

Bergmann-Schaefer
Lehrbuch der Experimentalphysik II
Elektrizität und Magnetismus

Bergmann-Schaefer

Lehrbuch der

Experimentalphysik

Band II
Elektrizität und Magnetismus

7. Auflage
neubearbeitet und erweitert
von Heinrich Gobrecht
unter Mitarbeit von Jens H. Gobrecht
und Klaus H. Gobrecht



Walter de Gruyter
Berlin · New York 1987

Autoren

Dr.-Ing. Heinrich Gobrecht
em. o. Professor für Physik
Technische Universität Berlin

Dr.-Ing. Jens H. Gobrecht
Forschungszentrum der Firma
Brown, Boveri & Cie
Baden/Schweiz

Dr.-Ing. Klaus H. Gobrecht
Institut Max von Laue – Paul Langevin
Grenoble/Frankreich

Der Band enthält 647 Abbildungen und 26 Tabellen.



CIP-Kurztitelaufnahme der Deutschen Bibliothek

Bergmann, Ludwig:

Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann-Schaefer. – Berlin ; New York : de Gruyter

NE: Schaefer, Clemens:

Bd. 2. Elektrizität und Magnetismus / von Heinrich Gobrecht. Unter Mitarb. von Jens H. Gobrecht u. Klaus H. Gobrecht. – 7. Aufl., neubearb. u. erw. – 1987.

ISBN 3-11-010261-7

NE: Gobrecht, Heinrich [Bearb.]

Copyright © 1986 by Walter de Gruyter & Co., Berlin 30. Alle Rechte, insbesondere das Recht der Vervielfältigung und Verbreitung sowie der Übersetzung, vorbehalten. Kein Teil des Werkes darf in irgendeiner Form (durch Photokopie, Mikrofilm oder ein anderes Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden. Printed in Germany.

Einbandentwurf: Wernitz & Wernitz, Berlin. Satz: Tutte GmbH, Salzweg-Passau. Druck: Gerike GmbH, Berlin. Bindung: Lüderitz & Bauer, GmbH, Berlin.

Vorwort zur 7. Auflage

Die fundamentalen Grundlagen der Physik beruhen auf Experimenten, die zu jeder Zeit und von jedermann wiederholt werden können und die (innerhalb der Streuung) stets zu den gleichen Ergebnissen führen. Ein Lehrbuch der Physik kann auf die Beschreibung solcher Experimente und auf die sich daraus ergebenden Schlüsse und Erkenntnisse nicht verzichten. Das volle Verständnis für die physikalischen Vorgänge wird erst dann ermöglicht, wenn die grundlegenden Experimente anschaulich und überzeugend sichtbar gemacht oder wenigstens glaubhaft beschrieben werden. Das war immer das Ziel des Buches, schon seit der ersten Auflage im Jahr 1950, als Ludwig Bergmann und Clemens Schaefer die ersten Autoren waren.

Mit dem Fortschreiten der Zeit haben sich neue Erkenntnisse ergeben; andere Experimente wurden erdacht, alte sind verfeinert worden. Dadurch sind zwar die Grundgesetze der Physik nicht geändert oder gar ungültig geworden; aber ihre Darstellung konnte verbessert und somit das Verständnis erleichtert werden.

Die Anwendungen der Physik in der Technik müssen erwähnt werden; einmal, weil sie das Verständnis erleichtern, und auch deshalb, weil sie die Physik zusätzlich interessant machen. Die Anwendungen aber haben große Änderungen erfahren, die in einem Physikbuch wenigstens angedeutet werden sollten. So gibt es mehrere Gründe, das Buch bei einer notwendig gewordenen Neuauflage zu verändern.

Den Lesern, die in Briefen auf Fehler hingewiesen oder Verbesserungsvorschläge gemacht haben, sei besonders herzlich gedankt. Es ist eine Freude, dadurch zu sehen, mit welcher Gründlichkeit das Buch von vielen gelesen wird.

Der Umfang eines Lehrbuchs ist begrenzt. Deshalb mußte oft ein Mittelweg zwischen leicht verständlicher Darstellung und vollständiger Exaktheit gefunden werden. Dieses Problem ist altbekannt. Es wurde versucht, in diesem Buch die besten Lösungen dafür zu finden.

Inhalt

Die wichtigsten elektrischen und magnetischen Größen und ihre SI-Einheiten	XI
<i>1 Elektrostatik, das elektrische Feld</i>	1
1.1 Grundversuche	1
1.2 Die einfachsten Apparate zum Nachweis von elektrischen Ladungen	5
1.3 Gleichheit der getrennten positiven und negativen Ladungsmengen	8
1.4 Sitz der elektrischen Ladung auf einem Leiter – Flächenladungsdichte	10
1.5 Coulombsches Gesetz – Einheit der Elektrizitätsmenge	16
1.6 Das elektrische Feld, die Feldstärke, Feldlinien, der elektrische Fluß	23
1.7 Das elektrische Potential	31
1.8 Die Kapazität	42
1.9 Die Influenz	44
1.10 Anwendungen der Influenz (Doppelplatte, Potentialsonde, Elektrophor, Kondensator)	50
1.11 Materie im elektrischen Feld	67
1.12 Die Polarisation der Dielektrika	75
1.13 Piezo- und Pyroelektrizität – Ferroelektrizität	88
1.14 Kontaktelektrizität, Austritt freier Elektronen aus Materie, polarisierte Elektronen	104
1.15 Die elektrostatische Energie; Kraftwirkungen im elektrischen Feld	120
1.16 Messung sehr kleiner Ladungsmengen	127
1.17 Elektrostatische Generatoren	133
1.18 Das elektrische Feld der Erde	137
1.19 Die Beseitigung elektrostatischer Aufladungen	144
1.20 Anwendungen elektrostatischer Aufladungen	146
<i>2 Der elektrische Strom</i>	151
2.1 Begriff des elektrischen Stroms, Stromstärke, Stromdichte	151
2.2 Der elektrische Widerstand, das Ohmsche Gesetz, das Natur-Ohm	155

VIII Inhalt

2.3 Anwendungen des Ohmschen Gesetzes, Kirchhoffsche Sätze über Stromverzweigungen, Spannungsteilung, Potentiometer, Wheatstonesche Brücke	165
2.4 Elektrische Arbeit, Stromwärme	176
2.5 Thermoelektrizität, Peltier- und Thomson-Effekt	182
2.6 Die Natur der elektrischen Leitung in Metallen	193
3 <i>Das elektrische und magnetische Feld stationärer Ströme</i>	197
3.1 Das elektrische Feld stationärer Ströme	197
3.2 Das Magnetfeld eines Stromleiters; magnetische Feldlinien	200
3.3 Das Magnetfeld von Stromschleifen und Spulen	206
3.4 Das Magnetfeld im Dauermagneten; Ferromagnetika	213
3.5 Kraftwirkung zwischen Magnetfeldern	222
3.6 Strom-Meßinstrumente	238
4 <i>Magnetismus</i>	253
4.1 Grundtatsachen	253
4.2 Das Magnetfeld der Erde; Einfluß des Sonnenwindes	266
4.3 Materie im magnetischen Feld	271
4.4 Ferromagnetismus	282
4.5 Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus	297
5 <i>Induktion</i>	307
5.1 Entstehung der Induktion, Lenzsche Regel	307
5.2 Messung magnetischer Felder; magnetischer Spannungsmesser, Wechselspannungen, Wirbelströme	320
5.3 Selbstinduktion; gegenseitige Induktion; feste und lose Kopplung ...	333
5.4 Allgemeines über Wechselströme	336
5.5 Mehrphasenströme, magnetische Drehfelder	375
6 <i>Transformatoren, Generatoren, Motoren</i>	383
6.1 Transformatoren	383
6.2 Die elektrischen Generatoren und Motoren	395
7 <i>Elektromagnetische Schwingungen und Wellen</i>	423
7.1 Freie elektrische Schwingungen	423
7.2 Erzeugung gedämpfter elektrischer Schwingungen	431
7.3 Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen	439
7.4 Erzwungene Schwingungen, Kopplung	445
7.5 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs Leitungen, Lecher-Leitung, Telegraphen- und Wellengleichung	458
7.6 Elektromagnetische Raumwellen im Dielektrikum, offener Schwingungskreis, elektrischer Dipol und sein Strahlungsfeld, Hertzsche Versuche	477

7.7 Vergleich der elektromagnetischen Wellen mit den Lichtwellen; das elektromagnetische Spektrum	502
7.8 Anwendungen der elektromagnetischen Wellen in der Nachrichtenübermittlung, historische Entwicklung	509
<i>8 Der elektrische Strom in Gasen und im Hochvakuum</i>	<i>521</i>
8.1 Die Leitfähigkeit der Gase	521
8.2 Unselbständige Entladung bei höheren Drucken	529
8.3 Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum.....	538
8.4 Die Natur der Elektrizitätsträger im Hochvakuum	543
8.5 Anwendungen der unselbständigen Elektrizitätsleitung im Hochvakuum	556
8.6 Die selbständige Stromleitung in Gasen bei niedrigem Druck.....	571
8.7 Die selbständige Elektrizitätsleitung in Gasen bei hohem Druck, Spitzen- und Büschelentladung, Funken, Lichtbogen	603
<i>9 Der elektrische Strom in festen Körpern (Jens H. Gobrecht).....</i>	<i>623</i>
9.1 Die Stromleitung in Metallen.....	623
9.2 Die elektrische Leitung in Kristallen und Halbleitern	639
9.3 Technische Anwendungen von Halbleitern	647
<i>10 Elektrischer Strom in Flüssigkeiten (Jens H. Gobrecht).....</i>	<i>683</i>
10.1 Vorgänge beim Stromdurchgang durch Elektrolyte; Bildung der Ionen	683
10.2 Die Faradayschen Gesetze der Elektrolyse.....	692
10.3 Die Leitfähigkeit der Elektrolyte.....	698
10.4 Elektrochemische Reaktionen, Galvanische Elemente.....	717
10.5 Elektrodenprozesse, elektrolytische Polarisierung.....	729
10.6 Technische Anwendungen	739
<i>11 Energie: Gewinnung, Umwandlung, Speicherung, Fortleitung</i>	<i>753</i>
11.1 Energiebedarf und Energiegewinnung	753
11.2 Energieumwandlung	762
11.3 Energiespeicherung	776
11.4 Energie-Fortleitung.....	779
<i>12 Supraleitung (Klaus H. Gobrecht).....</i>	<i>785</i>
12.1 Grundlagen	785
12.2 Anwendungen der Supraleitung.....	797
12.3 Starkstromanwendungen der Supraleitung	804
Aufgaben.....	817
Lösungen der Aufgaben	822

X Inhalt

Weiterführende Literatur	835
Fachwörterverzeichnis Deutsch-Englisch/Englisch-Deutsch	837
Konstanten, Tabellen, Hinweise	859
Register	863

Die wichtigsten elektrischen und magnetischen Größen und ihre SI-Einheiten

elektrischer Strom I	1 Ampere (A)
Elektrizitätsmenge, Ladung Q	1 Ampere · 1 Sekunde = = 1 Coulomb (C)
elektrische Spannung U	$\frac{1 \text{ Watt (W)}}{1 \text{ Ampere (A)}} = 1 \text{ Volt (V)}$
elektrische Leistung P	1 Volt (V) · 1 Ampere (A) = = 1 Watt (W)
elektrische Arbeit, Energie W	1 Watt (W) · 1 Sekunde (s) = = 1 Joule (J)
elektrischer Widerstand R	$\frac{1 \text{ Volt (V)}}{1 \text{ Ampere (A)}} = 1 \text{ Ohm } (\Omega)$
spezifischer elektrischer Widerstand ρ	$\frac{1 \text{ Ohm } (\Omega) \cdot 1 \text{ m}^2}{1 \text{ Meter (m)}} =$ = 1 Ohm (Ω) · 1 Meter (m)
elektrische Leitfähigkeit γ, κ, σ	$\frac{1}{\Omega \cdot \text{m}} = \frac{1 \text{ Siemens (S)}}{1 \text{ Meter (m)}}$
elektrischer Leitwert G	$\frac{1}{\text{Ohm } (\Omega)} = 1 \text{ Siemens (S)}$
elektrische Kapazität C	$\frac{1 \text{ Ampere} \cdot 1 \text{ Sekunde}}{1 \text{ Volt (V)}} = 1 \text{ Farad (F)}$
elektrische Induktivität L	$\frac{1 \text{ Volt} \cdot 1 \text{ Sekunde}}{1 \text{ Ampere (A)}} = 1 \text{ Henry (H)}$
elektrische Stromdichte J, S	$\frac{1 \text{ Ampere (A)}}{1 \text{ mm}^2}$
elektrischer Fluß Ψ	1 Ampere · 1 Sekunde = 1 Coulomb (C)

