat einen mittleren Wert.

Man hat natürlich auch für die Induktionskoeffizienten eine Maßeinheit festgesetzt, mit der man sie mißt. Die Gesetze (18) und (19), deren Form ja genau dieselbe ist, geben für M und L dieselbe Einheit. Die C.-G.-S.-Einheit, die man erhält, wenn man alle bekannten Größen (elektromotorische Kraft E , Stromstärke J und Zeit t) in C.-G.-S.-Einheiten mißt, hat keinen besonderen Namen. Ein solcher ist aber auch nicht nötig, da diese Einheit des Induktionskoeffizienten nichts anderes ist als die Längeneinheit 1 Centimeter. Es ist hier nicht der Ort nachzuweisen, wie es kommt, daß der Induktionskoeffizient mit einer Länge identisch ist; jedoch sieht man leicht, daß die Länge jedenfalls eine Rolle spielen muß, da um so mehr Kraftlinien den Leiter umschlingen können, je größer, bei sonst ungeänderter Gestalt, seine Länge ist. Die dem praktischen Maßsystem angehörende Einheit hat man mit dem Namen Henry (nach einem amerikanischen Physiker) belegt. Die Gesetze (18) und (19) geben daher die E.M.K. sofort in Volt an, wenn L (bezw. M) in Henry, J in Ampère, t in Sekunden gemessen wird.

Es sei hier noch das Gesetz angegeben, welches die magnetische Energie des Feldes eines einzelnen, sonst beliebigen Stromkreises bestimmt. Die magnetische Energie des Feldes ist nämlich, wenn L der Selbstinduktionskoeffizient des Leiters ist, in dem der Strom J fließt:

$$U = \frac{1}{2} L J^2 \dots \dots \dots \quad (21).$$

Dieses einfache Gesetz, welches in Worten lautet:

Die magnetische Feldenergie eines elektrischen Stromes ist gleich dem Quadrat der Stromstärke multipliziert mit dem halben Selbstinduktionskoeffizienten des Stromleiters,

ist einerseits interessant wegen seiner Analogie mit dem Gesetz, welches die Bewegungs- oder kinetische Energie eines Körpers bestimmt als Quadrat der Geschwindigkeit multipliziert mit der halben Masse des Körpers; andererseits aber wegen seiner Ähnlichkeit mit dem Jouleschen Gesetz (2) im § 3 des 1. Kapitels. Die magnetische Energie U in Gleichung (21) stellt den potentiellen Energievorrat dar, der zum Strom J gehört, und der unverändert bleibt, solange sich J nicht ändert; die Joulesche Wärme Q in Gleichung (2) ist dagegen derjenige Teil der Energie, welcher sich beim Fließen des Stromes in Wärme umwandelt und somit für die Nutzbarmachung als mechanische Arbeit usw. zunächst verloren geht.

§ 48. **Selbstinduktion und Kapazität im geschlossenen Wechselstromkreis. Wechselstromwiderstand oder Impedanz. Gegenseitige Kompensation von Selbstinduktion und Kapazität im Falle der Resonanz. Eigenschwingung des Kreises.** Die Selbstinduktion eines Stromkreises ist eine Eigenschaft desselben, die nur für veränderliche Ströme in Betracht kommt. Bei Gleichstrom hat sie keinen Einfluß auf den Stromverlauf, solange der Strom in konstanter Stärke fließt. Nur in den kurzen Zeiten, wo er beim Schließen oder Öffnen des Stromkreises erst von Null bis zu seinem Endwert ansteigt oder von diesem auf Null herabfällt, kommt sie in Betracht; der Quotient L/W (d. h. Selbstinduktionskoeffizient dividiert durch Widerstand) bestimmt als sogenannte Zeitkonstante des Stromkreises die Geschwindigkeit des Stromanstiegs und Abfalls.

Während für konstanten Gleichstrom die Eigenschaften des Stromkreises lediglich durch seinen Ohmschen Widerstand W (vgl. § 3) gegeben sind, kommen für einen variablen Strom noch der Selbstinduktionskoeffizient und die Kapazität des Kreises hinzu. Erst die Kenntnis dieser drei Größen gibt Aufschluß über den Verlauf des Stromes, den eine gegebene E.M.K. erzeugen kann. Es mag sonderbar erscheinen, daß jeder Leiter, auch ein einfacher zum Ringe geschlossener Draht, eine gewisse Kapazität besitzt wie ein aus zwei getrennten Leitern bestehender Kondensator, obwohl hier kein zweiter isolierter Leiter vorhanden ist, nach dem elektrische

Kraftlinien hinlaufen können. Doch erklärt sich dies so, daß während des Stromanstiegs nicht alle Elektrizität glatt durch den Leiter hindurchfließt, sondern ein Teil davon sich auf der Oberfläche des durchströmten Leiters als elektrische Ladung ablagert, und zwar nach der einen Seite — von der Stromquelle aus gerechnet — positive, nach der anderen Seite negative Ladung, wie in Fig. 30 angedeutet ist, in welcher D eine Wechselstromquelle (Dynamomaschine) darstellt. Wenn die Stromstärke auf Null herabfällt, so fließen diese Ladungen wieder zurück. Der eine, in sich zurücklaufende Leiter bildet also einen temporären Kondensator, dessen Ladungen natürlich nur solange nebeneinander bestehen können, als die treibende Kraft wirkt, welche sie auf die Oberfläche drückt. Zwischen den positiven und negativen Ladungen spannen sich, wie bei ruhenden elektrostatischen Ladungen, Kraftlinien hin und zurück. Wie bei einem gewöhnlichen Kondensator wird die Kapazität um so größer, je näher die entgegengesetzt geladenen Leitereile einander sind und je größere Oberflächen sie sich zukehren. Daher kommt es, daß die in der Elektrotechnik benutzten Kabel, bei denen die Hin- und Rückleitungsdrähte (je einer oder auch mehrere) dicht beieinander liegen und nur durch eine ziemlich schwache isolierende Kautschukschicht von einander getrennt sind, bei größerer Länge eine beträchtliche Kapazität haben, die besonders bei schnellen Stromwechseln hervortritt und oftmals stört. Sie verhindert es z. B., daß der Strom am Ende eines langen, etwa eines überseeischen Kabels ebenso schnell seinen Höchstwert annimmt wie am Anfang, wenn an diesen eine E.M.K. (Telegraphenbatterie) angeschaltet wird, und bewirkt auf diese Weise eine lästige Verlangsamung des Telegraphierens.

Die große Kapazität solcher Kabel ist auch der Grund, weshalb man sie nicht ohne weiteres zum Telephonieren benutzen kann. Bei diesem kommen, entsprechend den Schwingungszahlen der musikalischen Töne, schnell verlaufende Wechselströme mit etwa 50 bis 5000 Stromwechseln in der Sekunde vor, die außerordentlich exakt erfolgen müssen.

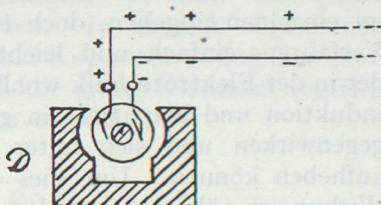


Fig. 30.

Nun verbraucht die abwechselnde Ladung und Entladung der Kabeloberfläche um so mehr von der ganzen in dem Strom fließenden Elektrizitätsmenge, je schneller die Schwingungen sind. Daher wird die Amplitude der schnelleren Wechselströme, die den hohen Tönen entsprechen, stärker verringert als die der langsameren, und zwar mit wachsender Entfernung immer mehr. Darunter leidet natürlich die Deutlichkeit der Lautübertragung, besonders bei gewissen Konsonanten. Erst vor wenigen Jahren ist es dem amerikanischen Elektriker Pupin gelungen, diesen Übelstand durch Einschaltung von Selbstinduktionsspulen in die Kabel zu beseitigen. Wir können auf die Wirkungsweise dieser Anordnung nicht im einzelnen eingehen, doch ist die Grundlage des Pupinschen Verfahrens einfach und leicht zu verstehen. Sie beruht auf der in der Elektrotechnik wohlbekannten Tatsache, daß Selbstinduktion und Kapazität in gewisser Beziehung einander entgegenwirken und sich unter Umständen in ihren Wirkungen aufheben können. Um dies zu verstehen, müssen wir ihre Wirkungen näher kennen lernen.

Im § 44 sahen wir, daß die Selbstinduktion eines Stromkreises das Zurückbleiben des Stromes hinter der treibenden elektromotorischen Kraft, also eine Phasenverschiebung des Stromes zur Folge hat. Das ist aber nicht die einzige Wirkung. Infolge der Selbstinduktion bleibt nämlich auch der Maximalwert, welchen der Strom bei gegebenem Maximalwert der E.M.K. erreicht, kleiner als er ohne Berücksichtigung der Selbstinduktion aus dem Ohmschen Gesetz (vgl. § 3) mit dem Ohmschen Widerstand W allein zu berechnen wäre. Die Selbstinduktion bewirkt eine scheinbare Vergrößerung des Widerstandes; es kommt zu dem Ohmschen Widerstand oder der Resistenz (lat. resistere = widerstehen) — wie man ihn benannt hat — ein induktiver Widerstand oder Induktanz hinzu. Besitzt der Stromkreis außerdem noch eine merkliche Kapazität, so wirkt auch diese auf den scheinbaren Widerstand; der von ihr herrührende Widerstand führt den seltener gebrauchten Namen Kondensanz. Der gesamte aus diesen drei Teilen gebildete Ausdruck ist der Wechselstromwiderstand oder die Impedanz des Stromkreises (lat. impedare = hemmen). Die Theorie hat für denselben bei sinusförmigem Wechselstrom von der Periode T (also der Schwingungszahl pro Sekunde $n = \frac{1}{T}$) den Ausdruck ergeben:

$$R = \sqrt{W^2 + \left(2\pi nL - \frac{I}{2\pi nC}\right)^2} \quad \dots \quad (22).$$

Die Impedanz R ist also gleich der Quadratwurzel aus der Summe der beiden Quadrate, die unter dem Wurzelzeichen stehen. Uns interessiert eigentlich nur der Ausdruck in der Klammer unter dem Wurzelzeichen, der die von der Selbstinduktion und der Kapazität herrührenden Glieder enthält. Je nachdem in dem Kreise Selbstinduktion oder Kapazität fehlt, d. h. richtiger ausgedrückt, nicht in merkbarer Größe vorhanden ist, fällt das eine oder das andere Glied weg. Sind aber beide nicht zu vernachlässigen, so muß der ganze Klammerausdruck benutzt werden. In diesem allgemeinen Falle, wo also Selbstinduktion und Kapazität vorhanden sind, kann es jedoch vorkommen, daß die ganze Klammer wegfällt, weil sie gleich Null wird. Wenn nämlich

$$2\pi nL = \frac{I}{2\pi nC}$$

ist, so heben sich beide Glieder gegenseitig auf und die Klammer verschwindet. In diesem Falle wird also die gesamte Impedanz R gleich dem Ohmschen Widerstand W , als ob keine Selbstinduktion und keine Kapazität vorhanden wären. Offenbar tritt dieser Fall bei gegebenen Werten der Selbstinduktion und Kapazität nur ein, wenn der Wechselstrom eine bestimmte ausgezeichnete Schwingungszahl n (bzw. Periode T) besitzt. Diese Schwingungszahl und Periode erhält man aus der soeben hingeschriebenen Gleichung, wenn man dieselbe nach n auflöst. Es ergibt sich die Periode¹⁾

$$T = 2\pi \sqrt{LC} \quad \dots \quad (23).$$

Diese ausgezeichnete Periode hat für den Stromkreis eine besondere Bedeutung; sie ist nämlich die Periode der elektrischen Eigenschwingungen, welche dieser Kreis ausführen kann. Somit erhält man für die Eigenschwingungsperiode eines Stromkreises den durch (23) angegebenen Wert, d. h. in Worten:

1) Die Schwingungszahl ist $n = \frac{I}{2\pi\sqrt{LC}}$. Man erhält die Periode in Sekunden, wenn man L und C entweder in C.-G.-S.-Einheiten oder beide in praktischen Einheiten (Henry und Farad) angibt.

Die Periode der Eigenschwingung eines Stromkreises ist gleich 2π multipliziert mit der Quadratwurzel aus dem Produkt von Selbstinduktionskoeffizient und Kapazität des Kreises.

Wenn die Periode der erregenden E.M.K. den durch Gleichung (23) bestimmten Wert der Eigenschwingungsperiode hat, so sagt man: der Stromkreis ist in Resonanz mit der erregenden elektromotorischen Kraft. Als Resonanz bezeichnet man in der Physik das bis zum Maximum gesteigerte Mitschwingen (Mitklingen) irgend eines schwingungsfähigen Systems, welches eintritt, wenn die erregende Kraft im richtigen Takte periodisch wirkt. Es ist also zunächst erforderlich, daß das System, wenn man ihm einen Anstoß erteilt und es sich dann selbst überläßt, Eigenschwingungen von irgend einer, durch die Natur des Systems bestimmten Periode ausführen kann, wie z. B. ein Pendel, eine gespannte Saite, eine elastische Feder. Wirken die Anstöße, welche die erregende äußere Kraft dem ruhenden System erteilt, in dem Takte dieser Eigenschwingungen, so verstärken sie allmählich die anfangs nur schwache Bewegung, welche der erste Stoß hervorgebracht hat, indem jeder neue Stoß in der Richtung der jeweils vorhandenen Bewegung wirkt. Auch kleine Kräfte erzeugen auf diese Weise große Bewegungen. Man kann z. B. eine schwere Schaukel oder eine Kirchenglocke, die beide eine besondere Form des Pendels vorstellen, verhältnismäßig leicht in starke Schwingungen versetzen, indem man die Erregungsperiode, d. h. die Frequenz der Stöße dem schwingenden System anpaßt. Die Schwingungsweite würde, da dem System durch jeden Stoß neue Energie zugeführt wird, ins Unbegrenzte wachsen, wenn nicht durch Reibungswiderstände, die bei großer Amplitude immer stärker anwachsen, ein Teil der zugeführten Energie aufgezehrt und in Wärme, also nicht mehr in Schwingungsenergie umgesetzt würde. Infolge dieser Dämpfung wächst die Amplitude auch bei Resonanz nur bis zu einem gewissen Maximum, das von der Stärke der Erregung und der Dämpfung abhängt.

Versucht man, das System durch eine erregende Kraft mit größerer oder kleinerer Periode anzutreiben, so folgt es dieser ebenfalls, aber mit geringerer Amplitude, also geringerer Intensität; dieselbe wird um so kleiner, je verschiedener die Perioden der erregenden Kraft und der Eigenschwingung

sind. Man stellt diese Verhältnisse gewöhnlich durch eine Resonanzkurve dar, indem man die Perioden oder besser die Schwingungszahlen der erregenden Kräfte als Längen auf der horizontalen Abscissenachse OA (Fig. 31) und die von diesen Kräften erzeugten Schwingungsamplituden vertikal als Ordinaten aufträgt. An der Stelle, wo erregende Schwingung und Eigenschwingung in Resonanz sind, hat die Kurve ihre höchste Erhebung.

Schwingungen, die durch eine periodisch wirkende Kraft erzeugt werden, mag Resonanz vorhanden sein oder nicht, nennt man erzwungene, im Gegensatz zu den freien oder Eigenschwingungen, die das System, nach einem einmaligen Anstoß sich selbst überlassen, ausführt.

Man erkennt leicht, daß in dem vorherbeschriebenen Fall des Wechselstromkreises mit Selbstinduktion und Kapazität eine Resonanzerscheinung vorliegt. Denn die von der äußeren E.M.K. erzeugte

Stromintensität ist am größten für die durch Gleichung (23) bestimmte Periode der Erregung, weil die Impedanz, die statt des Ohmschen Widerstandes W in den Nenner des Ohmschen Gesetzes (Gleichung [2] in § 3) eingeht, hierbei den kleinstmöglichen Wert annimmt. Der

Wechselstromkreis besitzt offenbar die Fähigkeit, Eigenschwingungen von bestimmter Periode auszuführen. Einmal angeregt, würden dieselben für alle Zeiten in gleicher Stärke andauern, wenn nicht der Ohmsche Widerstand W vorhanden wäre, der die Umwandlung der elektromagnetischen Energie in Joulesche Wärme bewirkt. Infolgedessen werden sie gedämpft und klingen allmählich ab.

Auf der gegenseitigen Kompensation der Wirkungen von Selbstinduktion und Kapazität beruht nun im wesentlichen das Verfahren, nach welchem Pupin auch Kabel mit beträchtlicher Kapazität zur telephonischen Übertragung nutzbar gemacht hat. Zu dem Zweck wird die Selbstinduktion des Ka-

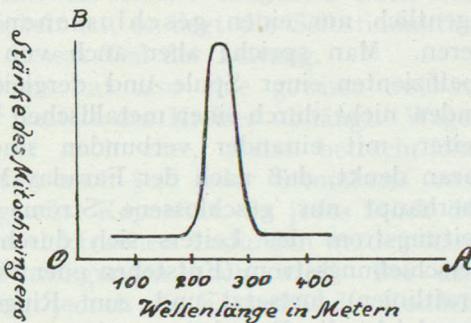


Fig. 31.
Resonanzkurve.

bel's durch Einschaltung von enggewickelten Spulen, die sich in bestimmten Abständen wiederholen, auf einen passenden Wert erhöht, der so gewählt wird, daß das Kabel auf die beim Sprechen hauptsächlich vorkommenden Schwingungen gut anspricht und sie kräftig überträgt. Die Einschaltung von Selbstinduktionsspulen in ein Kabel vermag zwar streng genommen nur für eine einzige Schwingungszahl vollkommene Kompensation zu erzeugen; praktisch genügt aber auch die nur teilweise Kompensation in einem größeren Bereich von Schwingungszahlen, z. B. für alle, welche den Schwingungszahlen von den tiefsten bis zu den höchsten Tönen der menschlichen Stimme entsprechen, und diese kommen für die Telephonie allein in Betracht.¹⁾

§ 49. Nahezu geschlossener Stromkreis mit Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand. Kondensatorkreis. Eigen-schwingungen desselben. Die Induktionskoeffizienten von denen im Vorhergehenden die Rede war, sind Größen, welche eigentlich nur einen geschlossenen Leiterkreis charakterisieren. Man spricht aber auch von dem Selbstinduktionskoeffizienten einer Spule und dergleichen, auch wenn deren Enden nicht durch einen metallischen Verbindungsdräht, einen Leiter, mit einander verbunden sind. Wenn man jedoch daran denkt, daß nach der Faraday-Maxwellschen Theorie ja überhaupt nur geschlossene Ströme existieren, indem der Leitungstrom des Leiters sich durch das Dielektrikum als Verschiebungsstrom (Entstehen oder Vergehen von elektrischen Kraftlinien) fortsetzt und zum Ringe schließt, so erkennt man leicht die Berechtigung dieser Ausdrucksweise. Die Berechnung der Selbstinduktionskoeffizienten usw. der nicht geschlossenen Leiterkreise ist aber schwieriger und nur mangelhaft ausführbar, weil man die Lage der Verschiebungsströme im Dielektrikum nicht ohne weiteres so gut kennt, wie die der Leitungsströme im Leiter. Besonders bei ganz offenen Leitern, z. B. gerade gestreckten nicht zu langen Drähten, wie sie als sogenannte „Antennen“ in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, trifft dies zu. Bei nahezu geschlossenen Leiterkreisen aber, bei denen infolge der ganzen Anordnung

¹⁾ Die genauere Theorie zeigt, daß die Kompensation der Kapazität des Kabels durch die eingeschaltete Selbstinduktion wesentlich die Dämpfung verringert, die für Schwingungen von den in Betracht kommenden Perioden sehr verschiedene und zwar für die schnelleren (hohe Töne) beträchtliche Werte besitzt.

die Verschiebungsströme nur eine geringe Ausdehnung und hinreichend bekannte Bahnen haben, lassen sich alle Rechnungen wie bei einem ganz geschlossenen Leiterkreis durchführen. Solche Kreise erhält man, wenn man durch einen nicht zu kurzen, irgendwie gebogenen (auch als Spule aufgewickelten) Leitungsdraht die Belegungen eines Kondensators mit einander verbindet, dessen Platten einander nahe gegenüberstehen. Man nennt sie nach dem Vorgange von Professor Braun, der sie als Erster in der drahtlosen Telegraphie für einen bestimmten Zweck benutzt hat, Kondensatorkreise. Die elektrischen Kraftlinien sind hier im wesentlichen auf den schmalen Raum zwischen den Kondensatorbelegungen beschränkt und sind daher kurze, nahezu gerade Linien. Sie bilden somit nur einen kleinen Teil des Stromweges und der Selbstinduktionskoeffizient des ganzen Stromkreises, der ja von der Gestalt desselben abhängt, wird von ihnen nicht merkbar beeinflußt. Wenn der Draht ohnedrein noch teilweise zu Spulen aufgewickelt ist, so liegt die Selbstinduktion des Kreises fast nur in diesem Teil der Leitung.

Jeder Kondensatorkreis hat also eine gewisse Selbstinduktion, die von der Gestalt des Kreises abhängt. Wegen des Kondensators hat er auch eine, meist beträchtliche, Kapazität. Übrigens hat nach § 48 jeder Stromkreis auch ohne Kondensator eine gewisse Kapazität, da jedes Stück der Leiteroberfläche Sitz von elektrischen Ladungen werden kann und bei elektrischen Schwingungen auch wird. Bei dem Kondensatorkreis überwiegt jedoch die Kapazität des Kondensators so sehr, daß man die übrigen Teile als kapazitätslos betrachten kann, gerade so als wenn die hin- und herströmende Elektrizität sich nur an den Enden des Verbindungsdrähtes in den Kondensatorbelegungen ansammelte. Außer Selbstinduktion und Kapazität besitzt der Kondensatorkreis wie jeder andre Stromkreis einen gewissen Ohmschen Widerstand, der wesentlich in dem Leitungsdraht zu suchen ist, denn die Kondensatorbelegungen bieten dem Strom einen reichlich großen Querschnitt, haben also sehr kleinen Widerstand.

Diese drei Eigenschaften — Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand — bestimmen nun, wie Theorie und Erfahrung lehren, den Verlauf der elektrischen Schwingungen, welche in dem Kondensatorkreis stattfinden können, und zwar sowohl der erzwungenen Schwingungen, welche von einer äußern periodisch wirkenden E.M.K. erzeugt werden, als auch der

Eigenschwingungen, welche ohne eine solche in dem Kreis stattfinden können. Gerade diese letzteren sind es, die unser besonderes Interesse erregen, denn sie allein haben uns bisher die Möglichkeit gewährt, sehr schnelle elektrische Schwingungen zu erzeugen und unter gewissen Umständen als Wellen in den Raum zu senden. Während bei den erzwungenen Schwingungen, die genau so wie in einem ganz geschlossenen Kreis fließen, die Periode von vornherein durch die E.M.K. bestimmt ist und die elektrischen Konstanten des Kondensatorkreises nur die Intensität der Schwingung beeinflussen, bestimmen sie bei den freien Eigenschwingungen auch die Periode, und zwar nach derselben Formel (23), welche die Resonanzperiode der erzwungenen Schwingung angibt. Die genaue Theorie ergibt allerdings zunächst eine Formel, in welcher noch der Ohmsche Widerstand W mit auftritt, jedoch so, daß er nur einen geringen Einfluß auf die Größe der Periode hat und vernachlässigt werden kann. Nur die Dämpfung, d. h. die allmähliche Abnahme der Schwingungsamplitude hängt wesentlich von ihm ab.

Die Schwingungen kommen nun in folgender Weise zu stande. Denken wir uns die beiden Belegungen A und B des Kondensators (vgl. Fig. 32) positiv und negativ geladen und nunmehr plötzlich durch den Leitungsdraht $ADEB$, der ohne die Unterbrechung DE gedacht werden muß, mit einander verbunden, so suchen sich die Ladungen, einander entgegenfließend, auszugleichen und strömen von den Belegungen weg.

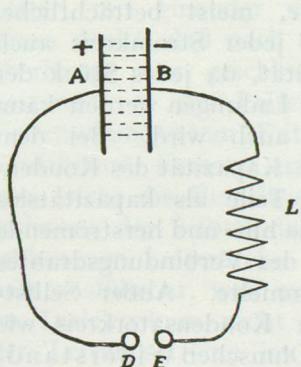


Fig. 32.
Kondensatorkreis
(schematisch).

Das elektrische Feld zwischen den Kondensatorplatten vergeht also und seine Energie setzt sich nach den Ausführungen des § 28 in die Energie des Magnetfeldes um, dessen Kraftlinien den entstandenen elektrischen Strom umringen. Dieser wird durch den Draht hindurchgetrieben von der Spannungsdifferenz, welche zwischen den Kondensatorplatten herrscht und die treibende E.M.K. darstellt. Sie nimmt mit fortschreitender Entladung ab und ist in dem Augenblick gleich Null, wo der Strom sich vollständig ausgebildet hat, wo also

nur magnetische Energie vorhanden ist. Wegen der Selbstinduktion der Leitung, die wir uns der Einfachheit halber in einer Spule L konzentriert denken, kommt natürlich noch die elektromotorische Gegenkraft hinzu, welche den Strom verlangsamt.

Wenn das elektrische Feld verschwunden und seine Energie ganz in magnetische umgewandelt ist, so ist damit der Vorgang nicht beendet. Vielmehr fließt nun der Strom weiter in derselben Richtung und trägt jetzt die entgegengesetzten Ladungen auf die Kondensatorplatten, wobei sich die in dem Magnetfeld aufgespeicherte Energie wieder in die elektrische Energie eines neuen Kondensatorfeldes umwandelt, das die entgegengesetzte Richtung hat wie das ursprüngliche. Die beiden Elektrizitäten, die von den Belegungen kommend einander entgegenflossen, schießen gewissermaßen an einander vorbei bis zu den Kondensatorbelegungen, die sie laden. Wenn der Strom wieder zum Stillstand kommt, wenn also die magnetische Energie sich wieder in elektrische umgewandelt hat, so ist der Energiegehalt des neu entstandenen Kondensatorfeldes derselbe wie vorher, nur vermindert um den Betrag, der als Joulesche Wärme in dem Schließungsdräht verloren gegangen ist. Er würde genau gleich dem ursprünglichen sein, wenn der Widerstand des Schließungsdrähtes gleich Null wäre.

Das Spiel beginnt nunmehr von neuem, indem die Ladungen zurückfließen bis wieder ein elektrisches Feld mit der ursprünglichen Richtung aber weiter verminderter Intensität vorhanden ist. Damit sind wir, abgesehen von der Intensitätsabnahme oder Dämpfung, in den Ausgangszustand zurückgekehrt, das System hat eine ganze Schwingung ausgeführt. Die Zeit, welche vom Beginn der Schwingung bis zu diesem Augenblick verflossen ist, stellt die Periode oder Schwingungsdauer dar, deren Größe gemäß der Formel (23) $T = 2\pi\sqrt{LC}$ ist. Dieser Vorgang wiederholt sich mit abnehmender Intensität, aber immer gleichbleibender Periode so oft, bis die ganze Energie verbraucht und im Schließungsdräht in Wärme umgewandelt ist, falls sie nicht noch auf andre Weise (vgl. § 64) dem System entzogen wird. Ohne diesen Energieverbrauch würden die Schwingungen unbegrenzt lange andauern.

Der hier geschilderte Schwingungsvorgang hat sein mechanisches Analogon in den ebenfalls (durch Reibung) gedämpften Schwingungen einer Flüssigkeitssäule in einem U-

förmig gebogenen Rohr (Fig. 33), die man leicht erzeugen kann, indem man in dem einen Schenkel die Flüssigkeit hochsaugt und dann plötzlich loslässt. Nach einigen Schwingungen mit abwechselndem, immer schwächer werdendem Steigen und Fallen des Niveaus in den beiden Schenkelenden, welche den Kondensatorbelegungen entsprechen, kommt die Flüssigkeit zur Ruhe.

Da die Amplitude einer gedämpften Schwingung mit der Zeit kleiner wird, so hat die Kurve, welche sie darstellt, eine andere Gestalt als diejenige der ungedämpften, welche wir

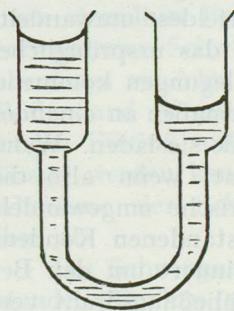


Fig. 33.
Gedämpfte Schwingungen
einer Flüssigkeitssäule.

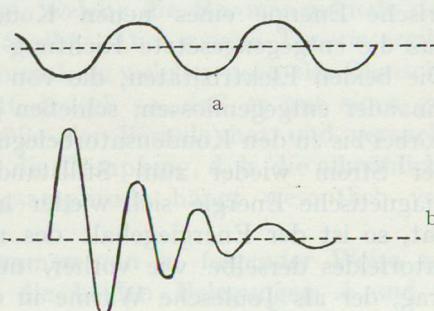


Fig. 34.
Schwingungskurven; a ungedämpfte, b gedämpfte Schwingung.

schon in § 40 kennen lernten. Die Fig. 34a und b zeigen beide nebeneinander. Natürlich können auch hier außer der sinusförmigen Schwingung kompliziertere auftreten, die durch Überlagerung mehrerer sinusförmiger Schwingungen mit verschiedenen Perioden (und Phasen) entstehen.

Bisher haben wir, abweichend von der Zeichnung in Fig. 32, einen nicht unterbrochenen Schließungsdräht *A D E B* angenommen; in Wirklichkeit muß man aber, um die Kondensatorbelegungen überhaupt laden zu können, die Unterbrechungsstelle *D E*, die sogenannte Funkenstrecke, in den Kreis einfügen. Ohne sie würden, wenn man die Belegungen mit den Polen einer Elektrizitätsquelle (Elektrisiermaschine, Batterie, Funkeninduktor oder dergl.) verbindet, die beiden Elektrizitäten sofort durch den Draht hindurch sich ausgleichen und nicht auf den Platten ansammeln. Das wird erst möglich, wenn man durch die Funkenstrecke das System in zwei getrennte Teile zerlegt, die sich nun natürlich auf ihrer ganzen Ober-

fläche laden, wie es in der Fig. 19 des § 28 schematisch dargestellt ist. Sowie infolge der von der Elektrizitätsquelle immer weiter gesteigerten Zufuhr die Spannung der Elektrizität eine gewisse Höhe erreicht hat, vermag das Dielektrikum die Funkenstrecke (meist Luft, häufig auch eine gut isolierende Flüssigkeit, wie Paraffinöl oder Petroleum) die Spannung nicht mehr auszuhalten, es wird von einem Funken durchbrochen und nun beginnen die Schwingungen in dem System genau so, als wenn die Funkenstrecke *DE* metallisch überbrückt wäre. Der Kanal, welchen der Funke durch das Dielektrikum gerissen hat, erweist sich als Leiter der Elektrizität, allerdings nicht dauernd, aber doch für eine gewisse Zeit. Der Widerstand dieser Strecke (Funkenwiderstand) ist anfangs klein, nimmt aber schnell zu, und er ist es hauptsächlich, der die Dämpfung der Schwingungen im Kondensatorkreis bewirkt. Die Funkenstrecke ist ein Teil der elektrischen Schwingungssysteme, der zur Erzeugung schneller Schwingungen bis vor kurzem (vgl. § 68) unbedingt nötig war und in den meisten Fällen auch heute noch gebraucht wird; wegen ihres großen variablen Widerstandes und sonstiger Eigenchaften ist sie jedoch eine unangenehme Beigabe und man bemüht sich, sie durch andere Anordnungen zu ersetzen.

§ 50. Offene Stromkreise. Elektrische Oszillatoren oder Wellenerreger. Eigenschwingungen und Strahlung derselben. Wir haben die Schwingungen im Kondensatorkreis mehr im Sinne der Fluidumtheorie als im Faraday-Maxwellschen behandelt, indem wir fast ausschließlich den Leitungsstrom im Schließungsdräht betrachtet haben. Das ist, wie das Folgende zeigen wird, gestattet, weil die elektrischen Vorgänge im Dielektrikum bei einem einzelnen Kondensatorkreise eine vergleichsweise geringe Rolle spielen. Das elektrische Feld beschränkt sich hier, da fast die ganze Ladung auf den Kondensatorbelegungen sitzt, im wesentlichen auf den engen Raum zwischen den Belegungen; dort entsteht und vergeht es, und die wenigen Kraftlinien, welche außerhalb verlaufen, kommen dagegen nicht in Betracht. Anders wird die Sache aber, wenn wir den nahezu geschlossenen Leiterkreis, den wir im Kondensatorkreis vor uns haben, zu einem offenen machen, indem wir die Kapazität des Kondensators kleiner und kleiner nehmen, so daß sie die Kapazität des Schließungsdrähtes nicht mehr überwiegt. Das kann durch Verkleinerung der Kondensatorplatten oder durch Auseinanderziehen derselben geschehen. Im ersten Falle gelangt

man, wenn der Schließungsdräht ein glatter Draht ohne Spule war, schließlich zu einem einfachen kreisförmig gebogenen Draht als Schwingungskreis; im andern kommt man durch Auseinanderbiegen des Ringes zu einem gerade gestreckten Leiter mit Endkapazitäten. Diese Entwicklung ist in den Fig. 35 a—e dargestellt. Läßt man in dem extremen Falle des geraden Leiters auch die Endplatten noch weg, so bleibt ein einfacher gerader Draht übrig, in dem, ebenso wie in den anderen Systemen, elektrische Schwingungen stattfinden können. Jedes dieser Systeme, die man, wenn sie als Erreger elektrischer Schwingungen dienen, mit dem Namen Erreger oder Os-

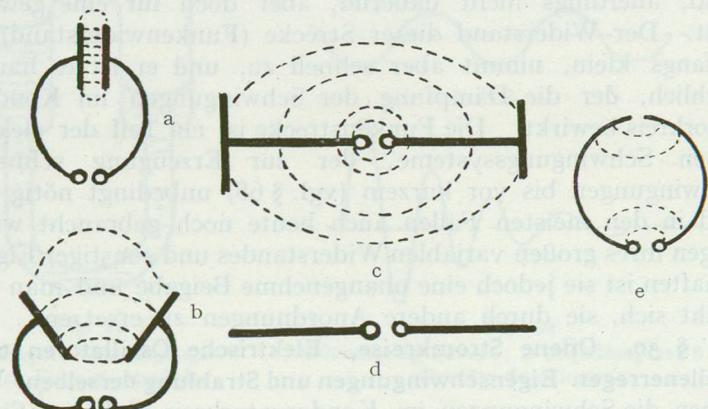


Fig. 35.

Entstehung der Oszillatoren aus dem Kondensatorkreis. a Kondensatorkreis, b derselbe auseinander gebogen, c Oszillator mit Endkapazitäten, d linearer, e kreisförmiger Oszillatoren.

zillatoren bezeichnet, hat seine Eigenschwingungsperiode, die von seinen Dimensionen abhängt; denn durch diese sind ja Selbstinduktionskoeffizient und Kapazität bestimmt.

Der Unterschied zwischen offenen Oszillatoren und Kondensatorkreisen besteht darin, daß bei letzteren Kapazität und Selbstinduktion im wesentlichen an je einer Stelle des Kreises lokalisiert, bei jenen über die ganze Länge des Leiters mehr oder weniger gleichmäßig verteilt sind. Es ist derselbe Unterschied, den wir in entsprechender Form bei mechanischen Systemen wiederfinden. Jede einfache elastische Feder, z. B. ein gerades Stück Stahldraht oder Stahlblech, das an dem einen Ende eingeklemmt ist, entspricht einem offenen Oszillatoren. Die Masse (Gewicht) der Feder, die gleichmäßig über

deren ganze Länge verteilt ist, entspricht der gleichmäßig verteilten Selbstinduktion des Oszillators, die elastische Spannungsenergie der gebogenen Feder entspricht der elektrischen Feldenergie des Oszillators. Auch diese sind gleichmäßig über die schwingenden Systeme verteilt, was bei dem Oszillator mit der gleichmäßigen Verteilung der Kapazität zusammenhängt. Belastet man jedoch die Feder am freien Ende mit einer größeren Masse, so erhält man ein System, in welchem Masse und Elastizität voneinander gewissermaßen getrennt und an verschiedenen Stellen lokalisiert sind, und das nun dem Kondensatorkreis entspricht. Bei gleicher Anfangsenergie verhalten sich diese Systeme so, daß die unbelastete Feder und der lineare Oszillator größere Anfangsamplitude besitzen, aber schneller abklingen als die belastete Feder und der Kondensatorkreis.

Es ist schon darauf hingewiesen worden, daß die Berechnung von Kapazität und Selbstinduktion der offenen Schwingungssysteme viel schwieriger ist, weil bei ihnen die Verschiebungsströme im Dielektrikum einen wesentlichen Teil des Stromlaufs ausmachen. Das starke Hervortreten derselben macht sich aber noch in einer anderen Weise geltend, die von der größten Wichtigkeit ist; die Verschiebungsströme, d. h. die Änderungen des elektrischen Zwangszustandes im Dielektrikum sind es nämlich, welche als elektrische Wellen von dem Oszillator aus den Raum durchreihen. Da die elektrischen Kräfte, wie wir in der Darstellung der Faraday-Maxwellschen Theorie gesehen haben, nicht mit unendlich großer Geschwindigkeit sich zeitlos im Raume ausbreiten, so ist es klar, daß Veränderungen des elektrischen Zustandes im metallischen Oszillator, also ansteigende oder abfallende Ladung seiner beiden durch die Funkenstrecke getrennten Hälften, zunächst auf die unmittelbare Umgebung wirken müssen, die dielektrische Verschiebung daselbst verändernd, und erst allmählich weiter um sich greifend, auch in ferneren Teilen des Dielektrikums Verschiebungen hervorrufen werden. Die Wirkung breitet sich von dem Oszillator aus, aber nicht in gleichmäßigem Strome, sondern in Wellenform, da der schwingende Oszillator seine dielektrische Umgebung abwechselnd stärker und schwächer erregt. Während jeder ganzen Schwingung des Oszillators, also während einer Periode, schreitet die Wirkung nach außen um eine Strecke fort, die wir in § 40 als Wellenlänge kennen gelernt haben. Diese Strecke ist um so kleiner, je kürzer die Periode, d. h.

je schneller die Schwingung ist Selbstverständlich schreitet die Wirkung von verschiedenen, langsam oder schnell schwingenden Oszillatoren in gleichen Zeiträumen (also z. B. in 1 Sekunde) um die gleiche Strecke fort, wenn nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe ist; denn von den schnelleren Schwingungen mit kürzerer Periode erfolgen in derselben Zeit entsprechend mehr.

Mit der Ausbreitung des elektromagnetischen Spannungszustandes wandert die dem Dielektrikum in der Umgebung des Oszillators innenwohnende elektrische und magnetische Energie ebenfalls nach außen fort. Diese Art des Energietransports in (wenigstens im allgemeinen) gradliniger Bahn von dem Erregungszentrum fort nennt man Strahlung; die Richtung, in der sich die Energie fortbewegt, ist die Strahlrichtung. Der Name stammt, wie bekannt sein dürfte, aus der Optik. Hier wie dort handelt es sich um eine Wellenbewegung, die in dem durchstrahlten Medium fortschreitet. Da in beiden Fällen nicht die Materie sondern der Lichtäther Träger der Bewegung ist, so spricht man von Ätherstrahlung zum Unterschied von der Schallstrahlung, bei welcher die Wellenbewegung von der Materie ausgeführt wird.

Ganz verschieden von dieser Strahlung im eigentlichen Sinne, bei der kein Transport von Teilchen, sei es Äther oder Materie, stattfindet, sind andere Strahlungen, die mit Transport solcher Teilchen verbunden sind und mit jener nur die gradlinige Ausbreitung gemein haben. Wir finden sie in den Kathodenstrahlen, den Strahlen der radioaktiven Stoffe und ähnlichen, die man unter dem Namen Entladungsstrahlen zusammenfassen kann.

Die Ausstrahlung bedeutet einen großen Energieverlust und daher eine starke Dämpfung der Oszillatorschwingungen, die bei den stark strahlenden Oszillatoren von Hertz und den in der drahtlosen Telegraphie angewandten viel größer ist als die Dämpfung durch Erzeugung Joulescher Wärme. Aus diesem Grunde klingen die Schwingungen eines offenen Oszillators weit schneller ab als diejenigen eines Kondensatorkreises, der erfahrungsgemäß und im Einklang mit der Theorie sehr wenig ausstrahlt. Das schnelle Abklingen der strahlenden Oszillatoren ist ein für die drahtlose Telegraphie wie für Laboratoriumsversuche gleich unangenehmer Übelstand, den man nur durch dauernden Nachschub von Energie beseitigen könnte. Bis jetzt ist dies und damit die Aussendung ungedämpfter Wellen noch nicht vollkommen gelungen.

Die Art und Weise, wie sich die Wellen vom Oszillatator her ausbreiten, erkennt man am leichtesten, wenn man sich den jeweiligen Zwangszustand des Mediums, der durch Lage und Zahl der elektrischen und magnetischen Kraftlinien charakterisiert ist, in aufeinanderfolgenden Augenblicksbildern darstellt. Bevor wir dies tun, wollen wir aber die experimentellen Anordnungen zur Erzeugung derartiger Schwingungen und Wellen kennen lernen. Nur an das eine mag noch erinnert werden, daß wir in jeder elektromagnetischen — oder kürzer elektrischen — Welle gleichzeitig elektrische und magnetische Kräfte nebeneinander haben, die einander im Wechselspiel ablösen, entsprechend dem periodischen Wechsel derselben Kräfte in der unmittelbaren Umgebung des Oszillators. Gemäß der allgemein geltenden eigenartigen Verknüpfung beider Arten von Kräften stehen dieselben, also auch ihre Bilder, die Kraftlinien, immer und überall aufeinander senkrecht. Wenn daher irgendwo in einem Augenblick die elektrische Kraft vertikal steht, so muß unbedingt zur gleichen Zeit die magnetische Kraft an derselben Stelle horizontal gerichtet sein, und umgekehrt.

§ 51. **Experimentelle Erzeugung und Untersuchung der Schwingungen von Kondensatorkreisen (Feddersen).** Demonstration nach Lodge. Tönender Lichtbogen nach Duddell. Schwingungen in Kondensatorkreisen waren bekannt und mehrfach untersucht, bevor die Maxwellsche Theorie bekannt wurde. Ein deutscher Physiker Feddersen hatte zuerst (1857—1862) mit sinnreichen Hilfsmitteln nachgewiesen, daß in einem solchen Kreise verhältnismäßig schwach gedämpfte Eigenschwingungen stattfinden, wenn der Kondensator sich entlädt; und die mathematische Berechnung der Schwingungsdauer und anderer Bestimmungsstücke (Dämpfung) fand sich dabei bestätigt. Feddersen beobachtete den Funken, der in der Funkenstrecke (vgl. Fig. 32 *DE*) überspringt, in einem schnell rotierenden Spiegel. Wenn der Funke wirklich nur einen Moment besteht, so erscheint er in dem Spiegel gesehen immer nur als ein heller Punkt. Wenn er aber eine, wenn auch nur kurze Zeit andauert, so muß sein Bild im Spiegel bei genügend schneller Rotation als ein Lichtstreif oder Band erscheinen. Sind mehrere Funken hintereinander vorhanden, so muß man mehrere getrennte Lichtstreifen bzw. Bänder sehen. Diese zuletzt angegebene Erscheinung fand nun Feddersen und er konnte aus der Länge der Lichtbänder, bzw. ihrem gegenseitigen Abstand

die Periode der Schwingung bestimmen. Feddersen benutzte große Leidener Flaschen als Kondensatoren und lange, in Gestalt großer Rechtecke angeordnete Schließungsdrähte, deren Selbstinduktion verhältnismäßig klein ist. Daher bekam er ziemlich schnelle Schwingungen mit Perioden bis zu 1 Milliontel Sekunde herab. Nach ihm haben andere Forscher mit ähnlichen Methoden derartige Schwingungen untersucht, und wir sind heute imstande, Kondensatorschwingungen mit beliebigen Perioden herzustellen, wenigstens was langsame Schwingungen betrifft. Wenn man die Kapazität und Selbstinduktion hinreichend vergrößert, so kommt man zu sehr langen Perioden. Wenn dieselben so groß sind, daß sie einige Tausendstel bis Hundertstel Sekunde betragen, daß also in jeder Sekunde nur etwa einige Hundert Schwingungen stattfinden, so kann man die Schwingungszahl (und Periode) an dem Ton erkennen, den die aufeinanderfolgenden, hin- und hergehenden Funken erzeugen; durch jeden Funken wird nämlich der Gasinhalt des Funkenkanals erwärmt und ausgedehnt, und diese regelmäßig in schneller Folge wiederkehrenden Ausdehnungen und Zusammenziehungen der Luft werden als Ton wahrgenommen. Diese Methode zur Demonstration langsamer Schwingungen von Kondensatorkreisen stammt von dem englischen Physiker Lodge.

Mit dem von Lodge benutzten Phänomen des tönenden Funken ist das von dem schottischen Forscher Duddell entdeckte Phänomen des tönenden Lichtbogens nahe verwandt. Die tönenden Funken verdanken ihre Entstehung den stark gedämpften oszillatorischen Entladungen des Kondensators. Könnte man diese Entladungen und mit ihnen die Funken durch geeigneten Energienachschub dauernd auf gleicher Intensität erhalten, so würde man ungedämpfte Schwingungen in dem Kondensatorkreis erhalten. Dieser Energienachschub, der die Verluste durch Joulesche Wärme und Strahlung ersetzt, findet nun in eigentümlicher Weise statt, wenn man die Funkenstrecke des Kondensatorkreises zur Erzeugung eines elektrischen Lichtbogens benutzt, der von irgend einer konstant wirkenden Gleichstromquelle (Dynamomaschine, galvanische Batterie) gespeist wird. Die Anordnung ist in Fig. 36 skizziert. Die Stromquelle E erzeugt in dem Kreise $E A F B$ einen Gleichstrom, der den Lichtbogen bei F (zwischen Kohleelektroden) speist und ungestört in der Pfeilrichtung fließt, solange der Kondensatorkreis FLC noch nicht an den Gleichstromkreis

angeschlossen ist. Macht man aber die Lichtbogenstrecke F zugleich zur „Funkenstrecke“ des Kondensatorkreises FLC , indem man die von den Kondensatorbelegungen C bzw. von der Selbstinduktionsspule L herführenden Drahtenden mit den Kohlen des Bogens verbindet, so läßt der Bogen einen Ton hören, dessen Schwingungszahl genau die durch Kapazität und Selbstinduktion des Kondensatorkreises bestimmte Schwingungszahl seiner elektrischen Schwingungen ist. Der Kondensatorkreis, der hierbei einen Nebenschluß zur Lichtbogenstrecke bildet, wird in einer nicht näher bekannten Weise durch den Lichtbogen zu Schwingungen angeregt, die ungedämpft oder mindestens sehr schwach gedämpft sind. Durch Veränderung der Kapazität und Selbstinduktion kann man die

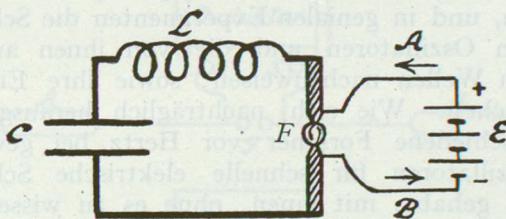


Fig. 36.

Tönender Lichtbogen nach Duddell.

Tonhöhe in sehr weiten Grenzen (über das ganze Gebiet der hörbaren Töne) variieren, ja sogar noch weit darüber hinauskommen. Die höchsten auf diese Weise leicht zu erhaltenden Schwingungszahlen, die jedoch nicht akustisch sondern nur elektrisch gemessen werden können, waren 50000 bis 100000 in der Sekunde. Man hat diese schöne Methode, nahezu ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, natürlich auch auf die in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen, viel schnelleren Schwingungen anwenden wollen, ist dabei aber zuerst auf Hindernisse gestoßen; erst in jüngster Zeit scheint es dem dänischen Ingenieur Poulsen, dem Erfinder des Telegraphons, gelungen zu sein, dies Problem zu lösen. (Vergl. § 68).

Eine untere Grenze für die Schwingungszahl von Kondensatorkreisen, d. h. von Schwingungskreisen mit geringer Ausstrahlung, existiert nicht, da man ihre Kapazität und Selbstinduktion beliebig groß machen kann, ohne daß die charakteristische Eigenschaft, die verschwindend kleine Energie-

ausstrahlung, verloren geht. Anders ist es jedoch mit der oberen Grenze; man kann zwar die Schwingungszahl durch Verkleinern von Kapazität und Selbstinduktion beliebig vergrößern, aber der Kreis verliert dabei immer mehr den Charakter des nahezu geschlossenen Leiterkreises und wird mehr und mehr zu einem offenen Oszillator mit starker Energieausstrahlung. Eine scharfe Grenze existiert natürlich nicht. Obwohl nun aber zwischen dem Kondensatorkreis und dem (offenen) Oszillator ein allmählicher Übergang besteht, so ist beider Verhalten doch so ungleich, daß es sehr verschiedener Methoden bedarf, um ihre Wirkungen wahrzunehmen und zu studieren. Diese Methoden fehlten, bis es in den Jahren 1886—1888 Heinrich Hertz, damals Professor der Physik an der technischen Hochschule zu Karlsruhe, gelang, solche Methoden aufzufinden, und in genialen Experimenten die Schwingungen der offenen Oszillatoren und die von ihnen ausgesandten elektrischen Wellen nachzuweisen, sowie ihre Eigenschaften zu untersuchen. Wie sich nachträglich herausgestellt hat, haben verschiedene Forscher vor Hertz bei gewissen Versuchen Oszillatoren für schnelle elektrische Schwingungen in Händen gehabt, mit ihnen, ohne es zu wissen, Schwingungen und Wellen erzeugt und ihre Wirkungen gesehen, freilich ohne sie als solche zu erkennen. Wir übergehen dies aber hier, und gehen ebensowenig auf den allmählichen Fortschritt und die Ausgestaltung der Hertzschen Ideen ein, sondern beschreiben sofort die Versuche in derjenigen Form, welche die charakteristischen Beweise für das Vorhandensein der Schwingungen und die wellenförmige Ausbreitung am schärfsten liefern.

§ 52. Erzeugung schneller elektromagnetischer Schwingungen mit der Periode von ein Hundertmillionel Sekunde. **Hertz'scher Oszillator.** Nach einer Reihe von Versuchen gelangte Hertz zur Konstruktion der in Fig. 37 skizzierten Anordnung. Er nahm zwei Messingzylinder A und A' mit abgerundeten Enden und verband sie durch einen geraden Draht AA' , der in der Mitte durch die etwa 1 cm lange Funkenstrecke F geteilt ist; kleine Messing- oder besser Zinkkugeln bilden die Pole dieser Funkenstrecke. Statt der Messingzylinder A , A' kann man auch Metallplatten benutzen, an welche die zur Funkenstrecke führenden Drähte angelötet sind, oder schließlich auch die Metallmassen an den Enden (Endkapazitäten) ganz weglassen, so daß nur ein gerader, in der Mitte durch die Funkenstrecke

geteilter zylindrischer Leiter von überall gleichem Querschnitt (Stab oder Draht) übrig bleibt. Alle diese Formen stellen offene Schwingungskreise oder Oszillatoren dar, wie wir sie in § 50 kennen gelernt haben. Die größere oder geringere Dicke des Leiters und das Vorhandensein oder Fehlen der Endzylinder oder Platten bedingen nur eine größere oder kleinere Kapazität. Die beiden Hälften dieser Oszillatoren werden von einer Elektrizitätsquelle geladen, welche hochgespannte Elektrizität in genügender Menge liefert. Hertz benutzte wie die Zeichnung angibt, einen Funkeninduktor (vergl. § 46), dessen Sekundärpole S , S' durch dünne Drähte mit den Polen der Funkenstrecke verbunden waren. Bei

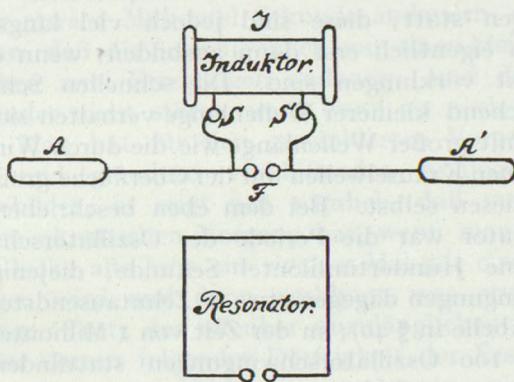


Fig. 37.

Hertz'scher Oszillator und Resonator.

jeder Unterbrechung des Primärstromes des Induktors wird in der Sekundärspule ein hochgespannter Induktionsstrom erzeugt, der die mit S und S' verbundenen Oszillatorkästen lädt, die eine positiv, die andere negativ. Sowie infolge des dauernden Zustromes von Elektrizität die Spannungsdifferenz zwischen diesen Hälften so groß geworden ist, daß das Dielektrikum der Funkenstrecke sie nicht mehr aushalten kann, wird dasselbe von einem Funken durchbrochen, und die in den Oszillatorkästen angesammelten ungleichnamigen Elektrizitätsmengen fließen durch die Funkenbahn gegeneinander, um sich auszugleichen. Es beginnt längs des Weges AFA' und nur auf diesem, das Spiel der hin- und hergehenden Entladungen oder Schwingungen, wie wir es in § 49 für den

Kondensatorkreis kennen gelernt haben. Durch die Induktorspule, also auf dem Wege über SJS' entladen sich die Oszillatorhälften nicht, weil die große Selbstinduktion der Spule schnelle Schwingungen nicht zustande kommen lässt, und die Entladungen auf diesem Wege also viel langsamer erfolgen würden. Die Verhältnisse liegen hier ganz ähnlich wie bei dem Blitz, der sich — eventuell unter Benutzung schlechter Leiter und Durchschlagen von Nichtleitern — den kürzesten Weg sucht und einen metallischen gutleitenden Weg verschmäht, wenn derselbe länger, insbesondere aber gewunden, also mit größerer Selbstinduktion behaftet ist.

Freilich finden auch in der Sekundärsäule mit den daranhängenden Oszillatorhälften als Endkapazitäten elektrische Schwingungen statt; diese sind jedoch viel langsamer und können sich eigentlich erst dann ausbilden, wenn die andern schon längst verklungen sind. Die schnellen Schwingungen mit entsprechend kleinerer Wellenlänge verhalten sich zu jenen langsamen mit großer Wellenlänge wie die durch Windstöße erzeugten kleinen Kräuselwellen auf der Oberfläche großer Meereswogen zu diesen selbst. Bei dem eben beschriebenen Hertzschen Oszillator war die Periode der Oszillatorschwingungen ungefähr eine Hundertmilliontel Sekunde, diejenige der Induktorschwingungen dagegen etwa 1 Zehntausendstel Sekunde (vrgl. die Tabelle in § 40); in der Zeit von 1 Milliontel Sekunde, in welcher 100 Oszillatorschwingungen stattfinden können, hat die langsame Induktorschwingung erst den hunderten Teil ihrer Periode vollendet, d. h. sie hat kaum erst begonnen. Wegen der starken Dämpfung erfolgen aber vielleicht nur etwa 10 bis höchstens 20 Oszillatorschwingungen.

Die langsamen Induktorschwingungen interessieren uns hier nicht, da sie wegen der eigentümlichen gedrungenen Spulenform des schwingenden Systems wenig Energie ausstrahlen. Der ganze Vorgang der Erzeugung schneller elektrischer Schwingungen in dem beschriebenen System lässt sich mit der Wirkung eines Stoßes oder Peitschenschlages verglichen, die einen kurzdauernden Knall erzeugen. Die einzelnen Entladungsschläge des Induktors, die durch jedesmaliges Schließen und sofortiges Öffnen des Primärstromes hervorgebracht werden, können dabei ganz beliebig und in beliebigen Pausen erfolgen; denn selbst wenn man sie mit einem der gebräuchlichen selbsttätigen Stromunterbrecher (Wagnerscher Hammer, Desprezscher Unterbrecher, elektrolytischer

Unterbrecher nach Wehnelt oder sogenannte Turbinenunterbrecher mit Quecksilberstrahl) in regelmäßigen Pausen sehr schnell erfolgen läßt, so sind doch die uns interessierenden schnellen Oszillatorschwingungen längst abgeklungen, wenn eine neue Unterbrechung und ein neuer Schlag erfolgt. Diese Unterbrechungen, die jede scheinbar einen einzigen Funken geben, erfolgen gewöhnlich in Pausen, die etwa nach Zehntelsekunden rechnen, und man erkennt ihre Zahl leicht an dem mehr oder minder raschen Knattern der Funken. Nehmen wir alle Zehntelsekunde eine Unterbrechung, also zehn schwingungsregende Induktorschläge in einer Sekunde an, und bedenken, daß die 100 schnellen Oszillatorschwingungen, welche Zahl wir als sicher nicht erreichte Höchstgrenze angenommen haben, nur etwa 1 Milliontel Sekunde andauern, so ist leicht zu erkennen, daß die Schwingungen nur einen kleinen Teil der Zeit zwischen zwei Erregungen andauern, und diese können daher einander nicht stören, auch wenn sie noch viel häufiger erfolgten. Man hat für den geschilderten Vorgang ein sehr treffendes und geradezu verblüffendes Analogon aus der Akustik gebildet; es zeigt sich nämlich, daß man den entsprechenden akustischen Vorgang hat, wenn man sich denkt, daß eine Glocke alle Jahr ein einziges Mal mit einem Hammer angeschlagen wird und dann ausklingt, was etwa 1 Minute dauern mag. Trotz der offenbar unzulänglichen Erzeugungsart und der daraus folgenden Dürftigkeit der Erscheinung ist es Hertz und seinen Nachfolgern gelungen, nicht nur die Eigenschaften dieser Schwingungen zu studieren, sondern sie auch in einer geradezu großartigen Weise für praktische Zwecke nutzbar zu machen.

§ 53. Nachweis der elektromagnetischen Wellen im Luftsraum mit dem Resonator. Stehende Wellen durch Reflexion an einer Metallwand. Daß der so konstruierte Oszillatorkreis elektrische Schwingungen ausführt, und daß von ihm elektromagnetische Wellen ausgehen, wie die Maxwell'sche Theorie es fordert, mußte jedoch erst nachgewiesen werden. Das Werkzeug, mit dem Hertz das ausführte, war im wesentlichen ein einfacher Draht, der zu einer fast geschlossenen Leitung (Kreis oder Viereck) zusammengebogen war. An der offenen Stelle waren die Drahtenden mit kleinen Kügelchen oder abgerundeten Spitzen versehen und konnten mittels einer Schraubenvorrichtung einander beliebig bis zur Berührung genähert werden, so daß daselbst eine kleine Funkenstrecke von

variabler Länge vorhanden ist. Dieser Leiter stellt offenbar einen Schwingungskreis dar, dessen Eigenschwingungen sich wie die des Oszillators, ja sogar noch etwas einfacher berechnen lassen, da er eine fast ganz geschlossene Form besitzt. Infolge dieser Form ist auch die Dämpfung durch Ausstrahlung geringer. Hertz bezeichnete diesen Apparat zum Nachweis der Wellen in Analogie mit gewissen akustischen Apparaten als Resonator. Bringt man denselben in geeigneter Lage in ein variables elektromagnetisches Feld, so wird offenbar in ihm eine E.M.K. und ein Strom erzeugt, der periodisch verläuft, wenn das erregende Feld periodisch variiert. Ist die Erregung stark genug und die Funkenstrecke des Resonators hinreichend klein, so vermag die induzierte E.M.K. den Strom in Form eines Funkens über die Funkenstrecke hinweg zu treiben. Nach dem was wir über schwingungsfähige Systeme erfahren haben, wissen wir aber, daß unter sonst gleichen Umständen das Mitschwingen am intensivsten ist, wenn die Periode der Erregung übereinstimmt mit der Eigenperiode des beeinflußten Systems oder Resonators. Man wird also erwarten müssen, daß der Hertz'sche Resonator am kräftigsten mitschwingt, wenn er in Resonanz ist mit der Periode der erregenden Schwingung, die von dem Oszillator ausgehen soll.

Hertz beobachtete nun folgendes. Erstens sprach der Resonator noch in mehreren Metern Entfernung von dem Oszillator an, indem ein Strom mikroskopisch kleiner, nur im Dunkeln sichtbarer Fünkchen in der Funkenstrecke überging, wenn der Oszillator in Tätigkeit war. Das war ein Beweis für die große Intensität der elektrischen Kraft noch in dieser Entfernung vom Oszillator, was bei dem sehr kleinen Koeffizienten der gegenseitigen Induktion auf sehr rapide Stromschwankungen im Oszillator schließen läßt. Zweitens aber war die Wirkung auf verschieden große Resonatoren verschieden und besaß bei gegebenem Oszillator ein Maximum für einen bestimmten Resonator. Bei Oszillatoren von anderen Dimensionen mußten auch die Resonatoren andere Größe haben. Das war ein schlagender Beweis für das Vorhandensein elektrischer Schwingungen von bestimmter Periode im Oszillator, da nur im Falle von Schwingungen Resonanzerscheinungen auftreten können.

Damit war der Nachweis für die in dem Oszillator stattfindenden schnellen Schwingungen erbracht. Es wurde aber

drittens von Hertz mit denselben Apparaten auch die wellenförmige Ausbreitung und damit die endliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wirkungen im Dielektrikum nachgewiesen. Das geschah in der Weise, daß stehende elektrische Wellen erzeugt wurden, deren Wellenlänge gemessen werden konnte. Die allgemeinen Eigenschaften fortschreitender und stehender Wellen haben wir im § 40 und 41 kennen gelernt und wissen, daß stehende Wellen durch Interferenz der an einer festen Wand reflektierten Wellen mit den an kommenden erzeugt werden können. Daß auch elektrische Wellen gerade so wie Licht-, Schall- und Wasserwellen reflektiert werden können, ist uns heute etwas Geläufiges, während es zu Hertz' Zeiten,

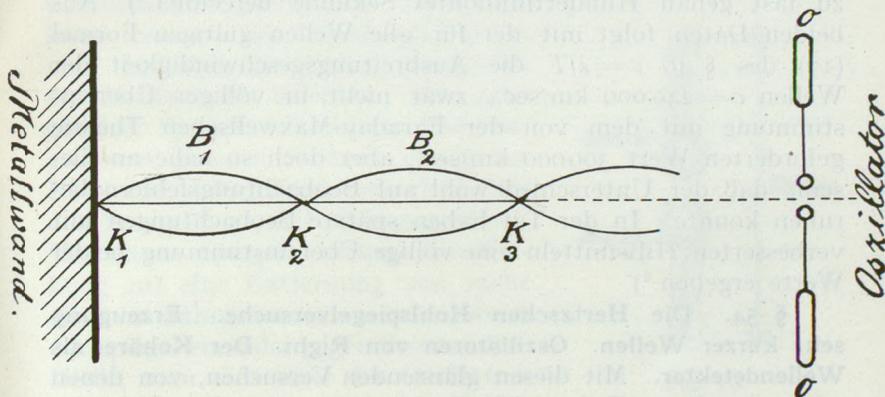


Fig. 38.

Stehende elektrische Wellen nach Hertz.

im Jahre 1888, als etwas ganz Neuartiges gelten mußte. Hertz glaubte bei seinen Versuchen hinter Metallwänden eine Abschwächung bzw. Vernichtung der Wirkung auf den Resonator, vor Metallwänden jedoch an gewissen Stellen eine Verstärkung zu bemerken. Jenes sah wie eine Schattenwirkung aus, dies wie die Folge einer Reflexion. Hertz untersuchte diese Erscheinung weiter und fand, daß in der Tat Metallwände die Wirkung abschirmen und Reflexion bewirken, und daß diese Reflexion zur Bildung stehender Wellen mit Knoten und Bäuchen Anlaß gibt. Fig. 38 zeigt schematisch die Versuchsanordnung. Der Oszillatorkreis OO' , der in etwa 13 m Entfernung von der Metallwand (Zinkblechschirm) aufgestellt war, sandte seine Wellen gegen diese; dort wurden sie reflek-

tiert, und der zurückkehrende Wellenzug bildete mit den entgegenkommenden die stehenden Wellen, deren Knoten K_1 , K_2 , K_3 daran erkennbar waren, daß an ihnen der Resonator (bei einer gewissen Orientierung seiner Ebene und Funkenstrecke) gar keine Wirkung zeigte, während in den Bäuchen B_1 und B_2 kräftige Wirkung vorhanden war. Die gegenseitige Entfernung der Knoten, von denen der eine in der Metallwand selbst liegt, ergab sich bei diesem Versuch zu 2,4 Meter, und ebenso die der Bäuche. Da diese Entfernung die halbe Wellenlänge beträgt, so ist die ganze Wellenlänge 4,8 m. Die Periode der Wellen ist gleich der Periode des Oszillators, die sich aus Kapazität und Selbstinduktion nach der Formel (23) zu fast genau Hundertmilliontel Sekunde berechnet.¹⁾ Aus beiden Daten folgt mit der für alle Wellen gültigen Formel (17) des § 40 $c = \lambda/T$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen $c = 240\,000$ km/sec., zwar nicht in völliger Übereinstimmung mit dem von der Faraday-Maxwellschen Theorie geforderten Wert 300000 km/sec., aber doch so nahe an diesem, daß der Unterschied wohl auf Beobachtungsfehlern beruhen konnte. In der Tat haben spätere Beobachtungen mit verbesserten Hilfsmitteln eine völlige Übereinstimmung beider Werte ergeben.²⁾

§ 54. Die Hertzschen Hohlspiegelversuche. Erzeugung sehr kurzer Wellen. Oszillatoren von Righi. Der Kohärer als Wellendetektor. Mit diesen glänzenden Versuchen, von denen wir nur einen Teil anführen können, war der Sieg der Faraday-Maxwellschen Theorie über die Fluidum-Fernwirkungstheorie entschieden. Die Vervollkommenung der Beobachtungsmethoden hat diesen Sieg gesichert und zwar auch für die elektromagnetische Lichttheorie Maxwells, indem alle wesentlichen Eigenschaften der Lichtwellen auch als solche der elektromagnetischen Wellen nachgewiesen werden konnten, nämlich außer der Reflexion die Brechung, Beugung und Polarisation, woraus sich die qualitative Gleichheit beider Wellen-

¹⁾ Infolge eines später korrigierten Versehens hatte Hertz zuerst die Kapazität seines Oszillators und damit auch die Schwingungsdauer zu groß berechnet.

²⁾ Die Abweichungen der beobachteten von den theoretisch zu erwartenden Werten bei Hertz rührten von den zu kleinen Dimensionen des Metallspiegels her, der nur 4 m hoch und 2 m breit war. Die Genfer Physiker Sarasin und de la Rive, welche später einen Spiegel von 8 m Höhe und 16 m Breite benutzten, fanden völlige Übereinstimmung.

arten ergibt. Dieser Nachweis gelang Hertz, nachdem er kürzere elektrische Wellen von etwa 60 cm Wellenlänge hergestellt hatte. Zu diesem Zweck wurde der Oszillator verkleinert. Der zweite Hertz'sche Oszillator bestand einfach aus zwei kurzen, dicken, an einem isolierenden Rahmen befestigten Messingzylindern von je 13 cm Länge (Fig. 39), deren einander zugewandte Enden als Kugeln gestaltet waren, zwischen welchen sich die Funkenstrecke befand. Um die von diesem kleinen Erreger ausgehenden Wellen zusammenzuhalten und sie nach einer bestimmten Richtung zu lenken, befestigte Hertz den Erreger im Brennpunkt eines parabolischen Hohlspiegels, oder vielmehr in der Brennlinie eines zylindrischen Spiegels mit parabolischem Querschnitt. Der Oszillator mitsamt den Zuleitungsdrähten vom Induktor ist isoliert innerhalb des Hohlspiegels befestigt. Ein ganz gleicher Spiegel mit einem linearen, aus zwei geraden Drähten gebildeten Resonator, dessen Funkenstrecke hinter dem Spiegel liegt, steht ihm gegenüber. Mit diesen Spiegeln konnte die Wirkung auf eine Entfernung von mehr als 20 m wahrgenommen werden, wenn die Spiegel einander gegenüberstanden. Denkt man sich statt des Oszillators eine leuchtende Linie, etwa den Kohlefaden einer Glühlampe, innerhalb des Senderspiegels, so ist bekanntlich die Wirkung des Spiegels derartig, daß ein Bündel paralleler Lichtstrahlen von der Breite des Spiegels denselben verläßt (Scheinwerferspiegel der Kriegsschiffe). Die Hertz'schen Versuche zeigen, daß auch die elektrischen Wirkungen auf denselben Raum beschränkt sind, daß also bei Tätigkeit des Oszillators ein Bündel elektrischer Strahlen oder Strahlen elektrischer Kraft den Spiegel verläßt, das sich geradlinig fortpflanzt.

Durch weitere Verkleinerung der Erreger gelangten Lodge, Righi, Lebedew und Lampa bis zu Wellen von etwa 4 mm herab. Damit scheint man aber vorläufig an der Grenze angelangt zu sein, weil mit weitergehender Verkleinerung der Dimensionen die Elektrizitätsmenge, welche der Erreger aufnehmen kann, und damit die Energiemengen so klein

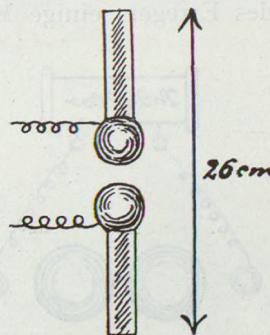


Fig. 39.
Kleiner Hertz'scher
Oszillatör.

werden, daß man die Schwingungen auf den bisher bekannten Wegen nicht mehr nachweisen kann. Eine gewisse Verkleinerung der Dimensionen, wie sie besonders Righi erreicht hat, ist jedoch wünschenswert, denn die Hertzschen Spiegel mußten die unbequeme Höhe von etwa 2 m haben und dementsprechend breit sein, um zu den Dimensionen der Wellen zu passen. Righi erreichte die Verkleinerung der Wellenlängen, indem er statt der zylindrischen Erreger von Hertz kugelförmige benutzte, d. h. einfach zwei Metallkugeln, zwischen denen der Erregerfunke überspringt. Damit hier jedoch nicht die Zuleitungsdrähte vom Induktor stören können, sind dieselben nicht unmittelbar an die Erregerkugeln angelegt, sondern endigen in zwei kleineren Zuleitungskugeln, die in der Achse des Erregers einige Millimeter entfernt von den Erregerkugeln befestigt sind.

Von diesen Kugeln aus laden sich durch Überspringen von Funken die Erregerkugeln, bis zwischen letzteren die Hauptentladung mit den Schwingungen stattfindet, an der die Zuleitungskugeln übrigens gar keinen Anteil nehmen (vgl. Fig. 40). Um die Wirkung zu erhöhen, taucht man den Erreger in eine isolierende Flüssigkeit (Petroleum, Paraffinöl), wodurch die zum Durchschlagen der Funkenstrecke notwendige Spannung höher

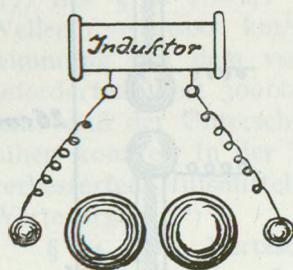


Fig. 40.

Kugeloszillator nach Righi.

und infolgedessen auch die Elektrizitätsmenge größer wird.

Mit diesem Righischen Kugeloszillator als Erreger lassen sich alle Hertzschen Versuche in kleinerem Maßstabe und deshalb bequemer ausführen, da die Wellenlänge nur einige Centimeter beträgt. Außerdem aber hat man auch Methoden zum Nachweis der Wellen gefunden, die empfindlicher und bequemer sind als die Resonatormethode mit ihrem Funkenpiel. Von den verschiedenen Wellenindikatoren oder Detektoren wie die auf elektrische Wellen reagierenden Instrumente genannt werden, beschreiben wir hier besonders den Kohärer oder Fritter, dessen Wirkung zuerst von dem französischen Physiker Branly beobachtet worden ist.

Der Kohärer besteht im wesentlichen aus lose aufeinander geschichteten Metallspänen oder größeren Metallstücken mit scharfen Kanten (Eisenschrauben), die in eine Glasröhre

zwischen zwei feste Metallelektroden eingefüllt sind, wie Fig. 41 zeigt. Verbindet man die beiden Elektroden oder Pole mit den Polen eines galvanischen Elementes, so geht im allgemeinen nur ein sehr schwacher Strom hindurch, da das lose Metallfeilicht einen großen Widerstand besitzt. Sowie aber elektrische Wellen den Kohärer treffen, sinkt der hohe Widerstand desselben auf einen geringen Bruchteil seines Wertes herab, und das Element kann nun einen stärkeren Strom durch den Kohärerkreis hindurchtreiben. Die Widerstandsver-

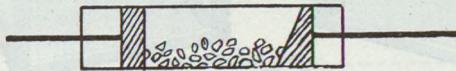


Fig. 41.
Kohärer oder Fritter.

ringierung bleibt auch nach dem Aufhören der Wellen bestehen. Erschütterung des Kohärs (Klopfen) vernichtet sie und stellt den großen Widerstand her. Die zum Ansprechen des Kohärs nötige Wellenenergie kann bei sehr empfindlichen Kohärs fast verschwindend klein sein. Der Mechanismus der Widerstandsverkleinerung ist noch nicht aufgeklärt; man nahm zunächst an, daß — etwa durch Übergang mikroskopisch kleiner Fünkchen infolge Induktionswirkung der Wellen — die Metallteilchen aneinander geschmolzen oder gefritten würden, und gab dem Instrument danach seine Namen (lateinisch cohärere = aneinanderhaften). Doch ist die Richtigkeit dieser Erklärung zweifelhaft.

§ 55. Demonstrationsversuche zum Nachweis der Wesensgleichheit optischer und elektromagnetischer Wellen. Geradlinige Ausbreitung (Strahlen), Reflexion, Polarisation, Brechung, Beugung. Mit dem Kohärer als Empfangsapparat und dem Righischen Erreger als Gebe- oder Sendeapparat lassen sich die Hertzschen Versuche zum Nachweis der Polarisation, Reflexion und Brechung elektrischer Wellen bequem ausführen. Die Fig. 42 (S. 158) stellt die handlichen Apparate dar, in welche sich die großen Hertzschen Hohlspiegel unter Benutzung dieser Hilfsmittel verwandelt haben. Der Funkeninduktor hinter dem nur etwa 50 cm hohen Geberspiegel wird durch Niederschließen eines Tasterschlüssels, der den primären Strom schließt, in Betrieb gesetzt; solange dieser Schlüssel geschlossen bleibt, funktioniert der selbttätige Stromunterbrecher, der außerdem noch in den Primärkreis eingeschaltet ist, und öffnet und

schließt in kurzen Pausen den Strom. Bei jeder Schließung, insbesondere aber bei jeder Öffnung des Stromkreises, die sehr rasch erfolgt, wird in der Sekundärspule ein hochgespannter Strom induziert (vgl. § 46) und es findet in der Funkenstrecke des Oszillators ein Entladungsschlag mit darauf folgenden

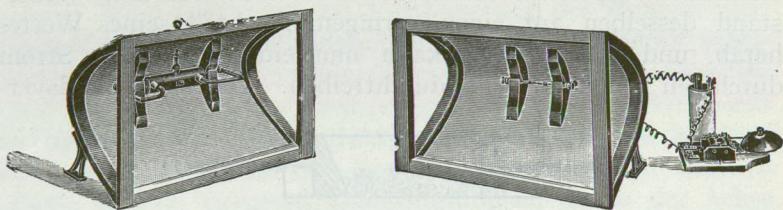


Fig. 42.

Kleine Hertz'sche Spiegel.
Von Ferdinand Ernecke, Berlin-Tempelhof.

Oszillationen statt. Die vom Oszillatator ausgehenden Wellen werden, soweit sie den Spiegel treffen, reflektiert und alle zusammen verlassen den Spiegel in der gleichen Richtung, gerade so wie ein Bündel Lichtwellen oder Strahlen, das von einer Lichtquelle an Stelle des Oszillators ausgehen würde.

Der Kohärer ist in der Brennlinie des Empfängerspiegels befestigt und in den Stromkreis eines kleinen galvanischen Elementes eingeschaltet, der außerdem noch eine gewöhnliche

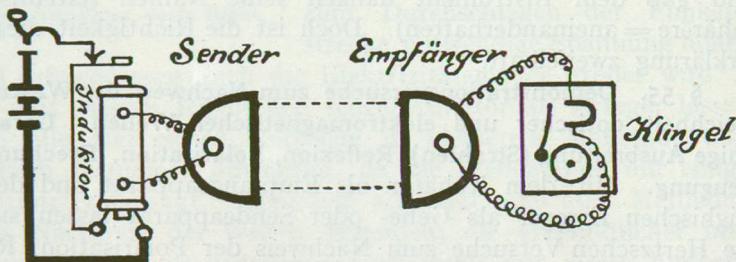


Fig. 43.
Hertz'sche Spiegelversuche I. Gradlinige Ausbreitung.

elektrische Klingel enthält. Diese tritt jedesmal in Tätigkeit, wenn der Widerstand des Kohärs sinkt und ein hinreichend starker Strom in dem Kreise fließen kann. Die wichtigsten Versuche über die Eigenschaften der elektrischen Wellen, welche mit diesen Anordnungen ausgeführt werden können, sind folgende.

I. Geradlinige Ausbreitung der elektrischen Wellen (Strahlen). Die Spiegel stehen sich gerade gegenüber, die Öffnungen einander zugekehrt, in etwa 2 Meter Abstand (Fig. 43). Jeder Induktorfunke wirkt kräftig auf den Kohärer. Verschiebt man einen der Spiegel seitlich oder dreht ihn um seine Achse, so daß das vom Senderspiegel kommende Strahlbündel die Öffnung des Empfängerspiegels nicht trifft, so hört die Wirkung auf.

II. Reflexion. Die Verstärkung der Wirkung durch die Spiegel und die durch sie erzeugte Abgrenzung des Strahlbündels ist schon ein gewisser Beweis für die Reflexion. Überzeugender ist aber der folgende. Beide Spiegel werden so gestellt, daß die Strahlachsen einen Winkel von etwa 90° miteinander bilden (Fig. 44). Die feste Metallwand M schirmt die seitliche Wirkung ab. Der bewegliche Metallschirm S ist zunächst nicht vorhanden. Der Kohärer spricht nicht an.

Stellt man den Metallschirm S so auf, daß Lichtstrahlen, die vom Sender ausgehen, durch ihn zum Empfänger hin reflektiert würden, so tritt sofort der Kohärer in Tätigkeit, ein Beweis, daß die elektrischen Strahlen denselben Reflexionsgesetzen gehorchen.

III. Polarisation. Unter einem geradlinig oder linear polarisierten Lichtstrahl versteht man (in der elastischen Lichttheorie, vergl. § 32) einen solchen, bei dem die Schwingungen aller Ätherteilchen längs des ganzen Strahles in derselben Ebene erfolgen; in der elektromagnetischen Lichttheorie muß man statt dessen sagen: einen Lichtstrahl, bei dem die elektrische Kraft längs des ganzen Strahles in derselben Ebene liegt. Das Wesentliche und beiden Ausdrucksweisen gemeinsame ist, daß die Schwingungen nicht nach allen Richtungen rund um den Strahl, sondern nur nach einer einzigen erfolgen, was durch Fig. 45 a und b (S. 160) erläutert wird. Fig. 45 a stellt einen gewöhnlichen Lichtstrahl von vorn gesehen dar, die verschlungene

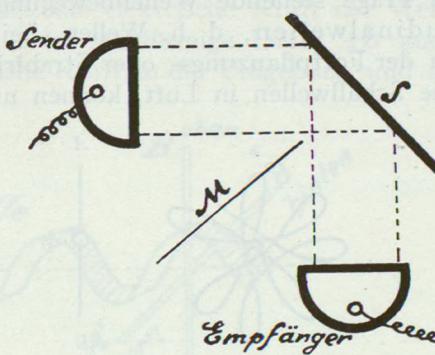


Fig. 44.
Hertz'sche Spiegelversuche II. Reflexion.

Kurve gibt schematisch die mögliche Schwingungsbahn eines Ätherteilchens um den Strahl an, der als Punkt in der Zeichnung erscheint; Fig. 45 b einen geradlinig polarisierten Lichtstrahl, bei dem alle Teilchen in derselben Richtung *A B* schwingen. Die Erscheinung der Polarisation, die sich auf verschiedene Weise kund gibt, ist offenbar nur bei solchen Wellen möglich, bei denen die Schwingungen senkrecht oder transversal zur Fortpflanzungsrichtung (Strahlrichtung) stattfinden, also bei den sogenannten Transversalwellen; der Nachweis von Polarisation ist immer zugleich ein Beweis dafür, daß die in Frage stehende Wellenbewegung transversal ist. Longitudinalwellen, d. h. Wellen, bei denen die Schwingungen in der Fortpflanzungs- oder Strahlrichtung erfolgen, wie z. B. die Schallwellen in Luft, können niemals Polarisation zeigen.

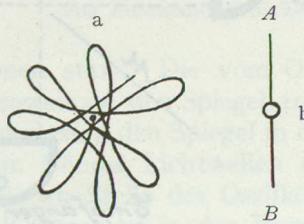


Fig. 45.
Schwingungsrichtung; a eines gewöhnlichen,
b eines polarisierten Lichtstrahles.

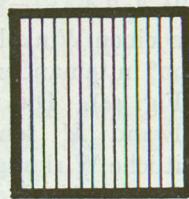


Fig. 46.
Drahtgitter.

An den Hertzschen elektromagnetischen Wellen läßt sich nun leicht Polarisation nachweisen, wodurch sie unbedingt in die Klasse der Transversalwellen kommen, zu denen die Lichtwellen nebst ihren Verwandten, den ultraroten und ultravioletten Wellen, gehören. Nach der ganzen Art und Weise ihrer Erzeugung mittels eines gestreckten linearen Oszillators, in welchem die Elektrizität hin- und herschwingt, ist eine geradlinige Polarisation der Welle, für die senkrecht vom Oszillator (in dessen Äquatorebene) ausgehenden Strahlen, von vornherein zu erwarten. Der Nachweis derselben läßt sich mit den kleinen Hohlspiegeln und einem Gitter aus Metalldrähten oder Staniolstreifen (Fig. 46) erbringen, die parallel nebeneinander in einen isolierenden Rahmen aus Holz, Hartgummi oder dergleichen gespannt oder auch auf eine isolierende Platte aus Pappe und dergleichen aufgeklebt sind. Für diese schnellen Schwingungen verhalten sich die Halb-

leiter, Holz, Pappe und andere Stoffe, nahezu wie isolierende Substanzen.

Zum Verständnis des gleich zu beschreibenden Versuchs wollen wir die Wirkung einer geradlinig polarisierten elektromagnetischen Welle auf einen geraden stabförmigen Leiter betrachten, der sich in dem durchstrahlten Raum befindet. Die Achse des Leiters soll senkrecht stehen auf der Strahlrichtung der Welle, sie kann dabei einen beliebigen Winkel mit der Richtung bilden, in welcher die elektrische Kraft der Welle hin- und herschwingt. Fig. 47 veranschaulicht dies. Der Oszillator steht vertikal, die elektrische Kraft der Welle daher ebenfalls. Steht nun der stabförmige Leiter AB auch vertikal, so ist die elektrische Kraft in der Umgebung und an

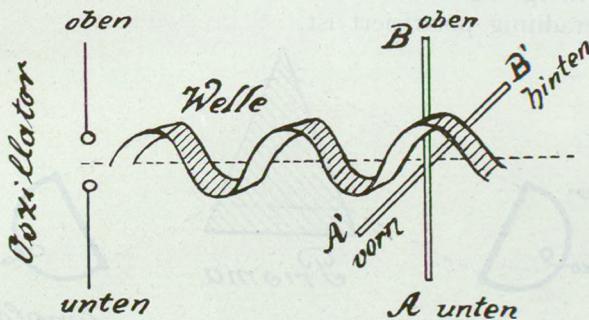


Fig. 47.

Wirkung der Wellen auf linearen Resonator bei Parallel- und Querstellung.

seiner Oberfläche immer seiner Länge parallel gerichtet und induziert durch ihr An- und Abschwellen in dem Stab eine hin- und hergehende elektrische Strömung, welche unter Verbrauch elektrischer Energie Joulesche Wärme erzeugt. Liegt der stabförmige Leiter aber horizontal in der Lage $A'B'$ (perspektivisch gezeichnet), so ist die elektrische Kraft an seiner Oberfläche senkrecht zu seiner Achse oder Längsrichtung. Die durch periodisches An- und Abschwellen der Kraft auch hier erzeugte Strömung ist aber gering, da sie senkrecht zur Stabachse erfolgt und ihr daher nur ein kurzer Weg von der Dicke des Stabes zur Verfügung steht. Deshalb ist auch die Erzeugung Joulescher Wärme klein und der stabförmige Leiter nimmt bei dieser Lage wenig Energie aus der über ihn hinwegleitenden Welle auf. Während er also in der vertikalen Lage (parallel der elektrischen Kraft) die Intensität der über

ihn hingleitenden Welle sehr schwächt, beeinflußt er sie bei horizontaler Lage (senkrecht zur elektrischen Kraft), also bei gekreuzter Stellung von Erreger und Empfänger sehr wenig. Dasselbe gilt natürlich auch für mehrere einander parallel ausgespannte Drähte, also ein Gitter.

Man beobachtet nun folgendes. Wenn Sender- und Empfängerspiegel gemäß Fig. 43 aufgestellt sind und kräftige Wirkung auf den Kohärer da ist, so verschwindet dieselbe vollständig, sowie man das Gitter (Fig. 46) so zwischen die Spiegel stellt, daß seine Drähte der Oszillatiorachse parallel sind; dagegen findet keine merkliche Schwächung der Wirkung statt, wenn die Drähte senkrecht zur Oszillatiorachse gerichtet sind. Das ist aber gerade die Erscheinung, welche wir nach dem Vorhergesagten erwarten müssen, falls die elektrische Welle geradlinig polarisiert ist.

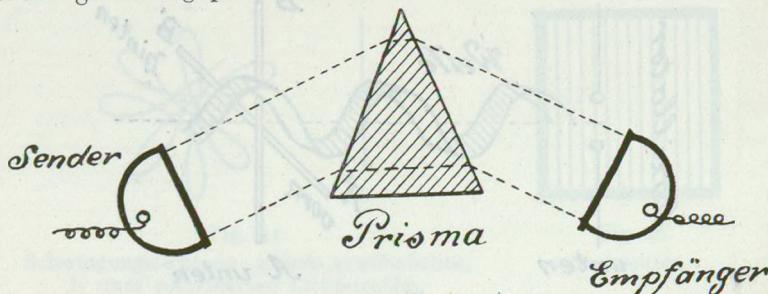


Fig. 48.
Hertz'sche Spiegelversuche IV. Brechung.

IV. Brechung. Hierunter versteht man die Ablenkung der Strahlen von ihrer Richtung, wenn sie aus einem Medium in ein anderes eintreten (vgl. § 33). Man demonstriert sie am besten mit Hilfe eines Prismas, bei dem eine zweimalige Brechung an der Eintritts- und Austrittsfläche die Ablenkung noch vergrößert. Für die Hertz'schen Wellen muß man ein großes Prisma benutzen, das gewöhnlich nach dem Vorgang von Hertz aus Pech in einem präzisen Holzgefäß besteht. Fig. 48 zeigt die Aufstellung und den Strahlengang. Nimmt man das Prisma weg, oder dreht man es, so erlischt die Wirkung. Dieser Versuch ist von den hier angeführten am schwierigsten auszuführen und verlangt die sorgfältigste Einstellung, er zeigt aber am schönsten die Analogie zwischen elektromagnetischen Wellen und Lichtwellen.

V. Beugung. Mit diesem Namen bezeichnet man die Ablenkung der Strahlen am Rande eines undurchlässigen Schirmes, der einen Strahlenschatten erzeugt. Die am Rande eines solchen Schirmes oder überhaupt eines undurchlässigen Körpers entlanglaufenden Strahlen werden von ihrer geraden Bahn ab- und etwas ins Innere des Schattens hineingelenkt. Die Beugung wird um so stärker, je größer die Wellenlänge im Vergleich zu der Größe des schattengebenden Körpers ist. Sie ist bei Lichtwellen nur mit besonderen Hilfsmitteln, bei den elektrischen sowie auch bei den ungefähr gleich langen, akustischen Wellen ohne weiteres wahrnehmbar und wirkt bei den oben beschriebenen Versuchen leicht störend. Ihretwegen müssen in den vorher skizzierten Anordnungen die metallenen Hilfsschirme (vgl. *M* in Fig. 44) angebracht werden.

§ 56. Die Kraftlinien in der Umgebung eines Hertzschen Oszillators. Die mitgeteilten Fundamentalversuche, die sich noch mannigfach variieren und durch andere ergänzen lassen, zeigen unwiderleglich die wellenförmige Ausbreitung der vom Oszillator ausgehenden Wirkung und geben Aufschluß über die Natur dieser Wellen der elektrischen und magnetischen Kraft. Wir fügen, um das Bild zu vervollständigen, noch die Zeichnungen bei, die den Kraftlinienverlauf in der Umgebung des Oszillators darstellen, wenn der selbe ungedämpfte Schwingungen ausführt. Dadurch, daß seine Schwingungen in Wirklichkeit durch die Erzeugung Joulescher Wärme und die Ausstrahlung gedämpft werden, wird das Bild für den praktisch ausführbaren Oszillator etwas anders, jedoch nicht wesentlich von dem vorigen verschieden. Die Zeichnungen stellen gewissermaßen Momentphotographien des elektrischen und magnetischen Spannungszustandes dar, den wir ja durch Lage und Zahl der Kraftlinien charakterisieren. Die Figuren 49a — i geben den elektrischen Spannungszustand in Abständen von je $1/8$ Periode an. Als Oszillator dient der Hertzsche aus zwei Kugeln bestehende, die durch einen kurzen geraden, in der Mitte die Funkenstrecke tragenden Draht verbunden sind.

Am Anfang, d. h. zur Zeit $t = 0$ (vgl. Fig. 49 a), möge die gesamte Elektrizitätsmenge des Oszillators als elektrischer Strom in dem Verbindungsdraht in Bewegung sein; die Kugeln sind also ohne Ladungen und in der Umgebung keine elektrischen Kraftlinien vorhanden (abgesehen von denjenigen, die von den vorhergehenden Schwingungsperioden

her noch im Dielektrikum bestehen, die wir aber nicht mit zeichnen). Indem nun der Strom im Oszillator allmählich zum Stillstand kommt und die Kugeln sich laden, entstehen in der

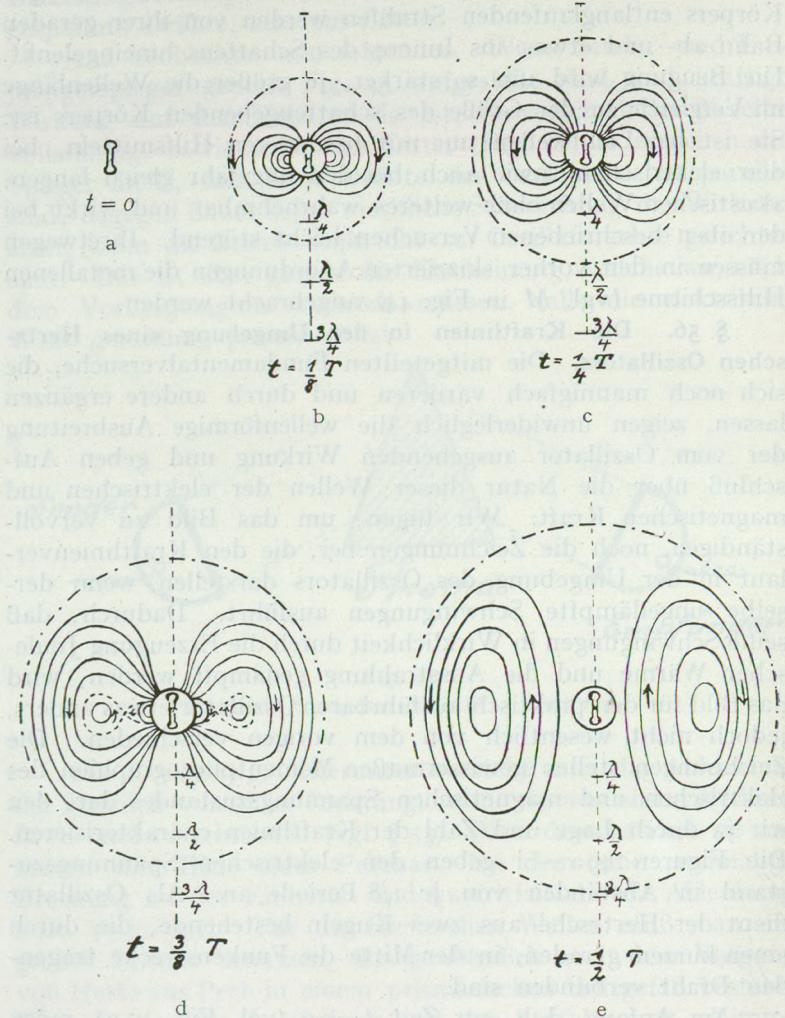


Fig. 49 a-i. Ausbreitung der Kraftlinien eines Hertzschen Oszillators.

Nähe elektrische Kraftlinien, die nach Verlauf von $1/8$ Periode sich soweit ausgebildet und nach außen fortbewegt haben wie Fig. 49b zeigt. Dies setzt sich bis zum Ablauf der zweiten

Achtelperiode fort. Am Schluß derselben ($t = \frac{1}{4} T$) hat man das Bild 49c. Die Elektrizitätsmengen, die im Oszillator hin- und herströmen, sind für einen Augenblick zur Ruhe gekommen und sitzen als Ladungen auf den Kugeln. In der zweiten Viertelperiode beginnen sie rückwärts zu fließen, bis am Schluß derselben, also zur Zeit $t = \frac{1}{2} T$, alle Ladungen von den Kugeln verschwunden sind und wie zu Anfang ($t = 0$) als elektrischer Strom im Verbindungsdraht fließen, jedoch in entgegengesetzter Richtung.

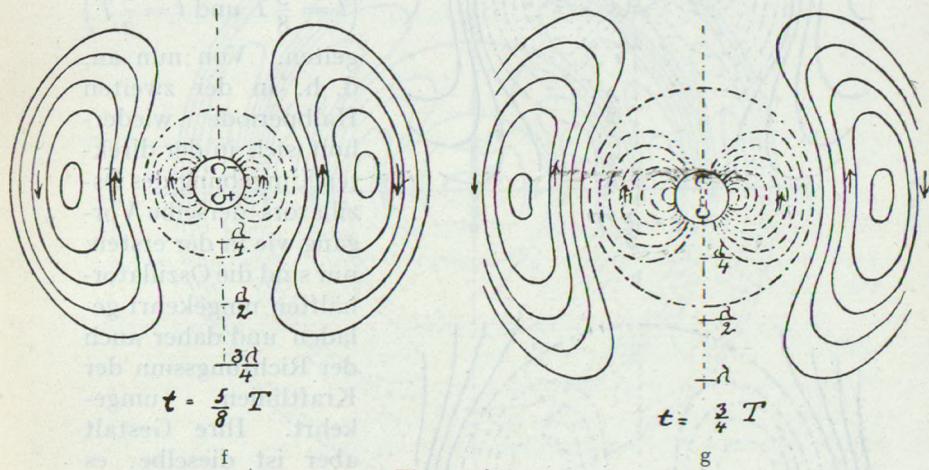


Fig. 49 f u. g.

Während dieser zweiten Viertelperiode beginnt nun ein sehr wichtiger Prozeß, den man als Abschnürung der Kraftlinien bezeichnet. Ein Teil der elektrischen Kraftlinien löst sich nämlich mit seinen Enden von dem Oszillator los, die Enden gehen zusammen und die so in geschlossene Kurven umgewandelten Kraftlinien wandern für sich nach außen weiter. Diese Bildung geschlossener Kraftlinien bedeutet weiter nichts, als daß ein eigentümlicher Spannungszustand in dem Dielektrikum besteht, bei dem die dielektrische Polarisation in jedem Punkte eben die von diesen Kurven angegebene Richtung besitzt. Solche geschlossene elektrische Kraftlinien sind aber nur in fortschreitender Bewegung möglich, nicht im Ruhezustand; d. h. der von ihnen dargestellte

Spannungszustand muß sich weiterverbreiten. Die übrigen, nicht losgelösten Kraftlinien verschwinden; sie ziehen sich in den Oszillator zurück, je mehr die ruhenden Ladungen sich in

strömende Elektrizität umwandeln.

Die beginnende und die vollendete Abschnürung zeigen die Fig. 49 d und e, welche für den Schluß der dritten und vierten Achtelperiode

$(t = \frac{3}{8} T \text{ und } t = \frac{1}{2} T)$

gelten. Von nun an, d. h. in der zweiten Halbperiode wiederholt sich in der direkten Umgebung des Oszillators derselbe Vorgang wie in der ersten, nur sind die Oszillatorhälften umgekehrt geladen und daher auch der Richtungssinn der Kraftlinien umgekehrt. Ihre Gestalt aber ist dieselbe, es schnüren sich also im letzten Viertel der ganzen Periode wieder Kraftlinien ab, die nach außen wandern. Die vorher (im zweiten Viertel) abgeschnürten Kraftlinien sind inzwischen weitergewandert und haben die in den Figuren 49 f, g, h, i gezeichneten Formen an-

genommen. Nach Ablauf einer ganzen Periode sind die zuerst gebildeten Kraftlinien um eine Wellenlänge von dem Oszillator weggewandert. In dieser Weise wiederholt sich das Spiel um

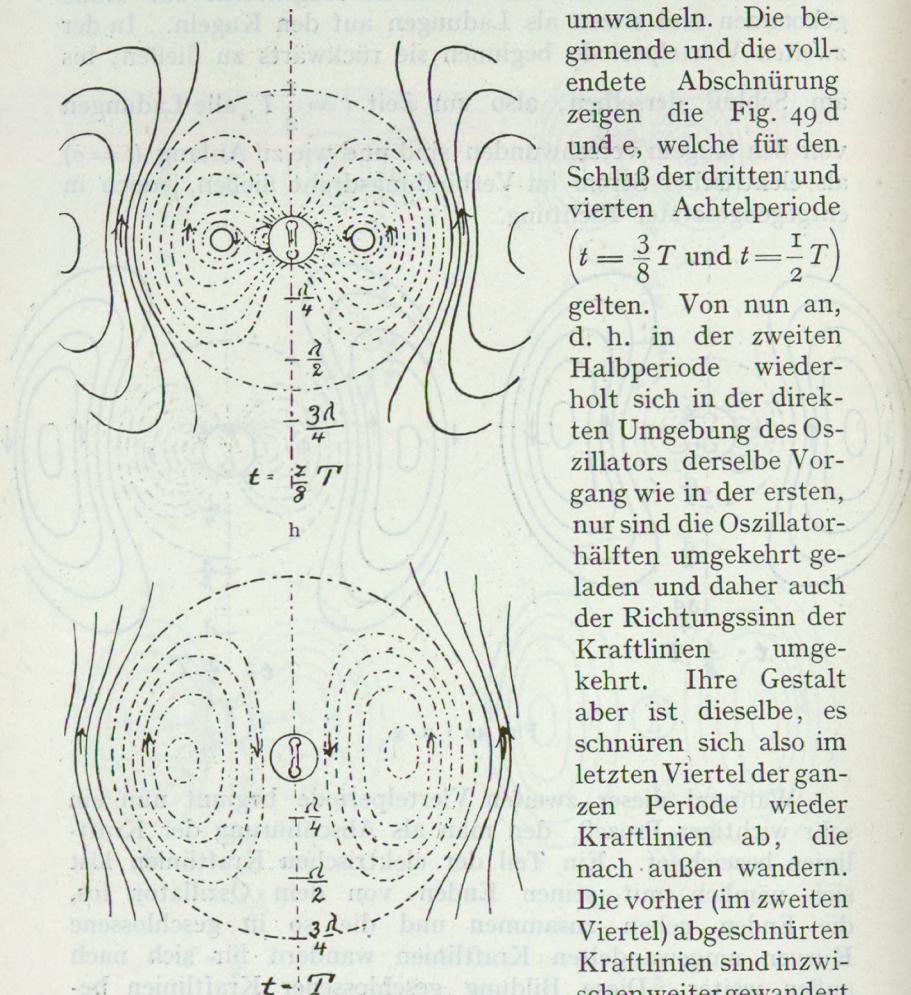


Fig. 49 h u. i.

den Oszillatoren herum in jeder Periode, bei ungedämpften Schwingungen dauernd, bei gedämpften mit abnehmender Stärke, bis es ganz erloschen ist und nur die periodisch losgelösten Kraftlinien als Wellenzug immer weiter in den Raum hinauswandern.

Zu den elektrischen Kraftlinien gesellen sich nun noch die magnetischen, die ein ähnliches Verhalten aufweisen, Ent-

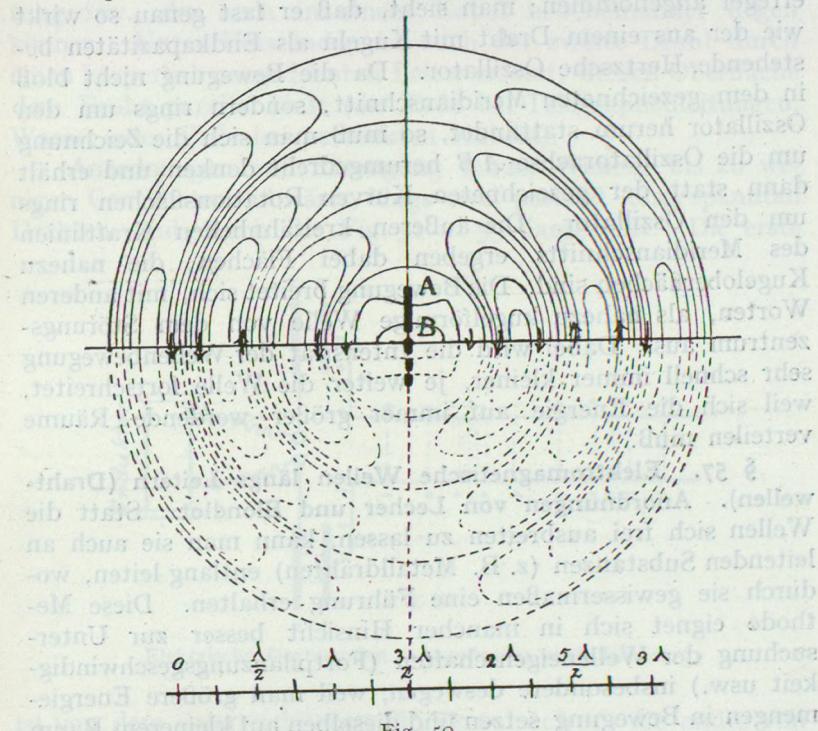


Fig. 50.

Kraftlinienbild der Schwingung eines linearen Oszillators.

stehen und Vergehen um den Oszillatoren herum, Abschnüren mit den elektrischen, und Hinauswandern. Sie stehen, wie wir wissen, überall senkrecht auf jenen, durchschneiden also die Ebene unserer Zeichnungen, die einen Meridianschnitt durch das Wellensystem darstellen, senkrecht.

Je weiter die Bewegung nach außen fortschreitet, desto mehr gehen die anfänglich ellipsenähnlichen Kurven der losgelösten Kraftlinien in langgestreckte Schleifen über, welche aus zwei Kreisbögen bestehen, die durch kurze runde Ver-

bindungstücke am oberen und unteren Ende miteinander zusammenhängen. Die Figur 50, welche das Bild zweier ganzer Perioden darstellt, zeigt dies deutlich; die zu den vorhergehenden Perioden gehörenden Kraftlinien, welche nicht gezeichnet sind, würden noch weiter außen liegen und noch kreisähnlicher sein. Bei dieser Figur ist übrigens ein einfacher gerader Draht oder Stab, ein linearer Oszillatator als Wellenreger angenommen; man sieht, daß er fast genau so wirkt wie der aus einem Draht mit Kugeln als Endkapazitäten bestehende Hertzsche Oszillatator. Da die Bewegung nicht bloß in dem gezeichneten Meridianschnitt, sondern rings um den Oszillatator herum stattfindet, so muß man sich die Zeichnung um die Oszillatatorachse *AB* herumgedreht denken und erhält dann statt der gezeichneten Kurven Rotationsflächen rings um den Oszillatator. Die äußeren kreisähnlichen Kraftlinien des Meridianschnitts ergeben dabei Flächen, die nahezu Kugeloberflächen sind. Die Bewegung breitet sich, mit anderen Worten, als nahezu kugelförmige Welle von dem Störungszentrum aus. Dabei wird die Intensität der Wellenbewegung sehr schnell immer kleiner, je weiter die Welle fortschreitet, weil sich die Energie auf immer größer werdende Räume verteilen muß.