XII Die wichtigsten elektrischen und magnetischen Größen, SI-Einheiten

elektrische Flußdichte D	$\frac{1 \text{ Ampere} \cdot 1 \text{ Sekunde}}{1 \text{ Meter}^2} =$ $= \frac{1 \text{ Coulomb (C)}}{1 \text{ Meter}^2}$
elektrische Feldstärke E	$\frac{1 \text{ Volt (V)}}{1 \text{ Meter (m)}}$
elektrische Feldkonstante ϵ_0	$\frac{\text{elektrische Flußdichte } D}{\text{elektrische Feldstärke } E} =$ $= 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
magnetische Feldstärke H	$\frac{1 \text{ Ampere (A)}}{1 \text{ Meter (m)}}$
magnetischer Fluß Φ	$1 \text{ Volt} \cdot 1 \text{ Sekunde} = 1 \text{ Weber (Wb)}$
magnetische Flußdichte B	$\frac{1 \text{ Volt} \cdot 1 \text{ Sekunde}}{1 \text{ Meter}^2} = \frac{1 \text{ Weber}}{1 \text{ Meter}^2} =$ $= 1 \text{ Tesla (T)}$
magnetische Feldkonstante μ_0	$\frac{\text{magnetische Flußdichte } B}{\text{magnetische Feldstärke } H} =$ $= 1,2566 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$
Frequenz $\nu, f =$	$\frac{1}{\text{Periodendauer } T} \quad \frac{1}{1 \text{ Sekunde (s)}} = 1 \text{ Hertz (Hz)}$

Die **7 Basiseinheiten des Internationalen Einheitensystems** (Système International d'Unités, kurz SI), die durch die 10. und 14. Generalkonferenz festgelegt wurden, lauten:

das Meter	Einheitenzeichen:	m	für die Länge
das Kilogramm	Einheitenzeichen:	kg	für die Masse
die Sekunde	Einheitenzeichen:	s	für die Zeit
das Ampere	Einheitenzeichen:	A	für die elektr. Stromstärke
das Kelvin	Einheitenzeichen:	K	für die thermodynamische Temperatur
das Mol	Einheitenzeichen:	mol	für die Stoffmenge
die Candela	Einheitenzeichen:	cd	für die Lichtstärke

(Man sollte nicht vom SI-System sprechen, denn das „S“ bei SI bedeutet bereits „System“.)

1 Elektrostatik, das elektrische Feld

1.1 Grundversuche

Um die vielen und verschiedenartigen Wirkungen der Elektrizität zu zeigen, braucht man keine Glühlampe, Kochplatte, keinen Radioapparat oder Staubsauger mehr vorzuführen. Elektrische Lichtquellen, Geräte und Maschinen sind allgemein bekannt. Über die Eigenschaften der Elektrizität ist daraus aber so gut wie nichts zu erfahren. Man merkt nur, daß der elektrische Strom durch einen metallischen Leiter fließen und in Licht, Wärme, Schall oder mechanische Arbeit umgewandelt werden kann.

In diesem Kapitel sollen einfache Versuche mit der immer noch etwas geheimnisvollen Elektrizität beschrieben werden. Sie können zeigen, daß es zwei Arten elektrischer Ladungen gibt, die man trennen und ansammeln kann, die sich anziehen, also eine Kraft aufeinander ausüben, und die sich wieder vereinigen, wenn man sie nicht daran hindert. Diese Versuche gehören in das Gebiet der **Elektrostatik**, welches noch vor 200 Jahren das einzige Gebiet der Elektrizitätslehre war. Seit etwa 100 Jahren hat die **Elektrodynamik** das Interesse an der Elektrostatik zurückgedrängt. Neuerdings hat aber die Elektrostatik wieder an Bedeutung gewonnen. Einerseits wegen nützlicher Anwendungen, z. B. bei der Elektrophotographie (Kopiergeräte) und bei bestimmten Hochspannungsgeneratoren; andererseits wegen schädlicher Wirkungen, z. B. Zündgefahren beim Füllen von Tanks mit flüssigen Brennstoffen: Wenn sich größere Ladungsmengen ansammeln, die sich schließlich wie beim Gewitterblitz ausgleichen, dann können die Funken den Treibstoff in Brand setzen.

In der Mechanik wird die Lehre vom Gleichgewicht der an ruhenden Körpern angreifenden Kräfte als Statik, dagegen der Einfluß von Kräften auf die Bewegung von Körpern als Dynamik bezeichnet. Ganz entsprechend werden in der *Elektrizitätslehre die Kraftwirkungen ruhender Ladungen in der Elektrostatik behandelt. Der Einfluß von Kräften auf die Bewegung von Ladungen und die Kraftwirkung bewegter Ladungen werden in der Elektrodynamik beschrieben.*

Die Elektrostatik steht nicht aus historischen Gründen am Anfang, sondern weil man sehr einfache Versuche machen, elektrische Ladungen trennen und den Zustand des Raumes studieren kann, der unter dem Einfluß der getrennten elektrischen Ladungen steht, sei er mit Materie erfüllt oder nicht. Solche Versuche sind ungefährlich, wenn man sie mit geringen Ladungsmengen ausführt. Man

erhält die Ladungen bequem durch innige Berührung (Reiben) und anschließende Trennung zweier verschiedener Stoffe, z. B. Kunststoff (Plastikstab oder -folie) und Wolle. Der elektrische Strom, den man einer Steckdose entnehmen kann, besteht dagegen aus einer so großen Zahl von Ladungen, daß er lebensgefährlich ist, wenn er durch den menschlichen Körper fließt.

Zieht man ein Hemd oder einen Pullover aus synthetischen Fasern über den Kopf, so beobachtet man bei trockener Luft und im Dunkeln Funken und man hört sie knistern. Man sieht ferner, daß die Haare vom Kleidungsstück angezogen werden. Streichelt man eine Katze in trockener Luft mit einem Kunststoffstab oder -kamm, dann sieht man das Sträuben der Haare. Mit dem Kamm, dem Kunststoffstab oder dem Hemd kann man also Haare, Fasern, Papierschnitzel, aber auch schwebende Luftballons und Seifenblasen anziehen. Durch innige Berührung (Reiben) hat sich der Zustand der Stoffe derart verändert, daß von ihren Oberflächen Kraftwirkungen ausgehen. Bereits im Altertum hat (angeblich) Thales von Milet eine solche Beobachtung an geriebenem Bernstein gemacht. Der Name einer in Kleinasien (Sardes) gefundenen goldhaltigen Legierung war Elektron; wegen der ähnlich goldgelben Farbe erhielt der Bernstein den gleichen Namen. Der merkwürdige Zustand, in dem sich ein Stück Bernstein nach inniger Berührung mit Wolle usw. befindet, wurde so nach dem Bernstein als „elektrisch“ bezeichnet.

Der elektrisch geladene Zustand des Bernsteins, des Kunststoffes oder der Wolle läßt sich sofort wieder beseitigen, wenn man mit der Hand über die Oberflächen streicht oder statt der Hand einen feuchten Lappen oder einen Metallstab nimmt. Eine Aufladung gelingt gar nicht, wenn man etwa statt des Bernsteins ein Metallstück in die Hand nimmt, oder statt der trockenen Wolle ein feuchter Lappen verwendet wird. Die Versuche gelingen auch nicht in feuchter Luft, weil die Oberflächen mit einem sehr dünnen, elektrisch leitenden Wasserfilm überzogen sind. Man kann leicht durch Versuche ermitteln, welche Stoffe die elektrische Aufladung ableiten können und welche nicht. So erhält man **Leiter** elektrischer Ladungen und **Nichtleiter** oder **Isolatoren**.

Durch innige Berührung und anschließende Trennung zweier Stoffe werden *beide* in den elektrisch geladenen Zustand versetzt. Sofern verhindert wird, daß die Ladungen abfließen können, können fast alle Stoffe, ebenso wie Bernstein oder Wolle, elektrisch aufgeladen werden. Der sofortige Abfluß der elektrischen Ladungen kann durch einen isolierenden Griff verhindert werden, z. B. durch einen Griff aus Kunststoff. Dann wird auch ein Metallstück, also an einem isolierenden Griff aus Kunststoff, durch innige Berührung mit vielen Stoffen, auch mit Wasser, aufgeladen. Während bei einem Isolator die Ladungen an einzelnen Stellen der Oberfläche haften bleiben, verteilen sie sich bei einem Metallstück wegen dessen Leitfähigkeit gleichmäßig auf der Oberfläche.

Da der menschliche Körper elektrisch leitend ist, versteht man auch, weshalb ein aufgeladenes Metallstück gegenüber der Hand durch einen Nichtleiter, z. B. Kunststoff, elektrisch „isoliert“ sein muß. Die auf dem Metallstück befindliche

elektrische Ladung würde durch Berühren mit der Hand sofort durch den menschlichen Körper zur Erde abfließen und sich auf der großen Erde verteilen.

Setzt man einen metallischen Gegenstand, z. B. einen leeren Kochtopf aus Aluminium, auf eine Glasplatte oder eine Plastikfolie, dann können Ladungen von dem Topf wegen der Isolation nicht zur Erde abfließen. Man kann den Kochtopf dadurch aufladen, daß man eine Glas- oder Kunststoffstange mit einem Wolltuch reibt und dann die Ladungen von der Stange an irgendeiner Stelle des Topfes abstreift. Wegen der Leitfähigkeit des Metalls verteilen sich die Ladungen auf dem Topf, so daß er in seiner ganzen Ausdehnung in den elektrisch geladenen Zustand kommt. Wir haben also die Möglichkeit, den elektrischen Zustand sowohl mittels eines Leiters zu übertragen als auch sein Abfließen zur Erde durch einen Isolator zu verhindern.

Zwischen Leitern und Nichtleitern gibt es in Wirklichkeit keine strenge Grenze; es bestehen vielmehr alle Arten von Zwischenstufen, von den besten bis zu den schlechtesten Leitern. Als gute Leiter der Elektrizität gelten die Metalle, Kohle, wäßrige Säure- oder Salzlösungen; Nichtleiter sind Glas, Quarz, Porzellan, Kunststoffe, Bernstein, Seide, Öle, Luft, Wasserdampf und andere Gase. Daß Luft die Elektrizität nicht leitet, ist ja geradezu die Voraussetzung dafür, daß es überhaupt möglich ist, einen etwa durch Reiben eines Glas- oder Kunststoffstabes erzeugten elektrischen Zustand zu beobachten. Wäre die Luft nämlich ein Leiter, so würden die erzeugten elektrischen Ladungen sofort wieder abgeleitet werden und sich der Wahrnehmung entziehen. Hoch erhitzte Luft oder Flammengase leiten dagegen gut, was sich z. B. dadurch zeigen läßt, daß man einen geriebenen Kunststoffstab kurz über eine Bunsenflamme oder in einen heißen Luftstrom bringt: er wird sofort unelektrisch. Praktisch macht man beim Experimentieren von der Leitfähigkeit erhitzter Gase Gebrauch, um unerwünschte Aufladungen von Isolatoren zu beseitigen.

Wir haben bisher den elektrischen Zustand geriebener Körper nachgewiesen durch die Beobachtung der Kraftwirkungen auf leichte Papierschnitzel, Haare, usw. Um nun die Kraftwirkungen zwischen den geriebenen Körpern genauer zu untersuchen, hängen wir einen geriebenen Kunststoffstab waagrecht auf (Abb. 1) und nähern einem seiner Enden einen auf gleiche Weise geriebenen zweiten Kunststoffstab; beide Stäbe befinden sich also im „elektrischen Zustand“. Wir beobachten eine kräftige Abstoßung der einander genäherten Stabenden.

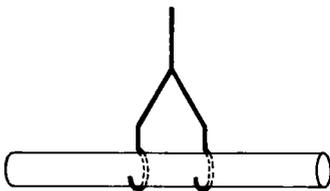


Abb. 1 Drehbar aufgehängter Kunststoffstab

Nähern wir aber dem aufgehängten Kunststoffstab einen geriebenen, d. h. ebenfalls elektrisierten Glasstab, so findet eine starke Anziehung statt, während schließlich zwei auf gleiche Weise geriebene Glasstäbe, von denen wir den einen freibeweglich aufhängen, sich gegenseitig ebenso abstoßen wie die beiden geriebenen Kunststoffstäbe. Dies führt zu der Auffassung, daß es zwei verschiedene, einander entgegengesetzt geladene, elektrische Zustände gibt.