§ 57. Elektromagnetische Wellen längs Leitern (Drahtwellen). Anordnungen von Lecher und Blondlot. Statt die Wellen sich frei ausbreiten zu lassen, kann man sie auch an leitenden Substanzen (z. B. Metalldrähten) entlang leiten, wodurch sie gewissermaßen eine Führung erhalten. Diese Methode eignet sich in mancher Hinsicht besser zur Untersuchung der Welleneigenschaften (Fortpflanzungsgeschwindigkeit usw.) insbesondere deswegen, weil man größere Energie Mengen in Bewegung setzen und dieselben auf kleinerem Raum beieinander halten kann. Sie ist übrigens eine schon lange vor Hertz benutzte Methode, denn alle unsere elektrischen Leitungen, in denen veränderliche Ströme fließen, sind weiter nichts als solche Führungen für elektrische Wellen von allerdings meist sehr langer Periode und Wellenlänge. Infolge der großen Wellenlänge ist es jedoch unmöglich, die wellenförmige Fortpflanzung längs des Leiters zu erkennen. Erst mit den kurzen Hertzschen Wellen gelingt es leicht, den Nachweis dafür durch Erzeugung stehender Wellen zu erbringen, die sich bequem beobachten lassen.

Zur Führung der Wellen ist im allgemeinen nur ein ein-

ziger Leiter (Metalldraht) nötig; soll jedoch die Energie möglichst zusammengehalten werden, so empfiehlt es sich, zwei einander wenigstens annähernd parallel laufende Leiter zu benutzen. Diese Leiter entsprechen der Hin- und Rückleitung im gewöhnlichen Sinne, die von der Elektrizitätsquelle ausgehen bzw. zu ihr zurückführen, z. B. den beiden Drähten einer Telephonleitung, einer Klingelleitung, einer Lichtleitung usw., die auch in einem Kabel nebeneinander liegen können. Unter Umständen ist auch der zweite Draht durch einen körperlich ausgedehnten Leiter ersetzt, dessen Oberfläche dem Draht parallel läuft (die Erde bei Telegraphenleitungen, Wasser oder Erde bei versenkten Kabeln).

Anordnungen zur Erzeugung kurzer Wellen, bis zu wenigen Centimetern abwärts, längs zwei parallel ausgespannten Drähten sind durch die Fig. 51 u. 53 dargestellt. Die erste

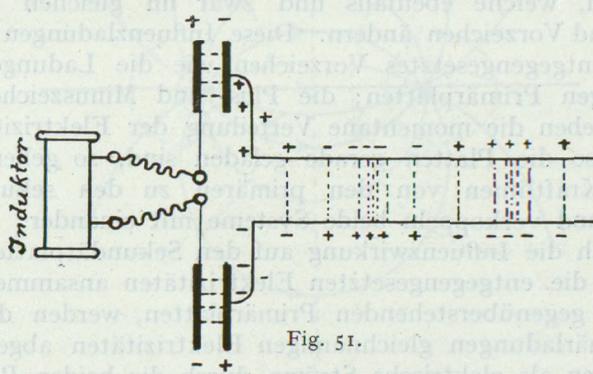


Fig. 51.

Elektrische Drahtwellen. Anordnung nach Lecher.

ist von dem österreichischen Physiker Lecher, die andre von dem Franzosen Blondlot angegeben. Lecher, nach dem das System der Doppeldrähte häufig als Lechersches Drahtsystem bezeichnet wird, benutzte eine im Prinzip schon von Hertz angegebene Anordnung, die er durch Hinzufügung des zweiten Paralleldrahtes vervollkommnete. Blondlot übernahm dies Lechersche System der Paralleldrähte, änderte aber die Erzeugungsart der Wellen, indem er den Hertzschen Oszillator durch einen anderen, nach ihm Blondlotscher Oszillator genannten, ersetzte.

Bei der Lecherschen Anordnung wird die Schwingung durch einen geraden Hertzschen Oszillator erzeugt, der dem

bei den früher (§ 53) beschriebenen Interferenzyversuchen gleich. Er besteht aus einem geraden, in der Mitte die Funkenstrecke tragenden Draht mit zwei rechteckigen (oder auch runden) Platten als Endkapazitäten. Die Platten liegen mit dem Verbindungsdraht in einer Ebene. Die Schwingungen dieses Oszillators müssen nun auf die Lecherschen Paralleldrähte (Sekundärdrähte) übertragen werden, damit sich in dem umgebenden Dielektrikum die Wellen bilden können. Das geschieht hier durch eine elektrische Koppelung mittels der elektrischen Kraftlinien. Jeder der beiden Drähte trägt nämlich am vorderen Ende eine Metallplatte, welche einer der primären Oszillatorplatten in einigen Centimetern Abstand gegenübersteht. Die bei den Schwingungen abwechselnd entstehenden und vergehenden Ladungen der primären Platten erzeugen durch Influenz auf den Sekundärplatten elektrische Ladungen, welche ebenfalls und zwar im gleichen Tempo Größe und Vorzeichen ändern. Diese Influenzladungen haben jeweils entgegengesetztes Vorzeichen wie die Ladungen der zugehörigen Primärplatten; die Plus- und Minuszeichen der Fig. 51 geben die momentane Verteilung der Elektrizität an. Wenn also die Platten gerade geladen sind, so gehen elektrische Kraftlinien von den primären zu den sekundären Platten und verkoppeln beide Systeme mit einander. Indem nun durch die Influenzwirkung auf den Sekundärplatten sich jedesmal die entgegengesetzten Elektrizitäten ansammeln wie auf den gegenüberstehenden Primärplatten, werden die mit den Primärladungen gleichnamigen Elektrizitäten abgestoßen und fließen als elektrische Ströme durch die beiden Paralleldrähte ab, in der Weise, daß immer auf den gegenüberliegenden Punkten beider Drähte sich entgegengesetzte Ladungen befinden. Da die Ladungen der Primärplatten periodisch ihre Größe und ihr Vorzeichen ändern, so folgen auf jedem Draht Strecken mit positiven und negativen Ladungen auf einander. In der Mitte jeder Strecke ist ein Maximum der Anhäufung von Elektrizität, von dem aus die Ladungsdichte nach beiden Seiten hin abfällt. Diese Maxima der Ladungsdichte röhren natürlich daher, daß die Ladung der Primärplatten und damit ihre Influenzwirkung ein Maximum war, als der betreffende Teil der Welle sich ausbildete.

Die einander gerade gegenüber befindlichen entgegengesetzten Ladungen der beiden Drähte sind wie die ruhenden Ladungen eines Kondensators durch elektrische Kraftlinien

mit einander verbunden. Diese suchen wie immer auf möglichst kurzem Weg die Verbindung der positiven mit der gleich großen negativen Ladung herzustellen und verlaufen daher zu meist als gerade oder nur wenig gekrümmte Linien senkrecht zu den Drähten in dem Raum zwischen diesen. Im Durchschnitt gesehen erhält man also das Bild der Fig. 52 von dem Verlauf. Die beiden schwarzen Kreise stellen den Querschnitt der Drähte dar. Das Feld konzentriert sich fast ganz auf

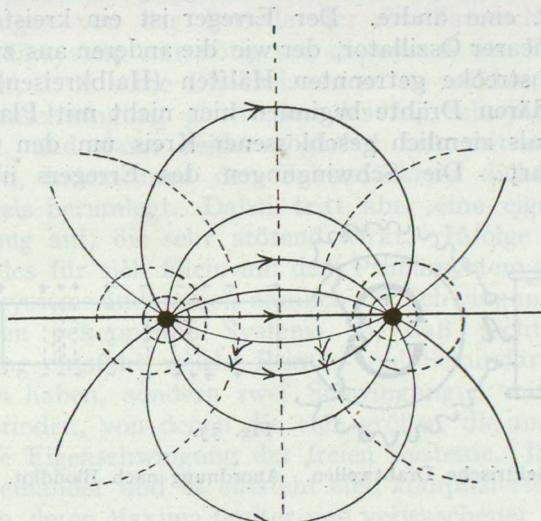


Fig. 52.

Kraftlinien elektrischer Wellen längs zweier Paralleldrähte;
— elektrische, magnetische.

einen flachen Streifen zwischen den Drähten und seine Energie bleibt in demselben, soweit sie nicht bei weiterem Fortschreiten allmählich in Joulesche Wärme innerhalb der Drähte übergeht. Da an den Stellen geringerer Ladungsdichte die das Dielektrikum durchziehenden Kraftlinien weniger zahlreich, die elektrische Kraft daselbst also kleiner ist als an den Stellen größerer Ladungsdichte, und da diese Stellen längs den Drähten im regelmäßigen Wechsel aufeinander folgen, so erkennt man deutlich den wellenförmigen Charakter der Erscheinung.

Außer den elektrischen Kraftlinien haben wir noch die magnetischen, welche hier die beiden Drähte als geschlossene

Kurven umschlingen, in der Figur punktiert gezeichnet. Das System der magnetischen Kraftlinien ist an den Stellen der Drähte besonders ausgebildet, wo gerade die stärkste elektrische Strömung herrscht.

§ 58. Blondlotscher Erreger. Einfluß loser und fester Koppelung auf die Schwingungen. Die Fortpflanzung der Wellen ist bei der Blondlotschen Anordnung (Fig. 53) dieselbe, nur die Erzeugung und die Übertragung auf das sekundäre System ist eine andre. Der Erreger ist ein kreisförmig gebogener linearer Oszillatator, der wie die anderen aus zwei durch die Funkenstrecke getrennten Hälften (Halbkreisen) besteht. Die sekundären Drähte beginnen hier nicht mit Platten sondern sind als ziemlich geschlossener Kreis um den Oszillatator herumgeführt. Die Schwingungen des Erregers übertragen

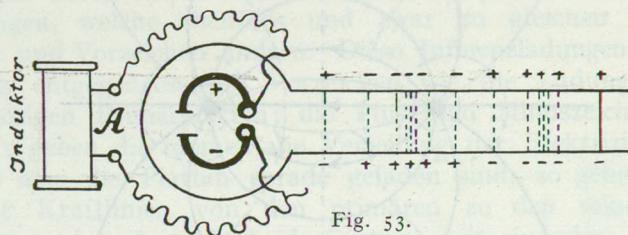


Fig. 53.

Elektrische Drahtwellen. Anordnung nach Blondlot.

sich bei dieser Anordnung durch die magnetischen Kraftlinien der Primärschwingung, welche den Erregerkreis und den Sekundärkreis umschlingen; es sind also die Verhältnisse vorhanden, die wir im § 45 genauer besprochen haben. Je näher die Kreise einander sind, desto mehr Kraftlinien umschlingen gleichzeitig beide, desto fester ist die Koppelung, desto größer aber auch die Rückwirkung des einen Schwingungssystems auf das andre. Die Schwingungen im Sekundärsystem werden zwar kräftiger, aber sie tragen mehr den Charakter erzwungener Schwingungen als bei loser Koppelung. Die Rückwirkung des Sekundärsystems macht sich besonders geltend, wenn die Paralleldrähte nicht unendlich lang sind. Sind sie unendlich lang oder wenigstens so lang, daß der ganze von dem Erreger gelieferte Wellenzug, der ja wegen der zeitlichen Dämpfung begrenzt ist, sich ausbilden kann bevor die Spitze desselben das Ende der Paralleldrähte erreicht, so finden keine Störungen infolge von Reflexionen u. dergl. statt. Ist aber

die Länge der Drähte begrenzt, so stellen sie mitsamt dem um den Erreger gelegten Kreisdraht ein schwingungsfähiges System dar, daß seine Eigenschwingungen von bestimmter Periode besitzt. Von dem Erreger aus wird dies schwingungsfähige System in erzwungene Schwingungen versetzt, die nach dem in § 48 Gesagten um so stärker sind, je näher seine Eigenperiode der Periode der erregenden Schwingung ist.

Man sollte meinen, daß es zur Erzeugung sehr intensiver Schwingungen von der Periode der Oszillatorschwingungen im Sekundärsystem nur nötig sei, dieses auf den Erreger abzustimmen, d. h. seine Dimensionen so zu wählen, daß seine freie Eigenschwingung gleich der des frei schwingenden Erregers ist, und dann möglichst fest mit einander zu verkoppeln, indem man den Sekundärkreis dicht um den Erregerkreis herumlegt. Dabei tritt aber eine eigentümliche Erscheinung auf, die sehr störend wirkt. Infolge der Rückwirkung des für sich allein mit dem Primärsystem synchronen Sekundärsystems ändert sich nämlich die Schwingungsfähigkeit des ganzen gekoppelten Systems so, daß nicht diejenige Schwingung entsteht, welche Primär- und Sekundärsystem für sich allein haben, sondern zwei Schwingungen mit verschiedenen Perioden, von denen die eine größer, die andre kleiner ist als die Eigenschwingung der freien Systeme. Diese lagern sich übereinander und es entsteht eine kompliziertere Schwingungsform, deren Maxima breiter und verwaschener erscheinen. Je enger die Koppelung ist, desto größer ist der Unterschied der beiden Perioden; nur bei loser Koppelung verschwindet er fast ganz und man erhält eine nahezu ebenso scharfe einfache Schwingungskurve wie bei frei schwingendem Primärsystem. Man muß daher, wenn man möglichst reine Schwingungen haben will, lose Koppelung anwenden, verliert dabei aber an Energie. In der abgestimmten drahtlosen Telegraphie spielt diese Erscheinung, die übrigens bei schwingenden Systemen jeder Art (auch mechanischen und akustischen) zu beobachten ist, eine große Rolle. Selbstverständlich ist sie bei der elektrischen Koppelung des Lecher-Hertzschen Systems ebenso vorhanden wie bei der magnetischen des Blondlotschen.

§ 59. Stehende elektromagnetische Wellen längs Drähten.
Demonstration nach Arons, nach Drude-Coolidge und Seibt.
Mit dem Lecherschen und dem Blondlotschen System lassen sich auch stehende elektrische Wellen ausgezeichnet demonstrieren. Wenn die fortschreitenden Wellen die Enden der

Paralleldrähte erreichen, so werden sie reflektiert wie die auf einem Seil fortschreitenden Wellen an dessen Enden reflektiert werden. Durch die Interferenz der zurückkehrenden Wellen mit den noch zum Ende hinlaufenden desselben Wellenzuges ergeben sich stehende Wellen längs den Drähten. Sollen sich diese aber auf der ganzen Länge gut und dauernd ausbilden, so darf der zurückkehrende Zug bei seiner Ankunft am Oszillatorkopf den Schwingungszustand daselbst nicht stören. Der Kopf des zurückkehrenden Wellenzuges muß also zu einer Zeit daselbst eintreffen, wo die Schwingung des Oszillators in gleicher Phase ist mit diesem Wellenkopf. Dann treffen die folgenden Wellenteile natürlich auch immer ihnen gleiche Phasen der Oszillatorschwingung an und verstärken dieselbe oder stören sie wenigstens nicht. Die Phasengleichheit bei der Rückkehr ist nur bei bestimmten Längen der Sekundärdrähte möglich. Aus gewissen Überlegungen, die hier zu weit führen würden, ergibt sich, daß die Länge jedes der beiden Drähte (Fig. 53), von ihrem Vereinigungspunkt bei A an gemessen, ein

ungerades Vielfaches einer Viertelwelle $\left(\frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4} \text{ usw.}\right)$ sein

muß, wenn die Drähte frei endigen; daß sie aber ein gerades Vielfaches davon oder was dasselbe ist, irgend ein Vielfaches einer Halbwellenlänge sein muß, wenn die Drähte am Ende zusammenlaufen oder durch einen Drahtbügel (Brücke) leitend verbunden sind.

Die beiden Paralleldrähte des Systems können jeder für sich frei endigen, oder sie können auch am Ende leitend mit einander verbunden werden durch einen Drahtbügel oder eine Brücke; in jedem Fall erfolgt Reflexion der Wellen. Nur ist die Art der Reflexion und damit die Lage der erzeugten stehenden Wellen verschieden. An den freien Drahtenden kann die zuströmende Elektrizität nicht weiter fließen, sie häuft sich dort also periodisch an und die elektrische Kraft, die durch die Zahl der jeweils vorhandenen Kraftlinien gemessen wird, nimmt daselbst abwechselnd die größten und kleinsten Werte an; mit andern Worten: am freien Ende der Drähte ist bei den stehenden Wellen ein Bauch der elektrischen Kraft vorhanden. Man kann natürlich auch in derselben Bedeutung von einem Bauch der elektrischen Spannung oder des Potentials sprechen. Um eine halbe Wellenlänge von diesem in der Richtung nach dem Oszillatorkopf entfernt liegt wieder ein Spannungsbauch, und so folgen

sich dieselben jeweils in gleichen Abständen von einer halben Wellenlänge. In der Mitte zwischen ihnen, also von jedem Bauch um eine Viertelwellenlänge entfernt, liegen die Knoten der elektrischen Kraft (Spannungsknoten), an denen sich niemals Elektrizität ruhend anhäuft, wo also dauernd die Spannung Null herrscht. Das sind zugleich diejenigen Stellen, wo die Elektrizität am heftigsten hin- und herströmt, also die Bäuche der Strömung, die sonach mit den Knoten der Spannung zusammenfallen, während die Knoten der Strömung, an denen keine Bewegung der Elektrizität stattfindet, mit den Bäuchen der Spannung zusammenfallen. Beide Systeme von Knoten und Bäuchen sind daher um eine Viertelwellenlänge gegeneinander verschoben. Fig. 54a zeigt dies schematisch

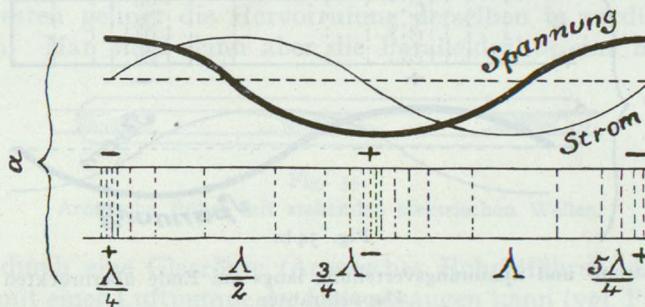


Fig. 54 a.

Strom- und Spannungsverteilung längs frei endigenden Doppeldrähten.

für den Fall der frei endigenden Sekundärdrähte. Die in der Zeichnung die Schraffierung bildenden kurzen Verbindungslinien zwischen den Drähten stellen die elektrischen Kraftlinien dar.

Ihre Anzahl ist an den Stellen $\frac{\lambda}{2}$ und λ dauernd gleich Null

während sie an den Stellen $\frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}$ periodisch am stärksten schwankt. Die Zeichnung stellt sie in einem Augenblick der stärksten Ausbildung dar; nach einer Viertelperiode würden sie alle verschwunden und nur magnetische Kraftlinien vorhanden sein, um dann wieder in entgegengesetzter Richtung — die Ladungen der Drähte vertauschen sich — zu entstehen und nach einer halben Periode am stärksten ausgebildet zu sein.

Wenn man die Drähte am Ende leitend verbindet, sie

überbrückt, so kann daselbst keine Anhäufung von Elektrizität stattfinden, wohl aber kann sich in der Brücke eine Strömung ausbilden. Daher ist ein leitend überbrücktes Ende des Drahtsystems immer ein Bauch der Strömung und Knoten der elektrischen Kraft (bzw. Spannung). Dasselbe gilt aber auch, wenn die leitende Brücke nicht am Ende sondern an irgend einer Stelle längs den Drähten aufgesetzt wird. An der Brücke muß die elektrische Kraft Null sein, also einen Knoten haben. Das Bild der stehenden Welle am überbrückten Ende erhält man aus Fig. 54a, wenn man die Drähte nur bis

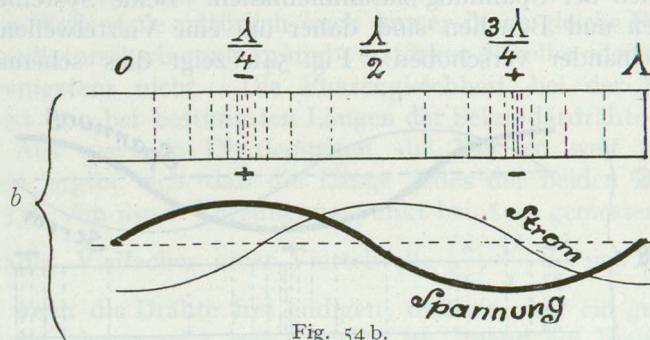


Fig. 54 b.

Strom- und Spannungsverteilung längs am Ende überbrückten Doppeldrähten.

zur Stelle λ geführt, dort abgeschnitten und überbrückt denkt. Man bekommt so die Fig. 54 b. In beiden sind die Schwingungskurven von Strom und Spannung dazu gezeichnet, damit man die Lage der Knoten und Bäuche sofort erkennen kann.

Durch die Überbrückung stellt man übrigens einen nahezu, bei der Blondlotschen Anordnung sogar vollkommen, geschlossenen Leitungskreis her, in dem die Elektrizität hin- und herschwingt; und es ist wohl ohne weiteres klar, daß die Schwingungen sich nur dann vollkommen ausbilden können, wenn dessen Dimensionen so gewählt werden, daß seine Eigen- schwingung in Resonanz ist mit der Oszillatorschwingung. Wenn man eine Brücke dementsprechend auflegt, so findet man, daß nicht nur das durch sie abgetrennte, dem Oszillator benachbarte Stück des Sekundärsystems mitschwingt, sondern auch die hinter der Brücke gelegenen Teile, wenn dieselben nach ihren Dimensionen ebenfalls in Resonanz sind mit der

Erregerschwingung. Man kann so durch Auflegen mehrerer Brücken in gleichen Abständen voneinander mehrere aufeinander abgestimmte Systeme erhalten, die alle durch dieselbe Schwingung in Mitschwingungen versetzt werden. Die Anordnung stellt eine Reihe von gleichen geschlossenen Schwingungskreisen rechteckiger Form dar, die sich leitend (an den Brücken) berühren. Dieselben sind also galvanisch miteinander gekoppelt, da sie teilweise gemeinsame Strombahnen haben.

Zum Nachweis dieser stehenden Schwingungen kann man verschiedene Mittel anwenden. Zur Demonstration eignen sich natürlich am besten diejenigen von den Wellen hervorgebrachten Erscheinungen, welche direkt sichtbar sind. Solcher Art sind die Leuchterscheinungen, welche in dem die Drähte umgebenden Gas von kräftigen Wellen erzeugt werden. Am leichtesten gelingt die Hervorrufung derselben in verdünnten Gasen. Man muß dann aber die Paralleldrähte eine Strecke

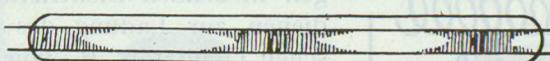


Fig. 55.

Aronssche Röhre mit stehenden elektrischen Wellen.

weit durch eine Glasmöhre (Aronssches Rohr) führen, aus der man mit einer Luftpumpe die Luft absaugen kann (vgl. Fig. 55). Bequemer ist eine Anordnung, bei der man in freier Luft arbeiten kann. Dazu muß man aber größere Energie anwenden, also etwas festere Koppelung benutzen. Für kurze Wellen von etwa 50 cm Wellenlänge ist eine Anordnung in Fig. 56 (S. 178) dargestellt, die von Coolidge, einem Schüler des jüngst verstorbenen Physikers Drude stammt. Die Apparate dazu ohne den Induktor und den Tesla-Transformator (vgl. unten) zeigt Fig. 56 a. Als Schwingungskreis ist der Blondlotsche mit ziemlich fester Koppelung benutzt. Um die Spannung beim Übergang des Funkens und die in Bewegung gesetzten Elektrizitätsmengen zu erhöhen, ist der Oszillator in gut isolierendes Paraffin- oder Vaselinöl eingebettet, das eine viel größere Durchschlagsfestigkeit als Luft besitzt. Außerdem wird die zur Ladung des Oszillators nötige Elektrizität nicht direkt von einem Funkeninduktor zum Oszillator geleitet, sondern es wird von dem Induktor J zunächst ein Kondensatorkreis CFP in Schwingungen versetzt, der aus

einer (oder mehreren) Leidener Flaschen C , der Funkenstrecke F und mehreren Windungen dicken Drahtes P als Selbstinduktion besteht, die als Primärspule eines sogenannten Tesla-Transformators dienen. Dieser nach dem in Amerika lebenden Erfinder Nikola Tesla benannte Apparat ist ein aus zwei Spulen ohne Eisenkern bestehender Transformator, dessen Sekundärspule S sehr viele (gegen 1000) Windungen hat, so daß in derselben durch die verhältnismäßig schnellen Schwingungen des induzierenden Kondensatorkreises (ca. 1 Million per Sekunde) gleich schnelle Schwingungen mit enorm hoher Spannung erzeugt werden.

Stehende elektrische Drahtwellen. Anordnung nach Drude-Coolidge.

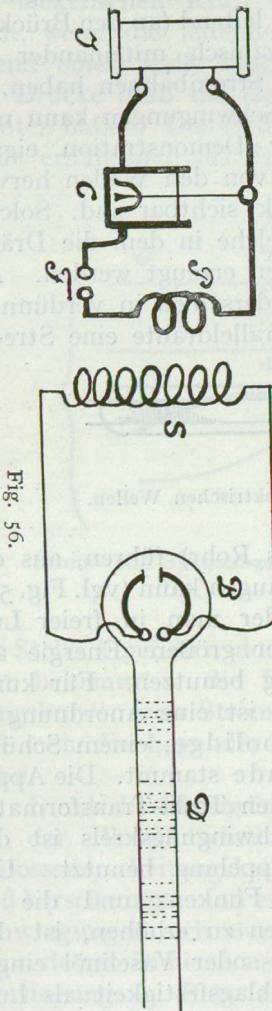


Fig. 56.

Die in diesen Schwingungen fließenden Elektrizitätsmengen dienen zur Ladung des Blondlotischen Oszillators B , von dem die noch weit schnelleren Schwingungen ausgehen, welche längs der Paralleldrähte DD als Wellen von einigen Dezimetern Länge fortschreiten. Durch Auflegen von Drahtbrücken an den richtigen Stellen erhält man, wie oben beschrieben, stehende Wellen der elektrischen Kraft. Sind die Dicken der Paralleldrähte klein (ca. 0,2 mm) und einander ziemlich nahe (ca. 2 cm Abstand) so wird die elektrische Kraft an den Spannungsbäuchen und deren Umgebung zurzeit der maximalen Ausbildung so groß, daß die umgebende Luft etwas leitend wird und eine schwach leuchtende Entladung von einem zum andern Draht hinübergreifen läßt, während sie an den Spannungsknoten dunkel bleibt. Jede Halbwellenlänge der stehenden Schwingung zeichnet sich daher als leuchtende Spindel um den Spannungsbauh herum ab und, wenn die Erregung kräftig genug ist, als leuchtendes,

nach dem Knoten hin schwächer werdendes Band zwischen den Paralleldrähten. Die Erscheinung ist jedoch an sich immer schwach und nur im verdunkelten Zimmer zu beobachten. Die Fig. 57 zeigt eine Photographie dieser Drähte

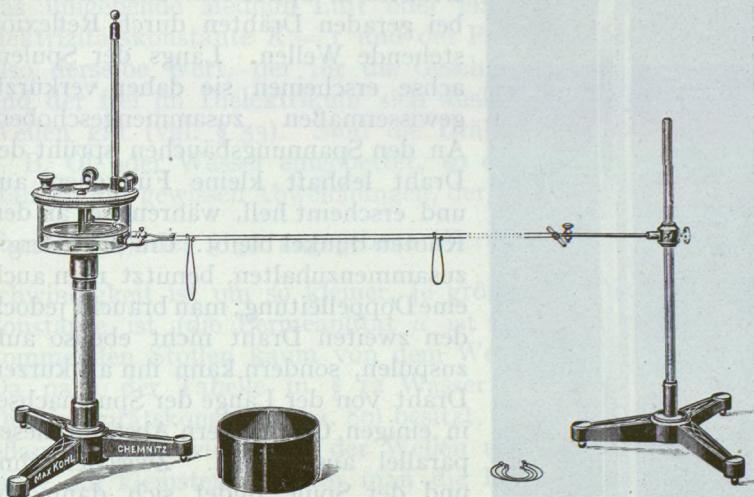


Fig. 56a.

Apparat nach Drude-Coolidge zur Erzeugung stehender elektrischer Wellen.
Von der Firma Max Kohl, Chemnitz.

mit zwei hellen Spannungsbäuchen; die Pfeile geben die Lage zweier Drahtbrücken an.

Viel glänzender, aber nicht so übersichtlich wird die Erscheinung, wenn man längere Wellen von etwa 100 m Länge



Fig. 57.

Stehende elektrische Wellen nach Drude-Coolidge. Zwei leuchtende Spannungsbäuche.

benutzt, die man in viel größerer Intensität erzeugen kann. Um jedoch diese Wellen in den Raum des Laboratoriums hineinzubringen, muß man die Drähte oder den Draht, an welchem sie entlang laufen, in Spulenform aufwinden; man kann so z. B. auf einer Glaskugel von 5 cm äußerem Durch-

messer und 1 m Länge bequem mehrere Hundert Meter Draht unterbringen. Der Draht muß jedoch umspinnen sein, damit die Windungen einander nicht berühren. Die Wellen laufen längs des Drahtes in Spiralform und bilden wie bei geraden Drähten durch Reflexion stehende Wellen. Längs der Spulenachse erscheinen sie daher verkürzt, gewissermaßen zusammengeschoben.

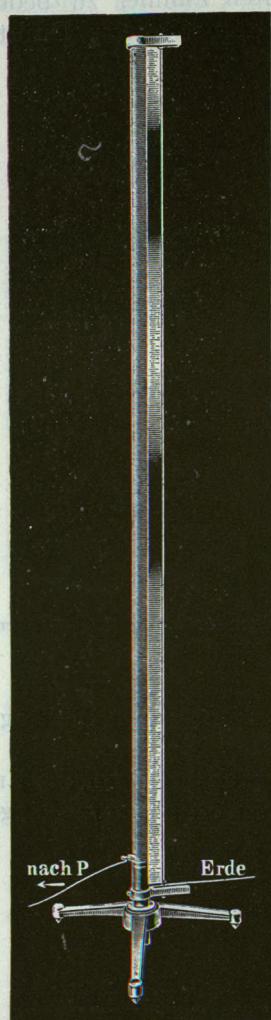


Fig. 58.

Seibtsche Spule mit stehenden elektrischen Wellen.

henden Schwingungen längs sehr leicht messen. Da man außerdem die Periode der Schwingung aus den Dimensionen des Oszillators (Selbst-

messung) bestimmen kann, so kann man die Wellenlänge leicht bestimmen. Der Draht muß jedoch umspinnen sein, damit die Windungen einander nicht berühren. Die Wellen laufen längs des Drahtes in Spiralform und bilden wie bei geraden Drähten durch Reflexion stehende Wellen. Längs der Spulenachse erscheinen sie daher verkürzt, gewissermaßen zusammengeschoben. An den Spannungsbäuchen sprüht der Draht lebhaft kleine Fünkchen aus und erscheint hell, während er an den Knoten dunkel bleibt. Um die Energie zusammenzuhalten, benutzt man auch eine Doppelleitung; man braucht jedoch den zweiten Draht nicht ebenso aufzuspulen, sondern kann ihn als kurzen Draht von der Länge der Spulenachse, in einigen Centimetern Abstand dieser parallel ausspannen. Zwischen ihm und der Spule bildet sich dann ein an den Bäuchen hellleuchtendes, an den Knoten dunkles Lichtband aus wie bei den vorigen Versuchen von Arons und Drude-Coolidge, aber viel intensiver. Diese Anordnung ist von dem Elektriker Seibt angegeben worden. Fig. 58 zeigt das Bild einer derartigen Spule, die ähnlich der Anordnung Fig. 56 in stehende Schwingungen versetzt wird und die — stark verkürzten — Wellen mit den hellen Bäuchen und dunklen Knoten sehr deutlich zeigt.

§ 60. Geschwindigkeit elektrischer Wellen längs Drähten. Wellenlänge und Schwingungsdauer linearer (drahtförmiger) Oszillatoren. Grundschwingung und Oberschwingungen. An den stehenden Schwingungen längs Drähten lässt sich die Wellenlänge sehr leicht messen. Da man außerdem die Periode der Schwingung aus den Dimensionen des Oszillators (Selbst-

induktion und Kapazität) berechnen kann, so läßt sich mittels Formel (17) die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwellen bestimmen. Hierbei hat sich für kurze Wellen (schnelle Schwingungen) der Wert $c = 300\,000$ km/sec ergeben, wenn das umgebende Medium Luft oder ein anderes mit der Dielektrizitätskonstante $K = 1$ und der Permeabilität $\mu = 1$ ist, also derselbe Wert, der für die Geschwindigkeit des Lichtes und der frei im Dielektrikum sich ausbreitenden elektrischen Wellen gilt (vgl. § 53). Sind die Drähte in andere Medien, z. B. Öl oder Wasser eingebettet, so ergibt sich, unter Umständen mit gewissen Abweichungen, der durch die Maxwellsche Formel (14) des § 31 angegebene Wert $c' = \frac{c}{\sqrt{K\mu}}$. Die Geschwindigkeit ist um so kleiner, je größer die Dielektrizitätskonstante ist (die Permeabilität μ ist bei allen in Betracht kommenden Stoffen kaum von dem Werte Eins verschieden). Da nach der Tabelle in § 12 Wasser die größte bekannte Dielektrizitätskonstante (ca. 80) besitzt, so ist in ihm die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen und damit die Wellenlänge am kleinsten. Indem man die Längen der von einem und demselben Oszillator ausgesandten Wellen an Drähten, die man nacheinander in verschiedene Stoffe einbettet, mißt, kann man mit Hilfe der erwähnten Maxwellschen Formel die Dielektrizitätskonstanten dieser Stoffe bestimmen.

Daß die Maxwellsche Formel für diese an Drähten fortschreitenden Wellen ebenso gilt wie für freie Wellen, ist nicht überraschend, denn die Drähte bilden ja nur eine Führung, die Wellen bewegen sich aber in dem umgebenden Dielektrikum. Etwas anders gestalten sich, wie auch die Faraday-Maxwellsche Theorie voraussagt, die Verhältnisse, wenn man langsamere Schwingungen benutzt, z. B. die Schwingungen großer Kondensatorkreise mit vielen Kilometern Wellenlänge oder gar Schwingungen von der Periodenzahl der technischen Wechselströme, denen Wellenlängen von Hunderten und Tausenden von Kilometern zukommen. Bei diesen wird das Fortschreiten der Wellen längs des Drahtes langsamer und man gelangt dann zu Werten, die früher als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität in Drähten angesehen und mehrfach (Wheatstone, Werner von Siemens u. a.) gemessen worden sind, da die Kenntnis derselben für die Kabeltelegraphie wichtig ist.

Die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit freier

und an Drähten geführter kurzer Wellen hat Hertz übrigens direkt nachgewiesen, indem er zwei solche von demselben Oszillator ausgehende Wellenzüge in verschiedenen Entfernungen aufeinander wirken, d. h. miteinander interferieren ließ. Er fand, daß sie überall gleichzeitig eintrafen, wenn sie beide gleich lange Wege zurückgelegt hatten. Diese Gleichheit erlaubt nun eine sehr einfache Berechnung der Schwingungsperiode gewisser Oszillatoren, nämlich aller derjenigen, welche aus linearen Leitern (Drähten) ohne angehängte Kapazitäten (Platten, Kugeln usw.) bestehen. Ein solcher Oszillator ist z. B. der Blondlotsche, der aus einem einen nahezu geschlossenen geometrischen Kreis bildenden Leiter besteht, nämlich zwei metallischen Halbkreisen und der sie verbindenden Funkenstrecke (vgl. Fig. 53); ein anderer ist der extreme Fall des geradlinigen Hertzschen Oszillators ohne Endkapazitäten, also der stabförmige Leiter, in der Praxis aus zwei gleich langen geraden Drähten gebildet, die durch die Funkenstrecke verbunden sind (vgl. Fig. 35 d). Die Schwingungen bilden sich an diesen Oszillatoren genau so aus wie die stehenden Wellen an den Sekundärdrähten. Die Lage der Knoten und Bäuche ist aber durch die Länge der Drähte von vornherein gegeben, und damit ist zugleich die Wellenlänge bestimmt, welche der Oszillatorschwingung zukommt. Aus der nunmehr bekannten Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Störung längs des Drahtes $c = 300000$ km/sec erhält man sofort die Größe der Periode T bzw. die Schwingungszahl n pro Sekunde.

An den beiden Enden des (aus den Drahthälften und der Funkenstrecke bestehenden) Leiters liegen offenbar immer Spannungsbäuche und zugleich Stromknoten; in der Mitte zwischen ihnen, also in der Funkenstrecke, wenn der Oszillator ein symmetrischer mit zwei gleichen Hälften ist, liegt ein Spannungsknoten, der zugleich Strombauch ist. Da nun die Entfernung je zweier aufeinanderfolgender Knoten bei allen Arten von Schwingungen gleich der halben Wellenlänge $\lambda/2$ ist, so ist also die ganze Erregerlänge gleich einer halben Wellenlänge; die halbe Erregerlänge, d. h. die Länge der einen Drahthälfte desselben ist daher eine Viertelwellenlänge und man erhält als allgemeines, allerdings nur annähernd richtiges Resultat den Satz:

Die Wellenlänge der Grundschwingung eines symmetrischen linearen Oszillators ist gleich dem Doppelten seiner ganzen Länge oder — damit

gleichbedeutend — gleich der vierfachen Länge einer Oszillatorkälfte.

Dies wichtige Resultat werden wir für die Berechnung der Sender und Empfänger in der drahtlosen Telegraphie benutzen. Wir haben die so gefundene Länge als Wellenlänge der Grundschwingung bezeichnet und damit angedeutet, daß es noch andere Schwingungen in dem Oszillatork gibt. Diese bezeichnet man allgemein als Oberschwingungen; sie erfolgen schneller, geben also kürzere Wellen als die Grundschwingung. Das mechanische Analogon hierzu bildet die tönende Saite (Violionsaite), die außer ihrem Grundton noch eine Reihe Obertöne gibt, deren Schwingungszahlen das doppelte, dreifache usf. ihrer Grundschwingung sind. Man bezeichnet Schwingungen, deren Perioden und Schwingungszahlen in den angegebenen einfachen Verhältnissen stehen als harmonische. Die Wellenlängen dieser „harmonischen Oberschwingungen“ sind demnach $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ usf.

der Wellenlänge der Grundschwingung, es können also von ihnen doppelt, dreimal, viermal soviel usf. stehende Wellen auf der gegebenen Saitenlänge bestehen als von der Grundschwingung, und da von dieser eine halbe Wellenlänge auf die beiderseits befestigte Saite entfällt, so kommen von den andern 2 halbe, 3 halbe usf. Wellenlängen auf dieselbe. Diese Oberschwingungen haben also Knotenpunkte innerhalb der Saite selbst, nicht bloß an den Enden. Die Fig. 59 a bis d zeigen die Grundschwingung und die 1., 2., 3. Oberschwingung einer Saite.

Ganz denselben Charakter haben die Oberschwingungen eines elektrischen Oszillators. Auch bei ihnen liegen Knoten (der Strömung) nicht bloß an den Enden, sondern auch an bestimmten anderen Punkten des Oszillators. Die Saitenobertöne erregt man, indem man die Saite in den betreffenden Knotenpunkten festhält oder nur in ihrer freien Bewegung

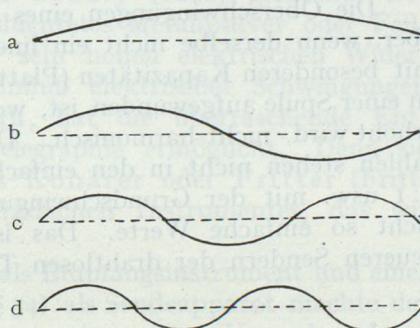


Fig. 59 a—d.

Grundschwingung und 1., 2., 3. harmonische Oberschwingung einer Saite.

etwas hemmt durch Auflegen eines Fingers. Auch bei elektrisch schwingenden Systemen kann man in ähnlicher Weise gewisse Oberschwingungen oder auch die Grundschwingung allein begünstigen oder stören, z. B. durch Anlegen der erregenden Kraft (Zuleitungsdrähte von der Elektrizitätsquelle) an bestimmten Punkten des Oszillators. Im allgemeinen ist es zweckmäßig, die Zuleitungsdrähte möglichst dicht an der Funkenstrecke anzubringen, wodurch der Grundschwingung und denjenigen Oberschwingungen, welche wie jene daselbst einen Spannungsknoten haben, eine ungestörte Ausbildung ermöglicht wird.

Die Oberschwingungen eines elektrischen Oszillators sind aber, wenn derselbe nicht ein linearer ist, sondern z. B. noch mit besonderen Kapazitäten (Platten usw.) belastet oder auch zu einer Spule aufgewunden ist, wodurch seine Selbstinduktion erhöht wird, nicht harmonisch. Das heißt, ihre Schwingungszahlen stehen nicht in den einfachen Verhältnissen $2:1$, $3:1$, $4:1$ usw. mit der Grundschwingung, sondern haben andere, nicht so einfache Werte. Das ist z. B. der Fall bei den neueren Sendern der drahtlosen Telegraphie.

Sechstes Kapitel.

Elektromagnetische Wellentelegraphie.

(Drahtlose Telegraphie, Funkentelegraphie.)

§ 61. Das System von Marconi. Sender (Geber) und Empfänger. Einfache und mehrfache Antennen (Luftdrähte). Nachdem durch die Arbeiten von Hertz und anderen Forschern, die sofort dessen Untersuchungen aufnahmen und weiterführten, die Erzeugung elektrischer Wellen und die Kenntnis ihrer Eigenschaften Allgemeingut der Wissenschaft geworden war, tauchte mehrfach der Gedanke einer technischen Verwertung dieser Entdeckungen insbesondere zur telegraphischen Zeichenübermittlung auf. Da die Wellen sich frei durch das Dielektrikum, z. B. den Luftraum, bewegen, so konnte man bei ihnen den Leitungsdraht entbehren, der bei der bisherigen Telegraphie mittels elektrischer Ströme nötig war. Der Wegfall des teuren Drahtes, ganz besonders der

sehr teuren Seekabel, kann aber nicht bloß in finanzieller Beziehung als ein Vorzug der „drahtlosen Telegraphie“ gelten, sondern auch dadurch, daß er die Sende- und Empfangsstation von dem Gebundensein an bestimmte Lagen befreit. Zunächst schien jedoch keine Aussicht auf Verwirklichung so kühner Pläne vorhanden zu sein, da die Mittel zum Nachweis der Hertzschen Wellen, z. B. der Hertzsche Resonator, zu unempfindlich oder sonstwie ungeeignet waren. Erst die Entdeckung empfindlicherer Methoden und Apparate zum Nachweis der Wellen brachte die praktische Frage wieder in Fluß. Insbesondere die von Branly (1890) gemachte Beobachtung, daß lose aufgeschichtetes Metallpulver oder Feilspähne, die im allgemeinen sehr hohen elektrischen Widerstand haben, unter dem Einfluß elektrischer Schwingungen ihren Widerstand vermindern, hat die überraschende Entwicklung der drahtlosen Telegraphie ermöglicht. Denn sie führte zur Konstruktion des Kohärer oder Fritter (Frittiröhre) genannten, hochempfindlichen Instrumentes, das wir in § 54 beschrieben haben.

Mit Hilfe des Kohärs als Empfangsinstrument und eines Oszillators nach Righi (vgl. § 54) als Sendeapparat machte der Italiener Guglielmo Marconi seine ersten Versuche, deren Anordnung sich zunächst in nichts von den im § 55 beschriebenen Hohlspiegelversuchen unterschied. Dabei fand er eine Verstärkung der Wirkung, wenn er an die eine der Mittelkugeln des Righischen Oszillators einen isolierten, vertikal emporgeführten, Draht ansetzte, der am Ende eine Metallplatte trug, und die andre Kugel durch einen Draht mit der Erde verband. Dadurch entsteht aus dem Righischen Kugeloszillator im Prinzip ein Hertzscher, bestehend aus einem durch die Funkenstrecke in zwei Hälften geteilten Draht mit einer Kapazität an dem Ende jeder Hälfte. Die eine derselben ist die Metallplatte, die andre die Erde, mit welcher der zweite Draht verbunden ist. Wegen der Ungleichheit beider und der im allgemeinen ungleichen Länge der beiden Drahthälften ist der Marconi- oszillator ein unsymmetrischer Hertzscher. Daß die Erde nicht bloß als Kapazität bei der Schwingungserregung wirkt, sondern bei der Ausbreitung der von diesem Sender ausgehenden Wellen auch noch eine Rolle spielt, werden wir später sehen. (Vgl. § 67.)

Die Platte als Kapazität am Ende des einen Drahtes erwies sich als nicht durchaus nötig, vielmehr wirkt ein ein-

facher geradlinig in die Höhe geführter Draht von einigen Metern Länge, der als Luftdraht oder Antenne¹⁾ bezeichnet wird, ebenfalls und ist dabei leichter anzubringen und vor Störungen durch Wind besser geschützt. Die ganze Anordnung, sowohl des Senders wie des Empfängers zeigt Fig. 60 und 61 schematisch. Die Senderantenne *AF*, welche mit der Funkenstrecke *F*, dem kurzen Erddraht *FE* und der Erde den Oszillator bildet, wird durch den Funkeninduktor *J* geladen und entlädt sich bei genügend hoher Spannung durch die Funkenstrecke *F* und den Draht *FE* nach der Erde hin. In dem Leiter *AFE* samt einem gewissen Teile der angrenzen-

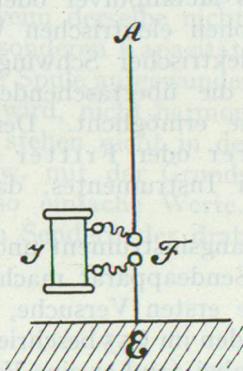


Fig. 60.

Marconisender mit einfacher Antenne.

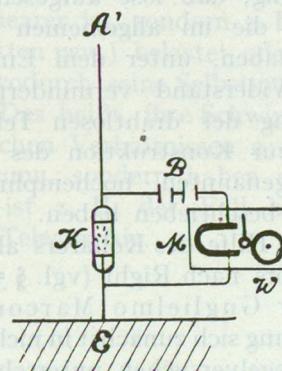


Fig. 61.

Empfängeranordnung von Marconi mit geerdeter Antenne und Kohärer.

den Erde finden dabei elektrische Schwingungen statt, deren Periode durch Kapazität und Selbstinduktion des ganzen schwingenden Systems nach der Formel (23) $T = 2\pi\sqrt{LC}$ Sekunden des § 48 zu bestimmen sind. Es könnte scheinen als sei der zu wählende Wert der Kapazität *C* ganz unbestimmt, da die eine Oszillatorhälfte nur aus dem Antennen draht, die andre aus dem kurzen Verbindungsdraht mit der damit verbundenen Erdkugel besteht, so daß die Kapazitäten beider Hälften ungleich groß sein müßten. Es handelt sich jedoch nicht um die Kapazitäten einzelner Teile sondern um die des Gesamtsystems, und diese wird, wie man leicht

¹⁾ Antennen heißen in der Zoologie die Fühler (Tastorgane) der Insekten.

erkennt, ebenso groß als wenn man den unsymmetrischen Sender in einen symmetrischen doppelt so langen verwandelt, also die Erde durch einen nach unten gehenden Draht ersetzt denkt.

Wegen der eigentümlichen Gestalt des Systems wird die Kapazität des aus Antenne und Erde gebildeten Kondensators wesentlich durch die Länge der Antenne bestimmt, indem von dieser die Zahl der Kraftlinien abhängt. Die Gestalt derselben bleibt nahezu ungeändert, wenn man die Erde durch irgend einen andern großen körperlichen Leiter (Metallzylinder) oder auch durch einen geraden Draht von der Antennenlänge ersetzt. Die Fig. 62 a—c zeigen das schematisch. Im letztern

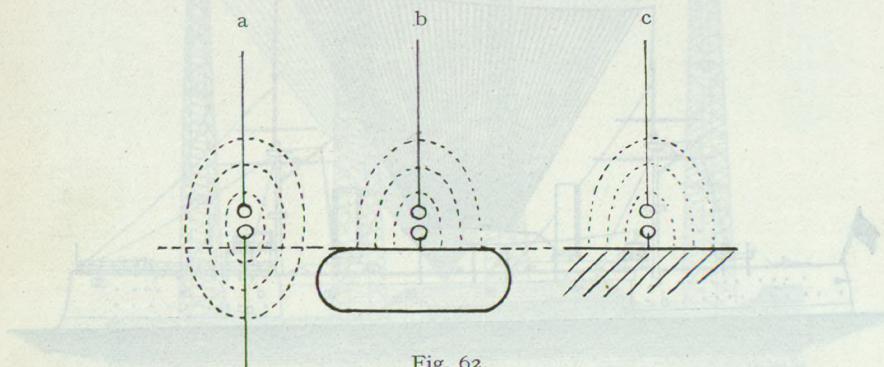


Fig. 62.

Kraftlinienbild vor Beginn der Schwingungen: a symmetrischer linearer Sender, b Sender mit Gegengewicht (Metallzylinder), c geerdeter Sender.

Falle ist nun aber die Wellenlänge, da es sich um einen stabförmigen Leiter handelt, nach § 60 sofort anzugeben, ohne daß wir die Kapazität zu berechnen und die Formel (23) anzuwenden brauchen. Es ergibt sich so, daß die Wellenlänge der angewandten Schwingung — es ist die Grundschwingung gemeint — gleich der vierfachen Antennenlänge ist. Das gilt aber nur für die unten geerdete oder mit einem hinreichend großen Metallkörper statt der Erde als „Gegengewicht“ verbundene Antenne. Die Wirkung dieser großen Leitermassen, auf welche die Antenne senkrecht aufgesetzt ist, entspricht ungefähr der Wirkung einer festen Wand bei Schallwellen oder der Festigungsstelle eines Seiles (Saiten), welches Schwingungen ausführen soll. Die Oberfläche bzw. die Wand oder der Festigungsplatz reflektiert die Draht- oder Seilwellen so, daß

an dieser Stelle ein Knoten entsteht, bei den elektrischen Schwingungen ein Spannungsknoten, während am freien Drahtende ein Spannungsbauch sich ausbildet. Sowie man jedoch die leitende Verbindung löst, so ist das untere Antennenende frei und es müßte sich daselbst ein Spannungsbauch ausbilden, die Wellenlänge also nur die Hälfte des vorigen werden.

Je höher man die Antenne macht, desto größer wird die Wellenlänge, desto langsamer schwingt das System. Nun hat sich aber gezeigt, daß lange, langsam schwingende, Wellen von Hindernissen wie Bergen, Häusern und dergleichen weniger beeinflußt und geschwächt werden als kurze, schnell schwin-

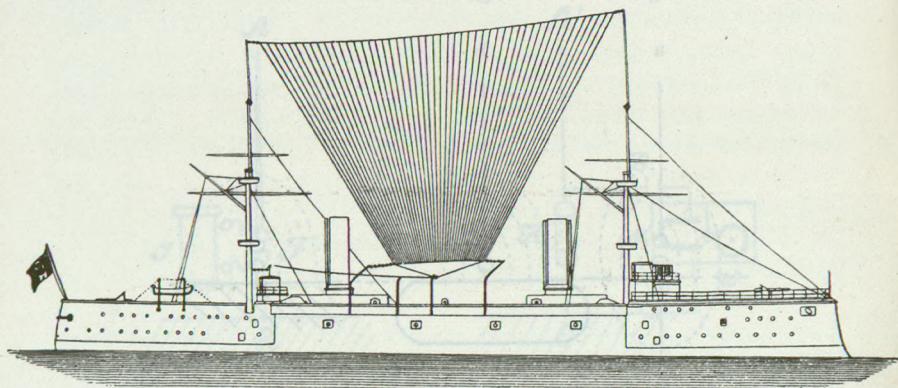


Fig. 63.

Italienisches Panzerschiff „Carlo Alberto“ mit fächerförmiger Harfen-Antenne.

gende, und daß sie leichter um sie herumgehen oder gebeugt werden. Daher erreicht man mit ihnen größere Entfernung als mit kurzen. So erklärt sich zum Teil die von Marconi gefundene Tatsache, daß die Reichweite eines Senders von der Höhe der Antenne abhängt; die Antennenhöhe bestimmt eben die Wellenlänge der Schwingung. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Intensität der Wellen in beiden Fällen dieselbe sei. Wenn man kurze Wellen von größerer Intensität anwendet, als die langen besitzen, so kann man sogar umgekehrt mit jenen auf größere Entfernung telegraphieren. Da jedoch im allgemeinen lange Wellen leichter mit großer Energie ausgestattet werden können als kurze, so sind sie für Telegraphie auf große Entfernung diesen unbedingt überlegen.

Der Verwendung großer Wellenlängen ist freilich eine obere Grenze gezogen, da man die Länge der Antenne aus praktischen Gründen nicht über ein gewisses Maß hinaus steigern kann. Die gebräuchlichen Wellenlängen¹⁾ liegen zwischen 100 und 1000 m; diesen würden Antennenlängen von 25 bis 250 m entsprechen. Drähte oder Masten von der zuletzt genannten Höhe lassen sich natürlich kaum oder nur mit sehr großen Kosten errichten. Daher führt man für so lange Wellen entweder die Antennen nicht in ihrer ganzen Länge

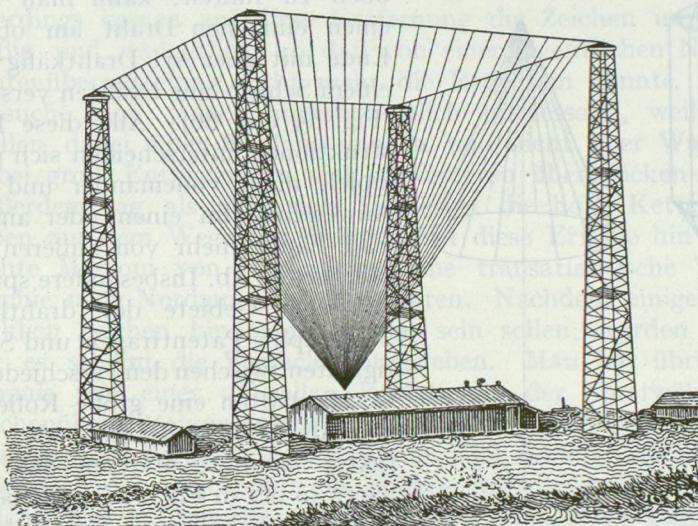


Fig. 64.

Station Poldhu (Südengland) der Marconigesellschaft mit Trichterantenne.

senkrecht empor, oder man benutzt überhaupt nicht mehr einen einfachen Draht, sondern ein netzförmiges System von Drähten, dessen Kapazität bei geringerer Längenausdehnung schon hinreichend groß ist. Freilich kann man in dem letztgenannten Falle die Wellenlänge nur experimentell, nicht durch Rechnung feststellen. Solche Netze oder „Mehrfach-Antennen“ sind in verschiedenen Formen konstruiert worden; die Figuren 63 und 64 zeigen die beiden Typen, welche Marconi als Erster benutzt hat. Beide bestehen aus einer Anzahl

¹⁾ Stationen für besonders große Reichweite arbeiten mit noch größeren Wellenlängen von 2000 m und mehr.

gerader von unten nach oben auseinanderlaufender Drähte, die entweder fächerförmig in einer Fläche nebeneinanderliegen oder eine Pyramide mit abwärts gerichteter Spitze bilden. Bei der ersten, der Harfen-Form, können die Drähte auch parallel laufen statt fächerförmig nach oben auseinanderzugehen. Man kann diese Mehrfach-Antennen als große Metallplatten oder Körper betrachten, welche als Endkapazitäten eines Hertzschen Oszillators dienen und in ein Netzwerk aufgelöst sind. Statt zahlreiche Drähte von der Funkenstrecke aus nach

oben zu führen, kann man auch einen einfachen Draht am oberen Ende mit einer Art Drahtkäfig oder einem Schirm aus Drähten versehen (Fig. 65 und 66). Alle diese Konstruktionen unterscheiden sich prinzipiell nicht voneinander und ihre Anwendung im einen oder andern Fall hängt mehr von äußeren Zufälligkeiten ab. Insbesondere spielen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie Patentfragen und Streitigkeiten zwischen den verschiedenen Gesellschaften eine große Rolle.

Als Wellenindikator oder Detektor benutzte Marconi den Kohärer in der in Fig. 61 angegebenen einfachen Schaltung. Der Kohärer K ist mit einem seiner Pole am unteren Ende einer isoliert aufgehängten Empfängerantenne A , nach

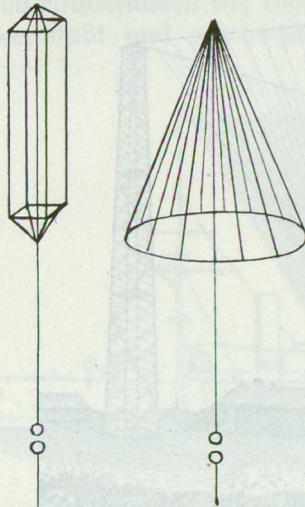


Fig. 65.

Fig. 66.

Antennen: Fig. 65 Käfigform,
Fig. 66 Schirmform.

späteren Versuchen am besten von gleicher Länge wie die Senderantenne, befestigt. Der andre Pol ist durch einen kurzen Draht mit der Erde E verbunden. Der Kohärer bildet ferner einen Teil eines vollkommen geschlossenen Leiterkreises KBW , der die Gleichstrombatterie B und das elektrische Läutewerk W oder einen Morseschreiber (Schreibapparat der gewöhnlichen Telegraphie) enthält. Die ankommenden Wellen versetzen die Antenne in Schwingungen, der Kohärer wird durch dieselben gut leitend, verwehrt dem Gleichstrom in dem geschlossenen Kreis nicht mehr den Weg und dieser, der nun in genügender Stärke fließen kann, setzt mittels des kleinen Elektromagneten M das Läutewerk W bzw. den Morse-Schreibapparat in Tätigkeit.

Mit diesen einfachen Anordnungen erreichte Marconi im Jahre 1897 bei Versuchen im italienischen Kriegshafen von Spezzia eine Nachrichtenübermittlung auf etwa 15 bis 18 km Entfernung. Die Antennenhöhe betrug dabei ca. 30 m. Mit neuen insbesondere durch Verwendung der Mehrfach-Antennen (Fig. 63 und 64) weiter verbesserten Apparaten gelang im Jahre 1902 die Übermittlung der Zeichen auf eine Entfernung von etwa 2500 km von der Riesenstation der Marconigesellschaft in Poldhu (Südengland) nach dem im Hafen von Spezzia liegenden italienischen Kriegsschiff Carlo Alberto. Allerdings kamen auf diese Entfernung die Zeichen unregelmäßig und undeutlich, so daß von einer eigentlichen Nachrichtenübermittlung nicht mehr die Rede sein konnte. Die Versuche sind jedoch außerordentlich interessant, weil die Wellen dabei über Festland gingen und nicht über Wasser, wobei große Entfernungen viel schwerer zu überbrücken sind. Außerdem lag als gewaltiges Hindernis die hohe Kette der Alpen auf dem Wege der Wellen. Auf diese Erfolge hin versuchte Marconi von Poldhu aus eine transatlantische Telegraphie nach Nordamerika einzurichten. Nachdem einigemale wirklich Zeichen hinübergekommen sein sollen, wurden aber wie es scheint die Versuche aufgegeben. Man hat übrigens niemals von einer offiziellen Bestätigung der vorerwähnten Zeichenübermittlung über den atlantischen Ozean vernommen; daher ist der Verdacht gerechtfertigt, daß zufällige elektrische Störungen der Atmosphäre die Zeichen hervorgebracht haben, welche man in Amerika als Wirkung der von Poldhu kommenden Wellen ansehen wollte. Jedenfalls haben die Versuche nicht das erhoffte praktische Resultat ergeben. Dagegen ist es gelungen bis über die Hälfte der Strecke zwischen England und Nordamerika mit Sicherheit Telegramme zu senden und den daselbst verkehrenden Schiffen Nachrichten zu geben, d. h. auf Entfernungen bis gegen 4000 km.

§ 62. Vervollkommnung der drahtlosen Telegraphie. Systeme von Slaby-Arco und von Braun. Die weitere Vervollkommnung der drahtlosen Telegraphie ist auf dem Wege des Probierens und Versuchens unter gleichzeitiger Anwendung der Theorie erfolgt, wobei freilich zahlreiche Irrtümer mit untergegangen sind. Ohne Hilfe der Theorie hätte jedoch die Ausbildung der abgestimmten oder syntonen Wellentelegraphie gar nicht erfolgen können, in welcher Gestalt sie auch ausgeübt werden mag. Abgesehen von rein kon-

struktiven Verbesserungen der Apparate sind es zwei wesentliche Änderungen an der ursprünglichen Marconischen Einrichtung, welche diesen Erfolg gezeitigt haben: die Verringerung der zeitlichen Dämpfung der ausgesandten Wellen und, im engsten Zusammenhang damit, die Benutzung der Resonanz als des gewaltigsten Hilfsmittels zur Verstärkung der Wirkung. Es ist hier nicht möglich, die Etappen des Fortschritts zu verfolgen und den Anteil jedes einzelnen Forschers genau abzugrenzen; wir nennen nach Marconi nur diejenigen Männer, welche in Deutschland besonders hervorgetreten und als Urheber bestimmter Systeme bekannt geworden sind.

Es sind dies der Elektrotechniker Professor Slaby von der technischen Hochschule in Charlottenburg mit seinem Assistenten, dem Grafen Arco, und der Physiker Professor Ferdinand Braun von der Straßburger Universität. Slaby gebührt das Verdienst, zuerst nach dem Bekanntwerden der Marconischen Erfindung in Deutschland erfolgreiche eigene Versuche in großem Maßstabe ausgeführt und insbesondere zweckmäßige Empfängereinrichtungen konstruiert zu haben, durch welche eine abgestimmte Telegraphie ermöglicht wurde; Braun dagegen verdankt die Wellentelegraphie wohl den unstreitig größten Fortschritt der ersten Jahre, sowohl in Hinsicht auf die praktische Ausführung der Apparate als auch in bezug auf die Erkenntnis ihrer Wirkungsweise. Es gelang ihm durch eine bestimmte Schaltungweise — Einfügung eines Kondensatorkreises zwischen Funkeninduktor und Senderantenne —, die ausgestrahlte Energie zu vergrößern, vor allem aber die Dämpfung der ausgesandten Wellen zu verringern, sodaß gewissermaßen — akustisch gesprochen — nicht mehr ein kurzdauerndes Geräusch oder ein Knall, sondern ein langerdauernder Ton von dem Sender ausgeht. Dadurch ist es möglich geworden die Resonanzwirkung voll auszunutzen und den Empfänger so auf den Sender abzustimmen, daß er nur auf dessen Wellen anspricht, von anderen aber garnicht oder nur wenig beeinflußt wird. Bei diesem System können also gleichzeitig mehrere Stationen miteinander verkehren ohne sich gegenseitig zu stören, was bei dem oben beschriebenen einfachen Marconisystem nicht möglich ist.

Die technische Verwertung der verschiedenen Systeme übernahmen Aktiengesellschaften, die sich zum Teil unter Beihilfe schon bestehender großer Elektrizitätsgesellschaften neu bildeten. Das System Slaby-Arco wurde von der Allge-

meinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin, das System Braun von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie eingeführt, die von der Aktiengesellschaft Siemens & Halske in Berlin gegründet wurde. Diese beiden deutschen Gesellschaften bekämpften sich untereinander und mit der englischen „Marconi Wireless Telegraph and Signal Company“, bis im Jahre 1903 eine Einigung zwischen den deutschen Gesellschaften zustande kam. Die nunmehr in Deutschland allein bestehende Gesellschaft für drahtlose Telegraphie nahm ein aus dem Slaby-Arcoschen und Braunschen gemischtes System unter dem Namen „System Telefunken“ an, das die wesentlichen Vorzüge der Braunschen Anordnungen mit den von Slaby benutzten Einrichtungen verband. Dieses jetzt auch im deutschen Landheer eingeführte System, von dem die Gesellschaft Demonstrationsapparate in kleinerem Maßstabe anfertigt, die mit kürzeren Wellen auf kleine Entfernungen, z. B. innerhalb eines Hörsaals zu arbeiten erlauben, soll im folgenden beschrieben werden.

§ 63. Sender oder Geber des Systems **Telefunken**. Energieschaltung nach Braun. Das Prinzip dieser Apparate,

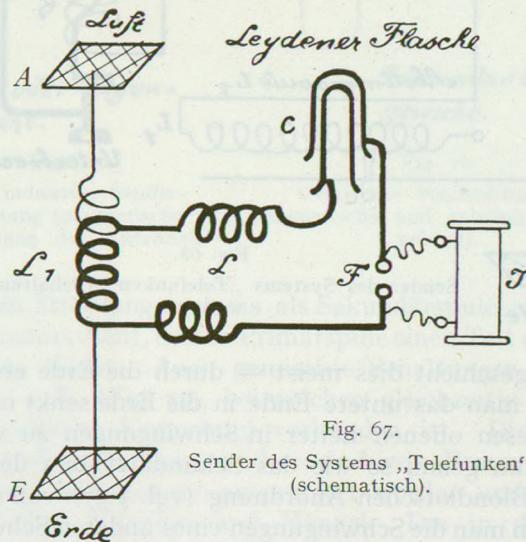


Fig. 67.

Sender des Systems „Telefunken“
(schematisch).

nach welchem jetzt auch die Marconigesellschaft einen Teil der ihrigen baut, ist folgendes: Der ausstrahlende Teil — in dem älteren Marconisystem (vgl. Fig. 60) die Senderantenne

mit der Funkenstrecke und dem an die untere Funkenkugel angelegten Gegengewicht oder der Erde — ist in dem neuen System, dessen Schema Fig. 67 zeigt, ein vollkommen metallischer Leiter *ALE*, gewissermaßen ein Hertzscher Oszillatator, dem er ja in der Form gleicht, ohne Funkenstrecke. Bei dem erwähnten Demonstrationsapparat besteht er aus einem etwa 2 m langen „Luftdraht“ mit quadratischen Drahtnetzen *A* und *E* als Endkapazitäten, der in seiner Mitte zu einer Spule *L*₁ mit einigen Windungen aufgerollt ist; die untere Endkapazität kann — und bei den in der Praxis gebrauchten

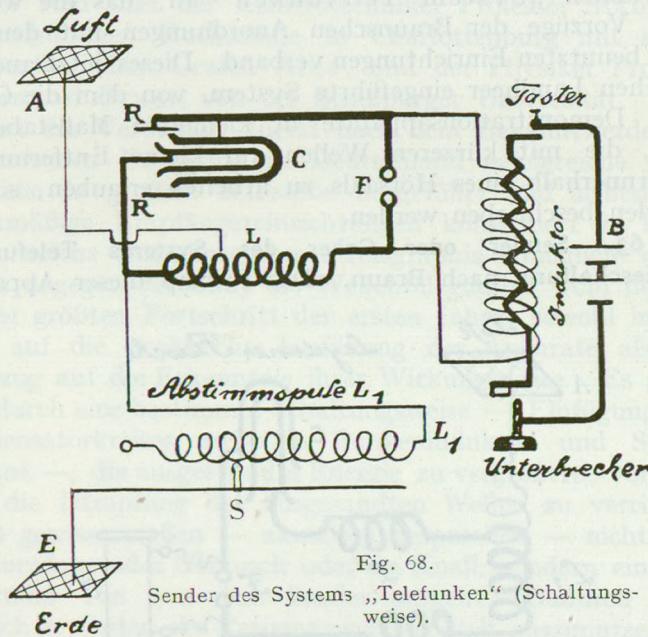


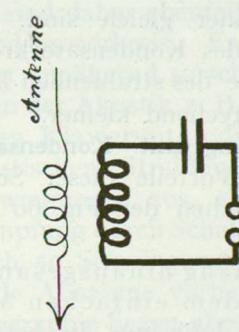
Fig. 68.

Sender des Systems „Telefunken“ (Schaltungsweise).

Apparaten geschieht dies meist — durch die Erde ersetzt werden, indem man das untere Ende in die Erde senkt oder erdet.

Um diesen offenen Leiter in Schwingungen zu versetzen, muß man ihn genau so wie das Sekundärsystem der Lecherschen oder Blondlotschen Anordnung (vgl. § 57) von außen anregen, indem man die Schwingungen eines anderen Schwingungskreises auf ihn überträgt. Während bei dem alten Marconisystem der Antenne die doppelte Aufgabe zukam, die Schwingungen zu erzeugen und auszustrahlen, fallen diese Funktionen nunmehr verschiedenen Teilen getrennt zu.

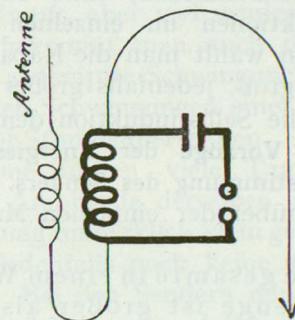
Als Schwingungserzeuger benutzt man einen nahezu geschlossenen Kondensatorkreis (vgl. § 49), der aus einem Kondensator C (Leidner Flasche) und einem zum Teil als Spule L gewickelten Draht mit Funkenstrecke F besteht. Nach der Figur 67 enthält derselbe auch den mittleren in Spulenform gewundenen Teil L_1 des Ausstrahlungssystems (Luftsystem). Das (offene) Ausstrahlungssystem ist hier also mit dem (nahezu geschlossenen) Kondensatorkreis galvanisch gekoppelt. Statt dieser Art der Koppelung, die als direkte Schaltung bezeichnet wird, kann man auch andere wählen, z. B. die rein induktive oder magnetische (Fig. 69), bei welcher die Spule L_1



Erde oder Gegen-gewicht.

Fig. 69.

Rein induktive Senderschaltung (magnetische Koppelung der Antenne).



Erde oder Gegen-gewicht.

Fig. 70.

Gemischte Senderschaltung (magnetische und galvanische Koppelung).

des offenen Strahlungssystems als Sekundärspule eines kleinen Transformators dient, dessen Primärspule einen Teil des Kondensatorkreises bildet. Auch gemischte Schaltungen lassen sich herstellen, z. B. (Fig. 70), bei welchen gleichzeitig galvanische und magnetische Koppelung vorhanden ist. Die hier angegebenen und noch einige andere sind von Braun und seinen Mitarbeitern systematisch ausprobiert worden und haben jede ihre speziellen Vorzüge und Mängel. Die in dem System Telefunken angenommene direkte Schaltung ist ähnlich der von der Slaby-Arco-Gesellschaft benutzten, welche früher als System Slaby-Arco bezeichnet worden ist.

Der Kondensatorkreis $CFLL_1$ wird durch den Induktor J

geladen und führt jedesmal, wenn eine Funkenentladung über die Funkenstrecke F erfolgt, seine Eigenschwingungen aus. Diese übertragen sich zwangsweise auf das offene Luftsystem AL_1E , das dadurch in erzwungene Schwingungen gerät. Im allgemeinen sind dieselben schwach und unregelmäßig; nur in dem Falle werden sie kräftig, wenn das Luftsystem dieselbe Eigenperiode hat wie der Kondensatorkreis, oder wenn es, wie man sagt, auf den Kondensatorkreis abgestimmt ist. Da die Schwingungsperioden beiderseits durch das Produkt aus Selbstinduktion und Kapazität bestimmt sind, so muß es natürlich möglich sein diese Perioden einander gleichzumachen, ohne daß die Kapazitäten und die Selbstinduktionen im einzelnen einander gleich sind. Im allgemeinen wählt man die Kapazität des Kondensatorkreises möglichst groß, jedenfalls größer als die des strahlenden Luftsystems, die Selbstinduktion dementsprechend kleiner.

§ 64. Vorzüge der Energieschaltung mit Kondensatorkreis. Abstimmung des Senders. Die Vorteile dieser Schaltung gegenüber der einfachen Marconischen der Fig. 60 sind folgende:

1. Die gesamte in einem Wellenzug hinausgesandte Energiemenge ist größer als bei dem einfachen Marconisender. Denn bei diesem steht dafür nur die Energie des elektrischen Feldes zur Verfügung, welches von den durch den Induktor den beiden Oszillatorkästen zu Beginn mitgeteilten positiven und negativen Ladungen stammt. Da die Kapazität dieses, einen modifizierten Hertzschen Oszillator bildenden, Systems nur klein ist, so sind die in Betracht kommenden Elektrizitätsmengen und damit auch die Energie des zu Anfang vorhandenen elektrostatischen Feldes verhältnismäßig gering. Man kann die letztere auch nicht durch Erhöhung der Entladespannung beliebig steigern, indem man zu diesem Zweck die Funkenstrecke verlängert; denn hierdurch vergrößert man deren Widerstand und die von diesem bewirkte Dämpfung bald so sehr, daß die Wirkung geschwächt wird und schließlich gar keine Schwingungen mehr entstehen.

Durch die von Braun angegebene Zuschaltung eines Kondensatorkreises mit großer Kapazität wird aber bei gleicher Entladespannung die angesammelte Elektrizitätsmenge, also auch die Energiemenge weit größer. Zur Hervorhebung dieser charakteristischen Eigenschaft wird diese Schaltungsart als Energieschaltung bezeichnet.

2. Die Dämpfung der ausgesandten Wellen ist geringer als bei dem einfachen Marconisender. Bei jeder Schwingung sendet das Luftsysteem einen bestimmten — ziemlich großen — Bruchteil der ihm vom Kondensatorkreis gelieferten Energie als Strahlung hinaus, wodurch seine Schwingungsamplitude gerade so wie die des einfachen Marconisenders stark gedämpft werden würde, wenn nicht von dem großen Energievorrat des Kondensatorkreises immer wieder ein Nachschub erfolgte. Allmählich wird hierdurch, und natürlich auch durch Erzeugung Joulescher Wärme in den Drähten und die Wärmeerzeugung in der Funkenstrecke *F*, die Energie des Kondensatorkreises verbraucht; die ausgesandten Schwingungen sind daher ebenfalls gedämpft, aber viel weniger als ohne Kondensatorkreis. Freilich bekommt man auch damit noch nicht annähernd so schwach gedämpfte Schwingungen wie wir sie in der Akustik z. B. bei den Schwingungen einer angeschlagenen Klaviersaite oder einer Stimmgabel haben. Denn diese akustischen Strahlungssysteme führen viele Tausende von Schwingungen aus, ehe die Amplitude derselben infolge der Dämpfung durch Schallstrahlung unmerklich klein geworden ist. Nach 50 Schwingungen ist jedenfalls noch keine sehr bedeutende Abnahme vorhanden. Bei den Sendern der drahtlosen Telegraphie liegen aber die Verhältnisse so, daß bei der Braunschen Energieschaltung die Amplitude schon nach 10 Schwingungen auf etwa die Hälfte, bei dem einfachen linearen Marconisender jedoch nach der gleichen Anzahl sogar auf etwa den zwanzigsten Teil der Anfangsamplitude gesunken ist, was dem völligen Erlöschen nahekommt. Diese Zahlen variieren je nach der speziellen Ausführung der Apparate, die hier angegebenen sind nur ungefähre Mittelwerte. Wie man sieht, können die Tonwellen, die von einer Klaviersaite ausgehen, gegenüber den elektrischen Wellen auch der Energieschaltung als nahezu ungedämpft gelten.

3. Die ausgesandte Schwingung ist reiner oder homogener, d. h. sie enthält nicht so viele Oberschwingungen wie bei dem Marconisender. Nach § 60 ist jeder offene Oszillatator imstande, außer seiner Grundschwingung auch Oberschwingungen zu geben, deren Perioden und Wellenlängen kleiner sind als diejenigen der Grundschwingung. Welche von ihnen zustande kommen und in welcher Intensität, das hängt von der Art der Erregung ab, insbesondere von der Lage der Erregungsstelle auf dem Oszillatator. Bei

dem Oszillator mit Funkenstrecke spielt auch die Natur des Funkens, die nicht bei allen aufeinanderfolgenden Entladungen konstant ist, eine Rolle. Der letztere Einfluß fällt bei dem mit Kondensatorkreis gekoppelten Sendersystem überhaupt weg, da derselbe keine Funkenstrecke enthält. Die Erregung läßt sich, indem man die Koppelung an einer bestimmten Stelle des Luftsysteins anbringt, leicht so einrichten, daß gewisse Oberschwingungen überhaupt nicht auftreten können. Bei genügend loser Koppelung kommt, wenn Sendersystem und Kondensatorkreis bezüglich einer Schwingung aufeinander abgestimmt, miteinander in Resonanz sind, überhaupt nur diese eine Schwingung intensiv zustande, alle anderen haben unmerklich kleine Intensität. Zu den bisher angeführten Vorteilen kommt als weiterer noch hinzu:

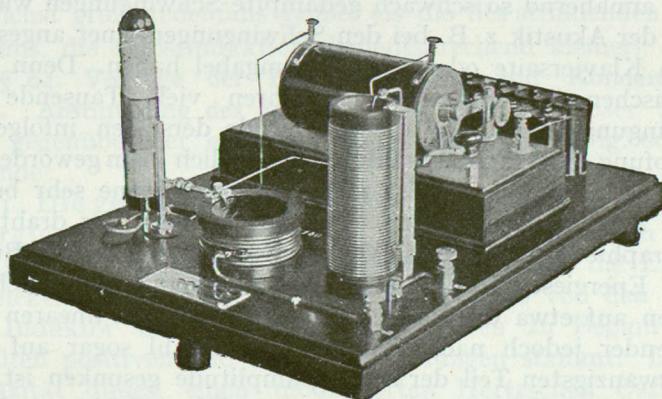


Fig. 71.

Sender des Systems „Telefunken“ (Demonstrationsmodell).
Von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin.

4. Das Sendersystem (Luftsysteim) erhält nicht die hohe Ladespannung von dem Induktor wie die Antenne des einfachen Marconisystems, braucht also auch nicht so peinlich gut isoliert zu sein.

Um die genannten Vorteile der Energieschaltung voll auszunutzen, muß man vor allem beide Systeme (Kondensatorkreis und Luftsysteim) aufeinander abstimmen können. Dazu ist an dem Demonstrationsapparat, dessen Schaltungsweise Figur 68 zeigt, die dort skizzierte Einrichtung getroffen, mittels welcher man im Luftsysteim die Selbstinduktion durch Zu- oder Abschalten von Windungen der Abstimm-

spule L_1 , an welcher der Schleifkontakt S entlang gleitet, innerhalb gewisser Grenzen verändern kann. Die in der Zeichnung links von S gelegenen abgeschalteten Windungen der Abstimmspule befinden sich nicht im Stromkreis des Luftsystems, sondern nur immer die rechts gelegenen; sie bilden einen zwar unnötigen, aber nicht störenden Ansatz. In dem durch dicke Linien bezeichneten Kondensatorkreis lässt sich die Kapazität ändern, indem man Leidener Flaschen zu- oder abschaltet oder auch — wie bei dem Demonstrationsapparat — indem man die äußere Belegung der Leidener Flasche durch Anlegen des Metallringes R vergrößert bzw. durch Abnehmen verkleinert. Die Koppelung wird durch die den beiden Stromkreisen gemeinsamen Windungen der Spule L bewirkt. Außer diesen für den Sendeapparat wesentlichen Schwingungskreisen zeigt die Figur noch die beiden Stromkreise (primären und sekundären) des ladenden Induktors, in dessen primärem Kreis sich die galvanische Batterie B , der Taster oder Stromschlüssel und der selbsttätige Unterbrecher befinden, deren Wirkungsweise schon im § 55 bei Besprechung der Hertzchen Hohlspiegelversuche erklärt worden ist. Figur 71 zeigt nach einer Photographie, die Ansicht des Demonstrationsapparates, auf der man leicht die Leidener Flasche (links), die flache Koppelungsspule L (in der Mitte) und die langgestreckte Abstimmungsspule L_1 (rechts) nebst den Nebenapparaten (Induktor und Batterie) erkennt.

§ 65. Der Empfangsapparat des Systems Telefunken. Der Empfangsapparat des Systems Telefunken bildet gewissermaßen die Umkehrung des Sendeapparates. Er besteht im wesentlichen aus dem gleichen Luftsystem wie bei dem Sender und einem Kondensatorkreis, der mit dem Luftsystem induktiv (magnetisch) gekoppelt ist und an den der empfindliche Wellenanzeiger, ein Kohärer aus Messingspähnen, angeschlossen ist. Die Figur 72 zeigt schematisch die ganze Anordnung, Figur 73 die äußere Ansicht des Apparates ohne Luftsystem. Das Luftsystem A , L_1 , E enthält in seiner Mitte eine Abstimmungsspule L_1 (in Fig. 73 die hohe Spule rechts), die der Abstimmungsspule des Senders gleich ist, und eine feste Spule (in Fig. 73 die flache äußere Spule links), welche als Primärspule induzierend auf die Spule L_2 des Kondensatorkreises wirkt (in Fig. 73 die innere Spule des kleinen Transformators links). Der Kondensatorkreis ist in Fig. 72 dick ausgezogen,

er wird von der Spule L_2 und dem kleinen Plattenkondensator C_2 nebst den nötigen Verbindungsdrähten gebildet. Dieser Kreis läßt sich durch Veränderung der Kondensatorkapazität abstimmen. Der Kondensator C_2 besteht nämlich aus zwei Metallplatten, jede in Form eines Kreissektors von 90° (Viertelkreis), von denen die eine um die gemeinsame Kreisachse drehbar ist, so daß man sie durch eine einfache Drehung in die Stellungen a und b der Fig. 74 bringen kann. In der Stellung a stehen sich beide Flächen nahe gegenüber und die Kapazität ist am größten, in der Stellung b sind sie weit entfernt und die Kapazität ist am kleinsten. Statt je einer

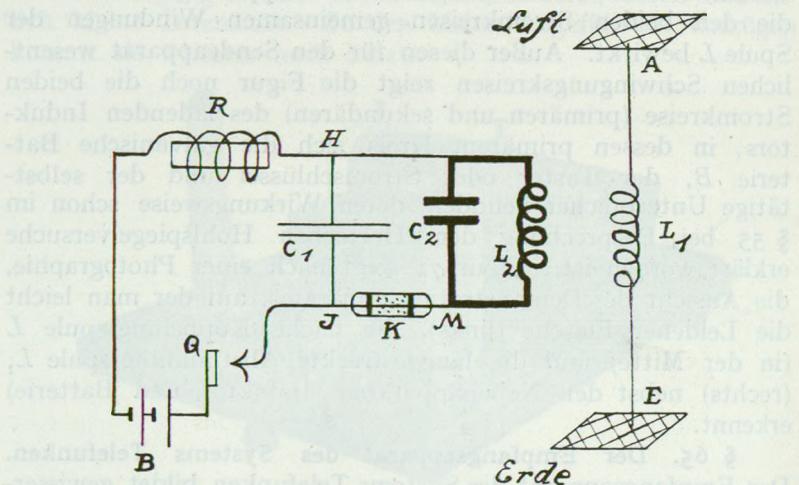


Fig. 72.

Empfangsapparat des Systems „Telefunken“ (schematisch).

Scheibe nimmt man in Wirklichkeit mehrere auf derselben Achse sitzende, so daß zwei Plattenäste entstehen, die ineinander greifen ohne sich zu berühren.

Sind nun beide Kreise aufeinander und auf den Sender abgestimmt, so werden durch die auffallenden Wellen kräftige Schwingungen im Kondensatorkreis erregt und es entstehen zwischen den Platten des Kondensators C_2 relativ hohe Spannungen. Diese wirken auf den Kohärier, dessen beide Pole an je eine der Belegungen von C_2 angelegt sind, so daß der Kohärier im Nebenschluß zu dem Kondensator C_2 liegt. Damit jedoch dieser Nebenschluß nicht zusammen mit der Spule

L_2 eine geschlossene metallische Leitung bildet, wodurch der Kondensatorkreis zerstört wäre, ist die Nebenschlußleitung an einer Stelle durch den Kondensator C_1 mit verhältnismäßig großer Kapazität unterbrochen. So entsteht der Nebenschluß G, H, C_1, J, K, M , als Abzweigung vom Kondensator-

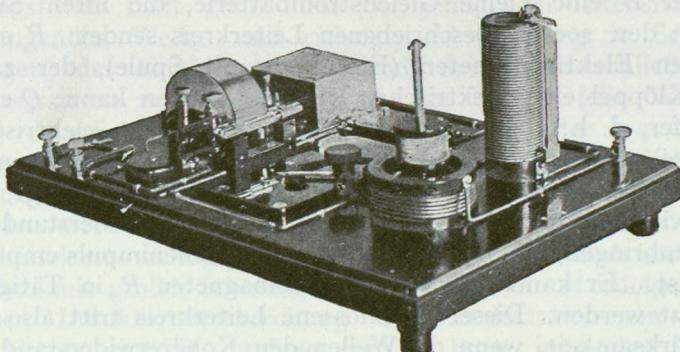


Fig. 73.

Empfangsapparat des Systems „Telefunken“ (Demonstrationsmodell).
Von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin.

kreis. Wegen der viel größeren Kapazität von C_1 können sich in dieser Leitung die durch die Spule L_2 auch zu einem vollen Kondensatorkreis, aber mit viel längerer Periode als der Kondensatorkreis L_2, C_2, M gemacht wird, nicht die schnellen Schwingungen dieses letzteren intensiv ausbilden. Wohl aber

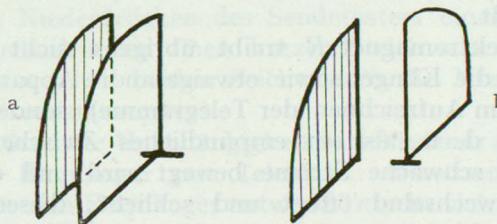


Fig. 74.

Kondensator mit veränderlicher Kapazität (schematisch).

wirkt der große Kondensator für diese Schwingungen wie eine metallische Überbrückung, so daß fast die ganze Spannungsdifferenz, welche infolge Anwachsens der Schwingungen zwischen den Belegungen des kleinen Kondensators C_2 entstanden ist, sich auf die Pole des Kohärers wirft, und diesen kräftig beeinflußt.

Sowie nun hierdurch der Widerstand des Kohärs hingreichend verkleinert ist, tritt die von den Punkten H und J abzweigende Leitung $H R B Q J$ in Tätigkeit, die mit der Leitung $H L_2 M K J$ zusammen einen auch für Gleichstrom passierbaren geschlossenen Leiterkreis bildet. In diesem bedeutet B eine kleine Gleichstrombatterie, die ihren Strom durch den soeben beschriebenen Leiterkreis sendet; R einen kleinen Elektromagneten (Eisenkern mit Spule), der z. B. den Klöppel einer elektrischen Klingel bewegen kann; Q einen Klopfer, d. h. einen genau der eben erwähnten elektrischen Klingel nachgebildeten Apparat, dessen Klöppel jedoch nicht gegen eine Glocke sondern gegen den Kohäer schlägt, um ihn wieder in den alten Zustand mit großem Widerstand zurückzubringen, in dem er für einen neuen Wellenimpuls empfindlich ist. Er kann von dem Elektromagneten R in Tätigkeit gesetzt werden. Dieser geschlossene Leiterkreis tritt also nur in Wirksamkeit, wenn die Wellen den Kohäerwiderstand genügend verkleinert haben, und auch dann nur kurze Zeit, da durch den Klopfer der Widerstand sofort wieder erhöht wird. Der minimale Gleichstrom, der dauernd in dem immer geschlossenen Leiterkreise fließt, kommt nicht in Betracht. Für die schnellen Schwingungen der Kondensatorkreise $L_2 C_2$ und auch $L_2 C_1$ ist die geschlossene Leitung über $R B Q$ nicht vorhanden, da die große Selbstinduktion des Elektromagneten R nach § 48 wie ein ungeheuer großer Widerstand (Impedanz) wirkt, der dieselben nicht in merklicher Stärke zustande kommen lässt.

Der Elektromagnet R treibt übrigens nicht selbst den Klopfer und die Klingel sowie etwaige andre Apparate (Morse-schreiber zum Aufzeichnen der Telegramme), sondern er wirkt als Relais, d. h. als ein empfindliches Zwischenglied, das schon durch schwache Ströme bewegt wird und dabei einen Kontakt abwechselnd öffnet und schließt; dieser wirkt als Stromschlüssel in einem zweiten unabhängigen Gleichstromkreis, in welchem die genannten Apparate angebracht sind. Man erreicht so eine größere Empfindlichkeit der Anordnung und schützt den Kohäer vor stärkeren Strömen, die ihn schädigen würden. Dieser „Arbeitsstromkreis“ ist in Fig. 72 nicht gezeichnet; er enthält noch einige für das sichere Funktionieren des Apparates wichtige Einrichtungen, insbesondere solche, um elektrische Schwingungen zu verhindern, welche beim jedesmaligen Öffnen des Arbeitsstromkreises, das gewöhnlich mit

einem kräftigen Öffnungsfunken verbunden ist, entstehen können und infolge der großen Nähe des Kohärers diesen stark beeinflussen würden.

Jedesmal wenn infolge einer Stromunterbrechung im Induktor der Sendestation von dorther ein Wellenzug die Empfangstation trifft, gerät diese bei genügender Intensität der anlangenden Wellen und richtiger Abstimmung in Schwingungen; der Kohärer wird leitend, das Relais schließt den Arbeitsstrom und dieser beginnt, die Klingel (den Wecker) und den Schreibapparat (Morseschreiber), oder was sonst eingeschaltet ist, in Bewegung zu setzen. Sofort aber wird durch den ebenfalls in Bewegung gesetzten Klopfer der Kohärer wieder stromlos gemacht, das Relais fällt zurück und der Arbeitsstrom wird geöffnet. Dieses Spiel wiederholt sich von neuem mit großer Schnelligkeit, da gleich darauf infolge einer neuen Induktorunterbrechung der Sendestation ein neuer Wellenzug eintrifft, und so fort so lange man den Taster der Sendestation niederdrückt und damit den Unterbrecher spielen lässt. Würde der Morseschreiber ebenso schnell folgen wie die leichteren Apparate (Klopfer und Klingel) so würde bei jeder Unterbrechung ein Punkt auf dem Papierstreifen entstehen; da er aber schwerfälliger ist und sich langsamer bewegt als jene, so hat er nicht Zeit zurückzugehen, sondern der Hebel mit dem Schreibstift bleibt auch in den kurzen Pausen zwischen dem Eintreffen zweier Wellenzüge gegen den vorbeilaufenden Papierstreifen gedrückt. Er schreibt daher bei langem Niederdrücken des Sendetasters einen langen, bei kurzem Niederdrücken einen kurzen Strich oder sogenannten Punkt, aus welchen beiden Zeichen sich die Morseschrift der Telegraphie zusammensetzt.

§ 66. Grad der Unabhängigkeit verschiedener abgestimmter Stationen. Empfänger mit Telephon. Verstimmt man den Sender oder den Empfänger entweder nur in sich selbst (Luftsystem gegen Kondensatorkreis) oder auch beide gegen einander, so hört der Empfänger sofort zu wirken auf, oder er arbeitet, wenn die Verstimmung nicht sehr groß ist, unregelmäßig und schwächer. Stellt man wieder Konsonanz her, indem man auch die andre Station auf die geänderte Periode einstimmt, so beginnt er sofort wieder regelmäßig und kräftig zu arbeiten. Die Abstimmung muß um so sorgfältiger erfolgen, je loser die Koppelung zwischen Luftsystem und Kondensatorkreis und je kleiner die Dämpfung der eintreffenden Wellen ist.

Je größer die letztere ist, desto mehr wirkt der Wellenzug wie ein Gemisch von Wellen verschiedener Periode oder wie ein Stoß, bei dem keine ausgesprochene Resonanz möglich ist. Feste Koppelung wirkt ähnlich, indem nach § 58 dabei nicht eine einzige Schwingung, sondern zwei mit nahe beieinander liegenden Perioden als mögliche Eigenschwingungen sich ergeben, wodurch offenbar bei dem Empfänger die Resonanz breite, d. h. das Intervall von Schwingungszahlen, auf welche er noch anspricht, größer wird.

Man kann den analogen akustischen Versuch leicht ausführen, wenn man zwei Stimmgabeln mit genau gleichen Schwingungszahlen benutzt. Streicht man die eine kräftig an und dämpft ihre Schwingungen nach einigen Sekunden plötzlich durch Gegenhalten eines Tuches oder dergleichen, so hört man die andre in einigen Metern Entfernung ruhig aufgestellte Gabel schwach tönen. Verstimmt man aber die eine von ihnen durch Aufkleben von etwas Wachs an die Zinken nur ganz wenig, so daß das Ohr noch keinen Unterschied in der Tonhöhe bemerkt, so reagiert die empfangende Stimmgabel nicht mehr; sie tut es jedoch sofort wieder, wenn man auch die andre entsprechend verstimmt. Noch einfacher, aber weniger klar läßt sich die Resonanzwirkung demonstrieren, wenn man gegen die Saiten eines Klaviers singt, nachdem man mit dem Pedal die Dämpferfilze abgehoben hat. Es tönen dann diejenigen Saiten, welche mit dem hineingesungenen Ton oder einem seiner stärkeren Obertöne unisono sind, aber auch nur diese, während die benachbarten Saiten so gut wie vollkommen ruhig bleiben.

Eine so scharfe Abstimmung wie bei diesen akustischen Versuchen ist freilich bei den stärker gedämpften elektrischen Wellen der oben beschriebenen Apparate nicht nötig, dafür ist aber auch die Abgrenzung der Wirkung nicht so eng umschrieben. Es müßten bei dem akustischen Versuch auch die nächst benachbarten Saiten des Klaviers noch etwas mitschwingen, um die Analogie vollkommen zu machen. Daher dürfen die Schwingungszahlen mehrerer Stationenpaare, die gleichzeitig in derselben Gegend arbeiten sollen, nicht sehr nahe beieinander liegen, sonst würden sich die Stationen trotz der Abstimmung gegenseitig stören. Nach den Versuchen müssen die Unterschiede der Wellenlängen wenigstens 4 Prozent betragen; wenn also eine Station mit Wellen von 600 m arbeitet, so darf in demselben Bereich nur mit Wellen telegraphiert

werden, die länger als etwa 624 oder kürzer als 576 m sind. Dadurch ist die Zahl der in einem gewissen Gebiet gleichzeitig zulässigen Stationen immerhin beschränkt, besonders da man aus praktischen Gründen auf ein gewisses Intervall von Schwingungszahlen beschränkt ist, das etwa von 300 000 bis 3 000 000 Schwingungen pro Sekunde mit den Wellenlängen 1 km bis 100 m reicht, also ungefähr drei Oktaven umfaßt. Auf keinen Fall sind beliebig viele Stationen, etwa in der Anzahl wie bei dem Telephonnetz einer großen Stadt die einzelnen Anschlüsse, zu gleichzeitigem Arbeiten zulässig.

Aber auch bei der bis jetzt erreichten besten Abstimmung sind Störungen unvermeidlich, wenn in der Nähe des Aufnahmeapparates eine Station Wellen irgend einer andern Wellenlänge mit sehr großer Intensität aussendet, insbesondere stark gedämpfte. Wie weit jedoch auch hierin die Unabhängigkeit geht, erhellt z. B. aus Versuchen, welche Marconi von der Station Poldhu aus schon im Jahre 1903 angestellt hat. Trotzdem diese Riesenstation, die mit dem enormen Aufwand von ca. 21 000 Watt oder nahezu 30 Pferdestärken ihre Wellen aussendet, in Tätigkeit war, wurde eine 10 km davon entfernte Station auf Kap Lizard bei geeigneter Abstimmung von diesen Wellen nicht gestört, sie konnte aber die Telegramme einer kleinen auf sie abgestimmten Sendestation, die ganz nahe der Poldhustation (nur 100 m von ihr entfernt) aufgestellt war, glatt aufnehmen. Freilich lagen die Verhältnisse insofern günstig, als die Wellenlängen beider Stationen sehr verschieden waren. Andre Beobachtungen haben aber ähnliche Resultate ergeben; so sind z. B. auch keine Störungen bekannt geworden, welche die 1906 bei Norddeich an der friesischen Küste gegenüber den Inseln Juist und Norderney errichtete große Station der deutschen Telegraphenverwaltung verursacht hätte, obwohl diese Station einen Aktionsradius von etwa 1500 km besitzen soll, innerhalb dessen sie Telegramme geben kann.

Sind nun auch die Empfangsstationen bis zu einem gewissen Grade gegen Störungen durch fremde Sendestationen zu schützen, so ist es nicht umgekehrt möglich, die Aufnahme eines ausgesandten Wellentelegramms durch eine unberufene Station zu verhindern. Auch wenn man daselbst die Wellenlänge und Schwingungszahl der Welle gar nicht kennt, so kann man leicht und schnell in der im § 64 beschriebenen Weise die Schwingungszahl des Empfangsapparates so lange

variieren, bis man kräftige Wirkung erhält, wenn nur überhaupt Wellen da sind. Es gibt jedoch auch Apparate, die empfindlicher sind als die oben beschriebenen zur automatischen Aufzeichnung der Telegramme dienenden, mit denen man ohne Abstimmung die Telegramme freilich nicht aufzeichnen aber abhören kann. Diese Apparate dienen gleichzeitig überall da zur Aufnahme, wo die automatisch schreibenden zu unempfindlich sind, also beim Telegraphieren auf extrem weite Entfernung. Sie beruhen auf der außerordentlich großen Empfindlichkeit des gewöhnlichen Hörtelephons gegen minimale Schwankungen der Stromintensität. Wenn in einem geschlossenen Stromkreis $T B K$ (Fig. 75), in welchem die galvanische Batterie B einen konstanten Strom erzeugt, der Widerstand sich plötzlich ganz wenig ändert, so zeigt ein ein-

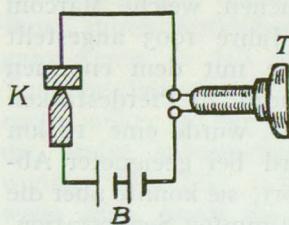


Fig. 75.

Telephonempfänger der drahtlosen Telegraphie.

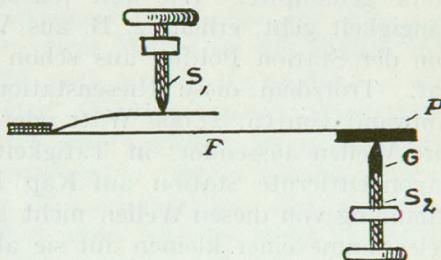


Fig. 76.

Kohlekokhäher des Koepselschen Telephonempfängers.

geschaltetes Telephon T die dadurch erzeugte Stromstärkeänderung durch ein mehr oder weniger lautes einmaliges Knacken an. Befindet sich also in dem Kreis ein Kohärer oder irgend ein anderer Wellenindikator K , dessen Widerstand durch das Auftreffen elektrischer Wellen geändert wird, so erzeugt jeder ankommende Wellenzug ein Knacken im Telephon. Der gewöhnliche Kohärer mit Metallkörnern ist hier nicht brauchbar, da er nach jedesmaligem Auftreffen der Wellen erst wieder durch eine Erschütterung in den empfindlichen Zustand gebracht werden muß. Statt dessen benutzt man andre sich selbst regenerierende Kohärer, zweckmäßig solche aus Kohle, welche die Eigenschaft haben, sofort nach dem Aufhören der Wellenwirkung wieder in den alten Zustand zurückzukehren. Gut eignet sich dazu ein einfacher Mikrophonkontakt, d. h. ein spitzes Stückchen leitender Kohle, das mit sanftem regu-

lierbaren Federdruck gegen ein andres oder gegen eine Eisenplatte gedrückt wird. Die Konstruktion eines solchen Kohlekokhärs nach Koepsel zeigt Fig. 76. *G* ist die Kohlespitze, *P* eine Eisenplatte, die an der langen Feder *F* befestigt ist. Die Schrauben *S₁* und *S₂* dienen zum Regulieren des Druckes, *S₂* zugleich auch zur Stromzuführung,

Die Empfangsapparate mit Telephon sind zwar weit empfindlicher als diejenigen mit Schreibapparaten, sie registrieren aber die Telegramme nicht, geben also keine Dokumente, auf die man sich stützen kann. Man hört bei ihnen die Zeichen des telegraphischen Morsealphabets und muß sie selber aufschreiben, wobei natürlich leicht Irrtümer vorkommen können. Auch läßt sich, da der Strom zu schwach ist, um selbst ein hochempfindliches Relais zu treiben, keine Klingel (Wecker) anbringen, mit dem man zu Beginn des Telegraphierens die andere Station anruft. Der Stationsbeamte muß deshalb dauernd das Telephon am Ohr haben um kein Telegramm zu überhören. Aus diesen Gründen werden Telephon-Empfänger gewöhnlich nicht für sich allein, sondern nur neben den anderen Apparaten als Ergänzung benutzt.

Statt des Kohärs sind im Laufe der Zeit noch andere Wellenindikatoren aufgetaucht, die aber jenen nicht haben verdrängen können. Sie beruhen teils auf den Wärmewirkungen der im Empfangssystem entstehenden Schwingungen, die ja als elektrische Ströme auch Joulesche Wärme erzeugen müssen; teils auf einer sehr merkwürdigen Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften des Eisens; teils auf einer Widerstandsänderung von Elektrolyten, wie verdünnter Schwefelsäure usw., bei der Bestrahlung. Man unterscheidet demnach thermische, magnetische und elektrolytische Indikatoren neben dem Kohärer. Wir können auf diese Apparate aber nicht näher eingehen.

§ 67. Fortleitung der Wellen an der Erde. Versuche über gerichtete Wellentelegraphie. Im § 61 lernten wir die Rolle kennen, welche die Erde bei einem geerdeten unsymmetrischen Sender für die Entstehung der Wellen spielt. Wir wollen nunmehr ihre Rolle bei der Ausbreitung der Wellen betrachten. Daß ein Einfluß der Erde darauf vorhanden sein muß, ergibt sich aus der Tatsache, daß auf festem trocknen Land, auch wenn es ganz eben ist, geringere Entfernung erreicht werden als auf feuchtem oder auf See. Offenbar spielt also die durch das Wasser bedingte elektrische Leit-

fähigkeit eine Rolle, und man muß bedenken, daß die Erde ein mehr oder weniger guter Leiter ist; ein guter an den Stellen, wo viel Wasser ist, dagegen ein schlechter an trockenen Stellen (Felsen, Wüstensand). Da die Wellen immer dicht am Erdboden erzeugt werden, so gleiten sie längs demselben dahin, ganz ähnlich wie die im § 57 behandelten Wellen längs den Metalldrähten dahingleiten. Statt einer linearen Führung haben wir jedoch die Führung längs einer fast ebenen Fläche, nämlich der im Verhältniß zu der Länge der Wellen schwach gekrümmten Erdoberfläche. Man hat es also durchaus nicht mit frei im Raum sich ausbreitenden Kugelwellen zu tun, wie man anfangs glaubte, und die Wellen dringen nicht etwa durch den Erdboden oder das Meerwasser hindurch. Vielmehr werden sie da, wo sie zum Eindringen in Erdreich veranlaßt werden, z. B. beim Auftreffen auf steile Hügel u. dergl., stark absorbiert, und nur der Teil der Welle, welcher über den Hügel hinweggleitet, kann nahezu ungeschwächt hinter ihm fortschreiten.

Die von dem Oszillator erzeugten Wellen existieren nur in dem Dielektrikum (Luft) oberhalb der Erdoberfläche. Die Form der Wellen, die durch das Bild der fortschreitenden elektrischen Kraftlinien gegeben ist, erhält man aus der Fig. 50 des § 56, wenn man daselbst die untere punktierte Hälfte wegläßt; die horizontale Linie, welche beide Teile trennt, stellt die Erdoberfläche dar. Die Fußpunkte der Kraftlinien gleiten mit den an ihnen haftenden Elektrizitätsmengen stetig nach außen fort. Diese mitwandernden elektrischen Ladungen, die sich nur in einer unendlich dünnen Schicht der Erdoberfläche befinden, stellen eine elektrische Strömung, einen Leistungsstrom dar, der mit Erzeugung Joulescher Wärme verbunden ist. Dieser Vorgang bedingt, wie wir aus § 28 wissen, einen Verbrauch der elektrischen Feldenergie, und somit eine Absorption der Wellen, deren Intensität dadurch geschwächt wird. Je kleiner die Leitfähigkeit, je größer also der elektrische Widerstand der obersten Erdschicht (bezw. Wasserschicht) ist, um so größer ist die Schwächung der Wellen. Daher kommt es, daß man über verhältnismäßig gutleitendes Seewasser mit denselben Mitteln etwa drei- bis fünfmal so weit telegraphieren kann wie über Land.

Die Führung der elektromagnetischen Wellen durch die Erdoberfläche bringt sehr erhebliche Vorteile mit sich. Hätte man nämlich freie Wellen, die sich in geradlinigen Strahlen

ausbreiten, so würde man wegen der Krümmung der Erdoberfläche niemals so große Entferungen haben erreichen können. Man könnte dann natürlich nur zwischen je zwei Stationen telegraphieren, die sich gegenseitig sehen können, zwischen denen also auch eine optische Telegraphie mit Scheinwerfern usw. möglich ist. (Diese ist übrigens, da ja Lichtwellen auch elektromagnetischer Natur sind, ebenfalls eine Art elektromagnetischer Wellentelegraphie). Allenfalls könnte man wegen der stärkeren Beugung der langen Wellen die doppelte oder vielleicht dreifache Entfernung zu erreichen hoffen. Eine einfache Rechnung zeigt, daß der Gesichtskreis, den man von einem 1000 m über der Erdoberfläche befindlichen Standpunkt übersieht, nur etwa 100 km Radius hat. Würden Sende- und Empfangsstation beide in solcher Höhe angebracht sein, so könnten sie sich gerade eben in 200 km Entfernung noch sehen, wie Fig. 77 zeigt, in welcher dieselben durch die Punkte A und A' bezeichnet sind. Bei tieferer Lage — Höhen von 1000 m stehen ja nur im Gebirge zur Verfügung — wäre die Reichweite noch kleiner. An Entferungen von 3000 km und mehr, wie sie tatsächlich erreicht worden sind, wäre dabei nicht zu denken gewesen. Die Erfahrung hat auch gelehrt, daß es gar keine Vorteile bringt, die Stationen möglichst hoch anzulegen, und dadurch wird am besten bewiesen, daß die Wellen sich nicht als geradlinige Strahlen, sondern längs der Erdoberfläche ausbreiten.