Gleichartig elektrisierte Körper stoßen sich ab, ungleichartig elektrisierte ziehen sich an. Da der Vorgang der Reibung ein wechselseitiger ist, wird nicht nur der geriebene Körper, sondern auch das „Reibzeug“ elektrisch. Nähert man einem nach Abb. 1 aufgehängten geriebenen Glasstab das zum Reiben benutzte Stück Seide, so wird der Glasstab angezogen, während von dem gleichen Stück Seide ein mit einem Wollappen geriebener Kunststoffstab abgestoßen wird. Aus diesem Versuch folgt, daß zwei verschiedene, aneinander geriebene Körper stets beide und zwar ungleichartig elektrisch werden. Wir werden später sehen, daß die elektrischen Zustände aneinander geriebener Körper auch gleich stark sind, so daß sich ihre gemeinsame Kraftwirkung nach außen aufhebt. Die beiden Arten elektrischer Aufladung wurden schon sehr früh erkannt. Nach einem Vorschlag des Göttinger Gelehrten G. Chr. Lichtenberg (1778) spricht man (willkürlich) von **positiver und negativer elektrischer Ladung**.

Ob ein bestimmter Körper durch Reiben positiv oder negativ elektrisch wird, hängt von dem Partner ab, mit dem er gerieben wird. Z. B. wird Glas positiv elektrisch beim Reiben mit Seide oder Leder, dagegen negativ elektrisch beim Reiben mit Pelz oder Wolle; Hartgummi wird an Wolle oder Pelz gerieben stets negativ, an Papier gerieben aber meist positiv. Übrigens kommt es nicht nur auf die stoffliche Natur des Körpers, sondern auch auf seine Oberflächenbeschaffenheit an. Schleift man die Hälfte eines polierten Glasstabes matt, so wird dieses Ende beim Reiben mit Wolle negativ elektrisch, während die polierte Hälfte mit dem gleichen Reibzug positiv elektrisch wird.

Daß auch pulverförmige Stoffe durch innige Berührung elektrisch werden, zeigt folgender Versuch: Zerstäubt man ein Gemisch aus gleichen Teilen Mennige und Schwefelpulver durch ein Stück Gaze hindurch, so wird Schwefel negativ, Mennige positiv elektrisch. Läßt man das Gemisch auf zwei nebeneinander liegende geriebene Stäbe aus Glas und Hartgummi fallen, so bleibt der gelbe Schwefel am Glas, die rote Mennige am Hartgummi haften.

Es werden nicht nur feste Stoffe elektrisch, sondern auch Flüssigkeiten. Ein aus Kunststoff bestehender, also isolierender Duschvorhang wird durch Wassertropfchen aufgeladen, die ihre Ladung beim Austritt aus der Dusche erhalten haben. Der positiv geladene Vorhang wird vom negativ geladenen menschlichen Körper (weil mit der Erde verbunden) angezogen. Schüttelt man einen Tropfen Quecksilber, der sich in einer evakuierten Glasröhre befindet, dann bemerkt man im Dunkeln ein intensives Leuchten in der Röhre, dessen Ursache das Auftreten von elektrischen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichen zwischen Quecksilber

und Glas ist. Beim Ausgleich dieser Ladungen werden restliche Gasmoleküle zum Leuchten angeregt. – Gase lassen sich durch Reibung nicht elektrisch aufladen, wohl aber durch hohe Temperatur und durch energiereiche Strahlung (ultraviolettes Licht, Röntgenstrahlung, Gammastrahlung). Dabei werden die einzelnen Moleküle bzw. Atome elektrisch geladen.

1.2 Die einfachsten Apparate zum Nachweis von elektrischen Ladungen

Elektroskope nennt man solche Geräte, die das Vorhandensein elektrischer Aufladungen anzeigen. Sie beruhen auf den vorher beschriebenen Kraftwirkungen.

Die einfachste Ausführung ist das *elektrische Doppelpendel* (Abb. 2). Zwei kleine, möglichst leichte, mit einer dünnen Metallfolie überzogene Kügelchen sind an sehr dünnen Metallfäden an einem Metallbügel aufgehängt, der an einem isolierenden Stativ befestigt ist. Bei Aufladung des Metallbügels stoßen sich die Kügelchen ab. Man kann sich ein solches Doppelpendel ganz leicht herstellen, indem man sich aus Kunststoff – Stückchen, die oft zum Ausfüllen von Hohlräumen in Paketen verwendet werden, zwei Kügelchen herausschneidet und sie mit dünner Aluminiumfolie umgibt. Zum Aufhängen nimmt man einfach Nähgarn, das man mit etwas Wasser oder Graphitstaub vom Bleistift leitfähig macht. Zum isolierenden Stativ macht man einen Kunststoffkamm, den man über eine Tischkante hinausragen läßt und der auf den Tisch durch ein Buch festgelegt wird. Als elektrische Zuleitung kann ein Stück des Fadens dienen, das beim Zusammenknoten am Aufhängepunkt übrig blieb.

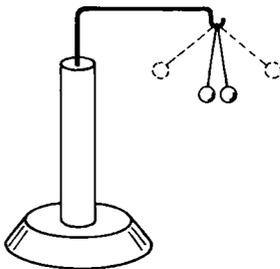


Abb. 2 Elektrisches Doppelpendel

Eine andere Anordnung mit Skala ist das *Blättchen-Elektroskop* (Abb. 3). Im Innern eines zylindrischen, auf beiden Seiten durch Glasscheiben abgedeckten Metallgehäuses hängen an einer oben isoliert eingeführten Metallstange zwei schmale Blättchen aus Aluminium- oder Goldfolie. Diese sehr dünnen Folien spreizen sich, wenn das kugelförmige Ende der Metallstange oben mit einem

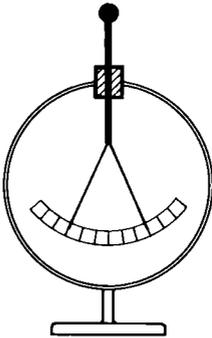


Abb. 3 Blättchen-Elektroskop

elektrisch geladenen Körper berührt wird, weil sich die Ladungen auf Kugel, Stange und Blättchen verteilen. Da die Blättchen die gleiche Ladung haben, stoßen sie sich ab, d. h. sie spreizen sich auseinander, und zwar umso mehr, je größer die Ladung ist. Eicht man das Instrument, so daß die Zahlen der Skala bestimmten Ladungen entsprechen, dann wird das Elektroskop zu einem einfachen *Elektrometer*, mit dem man messen kann.

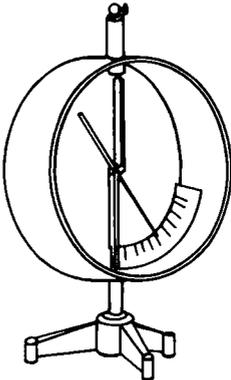


Abb. 4 Braun'sches Elektrometer

Statt zweier beweglicher Blättchen benutzt man vielfach nur einen beweglichen Leiter, der von einem festen abgestoßen wird. Bei dem *Braun'schen Elektrometer* (Abb. 4) wird ein leichter, in Spitzen gelagerter Aluminiumanzeiger von einem vertikalen, festen Leiter abgestoßen, wenn diesem eine elektrische Ladung zugeführt wird (F. Braun, 1891).

Ein empfindlicheres Elektrometer ist das *Wulfsche Zweifadenelektrometer* (Th. Wulf, 1907), dessen Aufbau aus der schematischen Abb. 5 hervorgeht. Durch die Deckplatte eines Metallgehäuses A ist, sehr gut isoliert, ein Metallstift E geführt,

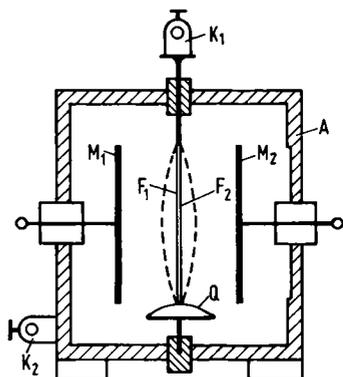


Abb. 5 Zweifadenelektrometer nach Wulf

der an seinem oberen Ende die Anschlußklemme K_1 trägt, und von dessen unterem Ende zwei sehr dünne Drähte von ca. $4\ \mu\text{m}$ Durchmesser und 5 bis 10 Zentimeter Länge herabhängen. Die beiden Drähte sind mit ihren unteren Enden an einem elastischen Quarzbügel Q befestigt, durch den sie schwach gespannt werden. Führt man den Fäden F_1, F_2 über die Klemme K_1 eine elektrische Ladung zu, so spreizen sie sich auseinander (gestrichelte Lage in Abb. 5). Ihr gegenseitiger Abstand kann in der Fadenmitte, wo er am größten ist, mit Hilfe eines Mikroskops mit Okularmikrömeter sehr genau gemessen werden. Damit die Fäden beim Auseinandergehen in der Bildebene des Mikroskops bleiben, sind beiderseits in der Fadenebene zwei Schneiden (schmale Metallplatten) M_1 und M_2 angebracht, die mit dem über der Klemme K_2 zu erdenden Gehäuse leitend verbunden sind und somit die geladenen Fäden anziehen.

Die bisher beschriebenen Instrumente zeigen zwar das Vorhandensein und die Menge der elektrischen Ladungen, liefern aber nicht das Vorzeichen. Letzteres leistet z. B. das *Bohnenbergersche Elektroskop* (Abb. 6). Zwischen zwei Platten

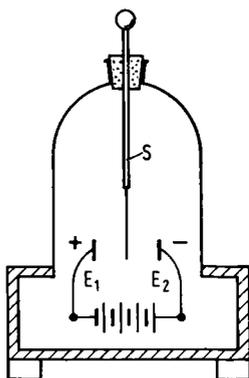


Abb. 6 Bohnenbergersches Elektroskop

(sog. Elektroden) E_1 und E_2 hängt an einer von oben isoliert eingeführten Metallstange S ein einzelnes schmales Aluminiumblättchen. Die beiden Elektroden E_1 und E_2 sind durch eine besondere, meist im Gerät eingebaute Elektrizitätsquelle (z. B. Trockenbatterie) dauernd geladen, die eine positiv, die andere negativ. Infolgedessen wird das Aluminiumblättchen bei positiver Aufladung von der einen Elektrode abgestoßen und von der anderen angezogen; bei negativer Aufladung führt es den entgegengesetzten Ausschlag aus, so daß die Richtung des Ausschlages einen Schluß auf das Vorzeichen der Ladung zuläßt. – In ähnlicher Weise wird auch das beschriebene Zweifadenelektrometer (Abb. 5) zu einem *Einfadenelektrometer*, wenn man die beiden Fäden durch einen einzigen ersetzt, und die beiden Metallplatten M_1 und M_2 positiv und negativ auflädt. Der Faden wird dann je nach dem Vorzeichen der ihm zugeführten Ladung nach rechts oder links abgelenkt.

Später werden sehr empfindliche Elektrometer und andere Wege zur Messung von extrem kleinen Ladungsmengen beschrieben.

1.3 Gleichheit der getrennten positiven und negativen Ladungsmengen

Die durch innige Berührung (Reibung) und Trennung zweier Stoffe erzeugten, entgegengesetzt elektrischen Zustände sind von gleicher Stärke. Die Ladungsmengen sind also gleich. Dies kann man unter Benutzung eines Elektrometers mit vielen Versuchen zeigen.

Setzt man auf ein Elektrometer eine waagerechte, ebene Metallplatte und legt man darauf eine ebenfalls ebene Kunststoff-, Paraffin- oder Gummiplatte, dann zeigt das Elektrometer keinen Ausschlag, wenn man die obere Platte dreht, d. h. beide Platten durch Reiben elektrisiert. Hebt man aber die obere Platte ab, so erhält man sofort einen kräftigen Ausschlag am Elektrometer, der wieder verschwindet, wenn man die bewegliche Platte wieder auf die feste des Elektrometers aufsetzt. Der Versuch zeigt, daß durch Reibung die entgegengesetzten elektrischen Ladungen in gleicher Stärke erzeugt werden. – Verbindet man mit einem Elektrometer einen isoliert aufgestellten Metallbecher, der mit Wasser gefüllt ist, und taucht man eine an isolierendem Griff gehaltene Paraffinkugel in das Wasser, so zeigt das Elektrometer beim Herausziehen einen Ausschlag; dieser Ausschlag wird wieder Null, wenn man die Kugel in das Wasser zurücktaucht. Wasser und Paraffin haben also bei diesem Versuch gleich große, aber entgegengesetzte Ladungen erhalten. Der Versuch gelingt auch, wenn man Paraffin und Wasser durch andere Stoffe ersetzt; Paraffin hat die Besonderheit, daß es von Wasser nicht benetzt wird.

Dieser letzte Versuch zeigt noch etwas anderes: Beim Eintauchen des Paraffins in die Flüssigkeit spielt die geringe Reibung gar keine Rolle; *für die Entstehung*

des elektrischen Zustandes beim Herausziehen der Kugel ist nicht der Vorgang der Reibung, sondern die innige Berührung zwischen Paraffin und Wasser die Ursache. Bei festen Stoffen läßt sich eine solche innige Berührung wegen der stets vorhandenen mikroskopischen Rauigkeit der Oberfläche nur durch kräftiges Zusammendrücken und gleichzeitiges Reiben erzielen; erst dadurch gelingt es, größere Teile der beiden Oberflächen zur wirklichen Berührung zu bringen. Auch hier ist es der innige Kontakt, der den Zustand der Elektrisierung herbeiführt. Die Bezeichnung „Reibungselektrizität“ trifft daher nicht das Wesentliche; es ist richtiger, von *Berührungs-* oder *Kontaktelektrizität* zu sprechen.

Hier soll schon darauf hingewiesen werden, daß bei inniger Berührung zweier Stoffe die **Elektronen**, das sind die **elektrischen Elementarteilchen**, von einem Stoff zum anderen übertreten, wodurch eine kleine, örtlich begrenzte Trennung von Ladungen stattfindet. Da die Elektronen negativ geladen sind, wird der Stoff, den die Elektronen verlassen, positiv aufgeladen. Auch bei der innigen Berührung zweier verschiedener Metalle treten Elektronen von einem Metall zum anderen über und man weiß ganz genau, welches von zwei bestimmten Metallen sich positiv auflädt. Wegen der Leitfähigkeit beider Teile findet aber stets über den letzten Berührungspunkt vor der Trennung noch ein vollständiges Zurückfließen der Elektronen statt. Dadurch ist es nicht möglich, die beschriebenen einfachen Versuche an zwei Stoffen durchzuführen, die beide leitend sind.

Die Elektronen haben die kleinste in der Natur vorkommende Ladung, die genau gemessen werden kann. Sie heißt **Elementarladung**. Sind bei der innigen Berührung zweier Stoffe z. B. 1000 Elektronen zum anderen Stoff übergetreten, dann muß der Stoff, den die Elektronen verlassen haben, 1000 positive Elementarladungen enthalten. So versteht man leicht, daß die Zahl der negativen und die der positiven Ladungen immer gleich ist, und daß eine Vereinigung von gleicher positiver und negativer Ladung zur Neutralität führt.

Da sich die Elektronen nicht unterscheiden, findet man eine Anziehung zwischen jedem Stoff mit positiver und jedem Stoff mit negativer Ladung. Man kann also zwei Paare mit vier verschiedenen Stoffen aufladen und die geladenen Stoffe austauschen. Stets ziehen sich ungleichnamige Ladungen an und gleichnamige stoßen sich ab.

Für das Auftreten elektrischer Ladungen auf einem Körper ist es übrigens nicht unbedingt notwendig, Elektronen aus den Atomen zu entfernen bzw. hinzuzufügen, sondern es genügt, eine Verschiebung von negativ geladenen Atomen gegen positive geladene Atome etwa durch mechanischen Druck oder Dehnung bzw. thermische Ausdehnung hervorzurufen: dies zeigen die Erscheinungen der *Piezo-* und *Pyroelektrizität*. Denken wir uns z. B. drei positive und drei negativ geladene Atome entsprechend Abb. 7a in den Ecken eines Sechsecks angebracht, so daß das ganze Gebilde nach außen elektrisch neutral ist, und üben wir in Richtung einer Sechseckdiagonale einen Druck darauf aus, so wird, wie es Abb. 7b andeutet, das positive Atom 1 zwischen die beiden negativen Atome 2 und 6 und das negative Atom 4 zwischen die positiven Atome 3 und 5 geschoben.

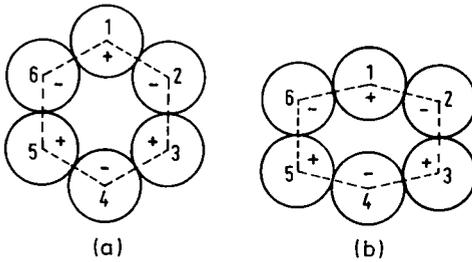


Abb. 7 Auftreten elektrischer Ladungen durch Druck oder Dehnung

Infolge dieser veränderten Lage der einzelnen Atome erscheint das Gebilde nach außen nicht mehr elektrisch neutral, sondern in der Druckrichtung auf der einen Seite positiv und auf der entgegengesetzten Seite negativ elektrisch. Zu beachten ist aber, daß hierbei der Körper im ganzen unelektrisch bleibt und nur ein Teil seiner Oberfläche positiv, ein anderer ebenso stark negativ elektrisch wird, da eben stets gleich große Mengen entgegengesetzter Elektrizität verschoben werden.

Die *Piezoelektrizität* wird vielfach angewendet. Ein Beispiel ist der piezoelektrische Gasanzünder: Man hält das kleine Gerät in der Hand und drückt mit dem Daumen auf einen isolierten Hebel, der einen Kristall zusammendrückt. Die entstehende Spannung von mehreren tausend Volt wird zu dem Ende eines kleinen Stabes geleitet, wo zwischen zwei Spitzen Funken von der Länge mehrerer Millimeter überspringen und das Gas anzünden. – Für viele der in der Elektrostatik beschriebenen Versuche lassen sich die elektrischen Ladungen einfach mit einem solchen piezoelektrischen Gasanzünder trennen und von den Spitzen durch Drähte fortleiten.

Bei der *Pyroelektrizität* entstehen die elektrischen Ladungen ebenfalls auf den Oberflächen von bestimmten Kristallen; das Zusammendrücken bzw. Dehnen eines Kristalls erfolgt aber nicht durch äußeren Druck, sondern durch Temperaturänderung.

Der piezoelektrische Effekt wurde im Jahr 1880 von den Brüdern J. und P. Curie entdeckt. Geeignete Kristalle sind Quarz, Turmalin, Seignettesalz und viele andere. Ausführlicher darüber in Abschn. 1.13.

1.4 Sitz der elektrischen Ladung auf einem Leiter – Flächenladungsdichte

Wenn wir einen isoliert aufgestellten Leiter (einen sog. *Konduktor*) mit Elektrizität aufladen, indem wir ihm diese z. B. von einem geriebenen Hartgummi- oder Kunststoffstab übertragen, so wird die Elektrizität auf dem Leiter wegen ihrer freien Verschieblichkeit eine ganz bestimmte Verteilung annehmen, in der sie im

Gleichgewicht ist. Da sich gleichnamige Elektrizitätsmengen gegenseitig abstoßen, folgt, daß sich die gesamte Ladung auf der äußeren Oberfläche des Leiters ansammelt; denn dann sind die einzelnen Teilchen so weit wie möglich voneinander entfernt. Wir beweisen dies zunächst für eine hohle Metallkugel, die eine Öffnung besitzt. Tastet man die äußere Oberfläche der Kugel mit einer kleinen Probekugel (oder Probescheibe), d. h. einer an isolierendem Griff befestigten Metallkugel oder Metallscheibe von $\frac{1}{2}$ bis 1 cm Durchmesser ab, so nimmt die Probekugel (Probescheibe) von der betreffenden Stelle des Leiters eine Ladung ab, die der an dieser Stelle vorhandenen Ladung proportional ist. Berührt man dann mit der Probekugel den Knopf eines Elektroskops, so zeigt dieses die Größe der übertragenen Ladung an. Wir finden auf diese Weise, daß die geladene Kugel auf ihrer äußeren Oberfläche eine vollkommen gleichmäßige Verteilung besitzt. Führen wir aber die Probekugel in das Innere der Konduktorkugel ein und berühren irgendeine Stelle im Inneren derselben, so zeigt sich die Probekugel nach dem Herausziehen als völlig unelektrisch. Andererseits gibt eine elektrisch aufgeladene Probekugel, wenn man sie in das Innere der Hohlkugel einführt und diese berührt, an diese ihre gesamte Ladung ab und ist nach dem Herausziehen vollständig unelektrisch. Die von ihr abgegebene Elektrizität wandert nämlich sofort an die äußere Oberfläche der Kugel. – Umgibt man (Abb. 8) eine geladene Kugel

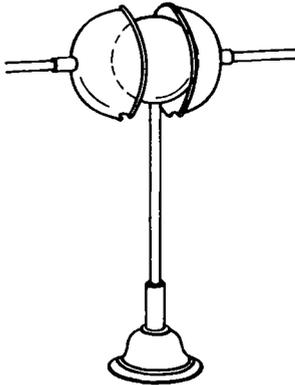


Abb. 8 Anordnung zum Nachweis, daß eine geladene Kugel nur auf ihrer Oberfläche Ladung besitzt

mit zwei ungeladenen Halbkugelschalen, die man an isolierenden Handgriffen anfaßt, so erweist sich nach Berührung der Halbschalen mit der inneren Kugel und nach Entfernen dieser Halbkugelschalen die innere Kugel als völlig ungeladen: Die Elektrizität ist auf die beiden Halbkugelschalen übergegangen (H. Cavendish, 1773). – Setzt man (Abb. 9) auf einen isoliert aufgestellten Metallteller A ein empfindliches Elektroskop E und stülpt darüber eine Glocke G aus Metallgaze, die durch einen Draht D in leitender Verbindung mit dem Knopf des Elektro-

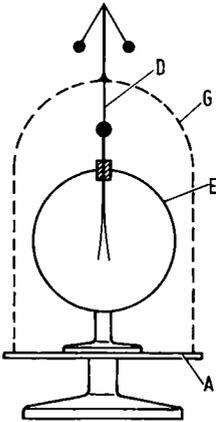


Abb. 9 Zur Wirkung des Faraday-Käfigs

skops steht, so kann man die ganze Anordnung beliebig stark elektrisch aufladen, so daß z. B. ein auf der Gazeglocke angebrachtes gewöhnliches Doppelpendel einen kräftigen Ausschlag zeigt, ohne daß das im Innern befindliche Elektroskop eine Ladung anzeigt. M. Faraday hat diesen Versuch im großen angestellt, indem er einen Drahtkäfig von solchen Abmessungen herstellte, daß er selbst mit einem empfindlichen Elektroskop im Inneren Platz hatte. Dann zeigte das Elektroskop auch bei den kräftigsten Aufladungen des isoliert aufgestellten Käfigs keinerlei elektrische Wirkung an. Alle diese Versuche beweisen den Satz:

- Bei einem metallischen Leiter sitzt die elektrische Ladung nur auf der Oberfläche.

Auf der Oberflächenverteilung der elektrischen Ladung beruht auch die Wirkungsweise der erwähnten Probekugeln und Probescheiben beim Abtasten der elektrischen Verteilung auf der Oberfläche eines Leiters. In Abb. 10 ist im Querschnitt ein Teil eines Leiters A und einer daran angelegten Probekugel K und eines Probescheibchens S gezeichnet. Die Ladung verteilt sich auf die Oberfläche von Kugel und Scheibe und wird beim Wegführen derselben abgenommen.

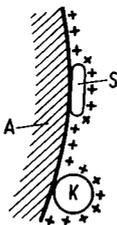


Abb. 10 Zur Oberflächenverteilung der elektrischen Ladung

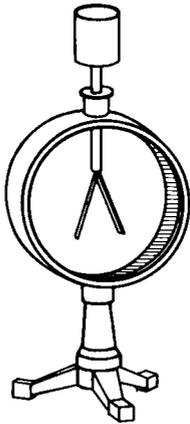


Abb. 11 Elektroskop mit Faradayschem Becher

Selbstverständlich kann im Inneren eines metallischen Hohlkörpers eine elektrische Ladung existieren, wenn sie in keiner leitenden Verbindung mit dem Hohlkörper steht. Dies kann man mit der Versuchsanordnung Abb. 9 zeigen, wenn man die Verbindung D zwischen Drahtkäfig G und Elektroskop E entfernt und letzteres vor dem Aufsetzen der Glocke auflädt. Dann behält es seine Ladung auch unter der Metallhülle bei.