Diese Ausbreitung findet natürlich von dem Erregungszentrum nach allen Seiten gleichmäßig statt, genau so wie sich die durch einen ins Wasser geworfenen Stein erregten Wasserwellen nach allen Seiten hin ausbreiten. Das kann ein Vorteil sein, wenn man Nachrichten geben will ohne daß man genau weiß, wo der Empfangsapparat sich befindet, oder wenn man gleichzeitig an viele Stationen telegraphieren will. Im allgemeinen würde es jedoch zweckmäßiger sein, die Wellen nur nach einer Richtung senden zu können, schon deswegen, weil man dann andere Stationen, die außerhalb des Wellenzuges liegen, garnicht beeinflußte und so vor unbefugtem Auf-

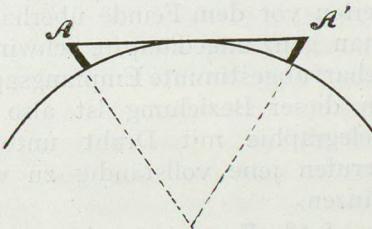


Fig. 77.
Reichweite der optischen Telegraphie.

fangen der Nachrichten besser geschützt wäre. Dieses Ziel, zu dessen Verwirklichung schon mannigfache Vorschläge gemacht worden sind, ist aber noch in weiter Ferne. Vielleicht läßt es sich praktisch überhaupt nur für kurze Wellen verwirklichen, die man wie Lichtwellen mit Hohlspiegeln konzentrieren und als Strahlenbündel hinaussenden kann. Bei Wellen von 100 m Länge und mehr müßten die Spiegel aber so gewaltige Dimensionen haben, daß an die Benutzung dieses Hilfsmittels nicht zu denken ist. Man hat versucht durch bestimmte Form der Antennen und bestimmte Gruppierung mehrerer derselben die Wellen wenigstens überwiegend nach einer Richtung zu lenken, doch sind damit noch keine Erfolge erzielt worden. Solange aber ein taugliches Mittel nicht gefunden ist, wird eine Geheimhaltung der Telegramme z. B. in Kriegszeiten vor dem Feinde überhaupt unmöglich sein, auch wenn man ganz ungedämpfte Schwingungen anwendet, die nur sehr scharf abgestimmte Empfangsapparate zum Ansprechen bringen. In dieser Beziehung ist also die drahtlose Telegraphie der Telegraphie mit Draht unterlegen und daher wohl nicht berufen jene vollständig zu verdrängen, sondern sie zu ergänzen.

§ 68. Erzeugung schwach gedämpfter Wellen nach Poulsen. **Telephonie ohne Draht.** Nach dem in den §§ 63—65 beschriebenen Telefunkensystem sind außer zahlreichen kleinen Stationen in letzter Zeit auch einige große in Deutschland errichtet worden, die sich mit der Marconestation in Poldhu an Größe vergleichen lassen. Eine Station in Norddeich an der friesischen Küste gegenüber den Inseln Juist und Norderney, und eine bei Nauen, 36 km nordwestlich von Berlin. Beide sind 1906 in Betrieb genommen. Die größere von ihnen, die Nauener, hat ein schirmförmiges Sendernetz, das zugleich, indem man die Sendeapparate ab- und die Empfangsapparate anschaltet, als Empfangsnetz dient und eine Fläche von etwa 60 000 qm, d. h. einen Kreis von etwa 250 m Durchmesser überdeckt. Seine Spitze wird von einem eisernen 100 m hohen Turm getragen. Der Wechselstrom, welcher die Funkeninduktoren speist, wird von einer Dynamomaschine von 24000 Watt Leistung geliefert, zu deren Antrieb eine Dampflokomobile von 35 Pferdestärken dient. Der Kondensatorkreis enthält 360 große Leidener Flaschen und eine Selbstinduktionsspule, die aus einem dicken, außen versilberten Kupferrohr gewunden ist. Mit diesem Riesenapparat sind über Land bis nach Petersburg

(1360 km weit) Telegramme gegeben worden, welche dort mit dem Morseschreiber registriert werden konnten. Es ist sogar gelungen, Schiffen auf dem atlantischen Ozean 2500 km weit sicher Nachrichten zu geben, wobei zu bedenken ist, daß 1000 km des Wellenweges dabei über Land gehen.

Mit diesen Erfolgen ist aber noch bei weitem nicht die höchste Stufe der Vollkommenheit erreicht. Vor allen Dingen steht das Problem der Erzeugung ungedämpfter Schwingungen im Vordergrunde. Auch dieses scheint durch eine glückliche Idee des dänischen Forschers Poulsen praktisch gelöst zu sein, nachdem sich viele andre vergeblich daran versucht haben. Poulsen benutzt, ebenso wie die anderen es getan haben, die Erscheinung des tönenden Lichtbogens nach Duddell (vgl. § 51). Statt aber den elektrischen Lichtbogen, zu welchem der Kondensatorkreis (vgl. Fig. 36) einen Nebenschluß bildet, in Luft zwischen Kohleelektroden brennen zu lassen, läßt er ihn in einer Atmosphäre von Wasserstoffgas oder Leuchtgas (d. h. Kohlenwasserstoffen) brennen und benützt außerdem eine gut gekühlte Kupferelektrode. Das hat den Erfolg, daß sich sehr schnelle Schwingungen ausbilden können mit Schwingungszahlen von etwa 1 Million in der Sekunde, während bei den Duddellschen Versuchen im allgemeinen noch nicht der zehnte Teil davon erreicht worden war.

Die neue außerordentlich einfache Erregungsart der Schwingungen läßt sich natürlich an jedem Sendeapparat, der mit Kondensatorkreis arbeitet, benutzen. Es wird nur die Funkenstrecke zum Lichtbogen gemacht. Der Vorzug dieser Methode besteht einerseits in der größeren Einfachheit der Anlage und der Annehmlichkeit des zum Unterschied von den laut knallenden Funken geräuschlos brennenden Bogens, andererseits aber darin, daß die erzeugten Schwingungen, wie es scheint, sehr schwach gedämpft sind. Nach Poulsens erster Angabe sollten sie überhaupt ungedämpft sein. Die geringere Dämpfung erlaubt, ja erfordert, eine viel schärfere Abstimmung zwischen Sender und Empfänger, wodurch der letztere, der nunmehr nur auf ein enger begrenztes Gebiet von Wellenlängen anspricht, gegen Störungen durch fremde Wellen unempfindlicher wird. Nach Angabe von Poulsen, der sein System schon ein Jahr lang erprobt und 1906 auch in Deutschland eingeführt hat, darf die Abstimmung so weit getrieben werden, daß Wellen mit nur 1 Prozent Längenunterschied nicht mehr auf den Empfänger wirken. Man kann dann also

z. B., wenn derselbe auf 600 m Wellenlänge abgestimmt ist, gleichzeitig Wellen von 600 m, 606 m und 594 m Länge auf ihn treffen lassen, er reagiert nur auf den einen Wellenzug von 600 m mit ausreichender Stärke, auch wenn die Intensität desselben kleiner ist als die der anderen. So schwach gedämpfte Empfänger mit scharf ausgeprägtem Resonanzmaximum sind bei stärkerer Dämpfung der ankommenden Wellen ungeeignet, weil sie zum Ansprechen zwar geringere Intensität, dafür aber längere Dauer der Wellen benötigen.

Die Poulsensche Erfindung ermöglicht vielleicht auch die Lösung des Problems der Telephonie ohne Draht, das mit den bisherigen Anordnungen nicht zu lösen war. Wenn man nämlich in dem Lichtbogenkreis über den dort fließenden Gleichstrom einen schwachen Wechselstrom von beliebiger Periode überlagert, indem man irgend einen Wechselstromkreis auf ihn induzieren lässt, so ändert sich der Charakter des Lichtbogens im Takte dieses Wechselstroms und diese Schwankungen beeinflussen die Intensität der in dem Sendeapparat entstehenden schnellen Schwingungen, welche von der Antenne als Wellen ausgestrahlt werden, im gleichen Tempo. Es entstehen abwechselnd kräftigere und schwächere Wellen und der Empfänger wird daher in dem Takte des Wechselstroms abwechselnd stärker und schwächer erregt. Benutzt man statt des Schreibapparates daselbst einen Hörapparat, etwa den im § 66 beschriebenen, so wird das Telephon in dieser Periode erregt und tönt, wenn dieselbe innerhalb der Hörgrenze liegt. Der in dem Lichtbogenkreis induzierte Wechselstrom kann durch Hineinsprechen oder Singen in ein gewöhnliches Telephon erzeugt werden, indem man den Stromkreis des Telephonmikrophons mittels eines kleinen Transformators auf den Lichtbogenkreis induzieren lässt. Dann werden alle Schwankungen dieses Stromes, welche den Lauten der Sprache entsprechen, in der soeben skizzierten Weise durch die elektrischen Wellen nach der Empfangsstation übertragen, und man hört dort am Empfangstelephon was auf der Senderstation in das Telephon hineingesprochen wird.

Diese freilich erst in den Anfangsstadien befindliche neue Errungenschaft — verschiedene Gesellschaften, welche Poulsens Erfindung übernommen haben, arbeiten an der Vervollkommnung derselben — würde einen der glänzendsten Triumphe darstellen, den Wissenschaft und Technik zusammen feiern können.

Siebentes Kapitel.

Elektrische Entladungen in Gasen und Radioaktivität.

§ 69. Leitfähigkeit und elektrische Strömung in Gasen. Sättigungsstrom. In fast allen Betrachtungen der vorhergehenden Kapitel haben wir die Luft und gleich ihr die andern Gase wie Wasserstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlensäure, Wasserdampf usw., als nichtleitende Dielektrika behandelt. Unter gewissen Umständen erweisen sich jedoch auch diese Stoffe als Leiter der Elektrizität, wenn auch ihr Leitvermögen noch nicht ein Billontel desjenigen der Metalle, ja selbst der weniger gut leitenden flüssigen Elektrolyte erreicht. Außerdem ist es nicht konstant wie bei jenen, wo es im wesentlichen nur durch die Temperatur des Leiters beeinflußt wird, sondern hängt von äußeren Umständen ab. Diese sind zunächst die Beschaffenheit des Gases (Temperatur, Druck und Dichte), sodann aber äußere elektrische Kräfte. Gegen kleine elektrische Kräfte (niedrige Spannungen) verhalten sich die Gase mit einer für viele Fälle ausreichenden Annäherung wie vollkommene Isolatoren; nur sehr feine Messungen zeigen, daß sie auch dann Leiter, freilich außerordentlich schlechte sind. Bei großen elektrischen Kräften wächst ihr Leitungsvermögen, unter Umständen sogar sehr bedeutend. Das beweist der verhältnismäßig kleine Widerstand der Funkenstrecke eines elektrischen Oszillators.

Wenn man einen Metallzylinder nimmt und zwischen seinen Stirnflächen durch Anlegen der Pole eines galvanischen Elementes eine Potentialdifferenz erzeugt, so entsteht in dem Zylinder ein elektrischer Strom, dessen Intensität durch das Ohmsche Gesetz (vgl. § 3) bestimmt ist. Der Widerstand des Leiterstückes ist konstant, wenigstens solange sich die Temperatur nicht ändert, jedenfalls aber unabhängig von der Größe der angelegten Spannung und der Stromstärke. Erhöht man die Spannung, so wächst in dem gleichen Verhältnis die Stromstärke. Dieses Verhalten wird graphisch durch die gerade Linie OA der Fig. 78 dargestellt, in welcher auf der horizontalen Abscissenachse OV die Spannungsdifferenz V an den Enden des 1 cm lang gedachten Leiters, in der vertikalen Ordinatenrichtung OJ die zugehörige Stromstärke J auf-

getragen ist, so daß jeder Punkt der Linie OA einem zusammengehörigen Wertepaar von Spannung und Stromstärke entspricht. Die Spannungen sind in Volt, die Stromstärken etwa in Ampère angegeben. Macht man denselben Versuch mit einer Gassäule von gleicher Gestalt, wie sie der Metallzylinder hatte, so findet man unter denselben Umständen die Kurve OB . Die Stromstärke, die hierbei aber nicht in Ampère, sondern etwa in Billiontel Ampère (10^{-12} Ampère) gemessen ist, steigt zunächst bei ganz kleiner Spannungsdifferenz auch fast proportional derselben, allmählich aber wird der Anstieg

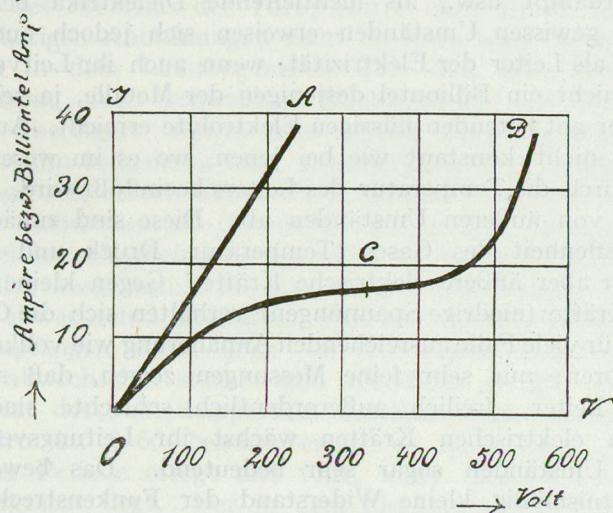


Fig. 78.

Anstieg der Stromstärke mit der Spannung: Kurve OA bei Metallen und Elektrolyten. Kurve OCB bei Gasen.

langsamer, und bei einer gewissen Höhe der Spannung hört der Strom auf zu wachsen, er bleibt dann innerhalb eines gewissen Spannungsintervall konstant, gleichviel ob man die Spannung erhöht oder nicht. Man nennt diesen Strom den Sättigungsstrom. Die Sättigungsstromstärke hängt von der Natur des Gases und den äußeren Verhältnissen (Druck, Temperatur, Größe der Elektroden, welche den Strom zu führen u. a.) ab. Sie ist in vielen Beziehungen eine wichtige Größe, z. B. bei Untersuchungen radioaktiver Substanzen usw. Steigert man die Spannung noch weiter, so beginnt der Strom wieder anzusteigen und zwar sehr rasch; man erhält

den steil emporsteigenden Teil der Kurve *CB*. Der Charakter der elektrischen Strömung ist hier offenbar ein anderer als im ersten Teil der Kurve; während der Widerstand in diesem scheinbar mit wachsender Spannung bis zu einem Grenzwert zunimmt, den er im Bereich des Sättigungsstromes erreicht, nimmt er von da an im zweiten Teil dauernd und zwar sehr schnell ab. Im umgekehrten Sinne ändert sich der reziproke Wert des Widerstandes, die Leitfähigkeit; sie nimmt zuerst ab und wächst nachher. Man kann also überhaupt nicht von einem bestimmten spezifischen Widerstand (bzw. Leitvermögen) des Gases, als einer Materialkonstante, sprechen.

Die Kurve *OB* hat, wie man sieht, einen Wendepunkt an der Stelle *C*, wo die Sättigungsstromstärke erreicht ist. Die Lage dieses Punktes gibt also an, welche elektrische Spannungsdifferenz man anwenden muß, um den Sättigungsstrom zu erzeugen und aus dem ersten Gebiet in das zweite zu gelangen. Da wir eine Gasstrecke von 1 cm Länge gewählt haben, so ist die in der Figur angegebene Spannungsdifferenz der Spannungsgradient oder Potentialgradient (vgl. § 22). Die Erfahrung hat gelehrt, daß der für den Sättigungsstrom nötige Potentialgradient, sofern nicht noch andre Umstände mitwirken (Erhöhung der Leitfähigkeit durch Erhitzung oder Bestrahlung mit Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen usw. vgl. § 72 u. 77), nur vom Druck des Gases abhängt und ihm proportional ist. Bei normalem Atmosphärendruck (760 mm Quecksilberdruck) ist er etwa 30000 Volt pro Centimeter, bei dieser Spannung beginnt die Elektrizität unter Lichterscheinungen von dem Leiter abzuströmen; pumpt man aber die Luft aus einem geschlossenen Gefäß aus, bis der zurückbleibende Rest nur noch einen Druck von 1 mm Quecksilbersäule hat, so beträgt der Gradient in dieser verdünnten Luft nur noch etwa 40 Volt. Es ist somit klar, daß man in verdünnten Gasen leichter über den Sättigungsstrom hinaus in das Gebiet gelangt, wo der Widerstand mit wachsender Spannung abnimmt. Da außerdem die elektrische Strömung in solchen verdünnten Gasen mit prachtvollen Leuchterscheinungen verbunden ist, so hat man sie schon früher und ausführlicher studiert. Es besteht aber nach den neueren Beobachtungen kein prinzipieller Unterschied zwischen der Elektrizitätsleitung in Gasen bei höherem und bei geringerem Druck, und gerade die Untersuchungen der letzten Jahre an Gasen von normalem Druck haben unsre Kenntnis von dem

Mechanismus der Elektrizitätsleitung sehr erheblich gefördert. Zugleich haben sie gezeigt, welche wichtige Rolle die immer vorhandene schwache Leitfähigkeit der Luft bei der Erklärung der atmosphärischen Elektrizität (Gewitter usw.) spielt.

Zu der Tatsache, daß jedes Gas unter gewöhnlichen Umständen elektrische Leitfähigkeit besitzt, deren Größe aber von den die Strömung erzeugenden elektrischen Kräften nicht abhängt, kommt die neue hinzu, daß man künstlich die normale Leitfähigkeit bei kleiner Spannung mit gewissen Mitteln erhöhen kann, unter Umständen auf das Hundertfache des unter gewöhnlichen Verhältnissen bis zum Sättigungsstrome vorhandenen Wertes. Solche Mittel sind Bestrahlung des Gases mit Röntgenstrahlen, mit Kathodenstrahlen, mit den von radioaktiven Substanzen ausgehenden α -, β - γ -Strahlen, mit sehr kurzwelligem ultravioletten Licht und noch einige andre. Da in diesem Fall die Leitfähigkeit durch äußere Kräfte hervorgerufen wird, die mit den stromerzeugenden elektrischen Kräften nichts zu tun haben, so spricht man wohl von einer unselbständigen elektrischen Strömung, im Gegensatz zur selbständigen, die eintritt, wenn die (erhöhte) Leitfähigkeit durch die elektrische Spannung selbst erzeugt wird. Wie die moderne Theorie dieser Erscheinungen ergibt, kommt jedoch im Grunde genommen die Leitfähigkeit in beiden Fällen auf dieselbe Weise zu stande.

§ 70. Ionentheorie der Gase. Rolle der Ionen bei der Gewitterbildung. Man nimmt neuerdings an, daß die Elektrizitätsleitung der Gase in ähnlicher Weise wie die der Elektrolyte (vgl. § 36) erfolgt, nämlich durch Bewegung elektrisch geladener Teilchen, die man Ionen, d. h. wandernde Teilchen, nennt.

Diese (positiven und negativen) Gasionen bilden sich durch Zerspaltung der Gasmoleküle und Atome, sie unterscheiden sich aber in mancher Hinsicht von den elektrolytischen Ionen. Je zahlreicher sie vorhanden sind, und je leichter sie sich bewegen und den elektrischen Kräften folgen können, um so größer ist die Leitfähigkeit des betreffenden Gases. Unter gewöhnlichen Umständen, d. h. bei Atmosphärendruck und mittlerer Temperatur, enthält nach den neueren Messungen jedes Gas eine gewisse Zahl von Ionen und hat daher eine gewisse Leitfähigkeit. Diese ist aber so gering, daß man die in dem Gas erzeugten elektrischen Ströme nicht mit den gewöhnlich zu Strommessungen gebrauchten Galvanometern

messen kann. Dagegen kann man sie erkennen und messen an dem Ladungsverlust, welchen gut isolierte geladene Leiter in dem Gas erleiden. Den Ladungsverlust mißt man durch die Spannungsabnahme, welche dabei stattfindet und die demselben proportional ist, da nach dem was wir in § 6 erfahren haben, elektrische Ladung und Spannung einander proportional sind. Denn da die Elektrizitätsleitung sehr gering ist, so gelten hier nahezu die Gesetze der Elektrostatik für ruhende Elektrizitätsmengen. Für diese Messungen benutzt man eigens konstruierte kleine Elektrometer mit sehr kleiner Kapazität, bei denen schon eine kleine Ladung eine bedeutende Spannungsdifferenz zwischen dem geladenen Teil und der ungeladenen, genau genommen aber entgegengesetzt geladenen Umgebung erzeugt. Am häufigsten wird das von Exner konstruierte kleine Elektrometer benutzt, von dem Fig. 79 eine Ansicht gibt. Dasselbe enthält im Innern eines Metallgehäuses zwei an einem gut isolierten Messingträger befestigte leichte Blättchen aus dünnster Aluminiumfolie, die bei Ladung des aus dem Gehäuse hervorragenden Messingträgers beide gleichnamig geladen werden und infolge der dabei auftretenden Coulombschen Abstoßungskräfte sich auseinanderspreizen. Die Größe des Ausschlags gibt ein Maß für die Spannung und die Ladung des Elektrometers.

Lädt man das Elektrometer, so bildet sich ein elektrisches Feld aus zwischen dem isolierten Mittelträger mit den Blättchen und der Umgebung. Von dem herausragenden Teil desselben, dem „Knopf“ des Elektrometers, den man auch durch eine Platte oder einen zylindrisch geformten Leiter, einen so genannten Zerstreuungskörper ersetzen kann, gehen elektrische Kraftlinien nach dem Gehäuse und nach anderen in der Nähe

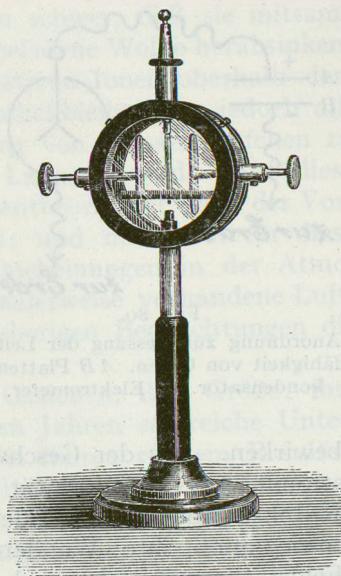


Fig. 79.

Aluminiumblatt-Elektrometer
nach Exner.

befindlichen Leitern. Statt dieser primitiven Anordnung, bei der man die Gestalt des Feldes nicht kennt, benutzt man meist einen kleinen Zylinder- oder Plattenkondensator AB (Fig. 80), zwischen dessen Belegungen das möglichst homogene, d. h. überall gleich starke, Feld erzeugt wird. Die eine Platte ist mit der Erde und dem Elektrometergehäuse, die andre mit den Blättchen verbunden. Die elektrische Kraft des Feldes setzt die im Gas vorhandenen geladenen Ionen in Bewegung, und diese entladen allmählich das Elektrometer bzw. die mit ihm verbundenen Leiter.

Ist nämlich das Elektrometer und die mit ihm verbundene Kondensatorplatte positiv geladen, so treibt das Feld, da die Kraftlinien von ihnen weg nach außen gerichtet sind, die positiven Ionen hinweg, die negativen aber zum Elektrometer und der positiven Platte hin, deren Ladung sie neutralisieren. Analog ist es bei negativer Elektrometerladung, wo die positiven Ionen die Entladung

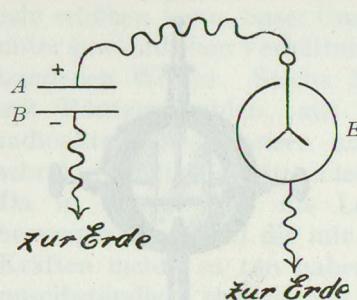


Fig. 80.

Anordnung zur Messung der Leitfähigkeit von Gasen. AB Plattenkondensator. E Elektrometer.

bewirken. Aus der Geschwindigkeit der Entladung oder Zerstreuung der Elektrizität läßt sich die Zahl der in einem Kubikzentimeter vorhandenen positiven und negativen Ionen, sowie auch ihre Wanderungsgeschwindigkeit bei gegebener Feldstärke ermitteln, und daraus weiter ihre Größe, Masse usf. berechnen.

Derartige Messungen sind zahlreich in der atmosphärischen Luft, zuerst von den Physikern Elster und Geitel, ausgeführt worden; sie haben vor allen Dingen gezeigt, daß die Atmosphäre dauernd positive und negative Ionen enthält. Ihre Zahl und Verteilung wechselt jedoch mit Ort und Zeit und hängt von gewissen Umständen ab, von denen die Feuchtigkeit der Luft einer ist, der eine große Rolle spielt. Andrerseits haben aber auch die Ionen wieder den größten Einfluß auf die Witterungsvorgänge in der Atmosphäre. Versuche, welche man im Laboratorium mit ionisierter Luft, d. h. mit Luft, in der künstlich Ionen erzeugt wurden, angestellt hat, haben ergeben, daß die Ionen in feuchter, mit Wasserdampf gesättigter Luft als Kondensationskerne bei der Nebel- und Regenbildung

wirken. Besonders wirksam sind die negativen Ionen, die nach anderweitigen Beobachtungen kleiner und im allgemeinen beweglicher sind als die positiven. Ist nun der Feuchtigkeitsgehalt der Luft so groß, daß Kondensation des Wasserdampfes zu flüssigem Wasser erfolgen kann, so lagern sich die Wasser- teilchen als zunächst winzig kleine Tröpfchen oder Bläschen an die negativen Ionen, während die positiven noch frei bleiben. Dadurch werden die negativen Ionen beschwert und in ihrer Beweglichkeit gehemmt. Bei weiterem Zuwachs der Flüssigkeit werden die Tropfen so schwer, daß sie mitsamt den gefesselten Ionen als negativ geladene Wolke herabsinken, während die Hauptmenge der positiven Ionen oberhalb derselben als ein dichter Schwarm zurückbleibt, der jedoch allmählich ebenfalls durch Anlagerung von Wassertröpfchen zu einer Wolke, aber mit positiver Ladung, wird. Auf diese Weise läßt sich mit Hilfe der Ionentheorie der Gase der Vorgang der Gewitterbildung erklären; und nicht nur für diese außergewöhnlichen elektrischen Erscheinungen in der Atmosphäre, sondern auch für die normalerweise vorhandene Luftelektrizität bietet sie nach den bisherigen Beobachtungen die beste Erklärung.

Über die Eigenschaften der Gasionen, ihre Größe, ihre Ladungen usw., sind in den letzten Jahren zahlreiche Untersuchungen ausgeführt worden. Sie führen zu dem Resultat, daß die negativen Ionen zum überwiegenden Teil identisch sind mit den kleinen geladenen Teilchen, welche in den β -Strahlen der radioaktiven Stoffe und in den Kathodenstrahlen der Entladungsrohren einherfliegen und die wir heute als Elektronen oder Elementarteilchen der Elektrizität ansehen; und daß die positiven Ionen den Teilchen der α -Strahlen bzw. der Kanalstrahlen gleich zu achten sind, von denen im § 74 die Rede sein wird. Die Frage, ob die Gasmoleküle sich von selbst in Ionen spalten oder ob äußere Kräfte vorhanden sind, die es bewirken, kann erst später besprochen werden.

§ 71. Elektrische Strömung bei erhöhter Leitfähigkeit. Entladungsformen. Quecksilberbogenlampe. Bei den im vorigen Paragraphen besprochenen Versuchen wird die normale sehr kleine Leitfähigkeit der Gase benutzt, und die zu beobachtenden Erscheinungen sind wenig auffallend. Weit glänzender und daher auch länger bekannt sind die Erscheinungen, welche die Gase unter dem Einfluß höherer elektrischer Spannung zeigen, wenn durch die elektrischen Kräfte ihre Leitfähigkeit

infolge gesteigerter Ionenzahl enorm erhöht ist. Es sind die Entladungen, welche zum Teil von glänzenden Leuchteffekten begleitet sind und die man nach ihrem Aussehen bezeichnet hat als

1. Funkenentladung,
2. Büschel- oder Glimmentladung,
3. Bogenentladung (Lichtbogen).

Man erhält die durch ihr knallendes Geräusch ausgezeichnete Funkenentladung am besten zwischen Metallkugeln oder überhaupt abgerundeten Leitern ohne hervorragende Spitzen bei hoher elektrischer Spannung, wenn der Gasdruck nicht zu klein ist, z. B. bei normalem Atmosphärendruck, wo ja die stärkste uns bekannte Funkenentladung, der Blitz, stattfindet.

Wendet man statt der Kugeln Spitzen als Elektroden an, so erhält man auch bei diesen höheren Drucken leicht statt des Funkens die als Büschel- oder Glimmlicht bezeichneten Erscheinungen. Die Elektrizität strömt dabei fast lautlos unter geringem Zischen aus den Elektroden aus, wobei sich aus der positiven Elektrodenspitze ein schwach leuchtendes Lichtbüschel in das Gas erstreckt, während die negative Elektrode ein Lichtpunktchen wie ein schwach glimmendes Fünkchen trägt, von welchen Erscheinungen die Namen Büschel- und Glimmentladung entlehnt sind. Diese im allgemeinen bei hohem Gasdruck auf die Nähe der Elektroden beschränkten unscheinbaren Leuchteffekte breiten sich aus und werden heller, wenn man den Druck verringert. Man kittet dazu die Elektroden isoliert in ein geschlossenes Gefäß (Kugel oder Röhre aus Glas und dergl.) ein, aus dem man mit einer Luftpumpe das Gas absaugen kann. Derartige Entladungsrohren heißen nach dem ersten Verfertiger derselben in Deutschland Geißlersche Röhren oder nach den Forschern, die zuerst die Erscheinungen darin studiert haben, Hittorf'sche oder Crookes'sche Röhren. Da die Röhren mehr oder weniger luftleer gepumpt (evakuiert) werden, so nennt man sie auch Vakuumröhren. Bei gewissen niedrigen Drucken erfüllen die Leuchterscheinungen, Büschellicht und Glimmlicht, die ganze Röhre zwischen den Elektroden und sind dabei von sehr charakteristischem Aussehen. Die Untersuchung dieser speziell mit dem Namen Glimmentladung bezeichneten Erscheinung, die bei weitergetriebener Verdünnung des Gasinhaltes ganz eigenartige Formen annimmt, hat zur Entdeckung der Kathodenstrahlen,

Röntgenstrahlen und gewisser anderer Strahlenarten geführt. An sie knüpft vornehmlich der Fortschritt an, den die Erkenntnis der elektrischen Eigenschaften der Körper in den letzten Jahren gemacht hat; sie wird uns daher besonders beschäftigen.

Die Bogenentladung, die praktisch zur Lichterzeugung in den elektrischen Bogenlampen benutzt wird, entsteht schon bei viel kleinerer Spannungsdifferenz, als Funken- und Glimmentladung erfordern, zwischen zwei Elektroden aus Metall oder leitender Kohle, wenn man dieselben sich zunächst berühren läßt, so daß sie eine ununterbrochene metallische Strombahn bilden, und dann auseinanderzieht. Der Strom erhitzt die Elektrodenenden bis zur hellsten Weißglut, so daß dieselben teilweise verdampfen; diese Dämpfe bilden zusammen mit der erhitzten Luft die leitende und leuchtende bogenförmige Brücke, welche ungefähr die Gestalt der Fig. 81 hat. Von der Glimmentladung, der sie in vielen Beziehungen ähnlich ist, unterscheidet sich die Bogenentladung dadurch, daß die Spannung bei ihr relativ niedrig, die Stromstärke jedoch groß ist, während bei jener die Spannung hoch, die Stromstärke aber im allgemeinen sehr klein ist. Bei der Glimmentladung beträgt der Strom gewöhnlich nur einige Tausendstel Ampère, bei der Bogenentladung mehrere Ampère und er kann bei ihr beliebig hoch, bis zu mehreren Hundert Ampère, hinaufgetrieben werden.

Von den beiden Elektroden wird bei der Bogenentladung die positive oder Anode heißer als die Kathode. Bei den Bogen zwischen Kohlestäben höhlt sich die in hellster Weißglut strahlende positive Kohle am Ende kraterförmig aus, während die schwächer glühende negative Kohle spitz wird. Auch bei Metallelektroden im gewöhnlichen Bogen bemerkt man, daß die positive heißer wird und schneller abbrennt oder verdampft als die negative. Bei der Glimmentladung herrscht bezüglich der Erwärmung der Elektroden gerade das umgekehrte Verhalten, die Kathode wird heißer. Hierin schien außer in der Verschiedenheit der Stromstärke und Spannung ein charakteristischer Unterschied zwischen beiden Entladungsarten zu bestehen. Die neuen Untersuchungen auf diesem



Fig. 81.
Elektrischer Lichtbogen.

Gebiete haben aber gezeigt, daß man einerseits in Vakuumröhren Glimmentladungen mit ebenfalls beträchtlicher Stromstärke herstellen kann und daß andererseits Bogenentladungen erzeugt werden können, bei denen die negative Elektrode wie bei der Glimmentladung heißer ist als die positive. Demnach besteht kein prinzipieller Unterschied zwischen beiden Entladungsformen, und diese lassen sich unter Umständen ineinander überführen. So ist es insbesondere gelungen, Vakuumröhren, die statt eines Gases Metalldampf enthalten, so einzurichten, daß ein kräftiger Strom von mehreren Ampère entsteht, wenn man eine Stromquelle mit mäßiger Spannung, von vielleicht 100 Volt, an die Elektroden anlegt. Die hierbei auftretende Entladung muß man als Lichtbogen in dem Metalldampf betrachten.

Am besten eignet sich Quecksilberdampf dazu, weil er von allen Metalldämpfen am leichtesten flüchtig ist und deshalb schon bei relativ niedriger Temperatur genügende Dichte besitzt, um den Strom zu leiten. Es ist jedoch nicht nötig, den Dampf etwa durch Erwärmung des Entladungsrohres erst zu bilden, das besorgt der elektrische Strom selbst, wenn man die Elektroden aus flüssigem Quecksilber macht. Man braucht dieselben nur wie die Kohlestäbe des gewöhnlichen Bogens einen Augenblick zur Berührung zu bringen und sofort wieder zu trennen, so bildet sich zwischen ihnen der Bogen, indem durch die Erhitzung der Elektroden genügend Dampf entwickelt wird. Derartige Quecksilberbogenlampen sind zuerst von Arons (Fig. 82) konstruiert worden. Später hat man sie noch in mancher Hinsicht verbessert; man hat besonders den ursprünglich kurzen Bogen immer mehr verlängert und ist so zu der von dem Amerikaner Hewitt konstruierten Lampe gekommen, deren Bogenlänge bis zu 1 Meter und mehr beträgt. Fig. 83 zeigt eine derartige Lampe von eigentümlich gebogener Form, wie sie von der Firma Heraeus in Hanau angefertigt wird. Sie ist dadurch interessant, daß die Röhre nicht aus gewöhnlichem Glas ist, sondern aus Quarzglas, d. h. geschmolzenem Quarz oder Bergkristall, einer Substanz, die nur bei außerordentlich hoher Temperatur im Knallgasgebläse (ca. 2000° Celsius) schmilzt. Das Quarzglas, das seit dem Jahre 1899 fabriziert wird, also eine ganz moderne Erfindung darstellt, ist sehr widerstandsfähig gegen Hitze. Es hat vor dem gewöhnlichen Glas eine für die Physik sehr wichtige Eigenschaft voraus: die Durchlässigkeit für ultraviolette

Strahlen. Da der Quecksilberlichtbogen außer sichtbarem Licht auch sehr viel ultraviolette Strahlen aussendet, die aber von gewöhnlichem Glas zum größten Teil absorbiert werden, so bildet die Quarzlampe ein wichtiges und vor allem bequemes Erzeugungsmittel für solche kurzwelligen Strahlen, die nach neueren Untersuchungen auch starke Wirkungen auf die Gewebe des menschlichen und tierischen Körpers ausüben. Man muß sogar beim Arbeiten mit ihnen vorsichtig sein und besonders die Augen schützen, da die Strahlen Verbrennungserscheinungen an der Haut und starke Augenentzündungen verursachen. Für uns sind sie deswegen interessant, weil sie die Elektrizitätsleitung der Gase beeinflussen; sie erhöhen die Leitfähigkeit der Luft und anderer Gase, die sie

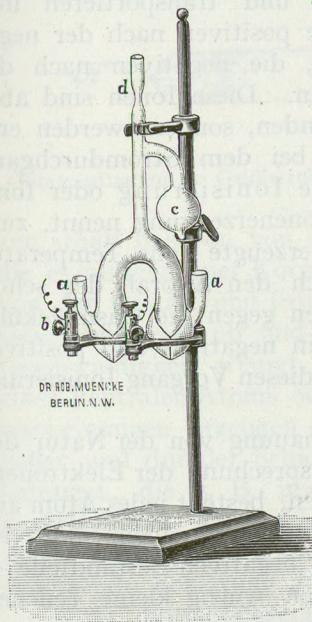


Fig. 82.
Quecksilberbogenlampe
nach Arons.

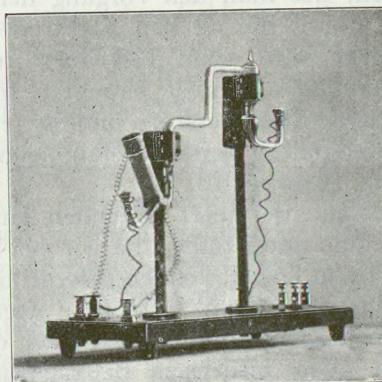


Fig. 83.
Quarzglas-Quecksilberbogenlampe
von Heraus.

durchstrahlen, sind also nach der modernen Theorie ein Mittel zur Erzeugung von Ionen.

Das Licht der Quecksilberbogenlampen ist grünlich oder bläulich, es fehlen ihm die roten Strahlen und deswegen ist es für Beleuchtung von Wohnräumen nicht geeignet; dagegen ist es sehr brauchbar für photographische Ateliers, wo es wesentlich auf die blauen und violetten (sowie ultravioletten) Strahlen ankommt, die hauptsächlich auf die photographische Platte wirken. Man hat neuerdings auch versucht, durch Zu-

satz anderer Metalle, wie Cadmium, Zink und Wismut, zu der Quecksilberfüllung dem Lichte rote und gelbe Strahlen beizumischen und die Lampe damit für die allgemeine Verwendung brauchbar zu machen.

§ 72. Lichtemission und Ionisierung der Gase durch Ionenstoß. Die große Leitfähigkeit der Gas- und Dampfstrecken bei der Bogenentladung beweist das Vorhandensein zahlreicher Ionen in denselben. Denn je mehr solche vorhanden sind, desto mehr werden von dem elektrischen Feld zwischen den Elektroden in Bewegung gesetzt und transportieren ihre Ladungen durch den Gasraum, die positiven nach der negativen Elektrode, der Kathode, hin, die negativen nach der positiven Elektrode, der Anode, hin. Diese Ionen sind aber nicht von vornherein im Gas vorhanden, sondern werden erst durch die eigenartigen Vorgänge bei dem Stromdurchgang selbst erzeugt. Es scheint, daß die Ionisierung oder Ionisation, wie man den Vorgang der Ionenerzeugung nennt, zum Teil durch die an den Elektroden erzeugte hohe Temperatur bewirkt wird, zum Teil aber durch den Anprall der schon vorhandenen schnell bewegten Ionen gegen die Gasmoleküle, wodurch diese zerstört und in je ein negatives und positives Ion zerspalten werden. Man nennt diesen Vorgang Ionisierung durch Ionenstoß.

Nach der jetzt geltenden Anschauung von der Natur der Moleküle und Atome, die wir bei Besprechung der Elektronentheorie in § 36 ff. kennen gelernt haben, besteht jedes Atom aus wenigstens einem elektrisch negativen und einem positiven Elementarbestandteil. Der oder die negativen Bestandteile — nach allen bisherigen Beobachtungen winzig kleine Teilchen mit immer konstanter Ladung, die sogenannten negativen Elektronen — lassen sich von dem Atom bzw. dem aus mehreren Atomen bestehenden Molekül abspalten, so daß ein positiv geladener Rest zurückbleibt. Diese Zerspaltung, welche z. B. durch Ionenstoß herbeigeführt wird, scheint nun, wenn nicht immer, so doch meist mit Lichtemission verknüpft zu sein. Die in dem Atomrest noch vorhandenen negativen Elektronen geraten infolge der Störung in heftige sehr schnelle Schwingungen, welche sich auf den umgebenden Äther übertragen und in diesem Wellen erzeugen, die wir als Licht bzw. ultrarote oder ultraviolette Strahlen wahrnehmen. Auch die Wiedervereinigung positiver und negativer Ionen bzw. Elektronen kann von einer Lichtemission begleitet sein. Erfolgen

nun irgendwo besonders viele und heftige Atomzerspaltungen oder Wiedervereinigungen, so wird an diesen Stellen die Gasmasse heller leuchten als an anderen. Hieraus erklärt es sich, daß die Gassäule an einzelnen Stellen heller leuchtet als an anderen und daß unter Umständen helle und dunkle Schichten abwechseln. Damit aber der Stoß eines Ions die Zerspaltung des getroffenen Atoms bewirken, oder auch überhaupt nur die Elektronen in demselben ohne Dissoziation zum Schwingen anregen kann, muß das Ion eine gewisse Geschwindigkeit besitzen, sodaß sein Stoß kräftig genug ist. Seine Geschwindig-



Fig. 84.

Glimmentladung in Geißlerrohr mit Schichtung der positiven Lichtsäule.

keit erhält das Ion von der elektrischen Feldintensität, durch die es als geladener Körper angetrieben wird. Es wird daher von der Gestalt und Intensität des elektrischen Feldes in dem Gase abhängen, ob und an welchem Orte ein Ion die nötige Geschwindigkeit erlangt, vermöge deren es durch Zerspaltung eines neutralen Atoms oder Moleküls neue Ionen unter Leuchterscheinungen erzeugen kann. Die merkwürdige Verteilung heller und dunkler Schichten in der Gassäule bei Glimmentladungen, die z. B. in Fig. 84 an einem typischen Beispiel dargestellt ist, hat durch diese von dem Engländer Townsend zuerst aufgestellte Hypothese des Ionenstoßes ihre erste befriedigende Erklärung gefunden.

§ 73. Entladungerscheinungen bei steigender Verdünnung. **Kathodenstrahlen, Kanalstrahlen, Röntgenstrahlen.** Die Erscheinungen, welche bei fortschreitender Verdünnung in Entladungsrohren eintreten, zeigt Fig. 85, in der eine Anzahl gleicher Röhren mit Luft von abnehmendem Druck und demgemäß auch abnehmender Dichte gezeichnet sind. In der ersten (Fig. 85 a) herrscht ein Druck von etwa 20 mm Quecksilbersäule oder $1/40$ Atmosphärendruck. Die Entladung einer Elektrizitätsquelle mit hoher Spannung (Elektrisiermaschine, Funkeninduktorium) erfolgt zwischen den Elektroden AK , die meist aus Aluminium gemacht werden, in Gestalt eines reich verästelten schwachen Funkens mit einer die Funkenbahn umgebenden Lichthülle oder Aureole. Die Anode A zeigt ein

positives Lichtbüschel, das sich in Funken und Aureole fortsetzt, die Kathode K trägt ein Glimmfünkchen. In der Röhre b ist der Druck nur etwa 1 mm Quecksilbersäule. Die Glimmentladung hat sich vollkommen ausgebildet, von der positiven Anode geht eine (in Luft rötliche) Lichtsäule aus, die zuweilen Schichtung in hellere und dunklere Teile zeigt und fast die ganze Röhre erfüllt. Diese „positive Lichtsäule“ reicht jedoch nicht bis zur Kathode, sondern endigt einige Centimeter vor ihr. Die unmittelbare Nachbarschaft der Kathode wird von charakteristischen Leuchterscheinungen eingenommen,

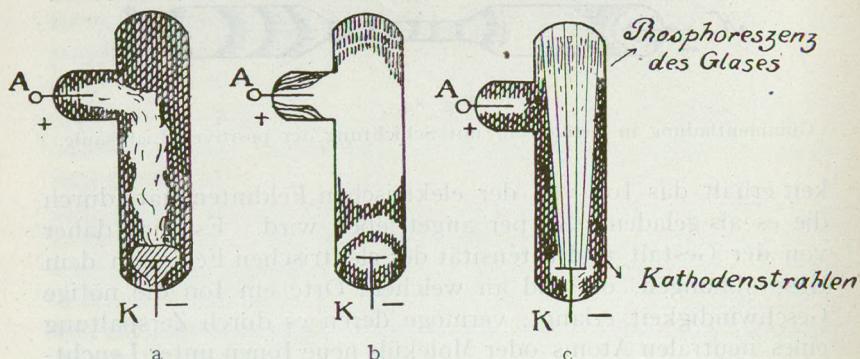


Fig. 85.

Änderung der Entladungsform mit abnehmendem Gasdruck. a Funken mit Aureole bei etwa 20 mm, b Glimmentladung bei etwa 1 mm, c Kathodenstrahlen bei etwa 0,01 mm Quecksilbersäule.

die man als negative Glimmlichtschichten und negative Dunkelräume bezeichnet.

Der negative Dunkelraum nebst den hellen Schichten dehnt sich mit wachsender Verdünnung immer weiter nach außen hin und wird verschwommener. Zugleich wird das negative und positive Licht schwächer und die bei gewissen Drucken prachtvolle Erscheinung verliert ihren Glanz. Damit gelangt man aber in ein neues Stadium, in dem andere vorher verdeckte Erscheinungen deutlich werden. Treibt man die Evakuierung aufs äußerste, so wird der elektrische Widerstand größer und das Gas leitet schließlich überhaupt nicht mehr, jedenfalls schlechter als die äußere Luft. Die Entladungen erfolgen dann — vorausgesetzt, daß die Spannung

hoch genug ist — nicht durch das Entladungsrohr, sondern außen herum durch die Luft.

Bei einem passenden, noch nicht soweit verringerten Druck von einigen Hundertel Millimeter Quecksilbersäule geht aber die Entladung noch durch das verdünnte Gas, jedoch fast unsichtbar; wenigstens ist das negative Glimmlicht an der Kathode fast ganz und das positive Licht vollständig verschwunden. Statt der vorher beschriebenen Schichten sieht man eine schwach leuchtende Lichtsäule von der Kathode ausgehen (Fig. 85 c). Diese hat aber im Gegensatz zu der früher erwähnten positiven Lichtsäule, welche einer leuchtenden Wolke gleich das Rohr mit allen seinen Krümmungen und Windungen erfüllt, mehr den Charakter eines Strahlenbündels, das von der Kathode ausgeht. Es zeigt vor allem die charakteristische Eigenschaft der geradlinigen Fortpflanzung, welche man von den Lichtstrahlen her gewöhnt ist; man könnte es jedoch noch eher mit dem Wasserstrahl einer Feuerspritze oder einer Fontäne vergleichen, mit dem es seine garbenförmige Gestalt teilt. Diese tritt noch deutlicher hervor, wenn man aus dem breiten Bündel durch einen Metallschirm mit enger Öffnung, eine sogenannte Blende oder ein Diaphragma, ein schmales Strahlenbündel herausschneidet, wie es z. B. bei der in Fig. 89 dargestellten Braunschen Kathodenstrahlröhre geschieht. Man hat diese Strahlen, da sie von der Kathode oder jedenfalls ihrer unmittelbaren Umgebung kommen, Kathodenstrahlen genannt. Sie erregen da, wo sie die Glaswand treffen, intensives Leuchten derselben in grünlichem Licht, eine Erscheinung, die man als Phosphoreszenz¹⁾, Fluoreszenz oder Lumineszenz des Glases bezeichnet. Auch gasförmige Körper leuchten oder lumineszieren; man sieht das Bündel Kathodenstrahlen im Entladungsrohr nur deshalb, weil es die Gasteilchen auf seiner Bahn zum Leuchten bringt, gerade so wie ein Bündel Sonnenstrahlen die Staubteilchen in der Luft erleuchtet und dadurch selbst sichtbar

¹⁾ Zur besseren Unterscheidung der zahlreichen nicht auf Temperaturerhöhung bis zum Glühen beruhenden Leuchterscheinungen, die auf mannigfaltige Weise erregt werden können, hat man in der Physik die Bezeichnung Lumineszenz (lat. luminescere = zum Leuchten erregen) eingeführt und bezeichnet die Art der Lumineszenzerregung durch entsprechende Wortzusätze; z. B. Chemilumineszenz = Lumineszenzleuchten infolge chemischer Umsetzungen, Kathodolumineszenz infolge der Einwirkung von Kathodenstrahlen usw.

wird. Die Kathodenstrahlen wurden in Deutschland von Hittorf und in England von Crookes zuerst beobachtet, später von vielen Forschern, in Deutschland insbesondere von Goldstein und von Lenard untersucht. Bevor wir auf ihre Eigenschaften eingehen, wollen wir eine andere Art von Strahlen kennen lernen, die ihnen verwandt, in gewissem Sinne aber ihre Antipoden sind.

Die Kathodenstrahlen gehen senkrecht und geradlinig von der Kathode aus, sind also von ihr weggerichtet. Man hat nun nach Strahlen gesucht, die in ähnlicher Weise von der Anode fortgerichtet sind. In dem Raume zwischen Anode und Kathode hat man keine gefunden; man erhält jedoch derartige Strahlen, wenn man die scheibenförmige Kathode und Anode einander gegenüberstellt und die Kathode siebartig durchlöchert, so daß sie von kurzen Kanälen durchsetzt ist. Hinter der Kathode (von der Anode aus gesehen), in der Fortsetzung dieser Löcher oder Kanäle erscheinen ganz schwach leuchtende Strahlenbündel, die man nach der Art ihrer Erzeugung Kanalstrahlen genannt hat. Es sieht so aus, als käme von der Anode ein breites Bündel solcher Strahlen senkrecht auf die Kathode zu, von dem die auf die Löcher auftreffenden Strahlen hindurchgelangen und hinter der Kathode schmale Bündel bilden. Obwohl diese Erklärung kaum zutrifft, und die Strahlen vielmehr ebenso wie die Kathodenstrahlen in der Nähe der Kathode entstehen, so hat man ihnen aus anderen Gründen, die wir in § 74 kennen lernen werden, auch den Namen Anodenstrahlen gegeben. Sie sind in der angegebenen Weise zuerst von Goldstein beobachtet worden.

Zu diesen beiden in Entladungsröhren beobachteten Strahlenarten, die einander in vielen Dingen ähnlich sind, kommt noch eine dritte von ihnen scharf unterschiedene Art hinzu: die von Röntgen 1896 entdeckten Röntgenstrahlen oder X-Strahlen, so genannt, weil ihre Natur zunächst unbekannt war wie die unbekannte Größe x einer mathematischen Gleichung. Sie entstehen überall dort, wo Kathodenstrahlen auf ein Hindernis wie z. B. die Glaswand der Röhre oder ein in den Weg gestelltes Metallblech auftreffen. Von den Kathoden- oder Kanalstrahlen unterscheiden sie sich durch ihr außerordentlich großes Durchdringungsvermögen, mittels dessen sie die meisten Körper — sehr viele fast ungeschwächt — durchstrahlen, während jene schon von Luft stark absor-

biert werden. Sie erregen Lumineszenz, aber zum Teil an anderen Körpern als jene, und wirken auf photographische Platten, Eigenschaften, denen sie ihre Entdeckung verdanken und die allgemein bekannt sind.

§ 74 Natur der Kathoden- und Kanalstrahlen. Emissions- oder Korpuskeltheorie. Magnetische Ablenkung der Strahlen. Um die Natur der genannten Strahlenarten kennen zu lernen, wollen wir den umgekehrten Weg gehen wie die Forschung; wir wollen die — natürlich erst aus den Beobachtungen abgeleiteten — theoretischen Vorstellungen voranstellen und an der Hand der Theorie als Führerin die wichtigsten Erscheinungen besprechen. Der ursprüngliche Weg würde bei der Fülle des Materials ermüden. Als die wichtigsten, die Natur dieser Strahlen betreffenden Eigenschaften ergaben sich aus den Beobachtungen folgende:

1. daß die Kathodenstrahlen negative elektrische Ladung mit sich führen,
2. daß die Kanalstrahlen positive Ladung führen,
3. daß diese Strahlenbündel sich wie biegsame elektrisch durchströmte Leiter verhalten,
4. daß die Röntgenstrahlen keine elektrische Ladung mit sich führen.

Diese Eigenschaften haben den englischen Physiker J. J. Thomson zur Aufstellung der Emissions- oder Korpuskulartheorie der Kathoden- und Kanalstrahlen geführt, die schließlich zur Elektronentheorie hinleitete. Nach dieser Theorie sind die Kathodenstrahlen Schwärme von zahllosen winzig kleinen Massenteilchen oder Korpuskeln, von denen jedes eine negative elektrische Ladung trägt und die sich mit großer, bis an die des Lichtes heranreichender Geschwindigkeit in der Strahlrichtung durch den Raum bewegen. Ebenso sind die Kanalstrahlen (Anodenstrahlen) Schwärme von positiv geladenen Teilchen.¹⁾ Es ist leicht einzusehen, daß solche dicht beieinander in dem röhrenartigen Strahlenbündel fliegenden geladenen Teilchen sich wie ein elektrischer Strom in einem metallenen Leiter von der Gestalt des Bündels verhalten müssen. Denn nach den Versuchen von Rowland, Rönt-

¹⁾ Diese positive Ladung hat die irrite Vorstellung erzeugt, daß die Strahlen von der positiv geladenen Anode ausgehen, und hat zu dem Namen Anodenstrahlen Anlaß gegeben.

gen u. a. verhält sich ja schon ein einzelner kleiner geladener Körper so, wenn er sich schnell bewegt. (Vgl. auch § 31.)

Wir haben hier aber den Fall, daß nur eine Elektrizitätsart sich in dem Strom bewegt, während bei dem gewöhnlichen Strom in Leitern — insbesondere in flüssigen Elektrolyten, wo man das ohne weiteres beobachten kann — beide Elektrizitäten gegen- und aneinander vorbei wandern. Die Richtung der elektrischen Strömung in den Kanalstrahlen ist identisch mit der Flugrichtung der Teilchen, da ja nach der im § 4 mitgeteilten Festsetzung als Richtung des Stromes immer die Wanderungsrichtung der positiven Elektrizität bezeichnet wird. Bei den Kathodenstrahlen ist die Stromrichtung aus diesem Grunde der Flugrichtung der Teilchen entgegen zu rechnen. (Fig. 86 a und b.)

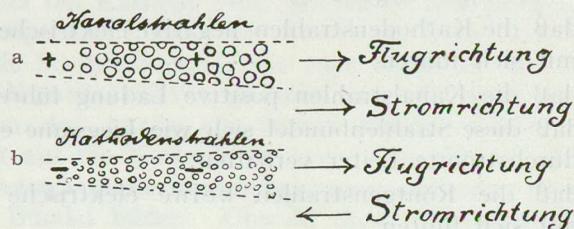


Fig. 86 a und b.

Flugrichtung der Teilchen und Stromrichtung. a bei Kanalstrahlen, b bei Kathodenstrahlen.

Offenbar sind in der Thomsonschen Emissionstheorie die Eigenschaften der Kathoden- und Kanalstrahlen durch Größe, Masse (im gewöhnlichen Sprachgebrauch: Gewicht), Geschwindigkeit und elektrische Ladung der fliegenden Teilchen bestimmt, und man hat deshalb Methoden ersonnen, alle diese Größen zu messen. Die zuerst gemessenen charakteristischen Größen sind die Geschwindigkeit und das Verhältnis der elektrischen Ladung zur Masse eines Teilchens. Diese beiden Werte lassen sich ohne Zuhilfenahme neuer Hypothesen bestimmen, wenn man berücksichtigt, daß die Teilchen wegen ihrer Ladungen in einem elektrischen Felde, das man von außen auf sie wirken läßt, in der Richtung der elektrischen Kraft abgelenkt werden können; und daß sie außerdem, weil sie bei dem Fluge sich wie ein elektrischer Strom verhalten, auch durch ein Magnetfeld abgelenkt werden können.

Eine wichtige Eigenschaft des elektrischen Stromes, die mit der früher (§ 26) ausführlich besprochenen Erzeugung eines Magnetfeldes durch den Strom rings um den Leiter zusammenhängt, ist die, daß er umgekehrt auch von einem äußeren Magnetfeld beeinflußt wird, das von irgend einem Magneten oder von irgend einem anderen elektrischen Strom erzeugt wird. Eine solche Einwirkung, nämlich von einem entstehenden oder vergehenden Magnetfeld haben wir in § 42 bei Gelegenheit der elektromagnetischen Induktion kennen

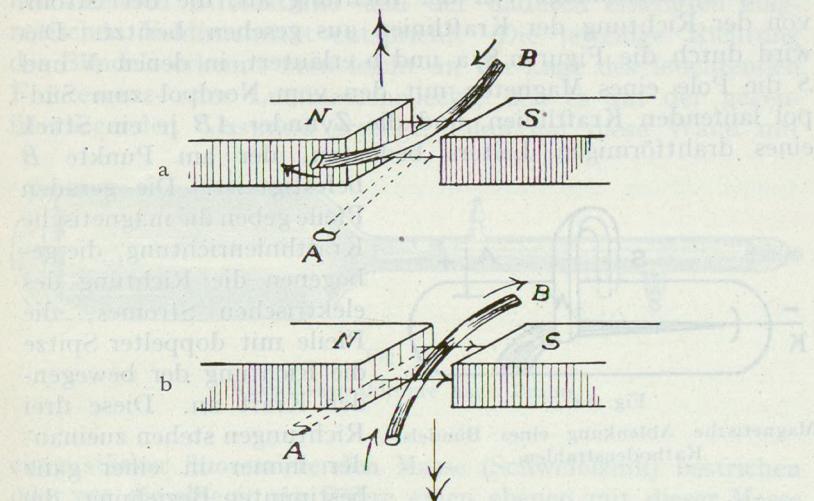


Fig. 87 a und b.

Ablenkung eines stromführenden Leiters im Magnetfeld.

- Richtung der magnetischen Kraft.
- ↓ Richtung der elektrischen Strömung.
- Richtung der Ablenkung.

gelernt. Sie äußerte sich in der Erzeugung einer elektromotorischen Kraft innerhalb des beeinflußten Leiters. Eine andere nicht minder wichtige Einwirkung, die auch von konstanten, in ihrer Stärke also nicht wechselnden Magnetfeldern ausgeübt wird, ist die Erzeugung einer bewegenden oder ponderomotorischen Kraft (lat. *pondus* = Gewicht, Masse), die den materiellen Träger des Stromes, den Leiter, in Bewegung zu setzen sucht. In jedem Elektromotor wird dieselbe benutzt, indem man auf die an dem rotierenden beweglichen Teil, dem sogenannten „Anker“ befestigten Lei-

tungsdrähte das Feld kräftiger wirke Elektromagneten läßt, wodurch dieselben mitsamt dem „Anker“ in Bewegung gesetzt werden. Die Richtung der bewegenden Kraft steht immer senkrecht auf der Richtung der magnetischen Kraftlinien des Feldes; sind diese vertikal von oben nach unten gerichtet, so wird der Leiter horizontal angetrieben; dabei wird er immer senkrecht zu seiner eigenen Längsrichtung bewegt. Die Wirkung ist also die, daß das im Magnetfeld befindliche Leiterstück aus dem Feld hinausgetrieben wird. Nach welcher Seite das geschieht, hängt von der Richtung ab, die der Strom, von der Richtung der Kraftlinien aus gesehen, besitzt. Das wird durch die Figuren 87a und b erläutert, in denen *N* und *S* die Pole eines Magneten mit den vom Nordpol zum Südpol laufenden Kraftlinien, und die Zylinder *AB* je ein Stück eines drahtförmigen Leiters bedeuten, der am Punkte *B*

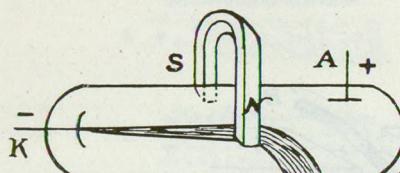


Fig. 88.

Magnetische Ablenkung eines Bündels
Kathodenstrahlen.

befestigt ist. Die geraden Pfeile geben die magnetische Kraftlinienrichtung, die gebogenen die Richtung des elektrischen Stromes, die Pfeile mit doppelter Spitze die Richtung der bewegenden Kraft an. Diese drei Richtungen stehen zueinander immer in einer ganz bestimmten Beziehung, die

man sich nach gewissen Regeln merken kann, worauf wir hier aber nicht eingehen wollen. Biegsame Leiter werden unter diesen Umständen verbogen. Wenn z. B. der gerade Leiter *AB* der Fig. 87 im Punkte *B* befestigt und biegsam ist, so wird er in die punktierte Form nach unten oder nach oben gebogen. Genau so verhalten sich nun die Bündel der Kathoden- und Kanalstrahlen, sie werden im Magnetfeld gebogen, d. h. von ihrer Richtung abgelenkt. Bei den Kathodenstrahlen, bei denen diese Erscheinung zuerst beobachtet wurde, gehört sie zu den auffälligsten und hervorstechendsten, während sie bei den Kanalstrahlen nur schwierig unter Anwendung sehr großer magnetischer Kräfte wahrzunehmen ist. Die Ablenkung der Kathodenstrahlen ist so stark, daß schon schwache Magnetfelder ausreichen. Fig. 88 zeigt die Ablenkung bei Annäherung eines gewöhnlichen nicht sehr kräftigen Magneten *NS*.

Da die außerordentlich leicht beweglichen Kathodenstrahl-

teilchen momentan jeder Intensitätsänderung des magnetischen Feldes gehorchen, so bietet ihre Ablenkung ein Mittel, um schnell veränderliche Magnetfelder zu untersuchen. Wenn man z. B. statt des permanenten Magneten *NS* in Fig. 88 einen kleinen Elektromagneten aus weichem Eisen mit aufgeschobenen Drahtspulen, durch welche ein Wechselstrom fließt, auf die Röhre wirken läßt, so schwingt das Strahlenbündel im Takte des Wechselstromes auf und nieder, indem es in jedem Augenblick die Richtung annimmt, welche der gerade herrschenden Stromstärke und der dadurch erzeugten magnetischen Feldintensität entspricht. Die jeweilige Richtung des Bündels erkennt man leicht an der Lage des leuchtenden Fluoreszenz- oder Lumineszenzflecks, den es auf der gegenüberliegenden Glaswand erzeugt. Man hat diese Wand mit

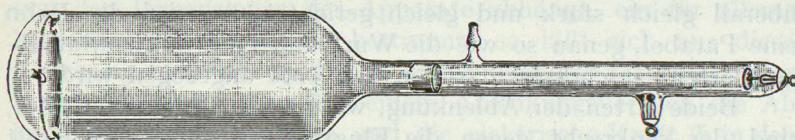


Fig. 89.

Kathodenstrahlröhre nach Braun.

einer stärker fluoreszierenden Masse (Schwefelzink) bestrichen oder vor dieselbe in die Röhre einen ebenen mit dieser Masse bestrichenen Schirm aus Glas oder Glimmerplatten gesetzt und hat so ein Instrument erhalten, das zur Analyse nicht allzu schneller elektrischer Schwingungen bis jetzt unübertroffen ist. Fig. 89 zeigt diese von Braun konstruierte und nach ihm benannte Kathodenstrahlröhre.

Der sozusagen augenblickliche Gehorsam des ganzen Strahlenbündels gegen jede Änderung des Magnetfeldes erklärt sich aus der Kleinheit und Leichtigkeit der fliegenden Teilchen und ihrer ungeheuren Geschwindigkeit. Jedes Teilchen durchellt die Länge der Röhre, auch wenn sie z. B. einen Meter beträgt, in weniger als einer Millionst Sekunde, und in der Zeit einer Sekunde, die wir vielleicht brauchen um nur einen Blick auf die Röhre zu werfen, jagen Trillionen solcher Teilchen vorbei. Wir können daher den Vorgang des Abbiegens von der ursprünglichen geraden Richtung nicht verfolgen, sondern sehen nur das Resultat, das abgelenkte Bündel.

§ 75. Elektrostatische Ablenkung der Strahlen. Geschwindigkeit und Verhältnis der Ladung zur Masse bei den Kathodenstrahlen. Bestehen die Kathodenstrahlen aus schnell bewegten geladenen Teilchen, so müssen außer den magnetischen Kräften auch elektrische sie aus ihrer Bahn ablenken können; denn jedes geladene Teilchen erfährt ja in einem elektrischen Felde einen Bewegungsantrieb längs der Kraftlinien, eine Erscheinung, die wir in § 18 zur Konstruktion der Kraftlinien benutzt haben. Läßt man also das Kathodenstrahlbündel durch ein elektrisches Feld zwischen zwei Kondensatorplatten hindurchgehen, so erfährt jedes Teilchen während des Durchgangs durch das Feld eine Verschiebung von der negativen nach der positiven Platte hin, das ganze Bündel wird also nach der positiven Platte hinübergezogen und von seiner alten gradlinigen Bahn in eine krummlinige abgelenkt. Ist das Feld homogen, also überall gleich stark und gleich gerichtet, so wird die Bahn eine Parabel, genau so wie die Wurfbahn eines horizontal abgefeuerten Geschosses, das von der Erde angezogen wird.

Beide Arten der Ablenkung, welche ein Teilchen erleidet, sind der senkrecht gegen die Flugrichtung wirkenden Kraft (der elektrischen bzw. der magnetischen) proportional. Die von dem elektrischen Felde ausgeübte muß, da es sich um eine elektrostatische Abstoßung bzw. Anziehung handelt, der elektrischen Ladung des Teilchens proportional sein. Die bewegende Kraft wird nämlich nach den im § 19 dargelegten Grundsätzen gleich der elektrischen Kraft (Feldintensität) multipliziert mit der Elektrizitätsmenge, auf welche sie wirkt. Die hierdurch erzeugte Ablenkung wird aber offenbar noch abhängen von der Masse und der Geschwindigkeit des Teilchens, und wird um so kleiner sein je größer diese beiden sind. Denn die größere Masse besitzt ein größeres Beharrungsvermögen und läßt sich schwerer aus der einmal eingeschlagenen Bahn abdrängen; und die größere Geschwindigkeit bewirkt gewissermaßen eine größere Straffheit der Bahn, wie man an den schnell fliegenden Geschossen sieht, die trotz gleicher Anziehung von Seiten der Erde eine gestrecktere, weniger gekrümmte Bahn haben als langsam fliegende. Die Theorie zeigt, daß die Ablenkung umgekehrt proportional ist der Masse und dem Quadrat der Geschwindigkeit. Im ganzen erhält man daher das Resultat: die elektrostatisch erzeugte seitliche Ablenkung des Kathodenstrahlteilchens ist proportional der Ladung desselben und der elektrischen Feldintensität oder

Kraft, dagegen umgekehrt proportional seiner materiellen Masse und dem Quadrat seiner Geschwindigkeit. Als Formel dargestellt lautet das:

$$y = k \mathfrak{E} \frac{e}{m v^2} \quad \dots \quad (24)$$

oder in Worten

$$\text{Elektrostatische Ablenkung} = \frac{\text{Ladung} \times \text{elektrische Kraft}}{\text{Konstante} \times \frac{\text{Masse} \times \text{Quadrat der Geschwindigkeit}}{}}$$

worin \mathfrak{E} die elektrische Feldintensität, e die Ladung, m die Masse, v die Geschwindigkeit des Teilchens bedeutet, y aber die seitliche Ablenkung des Teilchens am Ende der Bahn darstellt und k eine Konstante, die von der Länge der Bahn abhängt. Hat man nun die Konstante k , deren Wert nur von den Dimensionen der Apparate abhängt, ein für allemal berechnet oder sonstwie bestimmt, so lässt sich aus dieser Gleichung offenbar der Bruch e/mv^2 oder sein reziproker Wert berechnen, wenn man bei einem Ablenkungsversuch die Ablenkung y in Zentimetern und die elektrische Kraft \mathfrak{E} in dem für sie festgesetzten Maße¹⁾ misst; die einzelnen Größen e , m , v erhält man damit freilich noch nicht.

In ganz analoger Weise kann man aus der magnetischen Ablenkung den ähnlich lautenden Quotienten e/mv bestimmen. Die Bahn des geladenen Teilchens in einem homogenen Magnetfeld wird nämlich ein Kreisbogen mit um so kleinerem Radius, also stärkerer Krümmung, je größer die ablenkende Kraft ist. Diese ablenkende Kraft wird in unserem Falle von dem Magnetfeld erzeugt. Sie ist der magnetischen, in Gauß gemessenen Feldintensität und der Stromstärke des Strahlteilchens proportional; diese aber berechnet sich einfach als Produkt aus der von dem Teilchen mitgeführten Elektrizitätsmenge und seiner Geschwindigkeit; denn das ist die Elektrizitätsmenge, welche das Teilchen pro Sekunde durch einen Querschnitt seiner Bahn transportiert. Wenn man das alles berücksichtigt, so kommt man durch verhältnismäßig einfache, hier aber nicht wiederzugebende Rechnungen

¹⁾ Gewöhnlich wird die elektrische Kraft in Volt pro Centimeter angegeben, welches Maß am leichtesten anzuwenden ist, da man nur die Spannungsdifferenz der Kondensatorplatten durch ihren Abstand zu dividieren braucht. Man kann daraus natürlich leicht auf die elektromagnetische C.-G.-S.-Einheit umrechnen. (Vgl. § 19 und 22.)

zu einer Formel, aus welcher man den Krümmungsradius r berechnen kann, wenn man die magnetische Kraft H und den eben angeführten Quotienten e/mv kennt; umgekehrt kann man natürlich diesen Quotienten berechnen, wenn magnetische Kraft und Krümmungsradius bekannt sind. Letzterer läßt sich aber an dem Strahlenbündel in der Entladungsrohre direkt messen.

Die Formel, zu der man gelangt, lautet:

$$r = \frac{mv}{eH}, \quad \dots \quad (25)$$

oder in Worten:

$$\text{Krümmungsradius} \left. \begin{array}{l} \\ \text{der Bahn} \end{array} \right\} = \frac{\text{Masse} \times \text{Geschwindigkeit}}{\text{Ladung} \times \text{magnetische Kraft}}$$

Hieraus läßt sich $\frac{mv}{e}$ Berechnen. Man erkennt, daß dieser Bruch sich von dem aus dem elektrostatischen Ablenkungsversuch folgenden Bruch $\frac{mv^2}{e}$ nur durch das Fehlen eines Faktors v (der Geschwindigkeit) unterscheidet. Dividiert man beide Quotienten durch einander, so heben sich die gleichen Faktoren bis auf diesen weg und es bleibt allein die Geschwindigkeit v als überzähliger Faktor zurück.

Bei einem Versuch an α -Strahlen war z. B. gefunden worden

$$\frac{mv^2}{e} = 1,03 \cdot 10^{15} \text{ d. h. } 1030 \text{ Billionen,}$$

$$\frac{mv}{e} = 3,98 \cdot 10^5 \text{ d. h. } 398000.$$

Dividiert man die beiden Werte durch einander, so erhält man die Geschwindigkeit $v = 2,6 \cdot 10^9 \text{ cm/sek. oder } 26000 \text{ km/sek.}$ Indem man diesen Wert in eine der beiden Gleichungen einsetzt, ergibt sich weiter das Verhältnis der elektrischen Ladung zur Masse; in dem angeführten Beispiel $\frac{e}{m} = 6,5 \cdot 10^3$ oder 6500 elektromagnetische Einheiten (65000 Coulomb).

Die hier in ihren Grundzügen dargelegte Methode zur Berechnung der charakteristischen Konstanten von Kathoden- und Kanalstrahlen ist wie man sieht kompliziert und erfordert bei ihrer Anwendung sehr exaktes Arbeiten; sie ist aber geeignet uns einen Begriff von der Art und Weise zu geben,

wie die Physik derartige Probleme behandelt. Die neueren mit besonderer Sorgfalt danach angestellten Versuche haben nun ergeben:

1. Die Geschwindigkeit v der Kathodenstrahlen hängt von der Art der Erzeugung ab, sie ist größer bei hoher Entladungsspannung.

2. Die kleinste, bisher unter besonderen Umständen beobachtete, Geschwindigkeit beträgt ungefähr $\frac{1}{20}$ der Lichtgeschwindigkeit oder etwa 15000 km/sek., die größte ungefähr $\frac{1}{3}$ derselben oder etwa 100000 km/sek.

3. Das Verhältnis der Ladung zur Masse $\frac{e}{m}$ ist innerhalb dieses Geschwindigkeitsintervall für die verschieden schnellen Kathodenstrahlen nahezu konstant und beträgt etwa

$$\frac{e}{m} = 1,85 \cdot 10^7 \frac{\text{elektromagnetische C.-G.-S.-Einheiten}}{\text{Gramm}}$$

oder in Worten

$$\frac{\text{elektrische Ladung}}{\text{materielle Masse}} = 18,5 \text{ Millionen}$$

$$\frac{\text{elektromagnetische C.-G.-S.-Einheiten}}{\text{Gramm}}$$

Dieser Wert stimmt fast ganz genau mit demjenigen überein, welchen man (§ 37) aus optischen Erscheinungen für denselben Quotienten bei dem sogenannten Elektron gefunden hat und der $1,7 \cdot 10^7$ oder 17 Millionen betrug. In beiden Fällen hat man sich zu denken, daß die Masse des Teilchens in Gramm, die Ladung in elektro-magnetischen C.-G.-S.-Einheiten gemessen ist, von denen jede gleich 10 Coulomb ist.¹⁾

Die fast vollkommene Gleichheit der Werte $\frac{e}{m}$ für die Teilchen der Kathodenstrahlen und die geladenen Teilchen, welche nach den §§ 34–38 als schwingende lichtaussendende und absorbierende Bestandteile der Körperatome angenommen werden müssen, und die wir als Elektronen bezeichnet haben, zwingt zu dem

¹⁾ Mißt man e in Coulomb, m wie bisher in Gramm, so werden die Zahlen für e/m einfach 10mal größer, also 170 Millionen und 185 Millionen.

Schluß, daß man es in beiden Fällen mit den gleichen Teilchen zu tun hat. Die Teilchen, welche in den Kathodenstrahlen fliegen, also die Jonen, welche bei dieser Entladungsart auftreten, sind Elektronen, d. h. Elementarteilchen der (negativen) Elektrizität, an winzig kleine Massenteilchen gebunden.

Ob es nötig ist, überhaupt noch eine gewisse Masse, also ein Teilchen der Materie, als Träger der elektrischen Ladung anzunehmen, ist nach den neuesten Untersuchungen zweifelhaft. Wir haben im § 38 bereits angedeutet, daß uns die Existenz einer derartigen Masse an dem Elektron auch durch dessen elektromagnetische Trägheit vorgetäuscht werden kann. Wenn dem so ist, so muß nach der Theorie die scheinbare materielle Masse m des Teilchens mit wachsender Geschwindigkeit größer werden, merkbar allerdings erst bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit. Nun hat man aber in der Tat bei den β -Strahlen des Radiums, die man als sehr schnelle Kathodenstrahlen ansehen muß, Geschwindigkeiten von etwa $\frac{9}{10}$ der Lichtgeschwindigkeit oder ca. 270 000 km/sek. beobachtet, und für dieselben Strahlen wurde aus den gleichen Messungen das Verhältnis von Ladung zu Masse kleiner, nämlich nur etwa gleich $0,7 \cdot 10^7$ oder 7 Millionen C.-G.-S.-Einheiten (d. h. 70 Millionen Coulomb) pro Gramm berechnet, wie es die Theorie unter Annahme bloß scheinbarer materieller Masse voraussieht. Man müßte, wenn keine wirkliche Masse vorhanden ist, annehmen, daß die Elektronen oder Elementarteilchen der Elektrizität nur gewisse Bewegungszustände im Äther darstellen, etwa Wirbelringe. Die Aussendung der Kathodenstrahlen von der Kathode würde danach etwa in der Wegsleuderung solcher Wirbel bestehen, die mit den ungeheuren soeben berechneten Geschwindigkeiten durch den Äther fortrollen; der Vorgang hätte eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Hervorquellen und Weiterwandern von Rauchringen, die ein Zigarrenraucher aus seinem Munde stößt.

§ 76. Geschwindigkeit und Verhältnis der Ladung zur Masse bei Kanalstrahlen. Größe, Ladung und Zahl der Jonen. Man hat in derselben Weise auch die aus positiven Teilchen bestehenden Kanalstrahlen untersucht und dabei gefunden, daß ihre Geschwindigkeit im allgemeinen kleiner ist als die der gleichzeitig erzeugten Kathodenstrahlen. Zugleich ist auch das Verhältnis der Ladung zur Masse kleiner; wenn also die Kanalstrahlenteilchen eine ebenso große Ladung (abgesehen

vom Vorzeichen) tragen wie die Kathodenstrahlteilchen, so muß ihre Masse entsprechend größer sein. Es scheint aber, daß die Kanalstrahlen viel weniger homogen sind, denn man erhält nicht unter allen Umständen immer die gleichen Werte, wie das bei den Kathodenstrahlen in gewissem Grade der Fall ist. Im Mittel ergibt sich:

1. Die Geschwindigkeit der Kanalstrahlenteilchen beträgt etwa $1/100$ bis $1/1000$ der Lichtgeschwindigkeit (3000 bis 300 km/sek.).
2. Das Verhältnis der Ladung zur Masse ist im Mittel $e/m = 500$ elektromagnetische C.-G.-S.-Einheiten pro Gramm oder 5000 Coulomb pro Gramm.

Das Ladungsverhältnis ist also von derselben Größe oder wenigstens Größenordnung wie bei den elektrolytischen Jonen, bei denen der größte Wert desselben (für ein Wasserstoffion) rund 10 000 C.-G.-S.-Einheiten (100 000 Coulomb) beträgt; für ein elektrolytisches Natriumatom oder Jon würden sich daselbst etwa 4000 Coulomb ergeben, und für andre Stoffe ähnliche Werte von derselben Größenordnung.

Es ist nun interessant, diese Daten mit einander zu vergleichen. Wenn man annehmen darf — und das scheint nach andern Beobachtungen wirklich gestattet zu sein — daß die Größe der Ladung in allen Fällen die gleiche ist,¹⁾ nämlich die Elementarladung des Elektrons, so kann man aus den erhaltenen Resultaten auf die Größe der Teilchen schließen. Es ergibt sich unmittelbar, daß die negativen Teilchen, die Elektronen, weit kleiner sein müssen als das kleinste und leichteste Körperatom, daß sie nämlich nur etwa $1/1000$ des Wasserstoffatoms an Masse besitzen; dagegen sind die positiven Gasionen offenbar ebenso groß wie Körperatome ja sogar wie Anhäufungen derselben zu größeren Molekülkomplexen. Wahrscheinlich sind die positiven Teilchen der Kanalstrahlen, und ganz allgemein die positiven Gasionen überhaupt Atomreste, die durch Abspaltung eines oder mehrerer negativer Elektronen aus dem neutralen Atom entstanden sind. Das so gespaltene Atom kann auch noch mit anderen Atomen zusammen in einem größeren Molekül oder Molekülhaufen enthalten sein, der dann im ganzen positiv geladen erscheint.

¹⁾ In gewissen Fällen ist sie ein ganzzahliges Vielfaches (das Doppelte oder Dreifache usw.) dieser Elementarladung.

Um die Natur der Elektronen, die vor allem unser Interesse erwecken, noch genauer kennen zu lernen, hat man Methoden ersonnen, um unabhängig von ihrer Masse ihre Ladung e allein zu bestimmen, ihren Durchmesser zu messen und ihre Zahl in einem gegebenen Raum, die natürlich von den äußersten Bedingungen abhängt, festzustellen. Man hat gefunden, daß der Durchmesser eines Elektrons etwa 1 Billiontel Millimeter sein kann (das Wasserstoffmolekül hat einen solchen von etwa 0,1 Milliontel Millimeter, das Atom nicht viel weniger). In dem Raume eines einzigen Körperatoms haben demnach Tausende von Elektronen Platz; und wenn man sich das Atom aus negativen Elektronen und zugehörigen positiven Ladungen aufgebaut denkt, so muß dasselbe ein sehr kompliziertes Gebilde wie ein aus zahlreichen Einzelkörpern bestehendes Sonnensystem sein. Die allerdings auch früher schon angefochtene Meinung, daß ein chemisches Atom der letzte unteilbare Baustein der Materie sei, ist damit vollständig zu Fall gebracht. Vielleicht geht es aber mit den Elektronen, die wir heute als Elementarbausteine ansehen, später einmal ebenso.

Die elektrische Ladung des Elektrons hat man zu etwa 0,1 Trilliontel Coulomb bestimmt, eine absolut genommen zwar unvorstellbar kleine, im Verhältnis zu der Größe des Elektrons aber gewaltige Ladung. Würde man nämlich eine isolierte Metallkugel von dem Elektronendurchmesser in freier Luft mit der bezeichneten Elektrizitätsmenge laden, so erhielte man dabei eine elektrische Spannung von etwa 1 Million Volt auf der Kugel. Man kann daran erkennen, welche gewaltigen Kräfte in diesen winzig kleinen Teilchen tätig sind.

Die Zahl der in einem gegebenen Luftvolumen vorhandenen freien Ionen bestimmt nach § 70 die Leitfähigkeit dieses Raumes. Indem man letztere mißt, kann man die Ionenzahl, im ganzen und den Anteil an positiven und negativen (Elektronen) ermitteln. Diese Zahlen schwanken natürlich sehr; in gewöhnlicher atmosphärischer Luft ohne abnorm hohes Leitvermögen beträgt die Ionenzahl einige Tausend im Kubikcentimer, bei hoher Leitfähigkeit aber wächst dieselbe auf Millionen und Billionen an. Ist eine elektrische Strömung in dem Luftraum vorhanden, so wandern diese Ionen unter dem Einfluß der elektrischen Kraft und der Raum würde von ihnen entblößt werden, er würde sein Leitvermögen einbüßen, wenn nicht immer neue Ionen erzeugt werden. Für die Leit-

fähigkeit eines Gases spielt daher außer der Zahl der einmal vorhandenen Ionen vor allem die Geschwindigkeit eine Rolle, mit der neue gebildet werden.

§ 77. Wirkungen und Eigenschaften der Kathoden- und Kanalstrahlen. Lumineszenzerregung, Absorption und Ionisation. Auf Grund der im vorhergehenden erörterten Theorie wird es leicht sein, die von den Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen erzeugten Wirkungen zu verstehen. Wir sahen, daß sie Körper, auf die sie treffen, zum Phosphoreszieren oder Lumineszieren erregen. Es ist das Bombardement der schnell fliegenden Teilchen gegen die Moleküle der Körper, welches die in letzteren gebunden vorhandenen Elektronen zum Schwingen und damit zur Lichtaussendung anregt. Je nach ihrer Natur leuchten die Körper verschieden stark und mit verschiedener Farbe, Kalkspatkristalle unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen z. B. prachtvoll rot, Schwefelzink, sogenannte Sidotsche Blende, intensiv blaugrün usw. Mit der Fluoreszenzerregung ist häufig eine chemische Umwandlung verbunden, anderseits kommen auch letztere allein ohne Lichterscheinungen zu stande. Die Eigenschaft der Fluoreszenz- oder Phosphoreszenzerregung teilen diese Strahlen mit den sichtbaren und ultravioletten Lichtstrahlen, nur sind sowohl die fluoreszenzfähigen Körper wie auch die Farbe des Fluoreszenzlichtes in beiden Fällen nicht immer dieselben. Im übrigen aber sind natürlich Lichtstrahlen einerseits, Kathoden- und Kanalstrahlen anderseits ihrer Natur nach ganz verschiedene Erscheinungen, jene periodische Wellenbewegungen im Äther, diese ein Bombardement von kleinen Teilchen. Daher kommt es, daß ihnen die den Lichtstrahlen zukommenden Eigenschaften der Reflexion, Brechung, Polarisation fehlen. Nur von einer Dispersion kann man sprechen, doch in anderm Sinne. Wenn nämlich in einem Kathodenstrahlbündel gleichzeitig verschieden schnell bewegte Teilchen vorhanden sind, so erleiden dieselben in einem Magnetfeld verschiedene große Ablenkungen. Das fadenförmige Bündel wird dadurch zu einem Fächer ausgezogen, und wenn man es, wie bei der Braunschen Röhre, auf einen Fluoreszenzschirm fallen läßt, so entsteht nicht ein scharf begrenzter runder Fleck, sondern ein in die Länge gezogener heller Streifen, ein magnetisches Spektrum des

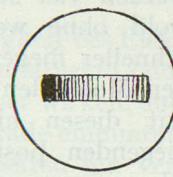


Fig. 90.

Magnetisches Spektrum eines nichthomogenen Kathodenstrahlbündels.

Kathodenstrahlbündels, in dem jede Stelle von Teilchen einer gewissen Geschwindigkeit gebildet wird. (Fig. 90.)

Daß man die elektrische Ladung sowohl der Kathodenstrahlen wie auch der Kanalstrahlen direkt nachgewiesen hat, indem man die Strahlen in einem Metallkäfig aufgefangen und die von ihnen abgegebene Ladung mit einem Elektrometer gemessen hat, erwähnen wir nur nebenbei. Dagegen verlangt das Verhalten der Strahlen beim Auftreffen auf andre Körper noch eine nähere Betrachtung. Die Erregung von Fluoreszenz in gewissen Fällen ist nur eine der Begleiterscheinungen, es sind aber noch andre zu beachten. Zunächst findet man, daß die Strahlen absorbiert werden und zwar um so mehr, je dichter der getroffene oder durchstrahlte Körper, und je kleiner die Geschwindigkeit der fliegenden Teilchen ist. Kanalstrahlen werden viel stärker absorbiert als Kathodenstrahlen. Es ist wohl ohne weiteres klar, daß die viel kleineren, und viel schneller fliegenden Elektronen mehr Aussicht haben zwischen den Molekülen des getroffenen Körpers ohne Zusammenstoß mit diesen hindurchzugelangen als die großen, langsamer fliegenden positiven Teilchen. Je dichter aber der Körper ist, je enger seine Moleküle beieinander liegen, desto häufiger werden die fliegenden Ionen ein Molekül treffen und ihre Geschwindigkeit einbüßen, womit sie aufhören, einen Strahl darzustellen. Daher gehen die Kathoden- und Kanalstrahlen nur in hochevakuierten Gefäßen, die nur noch wenige Gasmoleküle enthalten, als relativ scharf begrenzte Bündel vorwärts; in Gas von höherem Druck werden sie sofort absorbiert und zerstreut. Durch feste Körper gehen nur die schnellsten Kathodenstrahlen etwas hindurch, und auch nur, wenn die Körper sehr dünn sind (einige Hundertelmillimeter) und geringe Dichte (spezifisches Gewicht) haben. Lenard, einem Schüler von Hertz, glückte es zuerst, ein Kathodenstrahlbündel durch ein ganz dünnes Aluminiumfenster von etwa 1 Hundertel Millimeter Dicke aus dem Entladungsrohr in die freie Atmosphäre austreten zu lassen. Es wird daselbst aber innerhalb einer Strecke von wenigen Centimetern absorbiert und diffus zerstreut. Diese aus der Entladungsrohre in Gas von hohem Druck hinausgelangten Kathodenstrahlen werden als Lenardstrahlen bezeichnet.

Trifft ein schnell fliegendes Ion, mag es ein negatives Elektron oder ein positives Teilchen sein, irgend ein neutrales Molekül, so zerstört es durch seine gewaltigen elektrischen

Kräfte dessen Bau. Es gibt den innerhalb des Moleküls schon in Schwingungen befindlichen Elektronen so starke Antriebe, daß eins oder mehrere von ihnen das Molekül als freie Elektronen mit einer gewissen Geschwindigkeit verlassen, während der Rest als positives Ion zurückbleibt; es findet also Ionisierung statt, die besonders in Gasen bemerkbar wird, indem sie daselbst die Entstehung einer gewissen Leitfähigkeit bewirkt. Kathoden- und Kanalstrahlen wirken daher als Ionisatoren, sie machen jedes durchstrahlte Gasvolumen leitend. Ein einziges schnell fliegendes Teilchen vermag viele Tausende Moleküle, an denen es vorbeifährt, zu zerspalten (dissoziieren). Bei jedem verliert es einen Bruchteil seiner Energie und seine Geschwindigkeit nimmt allmählich ab bis zu dem unteren Grenzwert, bei dem es keine Ionen mehr erzeugen kann.

Jede plötzliche Verminderung der Geschwindigkeit des Elektrons, wie sie beim Zusammentreffen mit einem Molekül oder Atom stattfindet, muß wie ein Schlag auf den Äther wirken, und es muß sich von dem Ort, den das Elektron gerade einnimmt, eine Stoßwelle oder ein Impuls nach allen Seiten hin verbreiten. Denn die Geschwindigkeitsänderung entspricht einer Stromänderung längs der Bahn des Teilchens, und diese wirkt wie der Anstieg oder Abfall des Stromes in einem stark gedämpften Sender der drahtlosen Telegraphie induzierend auf den umgebenden Äther. Da aber nur die einmalige Stromänderung, nicht ein Hin- und Herpendeln desselben wie es sogar bei sehr stark gedämpften Sendern immer noch vorhanden ist, hierbei erfolgt, so ist das Resultat nicht ein Wellenzug im Äther, sondern gewissermaßen nur der Kopf eines solchen, ein einziger Anstieg der elektrischen Kraft, die dann wieder abklingt. Diese Störung schreitet aber mit derselben Geschwindigkeit wie der Wellenzug fort, im Äther und in Luft also mit der Lichtgeschwindigkeit von 300000 km/sec. Aus solchen in großer Zahl einander schnell folgenden Impulsen scheinen die Röntgenstrahlen zu bestehen.

§ 78. Röntgenstrahlen. Eigenschaften und Anwendungen. Im Jahre 1895 beobachtete Professor Röntgen in Würzburg, daß von einer in schwarzes undurchsichtiges Papier eingehüllten Entladungsrohre mit hohem Vakuum eine Strahlung ausgeht, die gewisse Substanzen zu heller Fluoreszenz erregt und die, wie er bald fand, auf die photographische Platte chemisch einwirkt. Die Strahlung erwies sich als sehr durchdringend.

Während Kathodenstrahlen, und noch mehr Kanalstrahlen, schon von wenige Centimeter dicken Luftsichten absorbiert werden, gehen diese Strahlen, Röntgenstrahlen oder X-Strahlen genannt, sogar durch Metallplatten von erheblicher Dicke z. B. Münzen etwas hindurch. Ganz bestimmt unterscheiden sie sich aber von jenen beiden Strahlenarten dadurch, daß sie keine elektrische Ladung mit sich führen. Man war daher längere Zeit im unklaren über ihr Wesen, und hielt sie entweder für Kathodenstrahlen, die ihre Ladung abgegeben haben sollten, oder für Ätherwellen nach Art der Lichtwellen, entweder ultraviolette mit sehr kleiner oder ultrarote mit sehr großer Wellenlänge. Da man aber an den Röntgenstrahlen Reflexion, Beugung, Polarisation und Dispersion, welche solchen Wellen zukommen, vergeblich gesucht hat, so ist man zuletzt auf die im vorigen Paragraphen gegebene Erklärung gekommen. Diese Strahlen haben, da bei ihnen die sogenannte Impulsbreite, welche der Wellenlänge einigermaßen entspricht, sehr klein ist, Ähnlichkeit mit kurzwelligem ultraviolettem Licht. Untersuchungen der allerletzten Jahre, welche ergeben haben, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Röntgenstrahlen genau gleich der Geschwindigkeit ist, mit welcher sich Licht und andre elektromagnetische Störungen im Äther fortpflanzen, stützen diese Vorstellung von der Natur der Strahlen.

Ausgangspunkt der Röntgenstrahlen ist immer die Stelle, wo Kathodenstrahlen auf ein Hindernis treffen und plötzlich aufgehalten werden. Während man anfangs dazu die Glaswand der Röhre benutzte, nimmt man in modernen Röntgenröhren ein Stück Platinblech, das bei Röhren, die stark beansprucht werden, mit einer dicken Kupferplatte hinterlegt ist, um die beträchtliche Wärmemenge zu verteilen und abzuleiten, welche das Bombardement der Elektronen erzeugt. Eine solche Röhre zeigt Figur 91. Dieses Platinblech, Antikathode genannt, wird schräg wie ein Spiegel dem Kathodenstrahlbündel, das von der Kathode kommt, in den Weg gestellt. Man sorgt dafür, daß das Bündel am Ort der Antikathode einen möglichst kleinen Querschnitt hat, damit die Erregungsstelle der Röntgenstrahlen klein ist, und diese möglichst nur von einem Punkt ausgehen, weil man auf diese Weise schärfere Bilder erhält. Platin als Antikathode wirkt besser als andre Metalle und natürlich auch als das Glas der Röhrenwand, weil es wegen seiner großen Dichte die auffallenden Elektronen der Kathodenstrahlen rascher aufhält,

wodurch intensivere Ätherimpulse d. h. Röntgenstrahlen entstehen.

Die erzeugten Röntgenstrahlen haben je nach der Geschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen verschiedenes Durchdringungsvermögen. Man nennt die stark durchdringenden wenig absorbierbaren harte, die schwächer durchdringenden leichter absorbierbaren weiche Strahlen. Die Strahlen sind um so härter, von je schnelleren Kathodenstrahlen sie erzeugt werden. Da man nun in sehr hohem Vakuum die schnellsten Kathodenstrahlen bekommt, weil man dabei zur Durchbrechung des schon kaum mehr leitenden Luftrestes außerordentlich hohe Entladungsspannungen anwenden muß,

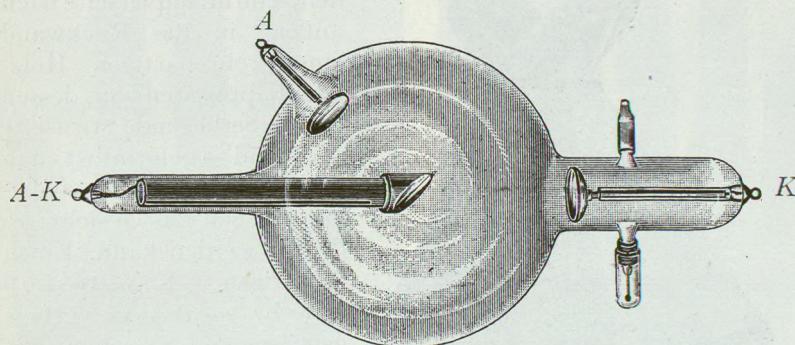


Fig. 91.
Röntgenröhre; *A* Anode, *K* Kathode; *A-K* Antikathode.

so geben solche aufs höchste evakuierten Röhren die durchdringendsten, härtesten Röntgenstrahlen.

Die Absorption der Röntgenstrahlen in verschiedenen Medien hängt von deren Dichte ab; dichte spezifisch schwere Substanzen wie Platin oder das billigere Blei absorbieren mehr, lassen also weniger von den Strahlen hindurch als leichte, wie Glas, Aluminium, Papier. Schon der Dichtevergleich zwischen den Knochen und den Fleischteilen des menschlichen Körpers genügt bekanntlich um die Strahlen beim Durchgang durch dieselben sehr verschieden zu schwächen. Darauf beruht die Radiographie und Radioskopie, die in der ärztlichen Praxis benutzt wird, z. B. zur Auffindung von metallischen Fremdkörpern im Fleisch oder zur Erkennung von Knochenbrüchen. Läßt man nämlich die Strahlen den zu untersuchenden Körper passieren und stellt hinter denselben

einen Papierschirm, der mit einer von Röntgenstrahlen zum Leuchten erregten Masse bestrichen ist, meist mit dem sogenannten Bariumplatincyanür, einem grünlich gelben Kristallmehl, so leuchtet derselbe an denjenigen Stellen schwächer oder gar nicht, wo die Strahlen von dem vorliegenden Körper absorbiert sind. Man erhält daher ein radioskopisches Schattenbild auf dem grünlich leuchtenden Schirm. Die Schichtseite des Schirmes ist dabei dem Beobachter zugewandt, die Papierseite den auffallenden Röntgenstrahlen, die ja das dünne Papier leicht durchdringen, während gewöhnliches Licht nicht hindurchkann. Um das Bild auch im unverdunkelten Zimmer sehen zu können, setzt man den Schirm, Papierseite nach außen, in die Rückwand eines röhrenartigen Holz- oder Pappkasten sein, dessen gegenüberliegende Stirnseite offen und so geformt ist, daß der Kasten lichtdicht schließend gegen das Gesicht gedrückt werden kann. Einen derartigen, Kryptoskop (griech. *κρυπτός* = verbor- gen, *σκοπεῖν* = sehen) ge- nannten Apparat zeigt Figur 92.

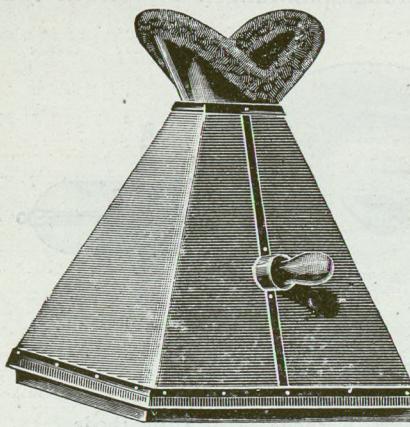


Fig. 92.
Kryptoskop.

innerhalb einer Holzkassette, besser aber nur in schwarzes Papier lichtdicht eingewickelt, den Strahlen aussetzt, so erhält man die bekannten Radiographien, von denen die Figuren 93 und 94 einige Proben zeigen. Diese lassen zugleich den Unterschied zwischen harten und weichen Strahlen erkennen. In Figur 93, die eine Aufnahme mit sehr weichen Strahlen darstellt, sind die Kontraste zwischen Fleisch, Knochen und Metallringen sehr schwach, weil die langsamen Strahlen von allen diesen Substanzen stark absorbiert werden. Figur 94, eine Aufnahme mit mäßig harten Strahlen ist bereits viel kontrastreicher und daher brauchbarer.

Praktisch wichtig sind für die Medizin auch die physiologischen Wirkungen der Röntgenstrahlen. Diese wirken näm-

Nimmt man statt des Leuchtschirms eine photographische Platte, die man

lich ätzend und zerstörend auf die Gewebe des tierischen und pflanzlichen Organismus. Intensive, zu lang dauernde Röntgenbestrahlung eines Körperteils erzeugt Entzündung, unter Umständen mit Wundwerden und Bildung von Geschwüren, die sehr schwer heilen. Wegen ihrer zerstörenden Wirkung wirken die Röntgenstrahlen auch bakterientötend und desinfizierend, doch werden sie hierzu kaum benutzt, da man andre bequemere Methoden für den gleichen Zweck besitzt.



Fig. 93.
Röntgenaufnahme mit weichen
Strahlen.



Fig. 94.
Röntgenaufnahme mit mittelharten
Strahlen.

Von den Eigenschaften der Röntgenstrahlen heben wir nur noch eine hervor, die für die Erforschung der Elektrizitätsleitung in Gasen praktisch sehr wichtig gewesen ist. Diese Strahlen besitzen nämlich, gleich den Kathodenstrahlen, aber in viel höherem Grade, die Fähigkeit, durchstrahlte Gase zu ionisieren und leitend zu machen. Läßt man z. B. ein schmales Bündel Röntgenstrahlen, das man durch eine Bleiblende, eine Bleiplatte mit Loch, aus der von der Röntgenröhre ausgesandten Strahlengarbe aussondert, zwischen den geladenen Kondensatorplatten der Fig. 80 hindurchgehen, so

verlieren diese ihre Ladung sehr schnell, indem sich ein elektrischer Strom von einer Platte zur andern durch das Gas hindurch ausbildet. Man kann auf diese Weise die normale, sehr kleine Leitfähigkeit der Luft und andrer Gase beliebig erhöhen, erhält auch bei kleinen Spannungsdifferenzen der Kondensatorplatten schon beträchtliche Ströme und kann das Verhalten der Gase gegen den elektrischen Strom genau untersuchen.

§ 79. Radioaktivität. Radioaktive Substanzen. Die Entdeckung der Röntgenstrahlen gab den Anstoß dazu, aufmerksam auf alle Erscheinungen zu achten, die als Wirkungen dieser oder ähnlicher noch unbekannter Strahlungen angesehen werden konnten. Diese Forschungen, die zuerst nur ganz unscheinbare Tatsachen ans Licht brachten, haben der Wissenschaft den Weg in das neue Gebiet der Radioaktivität eröffnet, dessen Bearbeitung sie auf lange Zeit hinaus in Anspruch nehmen wird. Sie haben zu Vorstellungen über das Wesen der Materie geführt, die vor zehn Jahren noch als allzu kühn, ja als phantastische Träumereien hätten gelten müssen. Selbst wenn die Schlüsse, die man aus den neubeobachteten Erscheinungen gezogen hat, vielleicht nicht alle richtig sein sollten, so sind sie jedenfalls im höchsten Grade interessant, und geben auf den verschiedensten Gebieten neue Anregungen. Es herrscht in diesem Teil der Forschung augenblicklich eine fast fieberhafte Tätigkeit, deren Resultate nicht leicht zu übersehen sind. Wir können nur die wichtigsten und am meisten sichergestellten besprechen, andere nur andeuten.

Mit Sicherheit ist aus der Fülle des Beobachteten folgendes Ergebnis hervorgegangen: es gibt gewisse Stoffe, die ihrem ganzen Verhalten nach chemische Grundstoffe oder Elemente sind, und von denen nach außen Wirkungen ausgehen, wie sie von den uns soeben bekannt gewordenen Kathoden-, Kanal- und Röntgenstrahlen erzeugt werden. Man muß also annehmen, daß diese Körper, ohne daß von außen eine Einwirkung, etwa durch elektrische Entladungen und dergleichen auf sie ausgeübt wird, solche Strahlen aussenden, die nach dem Entdecker, dem französischen Physiker Henry Becquerel, der sie zuerst am Uran beobachtete, Becquerelstrahlen genannt werden. Man nennt diese Stoffe radioaktiv und die Erscheinung der spontanen Strahlenaussendung (lat. *sponsaneus* = freiwillig, von selbst verlaufend), Radioaktivität.

Solche Stoffe sind von den uns schon lange bekannten chemischen Elementen, das Uran (nach Becquerel), und das Thor oder Thorium, nach den fast gleichzeitigen Beobachtungen von Schmidt und Frau Curie. Ob von den bekannten Elementen vielleicht noch andere, eine — wenn auch viel geringere — Radioaktivität zeigen, ist heute noch nicht entschieden. Man glaubt, mit den allerfeinsten Mitteln in letzter Zeit z. B. auch an reinem Blei Spuren von Radiaktivität entdeckt zu haben, ob mit Recht, werden erst weitere Versuche lehren; denn bei diesen schwachen Erscheinungen können schon winzige Spuren eines stark strahlenden Stoffes, der als Verunreinigung im Blei enthalten sein kann, eine Radioaktivität dieses Elementes vortäuschen.

Außer den bekannten Elementen Uran und Thor sind nun aber gewisse erst infolge ihrer Radioaktivität entdeckten Elemente zu nennen, die besonders stark radioaktiv sind. Vollkommen sichergestellt ist die Existenz des von dem Ehepaar Curie im Jahre 1898 zuerst isolierten Elementes Radium, nahezu sicher ist die Existenz eines Elementes Aktinium, das gleichzeitig von einem Mitarbeiter der Curies, Debierne, gefunden wurde. Auch die von Frau Curie zu allererst entdeckte radioaktive Substanz, die sie zu Ehren ihres Heimatlandes Polonium nannte, und die von anderen vielfach für ein Gemisch verschiedener radioaktiver Stoffe gehalten worden ist, muß wohl als ein einheitlicher Stoff gelten und könnte als solcher Anspruch auf die Bezeichnung Element erheben, wenn man nicht etwa diesen Namen nur solchen Substanzen beilegen will, die wenigstens längere Zeit ihre Eigenschaften nicht merklich ändern, was bei dem Polonium nicht der Fall ist, denn dieses ändert seine Eigenschaften im Laufe einiger Monate völlig. Die von dem amerikanischen Physiker Rutherford aufgestellte Theorie der Radioaktivität scheint über die Stellung solcher Substanzen wie das Polonium Aufklärung zu geben. Dasselbe gilt für andere Stoffe, wie das sogenannte Radiotellur und ähnliche.

Die Radioaktivität, das Vermögen Strahlungen auszusenden, ist bei diesen Stoffen verschieden stark; die am stärksten radioaktiven sind in der Natur in sehr kleinen Mengen verteilt zwischen inaktiven Stoffen vorhanden, und man braucht große Mengen des zumeist inaktiven Stoffe enthaltenden Ausgangsmaterials, wenn man daraus einigermaßen erhebliche Mengen der stark radioaktiven Substanzen ausziehen will.

Die meisten der genannten kommen in Gesellschaft des Urans in den Uranerzen, vor allem im Uranpecherz (Pechblende), vor, und sind daraus zuerst hergestellt worden.