Die in der Elektrostatik benutzten metallischen Körper können als Hohlkörper mit dünner Wandstärke ausgebildet werden, da nur die Leiteroberfläche, nicht aber das im Inneren des Körpers befindliche Material für den Sitz der Ladung in Frage kommt. Dies ist anders in der Starkstromtechnik: Hier ist die Zahl der bewegten Ladungsträger oft so groß, daß diese in der dünnen Metalloberfläche nicht mehr ausreichend Platz haben, also auch im Innern des Leiters fließen müssen. – Ein im Innern einer geschlossenen und zur Erde abgeleiteten Hülle befindlicher Leiter ist vollkommen gegen äußere elektrische Einflüsse geschützt. Diese *elektrische Schirmwirkung* ist in vielen Fällen wichtig, z. B. um empfindliche elektrische Apparate vor elektrischen Störungen zu sichern. – Bei einem Gewitter sind die in einem Auto sitzenden Personen deshalb geschützt, weil sie sich in einem Faraday-Käfig befinden. Die oben beschriebene Erscheinung, daß die in das Innere eines metallischen Hohlkörpers gebrachte Ladung bei Berührung vollständig auf die äußere Oberfläche des Körpers übergeht, so daß man den Ladungsträger ungeladen herausziehen kann, benutzt man beim Gebrauch des Becherelektrometers zum Messen elektrischer Ladungen. Zu diesem Zweck setzt man auf den Elektrometerkopf (Abb. 11) ein oben offenes Metallgefäß; die in das Gefäßinnere mit einer Probekugel eingeführte zu messende Elektrizitätsmenge geht dann *vollständig* auf das Elektroskop über. Die Wirksamkeit dieses sog. *Faradayschen Bechers* ersieht man sehr deutlich aus folgendem Versuch: Von zwei gleichen Becherelektroskopen A und B sei das eine (A) ungeladen, während das andere (B) eine Ladung besitzt. Versucht man die La-

dung von B nach A mit Hilfe einer Probekugel in einzelnen Teilbeträgen zu überführen, so gelingt dies vollständig nur, wenn man die am Elektroskop B geladene Probekugel jedesmal in den Becher von A eintaucht. Berührt man dagegen mit der an B geladenen Probekugel nur die Außenseite des Bechers A, so läßt sich Elektrizität nur so lange übertragen, bis A ebenso stark aufgeladen ist wie B. Die an B geladene Probekugel kann dann ihre Ladungen nicht mehr an A abgeben.

Beim Abtasten eines kugelförmigen Leiters mit der Probekugel fanden wir eine vollkommen gleichmäßige Verteilung der Elektrizität auf der Oberfläche der Kugel. Versteht man unter elektrischer Flächenladungsdichte die pro Fläche vorhandene Elektrizitätsmenge (gemessen in einer noch zu definierenden Einheit), so kann man sagen:

- Die Flächenladungsdichte der Elektrizität auf einer Kugeloberfläche ist überall gleich.

Die auf einem Flächenelement dA sitzende Elektrizitätsmenge sei dQ ; dann ist die Flächenladungsdichte σ

$$\sigma = \frac{dQ}{dA}. \quad (1)$$

Für einen kugelförmigen Leiter vom Radius r , der die Ladung Q trägt, ist also σ an allen Stellen der Oberfläche gleich. In diesem Fall ist σ auch gleich dem Verhältnis der Gesamtladung Q zur ganzen Oberfläche $A = 4\pi r^2$; also

$$\sigma_{\text{Kugel}} = \frac{Q}{4\pi r^2}. \quad (1a)$$

Bei konstanter Ladung Q ändert sich also die Ladungsdichte mit der Größe der Oberfläche des Leiters. Dies zeigt z. B. folgender Versuch: (Elektrisches Rouleau,

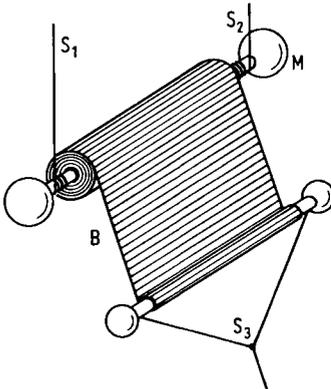


Abb. 12 Elektrisches Rouleau

Abb. 12). Ein metallisiertes Papierband B ist in mehreren Lagen um einen Metallzylinder M gewickelt, der an zwei Seidenschnüren S_1 und S_2 aufgehängt ist. Zieht man an dem Ende des freien Papierbandes mittels der Seidenschnur S_3 , so wickelt sich das Band vom Zylinder ab, wobei dieser an den Schnüren S_1 und S_2 emporrollt. Beim Nachlassen des Zuges rollt sich das Band wieder auf den Zylinder auf. Man kann also beliebig die leitende Oberfläche der Anordnung vergrößern und verkleinern. Lädt man die Anordnung elektrisch auf, so kann man mittels Probekugel und Elektrometer die Elektrizitätsdichte bei aufgewickeltem oder abgerolltem Papierband untersuchen und findet, daß diese mit zunehmender Oberfläche abnimmt.

Wir untersuchen die elektrische Ladungsverteilung an den verschiedenen Stellen der Oberfläche eines nichtkugelförmigen Leiters und geben diesem etwa die in Abb. 13 dargestellte Form. Wenn wir die Oberfläche mit einer Probekugel abtasten und die abgenommene Elektrizitätsmenge mit einem Becherelektroskop nach Abb. 11 messen, so finden wir, daß das Elektroskop den größten Ausschlag gibt, wenn wir die Ladung an der Stelle A abnehmen; den kleinsten Ausschlag erhalten wir dagegen beim Abtasten des ebenen Teiles etwa bei B. Die Ausschläge beim Abtasten an den Stellen C, D und E liegen zwischen den Werten von A und B, und zwar nehmen sie von C nach E ab. Die Flächenladungsdichte der Elektrizität ist also auf einem solchen Konduktor an verschiedenen Stellen ganz verschieden. Sie ist am größten an der Spitze, am kleinsten auf dem ebenen Zylinderboden. Diese Stellen unterscheiden sich aber nur durch ihre Krümmung, und wir können daher sagen: *Die Dichte der Elektrizität an den verschiedenen Stellen eines Leiters ist um so größer, je kleiner der Krümmungsradius der Fläche an der betreffenden Stelle ist.* Verbindet man z. B. zwei Kugeln mit verschiedenem Durchmesser mittels eines dünnen Drahtes miteinander und lädt sie auf, so zeigt die kleine Kugel eine größere elektrische Flächenladungsdichte als die große, wie sich durch Abtasten mit einer Probekugel ergibt.

Einen besonders kleinen Krümmungsradius haben Spitzen. Infolgedessen findet an Metallspitzen eine sehr starke Anhäufung von Elektrizität statt; dadurch kommt es zu einem Ausströmen von elektrischen Ladungen (Elektronen) aus der Spitze. Die Elektronen lagern sich an Luftmoleküle an und diese werden nun,

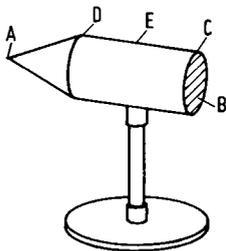


Abb. 13 Besonders geformter Metallkörper zur Untersuchung der Oberflächenverteilung der Ladung

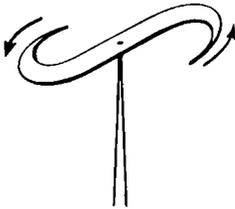


Abb. 14 Elektrisches Flugrad

weil sie eine Ladung tragen, von der negativen Spitze abgestoßen. So entsteht der sog. „elektrische Wind“.

Das in Abb. 14 dargestellte Flugrad kommt bei negativer elektrischer Aufladung in rasche Umdrehungen, da es durch den von den Spitzen ausgehenden elektrischen Wind einen Rückstoß in der Pfeilrichtung erfährt. – Stellt man nach Abb. 15 eine mit einer Spitze versehene elektrisch geladene Kugel A einer ungeladenen Kugel B gegenüber, so wird letztere durch die aus der Spitze ausströmende Elektrizität aufgeladen; die Kugel A verliert dabei ihre Ladung bis auf einen kleinen Rest. Die Ausströmung aus der Spitze hört nämlich auf, wenn die Dichte der Elektrizität an der Spitze unter einen bestimmten Grenzwert abgesunken ist. Um daher bei elektrischen Leitern, die Ladungen größerer Dichte aufnehmen sollen, Verluste durch Ausströmung zu vermeiden, rundet man alle Kanten und Ecken ab und vermeidet so jegliche Art von Spitzen. – Beim *Feldelektronenmikroskop* treten im Hochvakuum aus einer sehr feinen Spitze Elektronen aus (Feldemission). Da sie geradeaus fliegen, geben sie auf einem Leuchtschirm ein stark vergrößertes Bild der Drahtspitze wieder.

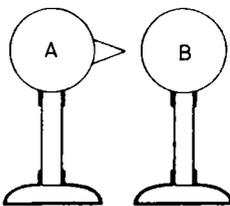


Abb. 15 Zur Wirkung einer elektrisch geladenen Spitze

1.5 Coulombsches Gesetz – Einheit der Elektrizitätsmenge

Als Merkmale des elektrischen Zustandes kennen wir nur das Auftreten von Kraftwirkungen: Gleichnamige Elektrizitäten stoßen sich ab, ungleichnamige ziehen sich an. Diese Kraftwirkung soll jetzt quantitativ untersucht werden. Als erster hat Ch. Coulomb (1785) dies mittels der in Abb. 16 skizzierten Drehwaage

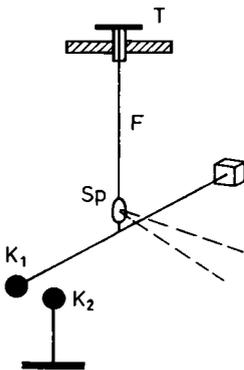


Abb. 16 Coulombsche Drehwaage. Ein Glaszylinder, der die ganze Anordnung umgibt und vor Luftzug schützt, ist fortgelassen

getan. An einem sehr dünnen Metallfaden F hängt waagrecht ein dünner Kunststoffstab. Dieser trägt an einem Ende eine kleine Metallkugel K_1 , am anderen Ende ein gleich schweres Gegengewicht. Eine zweite, gleich große Metallkugel K_2 wird elektrisch geladen und dicht neben die erste Kugel gestellt. Durch eine kleine Drehung am Torsionskopf T (oben) kann man leicht erreichen, daß die Kugel K_1 gerade eben die Kugel K_2 berührt. Diese gibt nun die Hälfte ihrer Ladung an die Kugel K_1 ab, weil beide Kugeln gleich groß sind. An der Vergrößerung des Abstandes von K_1 und K_2 , leicht meßbar durch einen am Spiegel Sp reflektierten Lichtstrahl, kann man nun die Kräfte ermitteln, mit welchen die beiden Kugeln gegenseitig abgestoßen werden. Die Größe der Kraft hängt von der Ladung ab, die man zu Beginn des Versuchs der Kugel K_2 gegeben hat. Man kann nach dem ersten Versuch die Kugel K_2 mit der Erde verbinden, also die Ladung entfernen. Dann haben beide Kugeln nach der zweiten Berührung je ein Viertel der Ladung, die zu Anfang der Kugel K_2 gegeben war. Die Kraft wird zweckmäßig so gemessen, daß die Abstoßungskraft durch die entgegengerichtete Torsionskraft des Fadens kompensiert wird. Wenn beide Kräfte gleich sind, dann befindet sich die Kugel K_1 wieder an ihrer ursprünglichen Stelle, also dicht neben der Kugel K_2 . Auch dies ist dann am reflektierten Lichtstrahl gut zu erkennen. Ebenso kann man aber auch die Kräfte für verschiedene Kugelabstände messen. Auf diese Weise hat Coulomb das nach ihm benannte Gesetz gefunden:

- Die Kraft zwischen zwei elektrisch geladenen Körpern ist dem Produkt der beiden Elektrizitätsmengen, die auf den Körpern sitzen, direkt und dem Quadrat ihrer Entfernung umgekehrt proportional. Die Kraft hat die Richtung der Verbindungslinie der beiden Ladungen.

Bezeichnet man mit F die Kraft zwischen den beiden Ladungen Q_1 und Q_2 , den Abstand mit R und eine Proportionalitätskonstante mit f , dann lautet das Coulombsche Gesetz:

$$|\mathbf{F}| = f \frac{Q_1 \cdot Q_2}{R^2}. \quad (2)$$

Dabei bedeutet ein positiver Wert von F , also gleiches Vorzeichen von Q_1 und Q_2 , eine abstoßende Kraft, während ein negativer F -Wert, d. h. entgegengesetztes Vorzeichen von Q_1 und Q_2 , einer anziehenden Kraft entspricht. Das in Gl. (2) formulierte Gesetz gilt nur unter gewissen Voraussetzungen: Erstens müssen sich die beiden Ladungen auf so kleinen Körpern befinden, daß ihre linearen Abmessungen gegenüber ihrem gegenseitigen Abstand verschwinden, mit anderen Worten: die Ladungen müssen als „punktförmig“ betrachtet werden können. Ferner müssen sich die Ladungen im Vakuum befinden. Freilich werden die praktischen Versuche stets im luftgefüllten Raum durchgeführt; dies bedingt aber nur eine sehr geringe Abweichung gegenüber Versuchen im Vakuum, die schwierig anzustellen wären.