§ 80. Natur der radioaktiven Strahlung. Die α -, β - und γ -Strahlen. Wie wir sahen, ist die Aussendung von Strahlen durch einen Körper zuerst 1896 von Becquerel am Uran beobachtet worden. Ein Kristall von Urankaliumsulfat, wirkte durch undurchsichtiges schwarzes Papier hindurch auf eine photographische Platte, auf welcher er mehrere Stunden lag; eine Wirkung, die derjenigen von schwachen Röntgenstrahlen ähnlich sah. Durch eine Reihe von Untersuchungen wurde die Natur dieser Strahlung festgestellt und es ergab sich, daß in derselben drei Arten von Strahlen zu unterscheiden sind, die in ihrem Wesen vollkommen den drei in Vakuumröhren bei elektrischen Entladungen auftretenden Strahlenarten entsprechen, wenn sie auch quantitative Unterschiede aufweisen. Rutherford, der sich bald danach eingehend mit diesen Forschungen beschäftigte und im Verein mit seinen Schülern unsre Kenntnis dieses Gebietes sehr gefördert hat, nannte sie α -, β - und γ -Strahlen. Es entsprechen die

α -Strahlen den positiv geladenen Kanalstrahlen,

β -Strahlen den negativ geladenen Kathodenstrahlen,

γ -Strahlen den ungeladenen Röntgenstrahlen.

Die α - und β -Strahlen werden im Magnetfeld nach entgegengesetzten Seiten abgelenkt, die ersten wenig, die letzten stark; die γ -Strahlen werden nicht beeinflußt. Man kann das zur Trennung der drei Strahlenarten, die von einem Körnchen radioaktiver Substanz ausgesandt werden, benutzen, indem man ein schmales mit Hülfe einer Bleiblende abgegrenztes Bündel, das sie alle zugleich enthält, durch ein Magnetfeld gehen läßt. Dabei erhält man das Bild, welches Frau Curie in einer ihrer Veröffentlichungen gegeben hat, und das seitdem typisch geworden ist. Fig. 95 zeigt dasselbe.

Auch durch elektrische Felder werden die α - und β -Strahlen abgelenkt und man hat genau wie bei den Kathoden- und Kanalstrahlen durch Kombination magnetischer und elektrischer Ablenkung die Geschwindigkeit der fliegenden Teilchen und das Verhältnis ihrer Ladung zu ihrer Masse bestimmt. Die Geschwindigkeit der z. B. von Radium ausgesandten β -Strahlen liegt zwischen $\frac{1}{5}$ und $\frac{9}{10}$ Lichtgeschwindigkeit, während die schnellsten Kathodenstrahle nur $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit erreichen. Die schnellsten β -Strahlen des Radiums fliegen

also fast mit Lichtgeschwindigkeit und daraus erklärt sich ihr enormes Durchdringungsvermögen, das viel größer ist als das der schnellsten Kathodenstrahlen und das sie befähigt, weite Luftstrecken zu durchlaufen und auch feste Substanzen wie z. B. Glas, zu durchstrahlen. Ebenso haben die α -Strahlen größere Geschwindigkeit als die Kanalstrahlen, ca. $\frac{1}{10}$ Lichtgeschwindigkeit. Auch sie durchstrahlen atmosphärische Luft, wenigstens einige Centimeter weit, werden dabei aber doch stark absorbiert; feste Körper, selbst dünnste Papierblättchen halten sie vollständig auf.

Das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse ist bei den langsamsten β -Strahlen das gleiche wie bei den Kathodenstrahlen, sie bestehen daher aus Elektronen. Bei den schnelleren nimmt es nach den Untersuchungen von Kaufmann mit wachsenden Geschwindigkeiten ab. Diese auf eine scheinbare

Vergrößerung der Masse hindeutende Erscheinung lässt sich aber aus elektromagnetischen Gesetzen im Anschluß an die Faraday-Maxwellsche Theorie erklären. Das A

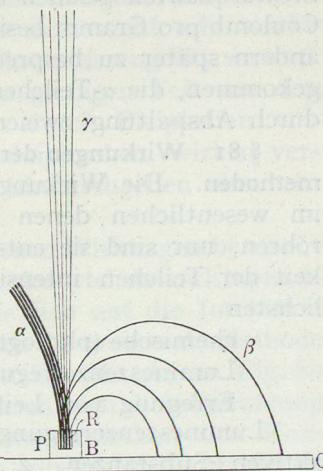


Fig. 95.

Magnetische Trennung der α -, β -, γ -Strahlen nach Curie (schematisch).

geladene, sein elektrisches Feld mit sich führende Elektron erzeugt durch seine Bewegung wie ein elektrischer Strom ein Magnetfeld, und erfährt dabei eine Hemmung, die mit wachsender Geschwindigkeit schnell zunimmt, merklich aber erst dann, wenn die Lichtgeschwindigkeit nahe erreicht ist. Um dem Elektron eine so hohe Geschwindigkeit zu erteilen oder sie zu ändern, muß man daher eine verhältnismäßig viel größere Energie aufwenden, gerade als ob seine Masse größer wäre als vorher. So erklärt sich die Verkleinerung des Quotienten e/m mit wachsender Geschwindigkeit.

Bei den α -Strahlen hat man fast übereinstimmend für

alle radioaktiven Stoffe etwa 5000 C.-G.-S.-Einheiten oder 50000 Coulomb pro Gramm gefunden. Da für ein Wasserstoffatom im Jonenzustand der Wert 100000 Coulomb beträgt, so haben die α -Teilchen etwa die Masse eines Wasserstoffmoleküls, das aus zwei Atomen besteht. Besser vergleicht man es vielleicht mit dem Atom des Gases Helium, das erst in den 90er Jahren des vorigen Jahrhunderts mit den andern sogenannten Edelgasen Neon, Argon, Krypton, Xenon in der Atmosphäre nachgewiesen worden ist. Das Atom ist viermal so schwer wie das Wasserstoffatom, so daß es als Jon, geladen mit einem elektrischen Elementarquantum den Wert $e/m = 25000$ Coulomb pro Gramm, mit zwei solchen Elementarquanten geladen aber den α -Strahlenwert $e/m = 50000$ Coulomb pro Gramm besitzen würde. Man ist aus diesem und andern später zu besprechenden Gründen auf die Vermutung gekommen, die α -Teilchen der radioaktiven Stoffe seien positiv, durch Abspaltung zweier Elektronen, geladene Heliumatome.

§ 81 Wirkungen der radioaktiven Strahlen. Beobachtungsmethoden. Die Wirkungen der radioaktiven Strahlen gleichen im wesentlichen denen der Entladungsstrahlen in Vakuumröhren, nur sind sie entsprechend der größeren Geschwindigkeit der Teilchen intensiver; wir finden als die hauptsächlichsten

chemische (photographische) Wirkungen,
Lumineszenzerregung,
Erregung von Leitfähigkeit (Ionisation).

Lumineszenzerregung beobachtet man jedoch nur an stark aktiven Substanzen, z. B. sehr reinen Radiumpräparaten. Schon wenige Milligramm einer Verbindung von Radium und Brom oder Radium und Chlor, die ein stecknadelkopfgroßes Körnchen darstellen, sind genügend, um einen Fluoreszenzschirm von Bariumplatincyanür oder von Zinksulfid (Schwefelzink, Sidotsche Blende) aus einigen Centimentern Entfernung zum Leuchten zu bringen, auch wenn das Radiumsalz in ein Glasrörchen eingeschlossen ist. In diesem Falle sind es die durchdringenden β - und γ -Strahlen, auf denen die Wirkung beruht. Bringt man das Radiumpräparat offen ganz nahe an den Zinksulfidschirm, so wirken vor allem die α -Strahlen. Dabei tritt die eigenartige Erscheinung auf, daß auf dem gleichmäßig matt leuchtenden Grunde in rascher Folge hellleuchtende Pünktchen entstehen und verschwinden, so daß derselbe Eindruck des Funkelns oder Scintillierens entsteht, den der

gestirnte Himmel in einer hellen klaren Winternacht bietet. Man nimmt an, daß diese Erscheinung von dem Bombardement der α -Teilchen gegen die Moleküle der Leuchtsubstanz herrührt. Jedes auftreffende α -Teilchen zerstört ein von ihm getroffenes Molekül und erzeugt dabei den Lichtblitz.

Auch Gase leuchten unter dem Bombardement der Teilchen, insbesondere der in der Luft enthaltene Stickstoff wird ziemlich stark erregt. Daher kommt es, daß kräftige Radiumpräparate in Luft von einer schwach leuchtenden Aureole oder Lichtwolke umgeben sind, deren Licht spektral-analytisch untersucht, das Spektrum des Stickstoffs zeigt, das man von diesem Gas in Vakuumröhren erhalten kann.¹⁾

Die Wirkung auf die photographische Platte und andere chemische Wirkungen stammen, wenn man nicht sehr starke Präparate hat und sehr nahe an die Platte herangeht, wesentlich von den β -Strahlen und nur zum geringen Teil von den α -Strahlen. Die γ -Strahlen, die auch durch Bleiplatten von mehreren Centimeter Dicke noch hindurchgehen, wirken verhältnismäßig schwach, eben weil sie hindurchgehen ohne absorbiert zu werden.

Die auf den beiden hier besprochenen Wirkungen beruhenden Methoden zum Nachweis der Strahlen stehen an Empfindlichkeit hinter der dritten zurück, die sich auf die Ionisation des durchstrahlten Gases stützt und als die ureigenste Methode der radioaktiven Forschung anzusehen ist. Mit der in Fig. 80 im Prinzip skizzierten Anordnung lassen sich bei Benutzung sehr empfindlicher Elektrometer Ströme zwischen den Kondensatorplatten messen, welche der minimalen Leitfähigkeit entsprechen, die entsteht, wenn in jedem Kubikcentimeter Luft in jeder Sekunde nur ein einziges Molekül oder Atom in Ionen zerspalten wird. Da in jedem Kubikcentimeter Luft von Atmosphärendruck etwa 10 Trillionen Moleküle vorhanden sind, welche Zahl ausgeschrieben eine 1 mit 19 Nullen darstellt, so braucht also von der Gesamtzahl pro Sekunde nur ein winzig kleiner Bruchteil zu zerfallen, um bemerkbare Wirkung am Elektrometer hervorzurufen; eine solche Empfindlichkeit, die keine andere Methode in der Physik und Chemie auch nur annähernd erreicht, erscheint fast als märchenhaft.

1) Nach den Versuchen des Ehepaars Huggins ist es das sogenannte Bandenspektrum des negativen Pols.

Die Ionisation wird durch den Stoß der fliegenden α - oder β -Teilchen gegen die Moleküle erzeugt, sie wird daher um so größer, je mehr Zusammenstöße in jeder Sekunde erfolgen. Nun ist die Aussicht auf einen Zusammenstoß um so größer, je langsamer das Teilchen den Raum durchquert, denn es können ihm dann eher von den ja auch, wenn auch viel langsamer, in Bewegung befindlichen Molekülen einige in den Weg treten. Daher sind die α -Strahlen besonders starke Ionisatoren, werden dabei aber kräftig absorbiert, aus demselben Grunde wirken die langsamen β -Strahlen mehr als die schnelleren. Durch geeignete Kombination von absorbierenden Substanzen verschiedener Dicke und Dichte (z. B. dünne Metallschirme) lassen sich einzelne Strahlensorten aussondern und für sich untersuchen; besser und genauer läßt sich das freilich durch Zerlegung in ein magnetisches Spektrum erreichen, aber nur wenn man sehr intensive Strahlungen hat, weil die Wirkungen sonst zu schwach werden, da man hierbei nur enge Bündel anwenden kann.

§ 82. Ungleiche Zusammensetzung der Strahlung verschiedener Substanzen. Die Atome der Radioelemente als Strahlungs- und Energiezentren. Nimmt man zwei radioaktive Präparate verschiedener Natur, z. B. ein Radiumpräparat und ein Poloniumpräparat, die beide noch durch inaktive Stoffe verunreinigt sein können, aber in ihrer Menge so bemessen sind, daß sie offen in gleicher Entfernung an den Kondensator der Figur 80 herangebracht, gleiche ionisierende Wirkung haben, so verschwindet diese Gleichheit, wenn man sie mit einer dünnen Schicht irgend einer absorbierenden Substanz, (z. B. Papier, Glimmer oder Glas) bedeckt oder sie ganz einschließt. Auch wenn die Dicken der bedeckenden Substanzen bei beiden Präparaten gleich sind, wirkt nunmehr im allgemeinen das eine schwächer als das andere; in unserem Fall wirkt das Polonium überhaupt nicht mehr, während die Wirkung des Radiums nur geschwächt wird. Man erkennt, daß die Zusammensetzung der Gesamtstrahlung aus den drei möglichen Strahlenarten von der Natur der radioaktiven Substanz abhängt. Genaue Untersuchungen haben gezeigt, daß es Stoffe gibt, die nur α -Strahlen aussendem, andere, die nur β - und γ -Strahlen, und noch andere, die alle drei aussenden. Dabei können auch die Intensitätsverhältnisse der gleichzeitig ausgesandten α - und β -Strahlen von Substanz zu Substanz variieren; für jede einheitliche radioaktive Substanz hat sich dies Verhältnis aber als kon-

stant ergeben, und es ist festgestellt worden, daß nicht nur dieses Verhältnis der Teilstrahlungen sondern auch die Intensität der Gesamtstrahlung unabhängig ist von äußeren Einflüssen, wie Erhitzung auf Glühtemperaturen oder Abkühlung bis auf -180° Celsius (Temperatur der flüssigen Luft), sowie auch von der Art der chemischen Verbindung, in welcher das radioaktive Element gerade enthalten ist. Es ist gleichgültig, ob man z. B. Radium in Verbindung mit Chlor als Radiumchlorid oder mit Brom als Radiumbromid benutzt; das Intensitätsverhältnis der drei Strahlungen ist immer dasselbe und die Gesamtintensität ebenfalls, wenn in den benutzten Substanzmengen gleichviel von dem Element Radium enthalten ist.

Die Fähigkeit der Strahlenaussendung, d. h. die Radioaktivität ist daher nur eine Eigenschaft des Atoms des radioaktiven Elementes, nicht des molekularen Baues, in dem es sich befindet, während alle früher bekannten Eigenschaften der Elemente — vielleicht mit Ausnahme der Lichtemission — im wesentlichen durch die Natur der außerdem noch im Molekül vorhandenen fremden Atome und die Art ihrer gegenseitigen Verkettung bestimmt werden. Es gibt sogar viele Stoffe, deren kleinste mit den gewöhnlichen Methoden physikalisch nachweisbare Teilchen, die Moleküle, aus gleich viel Atomen der gleichen Elemente bestehen, und die nur wegen der verschiedenen Gruppierung derselben innerhalb des Moleküls sich ganz verschieden verhalten. Dabei spielt also der Bau des Moleküls die Hauptrolle.

Das ist bei der Radioaktivität nun gerade nebensächlich und man muß demgemäß auch die Quelle der Strahlung in dem Atome der radioaktiven Elemente suchen. Die von der Substanz als α - und β -Strahlen wegfiegenden Teilchen führen wie die γ -Strahlen Energie mit sich, vermöge deren sie ihre Wirkungen ausüben. Sie entnehmen dieselbe den Strahlungszentren, d. h. den radioaktiven Atomen. Daß ein großer Energieumsatz in radioaktiven Substanzen stattfindet, folgt auch aus der Beobachtung, daß in denselben fortdauernd sehr bedeutende Wärmemengen entstehen. Wir wissen, daß sehr häufig chemische Vorgänge mit Freiwerden oder Erzeugung von Wärme verbunden sind. Es wird ein Teil der chemischen Energie, welche den mit einander reagierenden Stoffen innerwohnt, in Wärme umgewandelt, so daß die neu entstehenden Substanzen einen geringeren Gehalt an chemischer Energie besitzen als die Ausgangssubstanzen. Solche Prozesse sind z. B.

alle Verbrennungen, die weiter nichts als Entstehung von Verbindungen der verbrennenden Stoffe mit dem Sauerstoff der Luft darstellen; auch Explosionen z. B. von Schießpulver gehören zu ihnen; bei diesen wird die chemische Energie nur zu einem Teil in Wärme, zum anderen in mechanische Arbeit umgesetzt, indem durch die plötzliche Ausdehnung Körpermassen in Bewegung gebracht werden, u. dergl. Dabei handelt es sich aber stets um die Zertrümmerung und den Neuaufbau von Molekülen aus den unverändert gebliebenen Atomen. Nachweisbare Änderungen im Molekülbau finden aber bei den radioaktiven Stoffen nicht statt, können also nicht zur Erklärung der Wärmeentwicklung derselben herangezogen werden. Auch sind die erzeugten Wärmemengen so groß — 1 Gramm Radium gibt z. B. in irgend einer Verbindung dauernd während jeder Stunde ca. 100 Grammkalorien Wärme ab, d. h. eine Wärmemenge, die 1 Gramm Wasser von 0° C. auf ca. 100° erhitzen kann — daß von den gewöhnlichen chemischen Prozessen keiner auch nur annähernd solche Energiemengen liefern kann. Will man also als Energiequelle Vorgänge in der radioaktiven Substanz annehmen, so kommt man fast mit Notwendigkeit auf Vorgänge ganz anderer Art als die gewöhnlichen chemischen Prozesse sind, gewissermaßen chemische Prozesse höherer Ordnung, die sich nicht zwischen den Atomen im Molekül, sondern innerhalb jedes Atoms selbst abspielen. Das ist die heute verbreitete Anschaugung, die in der von Rutherford und Soddy ausgearbeiteten Theorie vom Atomzerfall (Desaggregationstheorie) eine ziemlich präzise Fassung erhalten hat, wenn dieselbe auch bis jetzt noch manche Lücken aufweist. Gestützt wird diese Anschaugung durch eigentümliche Veränderungen, welche in der radioaktiven Strahlung und in der stofflichen Beschaffenheit gewisser radioaktiver Präparate mit der Zeit vor sich gehen

§ 83. Radioaktive Umwandlung und Abklingen der Radioaktivität. Radiumemanation. Bei einigen radioaktiven Präparaten beobachtet man nach ihrer Isolierung und Trennung von fremden Substanzen eine Inkonstanz der Strahlungsintensität; die Strahlung nimmt in einigen Fällen mit der Zeit bis zu einem Maximum zu, um dann merklich konstant zu bleiben; in anderen sinkt sie von diesem Maximum allmählich wieder herab; in noch anderen findet von Anfang an eine dauernde Abnahme manchmal bis zum völligen Verlöschen der Radio-

aktivität statt. Diese letzteren Fälle zeigen häufig ein sehr einfaches Verhalten: die Strahlung nimmt dabei regelmäßig in geometrischer Progression ab, wenn die Zeit in arithmetischer Progression zunimmt. Die Schnelligkeit der Abnahme ist für jede dieser radioaktiven Substanzen charakteristisch und unveränderlich, sie hat für die verschiedenen Stoffe verschiedene Werte und wird durch die Abklingungskonstante oder Radioaktivitätskonstante des betreffenden Stoffes bestimmt. Die Erscheinung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der Dämpfung elektrischer Schwingungen, bei welchen die Schwingungs-

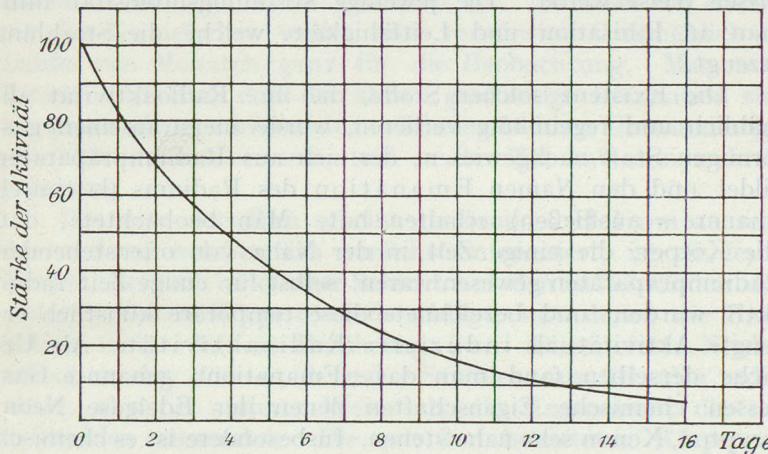


Fig. 96.
Abklingungskurve der Radiumemanation.

amplitude nach demselben Gesetz der geometrischen Progression abnimmt.¹⁾ Man kann die Geschwindigkeit des Abfalls durch die Zeit charakterisieren, welche verstreichen muß, bis die Strahlung auf die Hälfte des Anfangswertes herabgesunken ist (Halbwertsperiode, Halbwertskonstante, Halbje-

1) In der mathematischen Darstellung erhält man eine Exponentialfunktion mit negativem Exponenten. Ist J_0 die Anfangsintensität der Strahlung zur Zeit $t=0$, J die Intensität zur Zeit t , α die Abklingungskonstante, so gilt das Gesetz

$$J = J_0 e^{-\alpha t}.$$

Hierin ist e die Zahl $2,718 \dots$, die Basis der sogenannten natürlichen Logarithmen.

rungskonstante). Diese Konstante hat sich in sehr vielen Fällen als ein, häufig sogar als einziges, charakteristisches Kennzeichen der betreffenden Substanz ergeben. Fig. 96 zeigt die „Abklingungskurve“ der sogenannten Radiumemanation, an der man die Erscheinung zuerst klar erkannt hat, und bei der die Halbwertsperiode 3,8 Tage beträgt, so daß also die Intensität der ausgesandten Strahlen 3,8 Tage nach der Entstehung der Emanation nur die Hälfte von der im Augenblick des Entstehens vorhandenen ist; nach weiteren 3,8 Tagen im ganzen also 7,6 Tagen ist sie nur ein Viertel, nach $3 \times 3,8$ Tagen oder 11,4 Tagen ein Achtel und sinkt in dieser Weise weiter. Die jeweilige Strahlungsintensität mißt man an Ionisation und Leitfähigkeit, welche die Strahlung erzeugt.

Die Existenz solcher Stoffe, die ihre Radioaktivität allmählich und regelmäßig verlieren, wurde zuerst an einem gasförmigen Stoff nachgewiesen, der sich aus Radiumpräparaten bildet und den Namen Emanation des Radiums (lateinisch emanare = ausfließen) erhalten hat. Man beobachtete, daß alle Körper, die einige Zeit in der Nähe von offenstehenden Radiumpräparaten gewesen waren, selbst für einige Zeit radioaktiv wurden, und bezeichnete diese temporäre künstlich erzeugte Aktivität als induzierte Radioaktivität. Als Ursache derselben fand man das „Emanation“ genannte Gas, dessen chemische Eigenschaften denen der Edelgase Neon, Krypton, Xenon sehr nahe stehen. Insbesondere ist es chemisch außerordentlich träge und verbindet sich gar nicht mit anderen Substanzen. Man hat es aus großen Mengen von Radiumsalzen in solcher Menge gewonnen, daß man seine Dichte und andere Eigenschaften bestimmen konnte, auch ließ es sich bei Abkühlung auf -150°C mittels flüssiger Luft zu einer Flüssigkeit kondensieren.

Diese gasförmige Emanation bildet sich dauernd in kleiner Menge aus allen Radiumsalzen, bleibt aber in den festen Radiumpräparaten zum größten Teil eingeschlossen oder okkludiert. Löst man aber das Radiumsalz in Wasser und kocht die Lösung oder läßt einen Luftstrom hindurchperlen, so wird die Emanation frei und entweicht. Fängt man sie in einem geschlossenen Gefäß auf, so zeigt sich der Gasinhalt, der außer der Emanation noch Luft und andere Gase (Sauerstoff und Wasserstoff) enthält, radioaktiv; er sendet jedoch nur α -Strahlen aus, und zwar mit einer Intensität, die seinem Gehalt an Ema-

nation proportional ist. Läßt man das Gefäß geschlossen stehen und untersucht von Zeit zu Zeit den Gasinhalt allein, indem man ihn in ein anderes Gefäß umfüllt oder kleine Proben von ihm entnimmt, die man auf das Entladungselektrometer wirken läßt, so zeigt sich, das immer nur α -Strahlen ausgesandt werden, aber mit stets kleiner werdender Intensität, gerade als ob der Emanationsgehalt des Gasgemisches sich verringerte. Die Abnahme, die durch die Abklingungskurve in Fig. 96 dargestellt wird, geht, wie schon bemerkt, in geometrischer Progression vor sich in der Weise, daß nach 3,8 Tagen, d. h. 3 Tagen und 19 Stunden, die Strahlungsintensität auf die Hälfte gesunken ist. So sinkt die Aktivität des Gasinhaltes weiter und verschwindet allmählich im Laufe von Monaten ganz für die Beobachtung. Man muß daraus schließen, daß die aktive gasförmige Emanation sich in etwas anderes umwandelt; es können mehrere Umwandlungsprodukte vorhanden sein, und in der Tat hat man mehrere gefunden.

Das eine derselben scheint gasförmiges Helium zu sein, das andere, welches uns zunächst interessiert, ist ein fester Körper, der sich in dünner Schicht auf den Gefäßwänden und anderen festen Körpern niederschlägt, mit denen die Emanation einige Zeit in Berührung war. Dieser feste Niederschlag sendet nun α -, β - und γ -Strahlen aus, ist also radioaktiv, aber in anderer Weise als die Emanation, die nur α -Strahlen aussendet. Die mit ihm behafteten Körper erscheinen radioaktiv, sie besitzen induzierte Radioaktivität. Daß in der Tat ein festhaftender strahlender Überzug vorhanden ist, ergibt sich daraus, daß man die Radioaktivität von dem befallenen Körper durch Säuren ablösen kann und daß die Lösung dabei die Radioaktivität übernimmt. Auch kann man den Niederschlag durch starkes Erhitzen des befallenen Körpers verflüchtigen und auf andere Körper überdestillieren. Auch bei diesem festen Niederschlag ändert sich die Stärke der Radioaktivität mit der Zeit, aber in komplizierter Weise, die zunächst nicht so einfachen Gesetzen zu folgen scheint, wie die Veränderung bei der Emanation; insbesondere ändert sich das Intensitätsverhältnis zwischen α - und β -Strahlung. Man nimmt daher bei diesem Stoff ebenfalls eine, oder wie genauere Beobachtungen fordern, mehrere aufeinanderfolgende Umwandlungen an, die in ähnlicher Weise stattfinden wie dort und deren Produkte teilweise nebenein-

ander existieren. Auf die Einzelheiten können wir aber hier nicht mehr eingehen.

Einen Blick müssen wir noch auf das Radiumsalz werfen, das wir als Ausgangspräparat zur Gewinnung der Emanation benutzt haben. Auch dieses, das vorher, wenn es seit seiner Darstellung einige Monate geruht hatte, keine bemerkbare Inkonstanz seiner Strahlung zeigte, ist nunmehr, nachdem es alle angesammelte Emanation abgegeben hat, veränderlich geworden. Seine Aktivität, die durch Abscheidung der Emanation schon verkleinert ist, sinkt zunächst einige Stunden lang noch weiter, wobei merkwürdigerweise die β - und γ -Strahlung ganz verschwindet und nur eine Restaktivität mit α -Strahlung zurückbleibt. Dann aber steigt die Strahlung allmählich wieder an, auch β - und γ -Strahlen erscheinen wieder und nach ungefähr einem Monat ist der Anfangswert wie vor der Entziehung der Emanation erreicht, der nun nicht mehr merklich variiert und somit einen Gleichgewichtszustand darstellt.

§ 84. Theorie des Atomzerfalls. Diese interessanten Erscheinungen, die sich in ähnlicher Form bei den anderen radioaktiven Elementen Aktinium, Thorium, Uran wiederfinden, erklärt man sich durch allmähliche Umwandlung der Radiosubstanzen. Jede derartige Umwandlung denkt man sich mit der Aussendung einer bestimmten Strahlung verbunden. Wir sahen aber schon (vgl. § 82), daß chemische Umwandlungen gewöhnlicher Art, bei denen nur die Atome andere Gruppierungen innerhalb der Moleküle und Bindungen zu neuen Molekülen eingehen, aus verschiedenen Gründen nicht in Betracht kommen können. Daher hat man den kühnen Schritt getan und eine Umwandlung der Atome selbst angenommen, womit der alte alchimistische Gedanke einer Verwandlung des einen chemischen Elementes in ein anderes wieder auflebt, freilich in einer neuen, durchaus klaren, nicht in der alten verschwommenen Form. Gestützt wird diese Aufassung ganz wesentlich durch die von mehreren Forschern beobachtete, nicht mehr zu bezweifelnde Tatsache, daß sich aus der Radiumemanation Heliumgas bildet. Man hat die aus einem reinen Radiumsalz gewonnene Emanation in eine Entladungsrohre von ähnlicher Form wie die in Fig. 84 gezeichnete eingeschlossen und von Zeit zu Zeit das Licht, welches sie beim Durchgang elektrischer Entladungen aussendet, spektralanalytisch untersucht. Jedes Element gibt bei dieser Behandlung ein charakteristisches Spektrum, in dem nur bestimmte leuchtende Linien als Repräsentanten ganz be-

stimmter Farben oder Wellenlängen vorhanden sind. Bei dieser Untersuchung verschwand nun im Laufe der Zeit das Spektrum der Emanation und es erschien dafür dasjenige des Heliums, das sich weiterhin nicht mehr änderte. Da sowohl die Emanation wie auch das Radiumsalz zu Anfang keine Spur Helium enthielt und mit den stärksten chemischen und physikalischen Mitteln keins aus ihnen zu erhalten war, was sonst darauf hingedeutet hätte, daß das Radiumsalz oder die Emanation eine gewöhnliche chemische Verbindung von Helium mit irgend einem anderen Element enthält, so bleibt nur der Schluß übrig, daß sich das Element Helium aus dem Element Radium durch eine innere Umwandlung des Atoms dieses Stoffes gebildet hat.

Die hierin ausgesprochene neue Hypothese der Atomverwandlung ist von Rutherford und Soddy auf alle radioaktiven Stoffe ausgedehnt und zu einer Theorie ausgebaut worden, mit der sich in der Tat die bisher beobachteten radioaktiven Erscheinungen wohl erklären lassen. Man muß danach annehmen, daß die Atome aller Körper aus negativen Elektronen — den Elementarmengen der negativen Elektrizität, die vielleicht noch (vgl. § 38 und 75) an kleine Massenteilchen gebunden sind — und positiven Resten bestehen, d. h. aus Massenteilchen, die uns positiv erscheinen, so lange sie nicht mit einer bestimmten Zahl negativer Elektronen vereinigt sind. Diese positiven und negativen Bausteine, in mehr oder weniger großer Anzahl miteinander verbunden, bilden den Bau eines Atoms. Diese Teilchen führen gegeneinander Schwingungen aus oder bewegen sich in irgend welchen Bahnen umeinander, wie die Körper eines Planetensystems. Je nach der Anordnung der Teilchen gibt es verschiedenartige Systeme, von denen die einen beständig oder stabil, die anderen dagegen instabil sind und zum Zerfall neigen. Jenes sind die Atome der bekannten alten chemischen Elemente, an denen man bisher keine Veränderung bemerkt hat, zu diesen aber gehören die neu entdeckten Radioelemente mit ihren verschiedenen Umwandlungsstufen. Sie sind insgesamt Atome, die sehr viele positive und negative Teilchen enthalten, und daher ein hohes Atomgewicht haben; das Uranatom ist 240 mal, das Radiumatom 225 mal, das Thoratom 232,5 mal so schwer wie ein Wasserstoffatom.

Wird die Bewegung eines positiven oder eines negativen Teilchens in solch einem Atom aus irgend einem Grunde zu

heftig, so fährt es unter Umständen aus dem Atom heraus und verläßt dasselbe, wenn seine Geschwindigkeit genügend groß ist, als positives α -Teilchen oder als negatives β -Teilchen. Die zurückbleibenden Teilchen, deren Gleichgewicht nun gestört ist, begeben sich in eine neue Anordnung, d. h. sie bilden ein neues Atom mit anderen Eigenschaften, ein neues Element. Durch den Verlust des β -Teilchens wird das Atomgewicht nicht merkbar geändert, wohl aber durch den Wegang eines α -Teilchens, da dieses vermutlich ein Gewicht wie das Heliumatom hat, vielleicht sogar mit ihm identisch ist. Ist die neue Anordnung stabil, so haben wir dann eins der bekannten beständigen Elemente vor uns, ist sie dies nicht, so geht die Umwandlung weiter unter erneuter Ausstoßung von α - bzw. β -Teilchen und Abnahme des Atomgewichts, bis ein stabiler Zustand, die Bildung eines beständigen Elementes erreicht ist. So kühn diese Theorie ist, so bestechend ist sie zugleich, denn sie gibt uns Aussicht, die Entwicklung der Materie, die Entstehung der Weltkörper und was damit zusammenhängt in einem ganz neuen Lichte zu schauen.

§ 85. Stärke der Radioaktivität und Lebensdauer der Radioelemente. Von sämtlichen Atomen einer gegebenen radioaktiven Substanz zerfällt in jeder Sekunde nur immer ein bestimmter Bruchteil; wir haben bisher noch kein Mittel gefunden, diese Menge, also die Geschwindigkeit des Zerfalls, zu erhöhen oder zu erniedrigen, sie ist für uns eine Naturkonstante, welche den betreffenden Stoff charakterisiert.

Ist der zerfallende Bruchteil relativ groß, so ist die ausgesandte Strahlung intensiv, nimmt aber schnell ab, weil der noch vorhandene unzersetzte Rest und damit auch die weiter zum Zerfall kommende Menge immer kleiner wird. Dieser Fall liegt z. B. bei der Emanation des Radiums und noch deutlicher bei der des Aktiniums vor, deren Strahlungsvermögen sehr schnell abklingt. Zerfallen aber nur sehr wenige Atome von sehr vielen zugleich vorhandenen, so nimmt die Menge der unzersetzten erst im Lauf langer Zeiten merklich ab, die pro Sekunde zerfallende Menge und mit ihr die Strahlung bleibt während langer Zeit annähernd konstant. Das ist der Fall bei dem reinen Radiumsalz, welches keine Emanation enthält, und noch mehr bei dem Uran. Man hat berechnet, daß von einem Gramm Radium in einem Jahre nur $\frac{1}{2000}$ Gramm sich in Emanation umwandelt; zur Umwandlung der Hälfte der ganzen Radiummenge ist eine Zeit von mehr

als 1000 Jahren, nach den neuesten Rechnungen 2600 Jahre, nötig; freilich würde in etwa 52000 Jahren (nach der älteren Rechnung 26000 Jahre) fast alles, bis auf ein Milliontel, umgewandelt und das Radium für unsere Beobachtung verschwunden sein. Viel größer ist die Lebensdauer, die sich für das schwächer strahlende Uran ergibt; bei ihm wird die Hälfte erst in etwa 1000 Millionen Jahren verwandelt.

Hat man zu einer Zeit eine beliebige Menge reines Radium oder ein anderes Radioelement ohne Beimischung seiner Umwandlungsprodukte, so bleibt die Reinheit desselben nicht einen Augenblick gewahrt. Sofort beginnt nämlich die Umwandlung, indem im ersten Zeitteilchen eine Anzahl Atome, deren Zahl durch die charakteristische Umwandlungs- oder Abklingungskonstante bestimmt ist, zerfallen; im nächsten Zeitteilchen derselbe Bruchteil von den noch übrigen unzersetzten Atomen und so weiter bis in alle Ewigkeit. Wenigstens bleibt theoretisch immer noch ein kleiner unzersetzter Rest übrig, aber er wird schließlich so klein, daß man ihn nicht mehr wahrnehmen kann. Die zuerst zerfallenden Atome haben eine sehr kleine Lebensdauer in unzersetztem Zustand gehabt, die folgenden eine etwas längere, und so steigt die Lebensdauer von Gruppe zu Gruppe immer höher an bis zu unendlich großen Zeiten. Sehr große oder schließlich unendlich große Lebensdauer haben aber nur außerordentlich wenige Atome. Bildet man nun die Gesamtsumme der Lebenszeiten aller Atome und dividiert durch die Zahl aller Atome, so erhält man einen Mittelwert, der als mittlere Lebensdauer eines Radioatoms bezeichnet wird. Aus dieser Rechnung ergibt sich die mittlere Lebensdauer als der reziproke Wert der Abklingungskonstante (vgl. § 83), also $T = \frac{1}{\alpha}$. Der Ausdruck

„mittlere Lebensdauer“ bedeutet hier also nicht, daß die meisten Atome der Substanz wirklich so lange unverändert existieren, sondern er gibt nur die Zeitdauer an, innerhalb welcher ein gewisser Bruchteil aller Atome sich verwandelt hat. Am Ende dieses Zeitraumes sind nämlich etwas mehr als ein Drittel (genauer $\frac{1}{2,718}$) noch unverändert, die anderen (nicht ganz zwei Drittel) aber umgewandelt.

Indem man das radioaktive Verhalten der einzelnen Umwandlungsprodukte (Emanation usw.) der Radioelemente untersucht, kann man, immer auf Grund der Rutherford'schen Hypothesen, deren Eigenschaften, ihr spezifisches Strahlungsver-

mögen und Lebensdauer, ihre Aufeinanderfolge in dem Umwandlungsprozeß usw. bestimmen. Rutherford und seine Schüler haben danach „Stammbäume“ der Radioelemente aufgestellt, in denen diese Entwicklung dargestellt ist. Sie sind in der folgenden Tabelle enthalten. Die einzelnen Umwandlungsprodukte werden mit Buchstaben unterschieden, z. B. Radium A, Radium B usw., soweit sie nicht besondere Namen, wie „Emanation“ usw. besitzen.

Substanz	Halbwertsperiode	Strahlung
Uran ↓ Uran X ↓ ?	ca. 1000 Millionen Jahre 22 Tage —	α β und γ —
Thorium ↓ Radiothorium ¹⁾ ↓ Thorium X ↓ Thoriumemanation ↓ Thorium A ↓ Thorium B ↓ Thorium C	ca. 5000 Millionen Jahre ca. 2 Jahre 3,6 Tage 54 Sekunden 10,6 Stunden 55 Minuten —	α (oder keine?) α α α β α α
Radium ²⁾ ↓ Radiumemanation ↓ Radium A ↓ Radium B ↓ Radium C ↓ Radium D ↓ Radium E ₁ ↓ Radium E ₂ ↓ Radium F ↓ ?	2600 Jahre 3,8 Tage 3 Minuten 26 Minuten 19 Minuten 40 Jahre 6 Tage 4,8 Tage 140 Tage —	α α α β α, β, γ keine — β α —

¹⁾ Zwischen Thorium und Radiothorium ist vielleicht noch ein Übergangsprodukt Mesothorium vorhanden.

²⁾ Ursprünglich hatte Rutherford 1300 Jahre ausgerechnet. Die größere

Substanz	Halbwertsperiode	Strahlung
Aktinium	—	keine
↓ Radioaktinium	20 Tage	α
↓ Aktinium X	10,2 Tage	α
↓ Aktiniumemanation	3,9 Sekunden	α
↓ Aktinium A	36 Minuten	keine
↓ Aktinium B	2,15 Minuten	α, β, γ

In dieser Tabelle sind auch Produkte aufgeführt, die keine Strahlen aussenden, wie z. B. Radium *D*, die man also gar nicht direkt nachweisen kann. Man schließt auf ihr Vorhandensein nur aus dem eigenartigen abnormen Verhalten des Abklingens bei den vorhergehenden und folgenden Umwandlungsprodukten, hier Radium *C* und Radium *E*, welche Strahlen aussenden. Allem Anschein nach ist ferner das letzte beobachtete Produkt Radium *F* identisch mit dem von Frau Curie aus der Pechblende als erster radioaktiver Stoff abgeschiedenen Polonium, dem somit keine unabhängige Stellung im System der Elemente zukommt.¹⁾

Sind die von Rutherford verfolgten Ideen über die Atomverwandlungen richtig, dann muß man die Möglichkeit derartiger Verwandlungen auch bei anderen als den Radioelementen zugeben. Diese könnten so langsam von statten gehen, daß sie ohne merkliche α -, β - und γ -Strahlung erfolgen, und uns daher entgehen. Wenn nämlich die Geschwindigkeit der ausgesandten α - oder β -Teilchen unter einen gewissen Betrag sinkt, so wirken dieselben nicht mehr ionisierend und wir haben daher kein Mittel sie nachzuweisen, obwohl sie vorhanden sein können. Möglicherweise beruht auf solchen uns

Zahl beruht auf der Annahme, daß das ausgesandte α -Teilchen identisch ist mit einem Heliumatom, welches zwei positive Ladungseinheiten (Elementarquanten) trägt, etwa infolge Abgabe zweier negativer Elektronen.

1) Nach einer jüngst ausgesprochenen Vermutung geht die Umwandlung vom Radium *F* noch weiter bis zu dem für unsere Beobachtungen stabilen Element Blei, und andererseits stellt das Radium selbst, das ein relativ beständiges Element ist und deshalb isoliert und rein dargestellt werden konnte, nur ein Umwandlungsprodukt des Urans dar, mit dem es in der Natur immer zusammen vorkommt.

verborgenen Atomumwandlungen die schwache Leitfähigkeit, welche normaler Weise jedes Gas, ja vielleicht auch jeder feste oder flüssige Nichtleiter zeigt.

§ 86. Emanationsgehalt des Erdbodens und der Luft. **Atmosphärische Elektrizität.** Obwohl es nicht ausgeschlossen ist, daß die normale Leitfähigkeit der Gase, die man unter allen Umständen wahrnimmt, auf einem radioaktiven Zerfall der Gasatome selbst beruht, so ist man gegenwärtig zu einer solchen Annahme durchaus nicht gezwungen. In der atmosphärischen Luft, um die es sich vorzugsweise handelt, sind nämlich, wie die neueren Untersuchungen gezeigt haben, immer Spuren von Radiumemanation vorhanden, die aus dem Erdboden stammen, aus dem sie wie jedes andre Gas entweichen. Diese Emanation stammt von dem Radium, welches in den Gesteinen der Erdrinde vorhanden ist, und zwar, wie man auf Grund vielfacher Beobachtungen sagen kann, sehr weit verbreitet, wenn auch nur immer in geringen Mengen, ganz so wie es bei anderen seltenen Elementen z. B. Gold, der Fall ist. Man hat an manchen Stellen der Erdoberfläche recht beträchtliche Mengen von Radiumemanation gefunden, insbesondere in tonhaltigem Gestein und in gewissen Mineralquellen, so z. B. in den Quellen von Gastein und von Baden-Baden. Die Anwesenheit der Emanation nebst ihren Zerfallkörpern, läßt auf das Vorhandensein der Stammsubstanz Radium schließen, jedoch ist deren Menge zu klein, als daß man sie chemisch nachweisen könnte. Nur durch ihre stark aktiven Umwandlungsprodukte wird ihr Dasein kund.

Daß es sich um Radium und nicht ein andres Radioelement handelt, ergibt sich aus den beobachteten Abklingungs- konstanten bzw. Halbwertsperioden, welche mit denen der Radiumreihe identisch sind. An manchen Orten läßt sich auch Thoriumemanation nachweisen, doch kommt sie für die Ionisierung der Luft weniger in Betracht, weil sie so schnell zerfällt, daß sie kaum unzersetzt aus dem Erdboden entweichen kann. Dagegen kann die Radiumemanation, die sich erst in drei Tagen und 19 Stunden zur Hälfte umwandelt, aus nicht zu großen Tiefen des Erbodens heraus und weit in die Atmosphäre hinein diffundieren. Hier bildet sie innerhalb der Luft eine dauernde Strahlungsquelle, welche vermittels der ausgesandten α -Teilchen die Luft ionisiert und leitend macht. So erklärt es sich, daß die Luft in abgeschlossenen, nicht gelüfteten Kellerräumen, wo sich viel Emanation ansammeln kann, eine

abnorm hohe Leitfähigkeit besitzt, natürlich nur in Gegenden, wo dem Boden Emanation entströmt. Auch die festen Umwandlungsprodukte der Emanation (Radium *A* und die folgenden), die sich aus dieser bilden und auf den festen Körpern, mit denen die Luft in Berührung ist, besonders den Gefäßwänden und den herumfliegenden Staubteilchen, absetzen, wirken in gleicher Weise vermöge ihrer Strahlung ionisierend. Man kann die Anwesenheit dieser festen radioaktiven Teilchen in der Atmosphäre, die sich übrigens positiv geladen zeigen, dadurch nachweisen, daß man sie mit Hilfe eines elektrischen Feldes auf einen Metalldraht treibt, an den sie sich ansetzen. Das geschieht einfach, indem man den Draht gut isoliert aufhängt und bis zu einer ziemlich hohen negativen Spannung z. B. von 10000 Volt lädt. Der mehrere Stunden exponierte Draht erhält einen radioaktiven Überzug, den man mit einem Lappen abwischen oder mit Säuren ablösen kann.

Die Abklingung der Radioaktivität dieses Niederschlags erfolgt meist übereinstimmend mit dem Abklingen von Radium *A*, Radium *B* usw., an manchen Orten auch von Thorium oder einem Gemisch beider Substanzen, ein Beweis für das Vorhandensein der betreffenden Emanationen in der Atmosphäre, wenigstens in den unteren und mittleren Schichten. Ein weiterer Beweis liegt in der Radioaktivität des Regens und Schnees, die dieselben Abklingungskonstanten zeigt, also wohl dieselbe Ursache hat. Die Ionisierung der unteren Luftsichten findet somit eine hinreichende Erklärung in dem Emanationsgehalt und ihrer α -Strahlung; in den oberen Schichten scheint insbesondere kurzwelliges, ultraviolettes Licht, das von der Sonne kommt, ionisierend zu wirken. Neben diesen beiden Ursachen kommt aber möglicherweise noch eine dritte in Betracht. Versuche, bei denen man den ganzen Apparat zur Leitfähigkeitsmessung der Luft in dicke Hüllen eingeschlossen hat, zeigten, daß die Leitfähigkeit der Luft durch die Umhüllung verkleinert wird. Man hat daraus geschlossen, daß an der Erdoberfläche dauernd eine sehr durchdringende Strahlung, vielleicht aus γ -Strahlen bestehend, vorhanden ist, welche die Luft ebenfalls ionisiert. Durch dicke Hüllen aus dichtem Material z. B. Blei kann sie teilweise abgeschirmt werden. In einem Fall wurde der Versuch im Innern eines Steinsalzbergwerkes ausgeführt, wo die dichtgeschlossenen, mehrere Meter dicken Wände aus kristallisiertem Salz die Schirmwirkung ausübten. Aus welcher Quelle die

Strahlung stammt, ist noch unentschieden, möglicherweise ist sie die von den festen Zerfallprodukten der verschiedenen Emanationen ausgehende γ -Strahlung. Alle diese Ursachen wirken zusammen die Luft dauernd in ionisiertem Zustand zu erhalten.

§ 87. Herkunft der Radioelemente. Wie in § 85 schon mitgeteilt wurde, erhält man für das reine Radium aus der Rutherford-Soddy'schen Hypothese eine begrenzte Lebensdauer, indem nach 52000 Jahren nur noch etwa ein Millionstel der anfänglichen Menge desselben vorhanden sein würde. Damit würde auch, da die starkstrahlenden Zerfallprodukte sich noch weit schneller verwandeln und die Endglieder der Zerfallreihe, d. h. die aus Radium *F* hervorgehenden Substanzen, in welche sich schließlich die ganze Masse umwandelt, inaktiv zu sein scheinen, die Aktivität der Masse auf den geringen Bruchteil von 1 Millionstel der Anfangsaktivität gesunken sein. Hätte also auch die ganze Erde vor 50000 Jahren aus reinem Radium bestanden, so würde ihre Aktivität heute nicht stärker sein als diejenige der Pechblende, die bekanntlich Radium in winzigen Mengen enthält und aus der es erst abgeschieden werden muß. Da wir aber aus anderen Gründen das Alter der Erde weit höher anzusetzen haben, so würde man erwarten müssen, daß überhaupt kein Radium mehr in ihrem Innern vorhanden sein könnte, da sich schon alles bis auf unmerkbare Spuren umgewandelt haben müßte. Man wird also zu dem Schluß genötigt, daß Radium in der Erde nicht bloß vergeht, sondern gleichzeitig immer wieder entsteht, und man wird sich zu denken haben, daß es in ähnlicher Weise wie seine eigenen Abkömmlinge (Emanation, Radium *A* usw.) aus ihm entstehen, selbst wieder von irgend einer Muttersubstanz hervorgebracht wird.

Nach Rutherford spricht manches dafür, daß diese Muttersubstanz das Uran ist, das ja ebenfalls ein, freilich weit schwächeres, Radioelement ist. Vor allen Dingen spricht der Umstand dafür, daß Uran und Radium meist vergesellschaftet in der Natur vorkommen, und daß, wie behauptet wird, die Menge Uran zu der Menge Radium in den beide enthaltenden Mineralien in einem ganz bestimmten festen Verhältnis steht. Letzteres muß — die Entstehung des Radiums aus Uran als richtig angenommen — eintreten, wenn das Uranmineral genügend lange sich selbst überlassen bleibt. Das Mengenverhältnis beider hängt dann nur von den Umwandlungskonstanten ab,

die mit den experimentell bestimmten Abklingungskonstanten der Aktivität dieser Stoffe identisch sind. Da das Radium wieder zerfällt, so kann sich das Mineral nicht beliebig mit diesem Stoff anreichern, sondern nur soweit, daß in jedem Augenblick der Verlust infolge Zersetzung des vorhandenen Radiums gerade gedeckt wird durch den Gewinn infolge Neubildung aus dem Uran. Da nun wegen der sehr langsamem Umwandlung des Urans aus großen Uranmengen in jedem Augenblick nur geringe Mengen Radium entstehen können, von letzterem aber wegen seiner relativ schnellen Umwandlung in derselben Zeit ziemlich viel zerfällt, so muß im „radioaktiven Gleichgewicht“ einer sehr großen Menge Uran eine sehr kleine Menge Radium innerhalb des Minerals gegenüberstehen, etwa so wie es tatsächlich beobachtet wird. Da übrigens wie bekannt Uran sich zunächst in das Produkt Uran = X umwandelt, das sich mit einer Halbwertperiode von 22 Tagen weiter verwandelt, so muß jedenfalls dieses und vielleicht noch einige andre bisher nicht bekannte Zwischenstufen ebenfalls in dem Mineral vorhanden sein. Man kann freilich nicht erwarten immer alle Umwandlungsprodukte vorzufinden, da dieselben möglicherweise zum Teil gasförmig entweichen oder vom Quellwasser aus dem Mineral ausgelaugt werden, auch das Mengenverhältnis kann durch diese Ursachen geändert werden. Der Größenordnung nach stimmt aber das Mengenverhältnis zwischen Uran und Radium in alten Uranmineralien mit dem Verhältnis der Abklingungskonstanten überein.

Man hat auch versucht die Bildung von Radium in Uransalzen, die vorher sorgfältig von Radium befreit worden waren, direkt zu beobachten. Diese Versuche haben noch kein entscheidendes Resultat ergeben, sie können das auch erst nach jahrelanger Fortsetzung der Beobachtungen.

§ 88. Energieabgabe und Wärmeentwicklung der Radioelemente. Ihre Bedeutung für kosmische Vorgänge. Wir stehen damit an den Grenzen, bis zu denen die Forschung augenblicklich vorgedrungen ist. Ob der Weg, den sie eingeschlagen hat, der richtige ist, wird die Zukunft lehren. Man muß sich stets gegenwärtig halten, daß die Rutherford'sche Hypothese der Atomverwandlung bis jetzt zwar die einzige ist, welche die komplizierten Erscheinungen der Radioaktivität zu sichten gestattet, daß sie aber immerhin erst eine Hypothese ist, gegen die sich noch manche Einwände erheben

lassen. Erweist sie sich aber als richtig, so ist kein Grund vorhanden, die Atomverwandlung auf die Radioelemente allein beschränkt zu denken. Es ist vielmehr die Annahme nicht von der Hand zu weisen, daß vielleicht die gesamte Materie der Welt in einem dauernden Umwandlungsprozeß begriffen ist, bei dem sich die chemischen Atome zersetzen. Es ist dann aber auch denkbar, daß neben der Zerspaltung großer Atome mit hohem Atomgewicht in kleinere der umgekehrte Vorgang des Aufbaues komplizierter Atome aus einfacheren stattfindet. Die Atome der gewöhnlichen chemischen Elemente stellen dabei nur die stabilsten aller Formen dar, welche sich aus den Elementarbausteinen, den negativen Elektronen und den positiven Resten, aufbauen lassen. Doch auch sie ändern sich, wenn auch ungeheuer langsam. Wir haben bis jetzt kein Mittel die Umwandlung der verhältnismäßig schnell zerfallenden Radioelemente irgendwie merkbar zu beeinflussen, ihre Geschwindigkeit zu vergrößern oder zu verkleinern oder gar die Richtung der Verwandlung umzukehren. Der Traum der alten Alchimisten, Gold und andre edle Metalle aus unedlem Blei willkürlich in kurzer Zeit herzustellen, ist daher, selbst wenn zufälligerweise in der Natur eine solche den oben behandelten radioaktiven Umwandlungen analoge Entstehung von Gold aus Blei stattfinden sollte, noch ebenso weit von seiner Erfüllung entfernt wie früher, denn wir müssen dann eben ruhig abwarten, wie die Natur das selber besorgt, ohne daß wir mit unserer Ungeduld den Prozeß beschleunigen können.