Die Abnahme der Kraftwirkung zwischen zwei Ladungen mit dem Quadrat der Entfernung läßt sich bequemer mit der in Abb. 17 skizzierten Anordnung nachweisen. Eine leichte, metallisierte Kugel hängt an einem isolierenden Doppelfaden aus Kunstfasern. Direkt daneben befindet sich eine gleich große zweite Kugel, die auf einem isolierten und verschiebbaren Stativ befestigt ist. Werden die beiden Kugeln gleichnamig geladen, so stoßen sie sich ab, und die frei aufgehängte Kugel bewegt sich um die Strecke a aus ihrer Ruhelage; es sei dann R ihre Entfernung von der festen Kugel, wenn unter R der Abstand der Mittelpunkte beider Kugeln verstanden wird. Der abstoßenden Kraft wird das Gleichgewicht von einer Komponente F' der Schwerkraft gehalten. Ist m die Masse der Kugel und α der Ablenkungswinkel des Pendels aus der Ruhelage, so ist $F' = mg \sin \alpha$, und wenn die Pendellänge l hinreichend groß ist, läßt sich $\sin \alpha = \frac{a}{l}$ setzen, so daß

$|\mathbf{F}| = |\mathbf{F}'| = mg \frac{a}{l}$ ist; damit ist die abstoßende Kraft F proportional der Ablenkung a . Verschiebt man die feste Kugel nach links um solche Beträge, daß die Entfernung zwischen ihr und der beweglichen Kugel $2R$, $3R$, $4R$ usw. wird, so

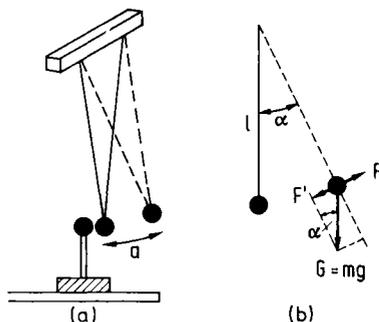


Abb. 17 Anordnung zum Beweis des Coulombschen Gesetzes

geht die Größe a , d. h. die Entfernung der beweglichen Kugel von ihrer Ruhelage und damit auch die Kraftwirkung F auf $1/4$, $1/9$, $1/16$ usw. des ursprünglichen Wertes a zurück.

Das Coulombsche Entfernungsgesetz $\frac{1}{R^2}$ läßt sich mit aller Strenge auch aus der experimentell gefundenen Tatsache herleiten, daß im Inneren eines elektrisch geladenen Hohlleiters keinerlei elektrische Kraftwirkungen nachzuweisen sind, worauf zuerst Gauß hingewiesen hat. Der Einfachheit halber nehmen wir den Leiter in Form einer Hohlkugel an, deren Oberfläche eine gleichmäßige Flächenladungsdichte σ trägt. Im Inneren der Kugel befindet sich etwa im Punkt P (Abb. 18) eine Ladung Q . Wir ziehen durch P die Verbindungslinien zu der Be-

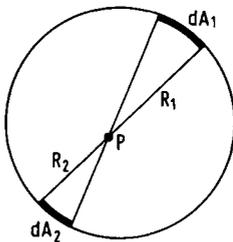


Abb. 18 Zum Beweis des Coulombschen Gesetzes

grenzung eines beliebig ausgewählten Flächenelementes dA_1 auf der Kugel und verlängern diese Geraden über P hinaus, so daß sie auf der gegenüberliegenden Seite das Flächenelement dA_2 aus der Kugel ausschneiden. Es entsteht so ein Doppelkegel mit den Grundflächen dA_1 und dA_2 und der gemeinsamen Spitze in P. Die Abstände von dA_1 und dA_2 von P seien R_1 und R_2 und der gemeinsame räumliche Winkel, unter dem die Grundflächen von P aus erscheinen, sei ω . Die mechanische Kraft, die von der auf dA_1 sitzenden Ladung auf die Ladung im Punkt P wirkt, sei $f \cdot \frac{Q \cdot \sigma dA_1}{R_1^x}$ und ebenso sei die von der Ladung von dA_2 auf Q wirkende Kraft $f \frac{Q \cdot \sigma dA_2}{R_2^x}$, indem wir die Potenz von R noch als unbestimmt mit x bezeichnen; beide Kräfte sind entgegengesetzt gerichtet und müssen sich, da im Inneren der Kugel keinerlei elektrische Kraftwirkung nachweisbar ist, zu Null ergänzen, d. h. es muß

$$fQ\sigma \left(\frac{dA_1}{R_1^x} - \frac{dA_2}{R_2^x} \right) = 0$$

sein. Nun ist aber

$$dA_1 = R_1^2 \omega \quad \text{und} \quad dA_2 = R_2^2 \omega,$$

so daß wir schreiben können

$$fQ\sigma\omega\left(\frac{R_1^2}{R_1^x} - \frac{R_2^2}{R_2^x}\right) = 0.$$

Dies ist aber nur möglich, wenn $x = 2$ ist, was zu beweisen war.

Einheit der Elektrizitätsmenge. In Gl. (2) für das Coulombsche Gesetz tritt ein unbekannter Proportionalitätsfaktor f auf. Wäre er bekannt, so könnten wir mit Hilfe von Gl. (2) elektrische Ladungen messen. Denn wenn wir zwei gleiche Ladungen $Q_1 = Q_2 = Q$ nehmen, so folgt aus Gl. (2) für diese Ladungen:

$$Q = R\sqrt{\frac{F}{f}}. \quad (2a)$$

Es sind also zwei Unbekannte in dieser Gleichung: Die Ladung Q und der Proportionalitätsfaktor f . Eine zweite Gleichung, die man zu Hilfe nehmen könnte, gibt es nicht. Man muß entweder f oder Q willkürlich festsetzen; dann kann man die andere Größe aus der Kraftmessung bestimmen. Der Mathematiker und Physiker C. F. Gauß hat vorgeschlagen, dem Proportionalitätsfaktor den Wert eins und die Dimension eins zu geben. Dann ist $Q = R\sqrt{F}$. Die Messung der Elektrizitätsmenge, also der Ladung Q , ist dadurch auf die Messung einer Kraft und einer Länge zurückgeführt. Dann ist die Dimension der Ladung Q :

$$\dim Q = L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$$

(L = Dimension der Länge,

M = Dimension der Masse,

T = Dimension der Zeit)

Dieses sog. *elektrostatische Maßsystem* ist dadurch gekennzeichnet, daß der Proportionalitätsfaktor f im Coulombschen Gesetz den Zahlenwert und die Dimension eins hat. Wählt man als Einheiten Zentimeter, Gramm und Sekunde, dann erhält man die *elektrostatische Einheit der Ladung* (abgekürzt esE). Diese Einheit ist also $1 \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ s}^{-1}$ oder 1 esE. Sie hat keinen besonderen Namen. Man spricht bei der Wahl dieser Einheiten auch vom *elektrostatischen CGS-System* (= Zentimeter-Gramm-Sekunde-System).

Dieses Maßsystem hat seit Gauß eine große Rolle in der Physik gespielt. Man glaubte, alle Größen der Physik auf die Grundgrößen Länge, Masse und Zeit zurückführen zu können. Das ist jedoch nur beschränkt möglich. Deshalb hat man heute im **Internationalen Einheitensystem** (Système International, abgekürzt SI) als vierte Grundgröße die **elektrische Stromstärke** I mit der Einheit Ampere (A) hinzugenommen. Die elektrische Stromstärke I ist definiert als der Quotient Ladung durch Zeit; es ist die in der Zeit t durch einen beliebigen Querschnitt der Strombahn fließende Elektrizitätsmenge Q . Die Einheit der Stromstärke ist will-

kürlich durch Vereinbarung festgelegt. Von 1908 bis 1947 galt: Ein Ampere ist derjenige Strom, der in einer Sekunde 1,1180 Milligramm Silber elektrolytisch abscheidet. Der elektrolytische Strom erfolgt so, daß jedes einzelne Silberatom eine elektrische Elementarladung trägt, also ein einwertiges, positives Ion ist. Bei der Silberabscheidung wird das Ion zum neutralen Atom. Durch diese Festlegung ist das Ampere auf eine bestimmte Anzahl von Elementarladungen zurückgeführt, die in einer bestimmten Zeit fließt. Seit dem 1. Januar 1948 gilt aufgrund internationaler Vereinbarung:

- Ein Ampere ist die Einheit des Stromes, der in zwei parallelen, geradlinigen, unendlich langen, in einem Meter Abstand befindlichen Leitern fließt und der zwischen ihnen eine Kraft von $2 \cdot 10^{-7}$ Newton pro Meter Länge ausübt.

Jetzt ist das Ampere auf die Kraft zurückgeführt, welche die durch den Strom erzeugten Magnetfelder aufeinander ausüben.

Das Produkt ein Ampere mal eine Sekunde (1 As) stellt somit eine bestimmte Anzahl von Elementarladungen, also eine bestimmte Elektrizitätsmenge oder Ladung dar.

- Elektrische Stromstärke $I = \frac{\text{Ladung } Q}{\text{Zeit } t}$

Ladung $Q =$ Elektrische Stromstärke I mal Zeit t .

Die Einheit der elektrischen Stromstärke ist das Ampere (A), die der Zeit die Sekunde (s). Somit ist die Einheit der Ladung Ampere · Sekunde (As). Sie wird auch ein Coulomb (C) genannt.

Das Produkt ein Ampere mal eine Sekunde (1 As) stellt somit eine bestimmte Anzahl von elektrischen Elementarladungen, also eine bestimmte Elektrizitätsmenge oder Ladung dar. Die kleinste in der Natur vorkommende Elektrizitätsmenge, die sog. elektrische **Elementarladung**, ist die *Ladung eines Elektrons*. Man kann diese Ladung sehr genau bestimmen (siehe später unter Millikan-Versuch). Sie beträgt

$$e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ As.}$$

Bei einem Strom von 1 A fließen also rund 10^{19} elektrische Elementarladungen je Sekunde durch einen beliebigen Querschnitt.

„Elektron“ hieß eine goldgelbe Münzlegierung in Kleinasien¹. Wegen der Farbe übertrug man den Namen wohl auch auf den Bernstein. Die Eigenschaft, die dieser beim Reiben erhält, nannte William Gilbert (um 1600) zuerst „elektrisch“.

¹ In Sophokles' Antigone sagt Kreon:

„Schachert Ihr nur und wuchert, führt von Sardes ein Elektron, wenn's Euch lüstet, oder reines Gold“.

Durch die Einführung der elektrischen Stromstärke I als neue Grundgröße mit der Einheit Ampere folgt, daß die Ladung Q im Coulombschen Gesetz durch die Einheit $A \cdot s$ festgelegt ist. Dadurch ist man nicht mehr frei in der Wahl der Konstante. Diese ergibt sich zwangsläufig. Man schreibt dann das Coulombsche Gesetz in der Form:

$$F = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{R^2}. \quad (3)$$

Der Faktor 4π berücksichtigt die Kugelsymmetrie. Die Konstante ϵ_0 heißt die elektrische Feldkonstante. Wählt man für die Ladung 1 As, für den Abstand der Ladungen 1 m und für die Kraft 1 Newton (= 1 Volt · Ampere · Sekunde durch Meter), so ergibt sich bei der Messung im Vakuum folgender Wert:

$$\text{Elektrische Feldkonstante } \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}.$$

An dieser Stelle muß das Volt als Einheit für die elektrische Spannung bereits verwendet werden. Es wird im übernächsten Abschnitt behandelt.

Es ist immer sehr nützlich, wenn man eine wichtige Gleichung dadurch besser kennenlernt, daß man mit ihr ein einfaches Beispiel durchrechnet. Es sei die folgende Aufgabe gestellt: Wie groß ist im Vakuum die Kraft, mit der sich zwei elektrische Ladungen von je 1 As im Abstand von 1 km anziehen bzw. abstoßen? Antwort: Nach dem Coulombschen Gesetz ist die Kraft nach Einsetzen der Größen in SI-Einheiten

$$F = \frac{1}{4\pi \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}} \cdot \frac{1 \text{ As} \cdot 1 \text{ As}}{10^6 \text{ m}^2}$$

$$F = \frac{1 \text{ Vm}}{111,21 \cdot 10^{-12} \text{ As}} \cdot \frac{1 \text{ As} \cdot 1 \text{ As}}{10^6 \text{ m}^2} = \frac{1 \text{ Ws}}{111,21 \cdot 10^{-6} \text{ m}}$$

$$F = 0,009 \cdot 10^6 \text{ N} = 9 \cdot 10^3 \text{ N} (\approx 900 \text{ kp}).$$

Dabei muß man die wichtige Beziehung verwenden:

$$\mathbf{1 \text{ Newtonmeter} = 1 \text{ Wattsekunde} = 1 \text{ Joule}}$$

$$1 \text{ Nm (Newtonmeter)} = 1 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2}$$

$$1 \text{ W (Watt)} = 1 \text{ V (Volt)} \cdot 1 \text{ A (Ampere)}$$

$$1 \text{ N (Newton)} = 0,102 \text{ kp (Kilopond)} = 10^5 \text{ dyn}$$

$$1 \text{ J (Joule)} = 10^7 \text{ erg} = 10^7 \text{ cm}^2 \text{ gs}^{-2} = 0,24 \text{ Kalorien.}$$

1.6 Das elektrische Feld, die Feldstärke, Feldlinien, der elektrische Fluß

Es ist naheliegend, die Frage zu stellen, in welchem Zustand sich der Raum zwischen zwei elektrischen Ladungen befindet. Für diese Betrachtung möge der Raum vollkommen frei von Materie sein. Aufgrund der Experimente ist sichergestellt, daß eine Kraft zwischen den Ladungen herrscht und daß diese Kraft den leeren Raum durchsetzt. Die Kraft ist auch sofort vorhanden, nachdem die Ladungen gebildet oder genähert wurden. Die erforderliche Zeit für den Aufbau der Kraft ist so kurz, daß für die Übertragung Lichtgeschwindigkeit angenommen werden muß. Die Frage ist ähnlich der nach dem Zustand des Raums zwischen zwei sich anziehenden Körpern, die eine Masse haben (Gravitation).