Aber wenn doch einmal eine willkürliche schnelle Umwandlung mit irgend einem Stoffe gelingen sollte, so würde nicht das neu dargestellte Material das Wertvolle sein — in beliebiger Menge billig aus einem weniger wertvollen Stoffe hergestellt, würden Gold und andere kostbare Stoffe sofort ihren Wert verlieren —, sondern die bei diesem Prozeß gewonnene Energie, die an Menge weitaus alles übertrifft, was wir bei den kräftigsten unserer bekannten chemischen Reaktionen erhalten können. Die frei werdende Energie tritt in verschiedenen Formen auf, hauptsächlich als Wärme. Man hat dieselbe bei den kräftigen Radioelementen, insbesondere bei Radium selbst, nachweisen können. Kräftige Radiumpräparate haben dauernd eine um wenige Grade höhere Temperatur als ihre Umgebung und geben an dieselbe Wärme ab; 1 Gramm Radium gibt während einer Stunde ungefähr 100 Grammkalo-

rieen ab, eine Wärmemenge, die 1 ccm oder 1 gr Wasser von 0° auf 100° C. zu erwärmen vermag. In einem Jahre beträgt die abgegebene Wärmemenge 876000 Grammkalorien. Damit ist aber der Energievorrat des Radiums nur erst zum kleinsten Teil verbraucht, denn dieselbe Wärmeproduktion dauert, allmählich kleiner werdend in dem Maße wie die Menge des Radiums infolge seiner Umwandlung abnimmt, viele Jahrtausende an. Nehmen wir dagegen einen gewöhnlichen chemischen Prozeß, z. B. die Vereinigung des Wasserstoffs mit Sauerstoff zu Wasser, wie sie in der ungefähr 2000° C heißen Knallgasflamme stattfindet, so liefert dieser Prozeß für jedes Gramm Wasser, das sich bildet, nur 3900 Grammkalorien und damit ist die Energie erschöpft. Daß wir dennoch diesen Vorgang so viel intensiver empfinden und so viel mehr mit ihm ausrichten können, liegt daran, daß wir ihn leiten und in kurzer Zeit sehr große Substanzmengen umsetzen können. Die Energieabgabe pro Sekunde, die Leistung, ist aber für die technische Verwendung das Entscheidende. So lange wir die bei dem Atomzerfall freiwerdende Energie nicht ebenso konzentrieren können, werden wir sie technisch kaum verwerten können.

Im Haushalt der Natur jedoch spielt diese Energie wahrscheinlich eine große Rolle. Mit Sicherheit kann man dies wenigstens von der bei den bekannten radioaktiven Substanzen als Wärme freiwerdenden Energie sagen. Wenn die Wärmeentwicklung des Radiums, woran kaum zu zweifeln ist, in der geschilderten Weise anhält und sich in seinen Produkten fortsetzt, so muß dieselbe einen bestimmenden Einfluß auf die Temperatur der Erde haben, in welcher ja große Mengen Radium enthalten sind. Vorausgesetzt, daß die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre durch die aus dem Erdboden dringende Radiumemanation erzeugt wird, kann man berechnen, daß die Erde in ihren obersten Schichten bis zu solcher Tiefe hinab, daß daraus noch innerhalb weniger Wochen merkbare Mengen Emanation nach oben gelangen können, mindestens 100000 Kilogramm (100 Tonnen) Radium enthalten muß. Die Gesamtmenge desselben in der Erde muß also viel größer sein. Die hiervon erzeugte Wärmemenge kommt der Erdtemperatur zugute und vermindert die Abkühlung durch den Wärmeverlust infolge der Strahlung in den kalten Weltraum hinaus. 27000000 Tonnen Radium in der Erde verteilt würden nach der Rechnung hinreichen, um den augenblicklichen Wärme-

verlust vollständig zu decken und den gegenwärtigen Temperaturzustand der Erde auf viele Jahrtausende hinaus zu erhalten. Wenn man vielleicht auch niemals entscheiden kann, ob wirklich so viel Radium in der Erde vorhanden ist — es können daneben auch andere radioaktive Umwandlungen einen Beitrag zur Wärmeproduktion liefern —, so läßt sich nicht bestreiten, daß diese neue Energiequelle, an die man früher nicht gedacht hat, sehr in Betracht gezogen werden muß, wenn man z. B. aus der jetzigen Temperatur der Erdkruste und der Temperaturzunahme nach dem Erdinnern hin Schlüsse über das Alter unserer Erde ziehen will. Der englische Physiker Lord Kelvin hat mit Hilfe der Theorie der Wärmeleitung auf Grund des uns bekannten Temperaturzustandes der Erdrinde das Alter derselben berechnet, d. h. die Zeit, welche seit ihrer Erstarrung aus dem feuerflüssigen Zustand vergangen sein muß, und dabei einen Wert von ungefähr 100 Millionen Jahren gefunden. Erst seit dieser Zeit hätte somit die Erde eine feste Umhüllung, die sich ebenso wie die Erde im ganzen durch Wärmeabgabe nach außen immer weiter abkühlt.

Ist nun aber, wie die Beobachtungen zu zeigen scheinen, in der Erde ein genügend großer Vorrat an wärmeerzeugender radioaktiver Substanz vorhanden, so kann dieser den Wärmeverlust ersetzt und die Erde schon seit unbestimmter Zeit in ihrem jetzigen Temperaturzustand erhalten haben. Man kann dann natürlich nicht mehr in der bisherigen Weise schließen und muß unbedingt das Alter der Erde weit höher annehmen als es bisher geschehen ist. Ganz ähnliche Überlegungen gelten auch für die Sonne und überhaupt alle Himmelskörper, auf denen wir nach Analogie mit der Erde irgendwelche radioaktiven Stoffe vermuten dürfen. Durch radioaktive Umwandlung erzeugte Wärme kann den Wärmeinhalt der Sonne, der sich durch ihre gewaltige Ausstrahlung im Laufe einiger Jahrmillionen zu erschöpfen droht, aufrecht halten, ohne daß wir dies direkt nachweisen können. Damit würde aber die voraussichtliche Lebensdauer unseres Planetensystems weit über die Zeit verlängert werden, die man ihm glaubte zumessen zu dürfen; der Wärmetod, dem nach Erschöpfung des vorhandenen Vorrates an Sonnenwärme alles anheim fallen sollte, würde auf für uns zunächst ganz unbestimmbare und ganz undenkbar ferne Zeiten hinausgeschoben erscheinen.

Diese Gedankengänge sind bis jetzt freilich mehr kühne Spekulationen als festgefügte Schlüsse. Es gibt zahlreiche andre Probleme der radioaktiven Forschung, deren Lösung zunächst notwendiger ist, und die der Untersuchung direkter zugänglich sind. Wenn wir sie in dem kurzen Abriß, den wir hier von den Erscheinungen der Radioaktivität gegeben haben, nicht mehr einzeln aufführen, so bedarf diese Beschränkung keiner Entschuldigung. Eher würde die vorhergehende ausführlichere Darstellung des Einflusses der radioaktiven Eigenchaften der Materie auf die kosmische Physik eine solche nötig haben, da wie gesagt die ihr zugrunde liegenden Rechnungen noch recht unsicher sind. Aber als ein Beispiel dafür, wie aus den unscheinbarsten Beobachtungen der Physik — jener von Becquerel bemerkten geringen Schwärzung einer photographischen Platte und der langsamten Entladung eines Elektroskops unter der Einwirkung eines Urankristalls — sich dem Forschergeist Kräfte enthüllen, deren Wirkungen das Weltall bewegen und deren Kenntnis unser Wissen plötzlich in ungeahnter Weise erweitert; mögen jene Ausführungen ihren Platz behalten und die Darstellung des Gebietes der Radioaktivität beschließen.



Namenregister.

(Die Ziffern beziehen sich auf die Seitenzahlen.)

A.

Aepinus 5.
Ampère 9. 32.
Arco 192.
Arons 173. 222.

B.

Becquerel 248. 250.
Blondlot 168.
Bradley 81.
Branly 156. 185.
Braun, F. 137. 192. 233.

C.

Cohn 78.
Coolidge 173. 177.
Coulomb 17. 22.
Crookes 228.
Curie 249.

D.

Debierne 249.
Drude 173. 177.
Duddell 146.
Dufay 5.

E.

Elster 218.

F.

Faraday 28. 32. 34. 35. 117.
Feddersen 145.
Fizeau 81.
Foucault 81.
Franklin 5.
Fresnel 82.

G.

Gauß 24.
Geißler 220.

Geitel 218.

Goldstein 228.

H.

Helmholtz 38. 92.
Henry 129.
Heräus 222.
Hertz, H. 78. 82. 148. 242.
Heusler 21. 30.
Hewitt 222.
Hittorf 228.
Huggins 253.
Huyghens 82.

J.

Joule 10. 62.

K.

Kaufmann 251.
Kelvin, Lord 272.
Kirchhoff 89.
Koepsel 207.
Kohlrausch 80.

L.

Lampa 155.
Lebedew 155.
Lecher 168.
Lenard 228. 242.
Lodge 146. 155.
Lorentz 78.

M.

Marconi 185.
Maxwell 34. 38; s. auch Faraday.

N.

Neumann, F. 82.

O.

Oerstedt 32. 63.
Ohm 9.

P.

Poisson 21.
Poulsen 147. 211.
Pupin 132.

R.

Righi 154. 155.
Rive, de la 154.
Römer 81.
Röntgen 80. 228. 229.
Rowland 80. 229.
Rutherford 249. 250. 261.

S.

Sarasin 154.
Seibt 173.
Siemens, W. von 181.

Slaby 192.

Soddy 256. 261.
Schmidt, G. C. 249.
Symmer 5.

T.

Tesla 178.
Thomson, J. J. 229.
Townsend 225.

V.

Volta 9.

Watt 62.
Weber 21. 27. 32. 80.
Wheatstone 181.

Y.

Young 82.

Z.

Zeeman 95.

Sachregister.

(Die Ziffern beziehen sich auf die Seitenzahlen.)

A.

Abgestimmte Wellentelegraphie 191.
Abklingungskonstante der Radioelemente 257.
Abschnürung der Kraftlinien 165.
Absolute Maßsysteme 24. 25. 26.
Absorption des Lichtes 86.
— Erklärung der — durch Resonanz 87.
Absorptionslinien im Spektrum 90.
Äquipotentialflächen 53.
Äther (Lichtäther) 36. 98.
Ätherwirbel 98.
Ätherstrahlung 144.
Aktinium 249. 265.
Ampère 9. 66.
Amplitude 106.
Anode 224.
Anodenstrahlen s. Kanalstrahlen.
Antennen 136. 186.
— mehrfache 189.
Antennenlänge, Beziehung der — zur Wellenlänge 187.
— Abhängigkeit der Reichweite von der — 188.
Antikathode in Röntgenröhren 244.
Aronssche Röhre 177.
— Quecksilberbogenlampe 222.
Arbeit 62.
— Maßeinheit der 62.
Argon 252.
Atome 91.
— elektrische Ladung der 91.
— Masse der 93.
— stabile und instabile 261.
Atomzerfall, Theorie des — 256. 260.
Ausbreitung elektrischer Wellen 153.
155. 157. 163.

Ausbreitungsgeschwindigkeit s. Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

B.

Bariumplatincyanür 246.
Bäuche, stehender Schwingungen 116.
174.
— der elektrischen Kraft 175.
Blondlotscher Erreger 172. 177.
Bogenentladung 221.
Braunsche Kathodenstrahlröhre 233.
Braunesches System der drahtlosen Telegraphie 191.
Brechung des Lichtes 83.
Brechungsquotient 85.
Büschenentladung 220.

C.

Centimeter-Gramm-Sekundensystem,
elektrostatisches 24.
— magnetisches 24. 26.
— elektromagnetisches 25.
Coulomb 17.
Coulombsches Gesetz 22. 28.
Crookessche Röhren 220.

D.

Dämpfung der Schwingungen 134.
Daniellelement 7.
Desaggregationstheorie 256.
Detektor 190.
Diamagnetische Stoffe 30.
Dielektrikum 28. 36.
— als Sitz der elektrischen Kräfte 35.
Dielektrizitätskonstante 28. 29. 30. 36.
Dielektrische Verschiebung (Polarisation) 38.

- Differentialrechnung 52.
 Direkte Senderschaltung 195.
 Dissoziation, elektrolytische 13. 91.
 — der Gasmoleküle 216.
 Dispersion des Lichtes 83. 84.
 — — Zusammenhang mit Absorption 86.
 Drahtlose Telegraphie 184; s. Wellentelegraphie.
 Drahtwellen, elektrische 168.
 — Kraftlinien der 171.
 Dualistische Hypothese 4. 5.
 Dyne 24.
 Dynamoelektrische Induktion 117.
- E.**
- Edelgase 252.
 Eigenschwingungen 135.
 — eines Stromkreises 133.
 — Periode der 134.
 — eines Kondensatorkreises 136. 145. 196.
 Effekt s. Leistung.
 Elektrische Koppelung zweier Schwingungskreise 170.
 Elektrizität, Elementarquantum der 91.
 — atomistische Struktur der 92.
 Elektrizitätsleitung in Gasen 213.
 — Elektronentheorie der — in Metallen 101.
 Elektrizitätsmenge 7. 15. 44. 46.
 — Kräfte zwischen ruhenden 22. 23. 28. 29.
 — Kräfte zwischen bewegten 25. 80.
 — Maßeinheit der 24. 27.
 Elektroden 92.
 Elektrodynamik 13.
 Elektrodynamische Kräfte 32.
 — Induktion 117.
 Elektrolyse 6. 91.
 Elektrolytische Stromleitung 91.
 Elektrometer 31.
 — Exnersches 217.
 Elektromotorische Kraft 7.
 — — der Induktion 116. 118. 122.
 Elektronen 89. 91. 97. 237. 239.
 — lichtemittierende 94.
 — Verhältnis der Ladung zur Masse 96.
 — Masse der 95. 99. 239.
 — scheinbare Vergrößerung der Masse bei großer Geschwindigkeit 238.
- frei bewegliche 101.
 — gebundene 101.
 — Größe der 240.
 — Ladung der 240.
 Elektronentheorie 4. 83. 89.
 Elektrostatik 13.
 Elementarquantum der Elektrizität 91.
 Elementarladung des Elektrons 91. 239. 240.
 Emission elektrischer Wellen 144. 151.
 — des Lichtes 89.
 — Zusammenhang mit Absorption 89.
 Empfänger mit Telephon 206.
 — des Telefunkensystems 199.
 — Grad der Abstimmbarkeit der 203.
 Energie, elektrische 60.
 — magnetische 60.
 — magnetische — des elektrischen Stroms 66. 129.
 — aktuelle und potentielle 61.
 — kinetische 100.
 — Umwandlung elektrischer und magnetischer 61. 62. 67. 70.
 — Maßeinheit der 62.
 Energieschaltung nach Braun 196.
 — Vorteile der 196.
 Entladung eines Kondensators 68.
 — der Elektrizität in Gasen 213.
 Entladungsformen der Elektrizität 219.
 — bei geringem Gasdruck 225.
 Entladungsrohren 220.
 Entladungsstrahlen 144.
 Erg 62.
 Erreger elektrischer Schwingungen s. Oszillatoren.
 Extrastrom 120.
- F.**
- Farad 17.
 Faraday-Maxwellsche Theorie 4.
 Feld, Energieinhalt des 60.
 — elektrisches 37.
 — magnetisches 37.
 — elektromagnetisches 37.
 — elektrostatisches 41.
 Feldintensität s. Kraft.
 Fernwirkung 4.
 Fernwirkungsgesetze 31.
 Ferromagnetische Stoffe 30.
 Fluide, elektrische 5.
 — magnetische 20.

- Fluidumtheorie 4.
 Fluoreszenz s. Lumineszenz.
 Fortleitung elektrischer Wellen an Drähten 168.
 — — — an der Erde 207.
 Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen 78. 180.
 — — Abhängigkeit vom Medium 79. 81. 181.
 — des Lichtes 81.
 — — Abhängigkeit von der Schwingungszahl (Farbe) 85.
 — elektrischer Wellen längs Drähten 180.
 — der Elektrizität in Drähten 181.
 Frequenz der Schwingungen 106.
 Fritter 156. 185.
 Funke, elektrischer 127.
 Funkenentladung 220.
 Funkeninduktor 124. 126.
 Funkenstrecke 140.
 Funkentelegraphie 184.

G.

- Galvanische Koppelung zweier Stromkreise 127.
 Galvanisches Element 7.
 Gas-Ionen 216.
 — Rolle der — bei Gewitterbildung 218.
 — als Kondensationskerne 218.
 — Zahl der — im Kubikzentimeter 240.
 Gauß 56.
 Gegengewicht, elektrisches 187.
 Gemischte Senderschaltung 195.
 Geschwindigkeit s. Kritische Geschwindigkeit und Fortpflanzungsgeschwindigkeit.
 Gitter 160.
 Gleichstrom 7.
 Glimmentladung 220.
 — Übergang der — in Bogenentladung 222.
 Grundschwingung 183.

H.

- Halbwertskonstante (Halbwertsperiode, Halbierungskonstante) 257.
 Harfenantenne 190.
 Harmonische Oberschwingungen 183.
 Helium 252.
- Helium, geladenes Heliumatom als α -Teilchen 252.
 — Bildung von — aus Radiumemission 259. 260.
 Henry 129.
 Hertz'scher Oszillator 148.
 — Resonator 151. 152.
 — Hohlspiegelversuch 154.
 Heuslersche Legierungen 21. 30.
 Hittortische Röhren 220.
 Hohlspiegelversuche nach Hertz 154. 157.
 Homogene Felder 38.

I. J.

- Impedanz eines Stromkreises 130.
 Impuls, von einem Elektron ausgehender — 243.
 Indikator elektrischer Wellen 190.
 Induktanz eines Stromkreises 132.
 Induktion, elektrische 48.
 — magnetische 56.
 — elektromagnetische 116.
 Induktionslinien, elektrische 48.
 — magnetische 56.
 Induktionskoeffizient 118.
 — Maßeinheit des 129.
 — gegenseitiger 119.
 — — Beziehung des — zur Zahl der verkoppelnden Kraftlinien 128.
 — Selbstinduktionskoeffizient 120.
 Induktionsstrom 118.
 Induktive Senderschaltung 195.
 Induzierter Strom 118.
 Induzierte E.M.K. 118.
 — — Größe der 119.
 — — Beziehung der — zur Zahl der entstehenden Kraftlinien 123.
 Influenz, elektrische 14.
 Influenzladung 14. 49.
 Inhomogene Felder 38.
 Intensität s. Kraft.
 Interferenz zweier Wellenzüge 112.
 Ionen 13. 95. 216. 240; s. auch Gas-Ionen.
 — elektrolytische 92.
 — — Ladung derselben 93.
 — — Verhältnis der Ladung zur Masse 93.
 — Rolle der — bei der Gewitterbildung 216.
 Ionenstoß 224.

- Ionentheorie der Gase 216.
 Ionisation (Ionisierung) der Gase 224.
 Joule 10. 62.
 Joulesches Gesetz 7. 10.
 Joulesche Wärme 10.
 Isolatoren 5.
- K.**
- Kabel 131.
 — Einfluß der Kapazität eines 132.
 Kanalstrahlen 13. 97. 228.
 — Erzeugung der 228.
 — Eigenschaften der 229.
 — Emissionstheorie der 229.
 — magnetische Ablenkung der 232.
 — elektrostatische Ablenkung der 234.
 — Geschwindigkeit der 239.
 — Verhältnis der Ladung zur Masse 239.
 — Größe der Kanalstrahlenteilchen 239.
 — Ladung der Kanalstrahlenteilchen 239.
 — Lumineszenzerregung durch 241.
 — Ionisation durch 242.
 — Absorption der 242.
 Kapazität, elektrische 14. 15.
 Kathode 224.
 Kathodenstrahlen 13. 97. 227.
 — Erzeugung der 227.
 — Eigenschaften der 229.
 — Emissionstheorie der 229.
 — magnetische Ablenkung der 232.
 — elektrostatische Ablenkung der 234.
 — Geschwindigkeit der 237.
 — Verhältnis der Ladung zur Masse 237.
 — — Bestimmung derselben 234.
 — Größe der Kathodenstrahlenteilchen 239.
 — Ladung der Kathodenstrahlenteilchen 239.
 — Lumineszenzerregung durch 241.
 — Ionisation durch 242.
 — Absorption der 242.
 — Dispersion der 241.
 — magnetisches Spektrum der 241.
 Kathodenstrahlröhre nach Braun 233.
 Kilowattstunde 62.
 Klopfer 202.
- Knoten stehender Schwingungen 116.
 174.
 — der elektrischen Kraft 175.
 Kohärer 154. 156. 185.
 Kondensanz eines Stromkreises 132.
 Kondensator 12. 15. 18.
 — Entladung eines 68.
 Kondensatorkreis 136.
 — Eigenschwingungen des 138.
 — — Experimentelle Untersuchung 145.
 — — Demonstration nach Lodge 146.
 Koppelung zweier Schwingungskreise 127.
 — elektrische 170.
 — galvanische 177. 195.
 — magnetische 127. 172. 195.
 — Einfluß der — auf die Schwingungen 172.
 Korpuskeltheorie der Kathodenstrahlen 229.
 Kraft, elektrische 34.
 — — Intensität (Größe) der 43. 44.
 — — Beziehung zur Spannung 50.
 — magnetische 56.
 — — Maßeinheit der 56.
 — — im Mittelpunkt eines kreisförmigen Stroms 65.
 — Senkrechtstehen der elektrischen und magnetischen 75.
 Kraftfeld s. Feld.
 Kraftlinien, elektrische 36. 38.
 — magnetische 36. 38. 58.
 — — des elektrischen Stromes 64.
 — elektrischer Drahtwellen 171.
 — Richtung der 40.
 — Ladungen an den Enden der 42.
 — Zahl der 45.
 — Dichte der 45.
 — Senkrechtstehen an Leitern 48.
 — Verlauf bei Influenzladungen 49.
 — in der Umgebung eines Oszillators 163.
 — Abschnürung der 165.
 — Wanderung der 167.
 Kritische Geschwindigkeit 78. 80.
 Krypton 252.
 Kryptoskop 246.
- L.**
- Ladung, elektrische 13.
 — wahre und scheinbare 50.

Ladung Verhältnis der — zur Masse bei Ionen 93. 96.
 Lebensdauer der Radioelemente 262.
 — mittlere 263.
 Lechersche Drähte 169.
 Leidener Flasche 19.
 Leistung 62.
 — Maßeinheit der 62.
 Leiter 6. 11.
 — elektrolytische 6.
 — lineare 6.
 — metallische 6. 213.
 Leitfähigkeit (Leitvermögen) 9. 36.
 — der Gase 213.
 — — Erhöhung der normalen 216.
 Leitung s. Elektrizitätsleitung.
 Leitungsstrom 71—75.
 — Intensität des 74.
 Lenardstrahlen 242.
 Leuchtschirme 233. 246.
 Lichtbogen, elektrischer 221.
 — tönender nach Duddell 146.
 — Erzeugung schwach gedämpfter Wellen mit 211.
 Lichtemission s. Emission.
 — der Gase 224.
 Lichtsäule, positive 226.
 Lichttheorie, elektromagnetische 81
 — elastische 82.
 Lineare Oszillatoren 180.
 — — Wellenlänge der 180.
 — — Oberschwingungen der 182.
 Linienspektrum 90.
 Longitudinalwellen 110.
 Luftdraht s. Antenne.
 Lumineszenz 227.
 Lumineszenzerregung durch Kathodenstrahlen 227. 233.
 — — Röntgenstrahlen 246.
 — — radioaktive Strahlung 252.

M.

Magnetisierungskonstante s. Permeabilität.
 Magnetismusmenge 20. 56.
 — Kräfte zwischen ruhenden — 22.
 23. 28. 29.
 Magnetfeld 56.
 — des elektrischen Stromes 63.
 Magnetelektrische Induktion 118.
 Magnetische Koppelung zweier Stromkreise 127.

Marconi-Gesellschaft 191.
 Marconisches System der drahtlosen Telegraphie 184.
 Marconischer Sender 186.
 — Empfänger 190.
 Maxwellsche Gleichungen 76.
 — — für bewegte Körper 78.
 Mesothorium 264.
 Meterkilogramm 62.
 Mikrofarad 18.
 Moleküle 91.
 — elektrische Ladung der 91.
 — Zahl der 93.

N.

Nahwirkung 4.
 Nahwirkungsgesetze 31.
 Nauen, Telefunkensteination 210.
 Neon 252.
 Nichtleiter 5.
 Niveauflächen 53.
 Norddeich, Telefunkensteination 205.
 210.

O.

Oberschwingungen 183.
 Ohm 10.
 Ohmsches Gesetz 7.
 Oszillatoren, elektrische 141.
 — — Entstehung der — aus dem Kondensatorkreis 142.
 — — Strahlung der 144.
 — von Hertz 148. 155.
 — von Righi 154.
 — von Blondlot 172.
 — symmetrische 182.
 — unsymmetrische 184.
 — lineare 182.
 — — Wellenlänge und Schwingungsdauer der 182.

P.

Paramagnetische Stoffe 30.
 Periode 87. 105. 106.
 Permeabilität, magnetische 28. 29.
 30. 36.
 Pferdestärke 62.
 Phase 106.
 Phosphoreszenz s. Lumineszenz.
 Poldhu-Station 191. 205.
 Polarisation, dielektrische s. dielektrische Verschiebung.
 — elektrische s. Induktion.
 — des Lichtes 159.

Polarisation elektrischer Wellen 159.
 Ponderomotorische Kraft 231.
 Potential, elektrisches 16. 50.
 Potentialgradient 51. 52.
 Potentialdifferenz 51. 52.
 Praktisches Maßsystem 26.
 Pupinsches Verfahren der Telephonie
 durch Kabel 135.
 Polonium 249. 265.

Q.

Quarzglas 222.
 Quecksilberbogenlampe 222.
 — als ultraviolette Strahlungsquelle
 223.

R.

Radioaktinium 265.
 Radioaktives Gleichgewicht 269.
 Radioaktivität 248.
 — von Blei 249.
 — Theorie der 249.
 — Abklingen der 256.
 — induzierte 258. 259.
 — Stärke der 262.
 Radioaktive Strahlung, Natur der 250.
 — — Wirkung der 252.
 — — Beobachtungsmethode der 252.
 — — ungleiche Zusammensetzung
 der 254.
 — — Umwandlung 256. 259.
 Radioelemente 254.
 — Atome der — als Strahlungs-
 quellen 255.
 — Lebensdauer der 262.
 — Herkunft der 268.
 — Energieabgabe und Wärmeent-
 wicklung der 269.
 Radiographie 245.
 Radioskopie 245.
 Radiotellur 249.
 Radiothorium 264.
 Radium 249, 264.
 — Wärmeabgabe von 256. 270.
 — Umwandlungsprodukte des 259.
 — Lebensdauer des 262.
 — Vorkommen des 266.
 — Entstehung des — aus Uran 268.
 — Menge des — in der Erde 271.
 — Erhaltung der Erdtemperatur
 durch die Wärmeabgabe des 271.
 Radiumemanation 258.
 — Abklingungskurve der 258.

Radiumemanation, Vorkommen auf
 der Erde 266.
 — Ionisierung der Luft durch 266.
 Relais 202.
 Resistanz eines Stromkreises 132.
 Resonanz 87. 134.
 — eines Wechselstromkreises mit der
 erregenden E.M.K. 134.
 — akustische 204.
 — zweier Stationen für drahtlose
 Telegraphie 204.
 Resonanzbreite 204.
 Resonanzkurve 135.
 Resonatoren 87.
 — elektromagnetische 88.
 — Hertzsche 151.
 Röntgenstrahlen 228. 243.
 — Erzeugung der 228.
 — Eigenschaften der 243.
 — Natur der 243.
 — harte und weiche 245.
 — Lumineszenzerregung durch 246.
 — physiologische Wirkungen 247.
 — Ionisation durch 247.

S.

Sättigungsstrom 214.
 — zur Erzeugung des — nötige
 Spannung 215.
 Scheitelwert s. Amplitude.
 Schwefelzink, Lumineszieren des 233.
 241.
 Schwingungen, erzwungene 102. 135.
 137.
 — freie 135.
 — gedämpfte 139.
 — langsame elektrische 102. 130. 136.
 — schnelle elektrische 141. 148.
 — — Erzeugung nach Hertz 148.
 — — Nachweis mit Resonator 151.
 — sinusförmige 106.
 — stehende 112.
 — stehende elektrische — in Luft
 153.
 — — — längs Drähten 173.
 — ungedämpfte elektrische 211.
 — graphische Darstellung der 105.
 — Amplitude der 106.
 — Frequenz der 106.
 — Dämpfung der 140. 144.
 — Dämpfung der — durch Strah-
 lung 144. 197.

- Schwingungsbäuche 116.
 — stehender elektrischer Wellen 174.
 182.
 Schwingungsdauer 87. 106.
 — des Lichtes 84. 113.
 — — Änderung im Magnetfeld 95.
 — elektromagnetischer Schwingungen 113.
 Schwingungsform fest gekoppelter Systeme 173.
 Schwingungsknoten 116.
 — stehender elektrischer Wellen 174.
 182.
 Schwingungsrichtung des Lichtes 160.
 Schwingungszahl 87. 106.
 — des Lichtes 84. 113.
 — elektromagnetischer Schwingungen 113.
 Scintillieren von Zinksulfid unter der Wirkung der α -Strahlen 252.
 Seibtsche Spulen 180.
 Senderschaltung 195.
 Sender, Abstimmung der 198.
 Selbstleuchten von Radiumverbindungen 253.
 Selbstinduktionskoeffizient 120.
 — Beziehung zur Zahl der induzierenden Kraftlinien 128.
 Selbstinduktion 120.
 — Analogie der — mit Trägheit einer schweren Masse 121.
 — E.M.K. der 120.
 Sidotsche Blende 241.
 Slaby-Arcosches System der drahtlosen Telegraphie 192.
 Solenoid 64. 65. 125.
 Spannung, elektrische 7. 15.
 — — Maßeinheit derselben 27.
 Spannungsdifferenz 8. 10. 52.
 Spannungsgefälle 8. 51. 52.
 Spannungskurve 104.
 Spektrum, sichtbares 83.
 — ultrarotes und ultraviolette 84.
 — magnetisches — der Kathodenstrahlen 241.
 Stoßwelle, von einem Elektron ausgehende 243.
 Strahlen, α - 13. 97. 250.
 — Eigenschaften der α - 250.
 — Geschwindigkeit der α - 251.
 — β - 13. 97. 250.
 — Eigenschaften der β - 250.
 Strahlen, Geschwindigkeit der β - 250.
 — γ - 250.
 — Anodenstrahlen s. Kanalstrahlen.
 — Kanal- s. Kanalstrahlen.
 — Kathoden- s. Kathodenstrahlen.
 — Röntgen- s. Röntgenstrahlen.
 — ultrarote und ultraviolette 84.
 Strahlung 144.
 — Dämpfung durch 144.
 — radioaktive 250.
 — — Wirkung der 252.
 Strom elektrischer 6. 7. 11.
 — — Wirkungen des 67.
 — — Beziehung zur elektrischen Kraft 68. 69. 71.
 — — quasistationärer 103.
 Stromintensität (Stromstärke) 6. 7.
 — Maßeinheit der 9. 27. 65.
 — — Bestimmung mit Tangentenbussole 65.
 Stromrichtung 12.
 Stromkurve 104.
 Stromspule 64. 65. 125.
 Stromkreis, primärer 117.
 — sekundärer 117.
 — Koppelung zweier 127.
 — offener 141.
 Strömung, selbständige und unselbständige 216.
 Syntone Wellentelegraphie 191.

T.

- Tangentenbussole 65.
 Telefunkenstation Nauen 210.
 — Norddeich 205. 210.
 Telefunkensystem 193.
 — Sender des 193.
 — Empfänger des 199.
 Telephonempfänger 206.
 Telephonie nach Pupin 132.
 — ohne Draht 212.
 Transformator 124.
 — Tesla- 178.
 Transversalwellen 110.
 Thorium 249. 264.

U.

- Unitarische Hypothese 4. 5.
 Uran 249. 264.

V.

- Vakuum 28. 29.
 Verschiebung s. Dielektrische Verschiebung.
 Verschiebungsstrom 71—75.
 — Intensität des 73. 74.
 — Gleichwertigkeit des — mit Leitungsstrom 71. 72. 77.
 Volt 9. 27.
 Voltinduktion 117.

W.

- Wanderung der Kraftlinien 167.
 Watt 62.
 Wattsekunde 10. 62.
 Weber 27. 66.
 Wechselströme 7. 103.
 — Periode der technischen 103. 105. 113.
 Wechselstromtransformatoren 125.
 Wechselstromwiderstand s. Impedanz.
 Wellen 106.
 — ebene und Kugelwellen 108.
 — Seilwellen 114.
 — Longitudinal- und Transversalwellen 110. 160.
 — stehende 112.
 — — elektrische — in Luft 153.
 — — — längs Drähten 173.
 — — — Demonstration nach Arons 177.
 — — — — nach Drude-Coolidge 178.
 — — — — nach Seibt 180.
 — elektromagnetische 102.
 — kurze elektrische 154.
 — Ausbreitung elektrischer 158.

- Wellen, Beugung elektrischer 163.
 — Brechung elektrischer 162.
 — Polarisation elektrischer 159.
 — Reflexion elektrischer 153. 159.
 — elektromagnetische — längs Leitern 168.

— schwach gedämpfte elektrische 210.

Wellenflächen 109.

Wellenindikatoren 207.

Wellenlänge 110. 113.

— Beziehung der — zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Periode

III.

Wellentelegraphie, elektromagnetische 184.

— abgestimmte 191.

— Reichweite der 209.

— gerichtete 209.

Wellenzüge, Interferenz zweier 112.

Widerstand, elektrischer 7. 10. 213.

— der Gase 214.

— spezifischer 8.

Wucht 100.

X.

Xenon 252.

Z.

Zeemansches Phänomen 94.

Zeitkonstante eines Stromkreises 130.

Zerstreuungskörper 217.

Zwangszustand, elektromagnetischer 38. 60.

— elektrischer 60. 61.

— — räumliche Verteilung desselben 77.

— — magnetischer 57. 60. 61.

— — — räumliche Verteilung desselben 77.



Verlag von Quelle & Meyer in Leipzig.

Südafrika

Eine Landes-, Volks- und Wirtschaftskunde
von Prof. Dr. Siegfried Passarge

gr. 8. 350 S. mit mehr als 50 Abbildungen, zahlreichen Profilen und 33 Karten. Geschmackvoll brosch. M. 7,20, in Originalleinenbd. M. 8.—.

Gestützt auf jahrelange Studien und eigene Beobachtungen im Lande selbst gibt der Verfasser eine großzügige Gesamtdarstellung Südafrikas und seiner heutigen Verhältnisse. Nach einem Überblick über die Entdeckungsgeschichte des Landes schildert er dessen orographische und hydrographische Verhältnisse, Klima, geologischen Aufbau, Tier- und Pflanzenwelt usw. Wir erhalten ein anschauliches Bild von den natürlichen Landschaften, den wirtschaftlichen Grundlagen der einheimischen Bevölkerung, von ihrer heutigen Kultur, von den so interessanten vorgeschichtlichen Kulturen, sowie von den verschiedenen europäischen Kolonien. Besonders eingehend behandelt Verfasser dabei die Gebiete der Goldbergwerke und Diamantfelder. Für die Erschließung unserer Kolonien gibt er beachtenswerte Richtlinien und lehrt uns dieses eigenartige Land verstehen.

Nicht nur für den Gelehrten, sondern in erster Linie für den Praktiker, den Wirtschaftsgeographen und Nationalökonom, den Kaufmann und Offizier, sowie den Kolonialpolitiker ist das Werk bestimmt. Insbesondere für jeden Gebildeten, der die Zukunft unseres Kolonialbesitzes mit Anteil verfolgt.

Aus dem Inhalt:

Südafrika, seine Abgrenzung und Weltstellung. — Die Entdeckungsgeschichte Südafrikas. — Die orographischen und hydrographischen Verhältnisse. — Die klimatischen Verhältnisse. — Die geologischen Formationen. — Übersicht über die geologische Geschichte Südafrikas. — Die Vegetationsverhältnisse. — Die Tierwelt. — Das Angolahochland. — Das Südwestafrikanische Hochland. — Das Burenhochland. — Das südafrikanische Küstenvorland. — Das Matabolehochland. — Das Nordrhodesische Hochland und die Südäquatoriale Wasserscheide. — Das Südafrikanische Becken (Kalahariregion). — Die Entstehung der Kalahari und das Problem der Klimaänderung in Südafrika. — Die Kulturbedingungen. — Kurzer Abriß der Geschichte Südafrikas. — Die Verbreitung der Rassen und Völker. — Körperliche und geistige Eigenschaften. — Die südafrikanischen Sprachen. — Allgemeiner Überblick über die Kulturverhältnisse Afrikas. — Der ursprüngliche Kulturbesitz der Eingeborenen Südafrikas. — Vorgeschichtliche Kulturen. — Die europäische Kultur. — Die portugiesischen und deutschen Kolonien. — Britisch Südafrika. — Die zukünftige Entwicklung Südafrikas.

Die Deutsche Reichsverfassung Von Geh. Rat

Prof. Dr. Ph. Zorn. 8. 124 S. Geh. 1 M. In Originalbd. 1.25 M.

Ein Grundriß des deutschen Reichsstaatsrechtes. Die deutsche Staatsentwicklung der Neuzeit wird unter vergleichender Heranziehung der Staatsentwicklung der anderen europäischen Kulturvölker behandelt und der Staatscharakter des Reiches sowie seine Organisation in Kaisertum, Bundesrat, Reichstag und Reichsbehörden dargestellt.

Die moderne Großstadt und ihre sozialen Probleme

Von Priv.-Doz. Dr. A. Weber. 8. 154 Seiten. Geh. 1 M. In Originalleinenband 1.25 M.

Würdigt die Großstadt als kulturellen und sozialen Faktor, gibt ein Bild des großstädtischen Familienlebens und der Wohnungsverhältnisse, behandelt das großstädtische Verkehrsproblem, die städtische Armut und Armenfürsorge und schließt mit einem Kapitel über Volksbildung und Volksgesellschaft. Licht und Schattenseiten der Großstadt werden in gleicher Weise aufgezeigt und Richtlinien für die Bekämpfung der letzteren gegeben.

Eiszeit und Urgeschichte des Menschen

Von Prof. Dr. J. Pohlig. 8. 149 S. mit zahlr. Abb. Geh. 1 M. In Originalleinenband 1.25 M.

Auf Grund der neuesten Ergebnisse der Wissenschaft erhält der Leser ein anschauliches Bild von den landschaftlichen Wirkungen des Eises, der Bildung der Flusstäler und Höhlen, dem Leben des Urmenschen, seiner tierischen und pflanzlichen Begleiter. Stets geht Pohlig aus von dem gegenwärtigen geologischen Bilde unserer Heimat, lehrt den Leser dieses zu beobachten und selbständig weiter zu forschen.

Die Alpen Von Priv.-Doz. Dr. F. Machaček. 8. 160 S. mit zahlreichen Profilen und Abb. Geh. 1 M. Geb. 1.25 M.

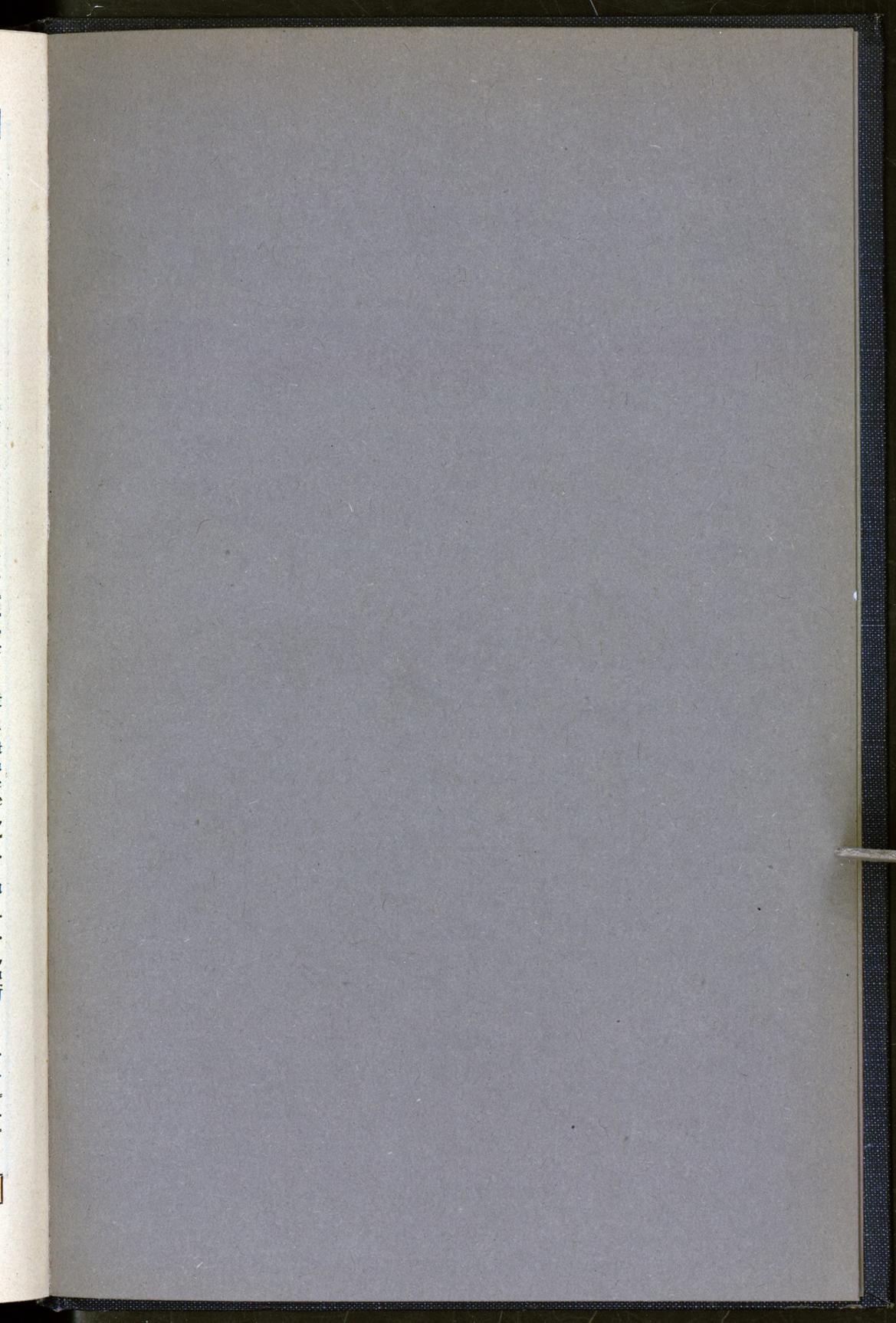
Ein Begleiter für die ständig wachsende Zahl der Alpenfreunde, die sich nicht mit einem mehr oder minder gedankenlosen Herumreisen begnügen, sondern aus dem Geschaute auch Belehrung und Nutzen holen wollen. Es werden geschildert die Grenzen und Gliederung der Alpen, die geologische Entwicklungsgeschichte, die physikalischen und klimatischen Verhältnisse, das Leben der Tier- und Pflanzenwelt, die prähistorischen Siedlungen, die spätere Kolonisation, die heutige Nationalitätenverteilung, die Siedlungsformen und Erwerbsverhältnisse der Bevölkerung.

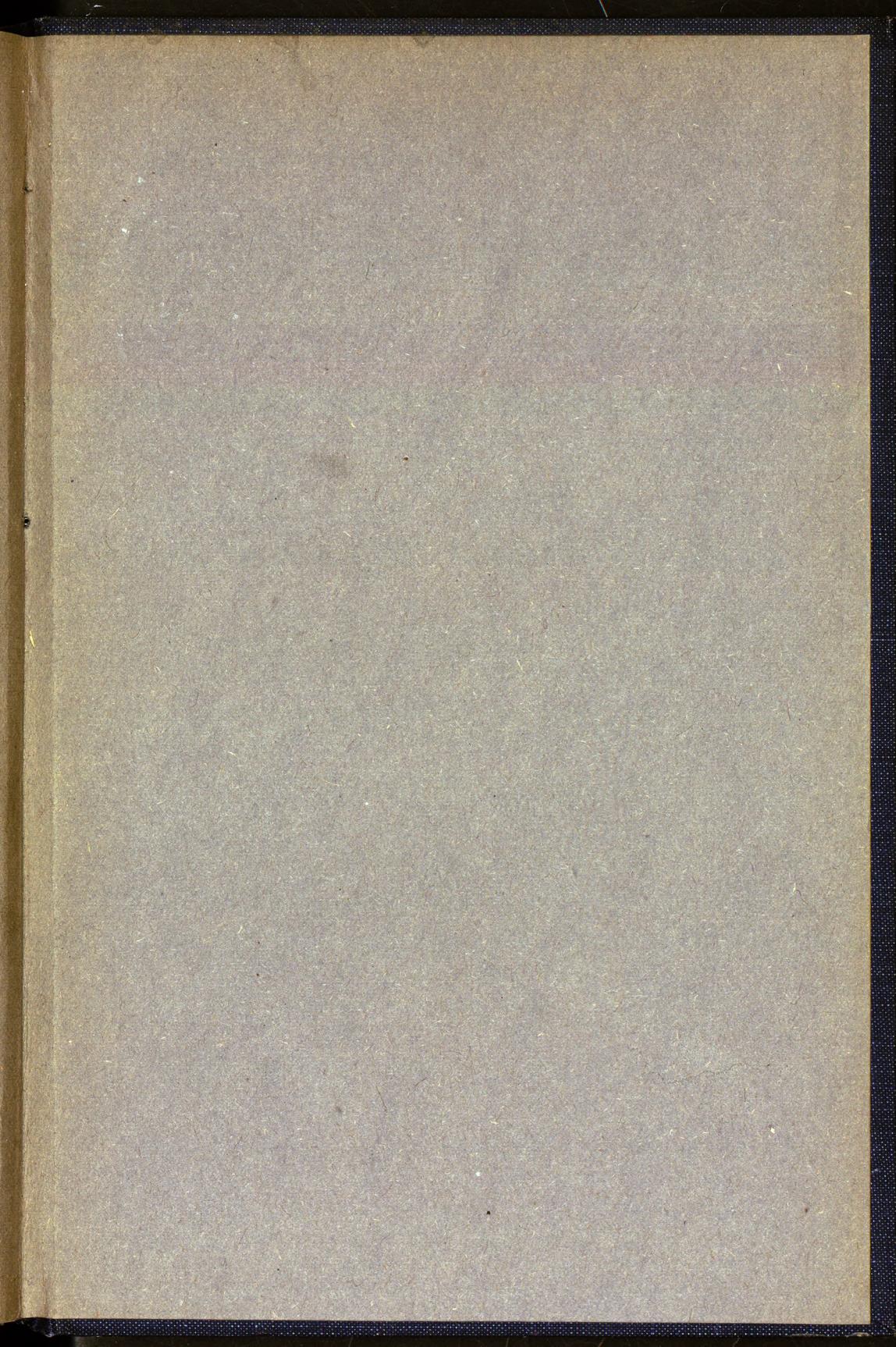
Das Wetter und sein Einfluß auf das praktische Leben. Von Prof. Dr. C. Kassner 8. 160 S. mit zahlr. Abb. und Karten. Geh. 1 M. In Originalleinenband 1.25 M.

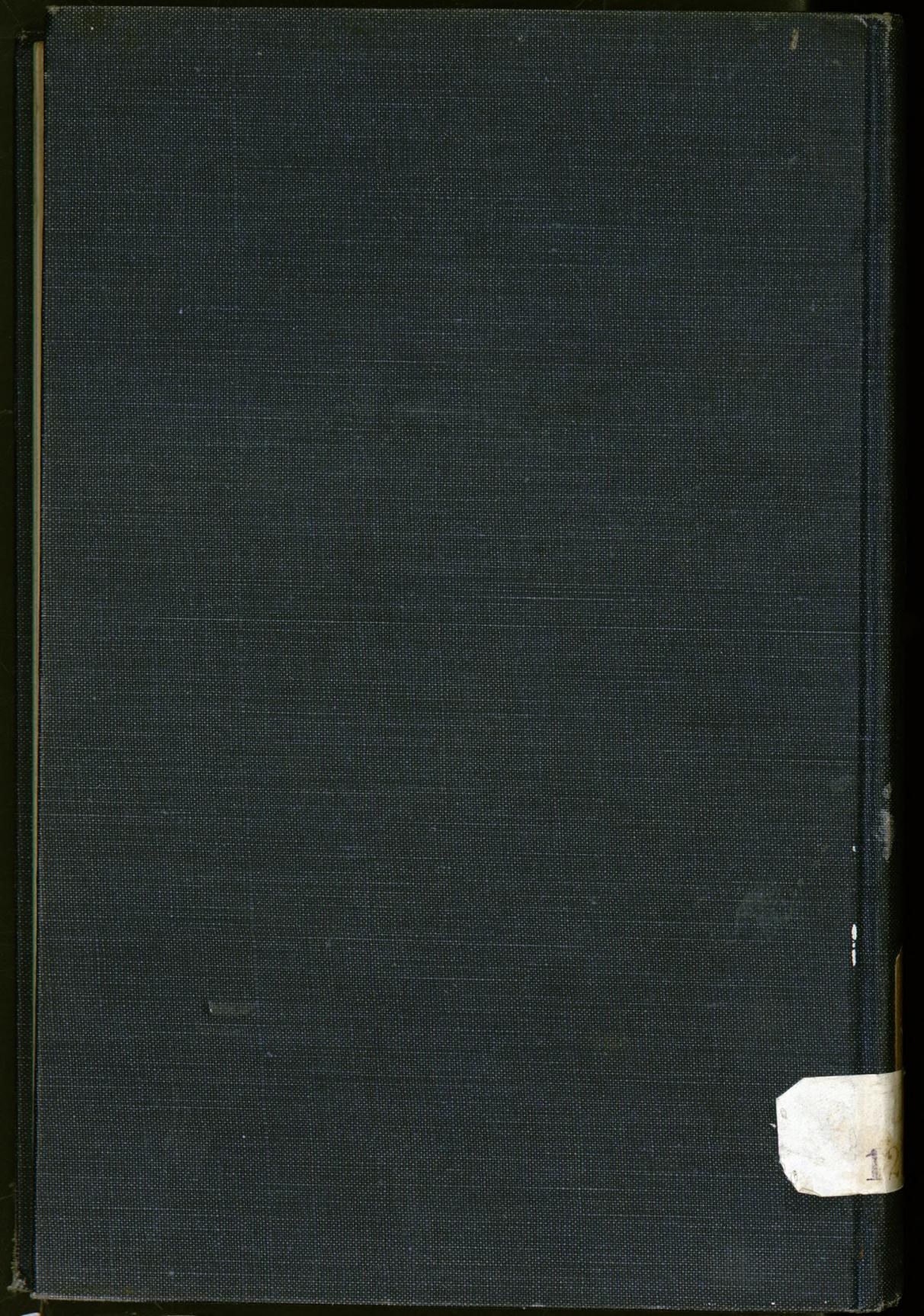
Nach einer kurzen Geschichte der Wettervorhersage (der 100jährige Kalender usw.), erklärt der Verfasser eingehend die meteorologischen Grundlagen der modernen Wettervorhersage, sowie ihrer Organisation, und legt den Einfluß des Wetters auf Handel, Industrie, Verkehr usw. und auf den Menschen selbst dar.

Lebensfragen Der Stoffwechsel in der Natur. Von Prof. Dr. f. B. Ahrens. 8. 159 S. mit Abbild. geh. 1 M., geb. 1.25 M.

Zeigt den Verbrauch der verschiedenen Bestandteile unseres Körpers und die Bestimmung der Nahrungsstoffe zum Erfüll und Unterhalt der Lebensfunktionen. Dabei werden unsere wichtigsten natürlichen und künstlichen Nahrungs- und Genussmittel auf ihren Nährwert und Bedeutung geprüft.







THE
LITERARY
MAGAZINE
AND
JOURNAL
OF
SCIENCE
ART
LITERATURE
AND
THE
HIGHEST
INTEREST
FOR
THE
MONTH
OF
JULY
1839

THE
LITERARY
MAGAZINE
AND
JOURNAL
OF
SCIENCE
ART
LITERATURE
AND
THE
HIGHEST
INTEREST
FOR
THE
MONTH
OF
JULY
1839