Die gestellte Frage kann nicht beantwortet werden. Es soll aber versucht werden, möglichst viel über den Raum zu erfahren, der sich zwischen zwei Ladungen befindet. Man sollte annehmen, daß der Zustand des Raums unterschiedlich ist, ob er sich zwischen zwei geladenen oder ungeladenen Platten befindet. Aber ist er das wirklich?

Man sagt: In dem Raum zwischen zwei elektrischen Ladungen herrscht ein **elektrisches Feld**. Die Stärke dieses Feldes sollte von den Ladungsmengen und von ihrer Dichte abhängen. Auf der Suche nach einer Methode, die Stärke des Feldes in Abhängigkeit vom Ort zu messen, kommen wir bald auf den Gedanken, eine kleine Probeladung in das Feld zu bringen. Wir zögern aber dies zu tun, weil wir ja durch die Probeladung das ursprüngliche Feld verändern oder mindestens beeinflussen. Denn diese Hilfsladung erzeugt ein Feld, das sich dem ersten Feld überlagert. Man kann aber diese Störung dadurch gering werden lassen, daß man die Hilfsladung und den Körper, der sie trägt, sehr klein macht. Tatsächlich kann man auf diese Weise die Stärke des elektrischen Feldes, die **Feldstärke**, sehr gut messen. Man bestimmt die Kraft, die auf eine bekannte Probeladung wirkt. Eigentlich müßten solche Messungen im Raum ohne Materie erfolgen. Das könnte, wenn auch keineswegs vollkommen, so aber doch praktisch durch ein Hochvakuum erreicht werden. Man macht aber keine großen Fehler, wenn die Messungen in Luft durchgeführt werden.

Qualitative Vorversuche wurden schon erwähnt. Sie gaben erste Hinweise, daß geladene Papierschnitzel, verschieden geladenes Schwefel- und Mennigepulver und leichte Metallfolien im elektrischen Feld je nach ihrer Ladung zur einen oder anderen Seite mit einer unsichtbaren Kraft angezogen werden. In der Abb. 6 biegt sich das hängende Aluminiumblättchen, je nach dem Vorzeichen seiner Ladung, nach rechts oder nach links. Die Stärke des Ausschlags hängt sowohl von der Ladung des Aluminiumblättchens als auch von der Stärke des elektrischen Feldes (Feldstärke) zwischen den Elektroden ab.

Als Feldstärke des elektrischen Feldes bezeichnet man den Quotienten: Kraft dividiert durch eine Probeladung Q . Je kleiner Q genommen wird, desto genauer ist die Feldmessung. Nennen wir die Feldstärke, die ein Vektor ist, nach Größe

und Richtung E , so gilt die Definitionsgleichung:

$$E = \lim_{Q \rightarrow 0} \frac{F}{Q}, \quad (4)$$

wenn F die auf die Probeladung ausgeübte Kraft bedeutet. Man kann daher kurz sagen: *Feldstärke ist Kraft durch Ladung*; bzw. *Kraft ist Ladung mal Feldstärke*. Denn in einem Feld der Stärke E erfährt eine hinreichend kleine Ladung Q die meßbare Kraft:

$$F = Q \cdot E. \quad (5)$$

Für die Dimension der Feldstärke ergibt sich im SI:

$$\dim E = \frac{\dim F}{\dim Q} = \frac{\dim UI/T}{\dim IT} = \frac{\dim U}{\dim L}.$$

Für die Dimension der Kraft ist hier gesetzt: Dimension der Arbeit dividiert durch Dimension der Länge. Die Dimension der Arbeit ist bei elektrischen Größen: $\dim UI/T$; d. h. also Dimension der Spannung U mal Dimension der Stromstärke I mal Dimension der Zeit t . Bekannte Einheiten der Arbeit sind die Kilowattstunde und die Wattsekunde (ein Watt = ein Volt mal ein Ampere).

Als Einheiten für die elektrische Feldstärke werden benutzt Volt/Meter (V/m) bzw. auch V/cm. Der Begriff der elektrischen Spannung U und seine Einheit Volt werden im Abschnitt 1.7 behandelt.

Schreibt man das Coulombsche Gesetz in der Form:

$$\frac{|F|}{Q_1} = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_2}{R^2},$$

dann stellt die linke Seite die Feldstärke $E = \frac{F}{Q_1}$ dar, in welcher die Kraft F auf die Probeladung Q_1 wirkt. Ist $Q_1 = Q_2$, dann gilt somit, daß der Betrag der Feldstärke einer punktförmigen Ladung Q im Abstand R ist:

$$|E| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{R^2}. \quad (6)$$

Die elektrische Feldstärke E ist ein Vektor. Das elektrische Feld ist demnach erst bestimmt, wenn an jeder Stelle des Raumes die Feldstärke nach Größe und Richtung bekannt ist. Konstruiert man im elektrischen Feld Kurven, deren Tangente in jedem Punkt mit der Richtung der dort herrschenden Feldstärke übereinstimmt, so geben diese **elektrischen Feldlinien** ein anschauliches Bild von der Struktur des Feldes, das die Ladungen umgibt (Abb. 30 u. 31). Man kann auch über die Stärke des Feldes etwas aussagen, wenn man nach Faraday die Zahl der Feldlinien so wählt, daß durch eine zur Feldrichtung senkrechte Einheitsfläche

nur soviel Feldlinien hindurchgehen, wie der Vektor \mathbf{E} an dieser Stelle Einheiten besitzt. Die Zahl der eine Flächeneinheit senkrecht durchsetzenden Feldlinien gibt dann den Betrag der elektrischen Feldstärke an dieser Stelle an. Ist dA ein beliebig orientiertes Flächenelement, dessen Normale n den Winkel φ mit der Richtung von \mathbf{E} bildet, so ist demgemäß die Anzahl dN der dA durchsetzenden Feldlinien:

$$dN = |\mathbf{E}| \cos \varphi dA = |\mathbf{E}_n| dA,$$

wenn \mathbf{E}_n die auf dA senkrechte Komponente von \mathbf{E} bedeutet. Das Produkt $\varepsilon_0 |\mathbf{E}_n| dA$, d. h. die Anzahl der durch dA hindurchtretenden Feldlinien, nennt man den **elektrischen Fluß** $d\Psi$ durch dieses Flächenelement. Es ist also für eine endliche Fläche:

$$\Psi = \varepsilon_0 \int |\mathbf{E}_n| dA. \quad (7)$$

Denken wir uns z. B. um eine punktförmige Ladung Q als Mittelpunkt eine Kugelfläche vom Radius R gelegt, so ist die Größe dieser Fläche $4\pi R^2$; der Betrag der elektrischen Feldstärke in der Entfernung R von der Ladung ist nach Gl. (6):

$$|\mathbf{E}| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{R^2}; \quad \varphi = 0, \cos \varphi = 1.$$

Folglich ist der von der Ladung ausgehende elektrische Fluß, d. h. die von der Ladung insgesamt ausgehende „Feldlinienzahl“:

$$\Psi \sim \Sigma Q.$$

Denn wenn mehrere Ladungen Q_1, Q_2, \dots, Q_n vorhanden sind, addiert sich der von jeder einzelnen ausgehende elektrische Fluß algebraisch; auch ist es offenbar gleichgültig, ob man als umschließende Fläche eine Kugelfläche oder eine beliebige andere geschlossene Fläche wählt. Bezeichnet man mit $\oint \varepsilon_0 |\mathbf{E}_n| dA$ – der kleine Kreis am Integralzeichen soll andeuten, daß es sich um eine geschlossene Fläche handelt – den gesamten Fluß durch eine geschlossene Fläche, so hat man also

$$\oint \varepsilon_0 |\mathbf{E}_n| dA = \Psi \sim \Sigma Q \quad (8)$$

in Worten:

- Der gesamte elektrische Fluß durch eine geschlossene Fläche ist proportional der Summe der eingeschlossenen Ladungen (*Gaußscher Satz*).

Umschließt im besonderen die Fläche gar keine Ladung ($Q = 0$), so ist der gesamte Fluß $\oint \varepsilon_0 |\mathbf{E}_n| dA = 0$, d. h. es treten ebensoviel Feldlinien in das Innere des geschlossenen Gebietes ein wie aus. Dabei ist die positive Normalenrichtung nach außen genommen.

Man bezeichnet daher eine *positive* Ladung Q auch als **Quelle** von Feldlinien und entsprechend eine *negative* Ladung als **Senke** (oder negative Quelle) von

Feldlinien, da nach Vereinbarung die Feldlinien stets von positiven Ladungen ausgehen und in negative einmünden. Als positive Richtung der Feldlinien bezeichnet man daher diejenige von den positiven zu den negativen Ladungen, d. h. diejenige, in der sich eine positive Ladung auf der Feldlinie bewegen würde.

Befindet sich die elektrische Ladung auf einem Leiter, so verlaufen die von ihr ausgehenden Feldlinien stets *senkrecht zur Leiteroberfläche*. Wäre dies nicht der Fall, würde also \mathbf{E} schräg zur Leiteroberfläche stehen, so könnte man \mathbf{E} in eine Komponente senkrecht (\mathbf{E}_n) und eine tangential (\mathbf{E}_t) zur Leiteroberfläche zerlegen. Letztere würde aber wegen der freien Beweglichkeit der elektrischen Ladungen eine Bewegung der Elektrizität in der Leiteroberfläche bewirken, im Widerspruch zu dem vorausgesetzten Gleichgewichtszustand; daher kann eine tangentielle Kraftkomponente nicht vorhanden sein.

Die Metalle sind fast ausnahmslos gute elektrische Leiter. Wenn sie elektrisch geladen sind, dann sitzen die Ladungen auf der Oberfläche, wie schon gezeigt wurde. Daher wird bei den Metallen nur von der *Flächenladungsdichte* gesprochen, also von der Ladung pro Fläche, nicht aber von der *Raumladungsdichte*, d. h. von der Ladung pro Volumen. Diese kann z. B. bei einer Flamme angegeben werden, da die Ladungen hier im Raum verteilt sind.

Im Abschnitt 1.9 (Influenz) wird gezeigt, daß durch ein elektrisches Feld Ladungen in einem Metall an die Oberfläche „verschoben“ werden können. Dadurch entstand früher der Ausdruck „elektrische Verschiebung“ bzw. „elektrische Verschiebungsdichte“ oder auch „dielektrische Erregung“. Jetzt wird dafür der Ausdruck **elektrische Flußdichte** verwendet und mit dem Buchstaben \mathbf{D} bezeichnet. Die elektrische Flußdichte \mathbf{D} ist gleich dem elektrischen Fluß Ψ , dividiert durch die Fläche A , also $\mathbf{D} = \Psi/A$.

Die in Gl. (1) behandelte Flächenladungsdichte $\sigma = Q/A$ ist gleich dem Betrag der elektrischen Flußdichte $|\mathbf{D}|$. Die elektrische Flußdichte $\mathbf{D} = Q/A$ ist ein Vektor, dessen Richtung senkrecht zur Fläche A steht.

Die elektrische Ladung Q kann man mit dem Elektrometer messen. Die elektrische Feldstärke kann man durch die Kraftwirkung auf eine kleine Probeladung ebenfalls messen. Für ein homogenes elektrisches Feld, wie es zwischen den Platten eines Plattenkondensators herrscht (Abb. 23), ergibt sich außerdem die Feldstärke aus dem Verhältnis U/d , d. h. Spannung durch Plattenabstand (vgl. Gl. 16a). Bestimmt man durch Messung die elektrische Flußdichte \mathbf{D} und die elektrische Feldstärke \mathbf{E} , dann findet man (streng genommen bei Messungen im Vakuum) für den Quotienten stets den gleichen Wert:

$$\frac{\mathbf{D}}{\mathbf{E}} = \varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{A} \cdot \text{s}}{\text{V} \cdot \text{m}}.$$

Die elektrische Feldstärke \mathbf{E} , erzeugt durch elektrische Ladungen, ist proportional der elektrischen Flußdichte $\mathbf{D} = Q/A$. ε_0 ist die **elektrische Feldkonstante**. Sie ergibt sich aus der Definition der Größen \mathbf{D} und \mathbf{E} für das elektrische Feld.

Selbstverständlich gibt es in der Natur keine Feldlinien. Sie sind aber ein bequemes Hilfsmittel, den Verlauf eines elektrischen Feldes zu beschreiben. Ähnlich wie ein Pfeil die Richtung und den Betrag einer vektoriellen Größe anzeigt und sogar Rechenoperationen ermöglicht, obgleich er in der Natur nicht existiert, so geben die Feldlinien ein anschauliches Bild vom elektrischen Feld.

Der Ausdruck „Fluß“ ist der Hydrodynamik entnommen. Die Strömungsgeschwindigkeit ist ein Vektor. Bei stationärer Strömung (d. h. Zufluß = Abfluß) ist das Volumen, das pro Zeit durch einen zur Geschwindigkeitsrichtung senkrechten Querschnitt fließt, gleich Betrag der Geschwindigkeit mal durchströmter Fläche. Für jeden Querschnitt einer Röhre ist das Produkt Geschwindigkeit mal senkrecht durchströmter Fläche konstant (Kontinuitätsbedingung). Stellt man die Strömung durch Stromlinien dar, dann bleibt ihre Zahl im Innern der Röhre konstant. An der Stelle einer Verengung der Röhre liegen die Linien dichter, d. h. ihre Zahl pro Fläche ist größer. Hier ist die Geschwindigkeit größer. Die Dichte der Stromlinien zeigt somit den Betrag der Geschwindigkeit an.

Wie bei einer Flüssigkeitsströmung aus der Röhrenwand keine Flüssigkeit kommt, also die Quelle und Senke nur am Anfang und Ende eines Rohres vorhanden sind, so treten die elektrischen Feldlinien nur bei den Ladungen ein bzw. aus. Im ladungsfreien Raum, den die Feldlinien durchsetzen, gibt es keine Quellen und Senken. Deshalb ist der gesamte Fluß Ψ der elektrischen Feldstärke konstant. Der Betrag der elektrischen Feldstärke läßt sich durch die „Zahl der Feldlinien“ pro Fläche ($= D =$ elektrische Flußdichte) beschreiben. So kann man anschaulich leicht verstehen, daß die Gesamtzahl der Feldlinien ($=$ elektrischer Fluß Ψ) der Gesamtzahl der Ladungen Q (Quellen bzw. Senken) am Anfang und Ende der Feldlinien proportional ist.

Man kann den Feldlinienverlauf auch sichtbar machen. In den Abb. 19–24 sind einige solcher Bilder wiedergegeben. Sie werden in der Weise erhalten, daß auf den Boden einer flachen Kristallisationsschale die metallischen Leiter in Form entsprechend ausgebildeter Metallplatten gelegt und elektrisch aufgeladen werden. Die Schale wird mit einem dickflüssigen, gut isolierenden Öl (Terpentin- oder Rizinusöl) gefüllt, in dem gewöhnlicher feinkörniger Grieß verteilt ist. Dieses Grießpulver ordnet sich dann längs der Feldlinien an, so daß sich wenigstens in einer Ebene ein qualitativer Überblick über den Feldverlauf ergibt. Die Abb. 19 zeigt das Feld um einen einzelnen kreisförmigen Pol. Die elektrischen Feldlinien gehen radial nach außen; da sie sich dabei immer weiter voneinander entfernen, erkennt man daraus die Abnahme des Feldes mit wachsender Entfernung von der Ladung. In der Abb. 20 sind zwei gleiche Pole entgegengesetzt gleich stark aufgeladen. Hier verlaufen alle Feldlinien von dem einen (+) nach dem anderen (–) Pol. Dies erkennt man besonders deutlich bei den Feldlinien zwischen beiden Polen; aber auch die nach außen von den Polen gehenden Feldlinien schließen sich auf weiteren Bahnen im Außenraum.

Da sich zwei entgegengesetzte Ladungen stets anziehen, so muß in Richtung der die beiden Ladungen verbindenden Feldlinien ein Zug herrschen. Wir kön-

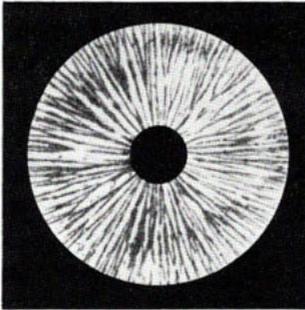


Abb. 19

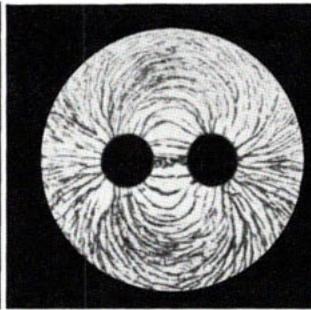


Abb. 20

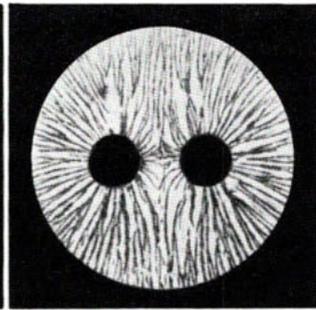


Abb. 21

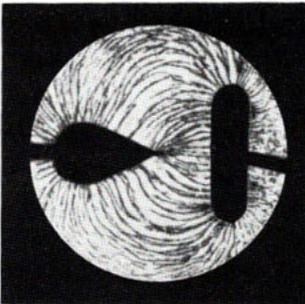


Abb. 22

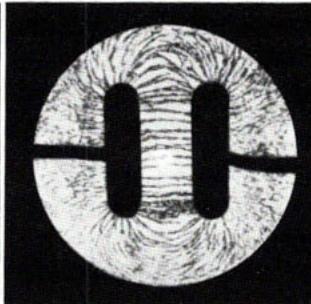


Abb. 23

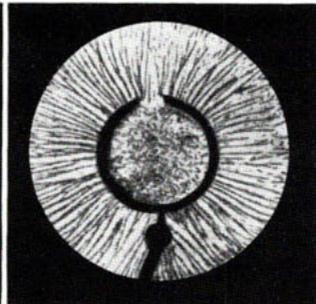


Abb. 24

Abb. 19–24 Elektrische Feldlinienbilder. Abb. 19 Einzelner geladener Pol; Abb. 20 Zwei entgegengesetzt geladene Pole; Abb. 21 Zwei gleichnamig geladene Pole; Abb. 22 Spitze und entgegengesetzt geladene Platte; Abb. 23 Zwei entgegengesetzt geladene, ebene Platten; Abb. 24 Geladener Hohlkörper mit kleiner Öffnung

nen uns davon ein anschauliches Bild machen, wenn wir uns die Feldlinien zwischen zwei Ladungen durch dicht nebeneinander gepackte, gespannte Gummibänder ersetzt denken. Diese haben dann das Bestreben, sich zu verkürzen und die beiden Ladungen einander zu nähern. Werden die Ladungen festgehalten, so daß sich die Bänder nicht zusammenziehen können, so sind sie trotzdem noch imstande, sich seitlich zu verschieben: die Bänder werden das Bestreben haben, sich der geradlinigen Verbindungslinie der beiden Ladungen zu nähern, um dadurch ihre Länge zu verkürzen. Dadurch übt jedes Band auf die weiter innen gelegenen einen seitlichen Druck so lange aus, bis der entstehende Gegendruck diesen gerade kompensiert. Übertragen wir das an den Gummibändern gewonnene Bild auf die zwischen den Ladungen verlaufenden Feldlinien, so können wir sagen:

- In einem elektrischen Feld herrscht in der Richtung der Kraftlinien ein Zug, quer zu ihnen aber ein Druck.

Die Größe dieser Faradayschen Spannungen ist zuerst von J. Cl. Maxwell be-

rechnet worden. Danach haben in einem Feld der Feldstärke E Zug- und Druckkräfte pro Fläche im Vakuum den Wert $\epsilon_0 E^2/2$.

Abb. 21 zeigt das Feldlinienbild um zwei gleichnamig geladene Pole. Es gibt keine Feldlinie, die von dem einen nach dem anderen Pol herüberläuft; die von beiden ausgehenden Feldlinien drängen sich infolge des quer zu ihnen herrschenden Druckes gegenseitig weg.

An dem Feldlinienverlauf zwischen einer Spitze und einer ebenen, entgegengesetzt geladenen Platte (Abb. 22) erkennt man sehr deutlich die Richtigkeit des bereits oben aufgestellten Satzes, daß die elektrischen Feldlinien immer senkrecht von den Leiteroberflächen ausgehen und in sie einmünden. Die Mehrzahl der Feldlinien entspringt an der Spitze; dort ist also die Dichte der Ladungen besonders groß, was wir bereits mit dem Versuch nach Abb. 13 experimentell gefunden haben. Das Feld zwischen Platte und Spitze ist ein *inhomogenes Feld*, da die Dichte der Feldlinien und somit die Feldstärke sich von Punkt zu Punkt ändert.

Im Gegensatz hierzu zeigt Abb. 23 den Feldlinienverlauf zwischen zwei ebenen Platten. Ein solches Feld, in dem die Feldstärke an allen Punkten die gleiche Richtung und den gleichen Wert hat, nennen wir ein *homogenes Feld*. Schließlich zeigt Abb. 24 das Feldlinienbild um einen geladenen Hohlkörper mit kleiner Öffnung: Das Innere des Hohlkörpers ist vollkommen feldfrei. Alle Feldlinien verlaufen senkrecht von der Leiteroberfläche nach außen.

Die bisher gezeigten Feldlinienbilder geben nur einen Überblick über das Feld in einer Ebene; in Wirklichkeit hat natürlich jedes Feld eine räumliche Ausdehnung. Man kann sich ein Bild des räumlichen Feldverlaufs machen, wenn man sich zu seiner Darstellung eines oder mehrerer Papierbüschel bedient, bestehend aus einer großen Zahl schmaler, dünner Papierstreifen, die am oberen Ende einer Metallstange befestigt sind. Lädt man die Metallstange auf, so stellen sich die einzelnen Papierstreifen in die Richtung der von dem oberen Ende der Stange ausgehenden Feldlinien (Abb. 25). Nähert man zwei gleichnamig geladene Papierbüschel, so entsteht das in Abb. 26 dargestellte Bild. Sind die beiden Büschel

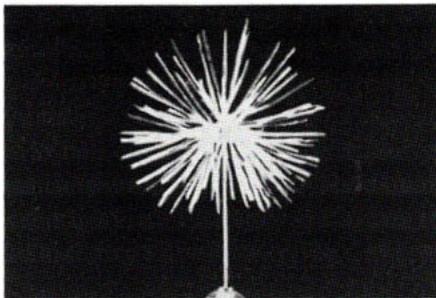


Abb. 25 Mittels Papierbüschel dargestellter elektrischer Feldlinienverlauf um einen geladenen Pol

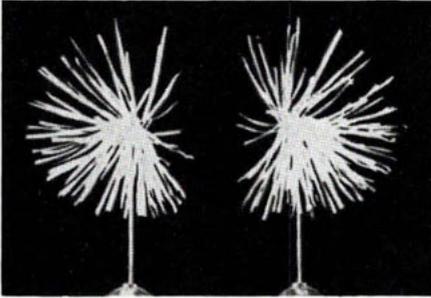


Abb. 26 Mittels Papierbüschel dargestellter elektrischer Feldlinienverlauf um zwei gleichnamig geladene Pole

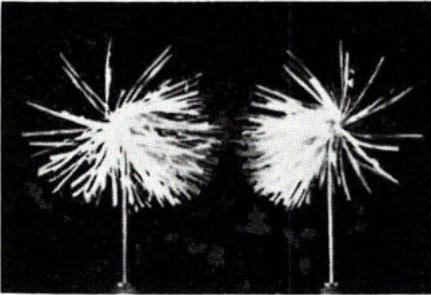


Abb. 27 Mittels Papierbüschel dargestellter elektrischer Feldlinienverlauf um zwei entgegengesetzt geladene Pole

entgegengesetzt geladen (Abb. 27), so erkennt man deutlich, wie die durch die Papierfäden dargestellten Feldlinien von einem Pol zum anderen laufen.

In den bisher erörterten Fällen entsprangen und endeten die Feldlinien in den positiven und negativen Ladungen. Es liegt aber die Frage nahe, ob es nicht auch in sich zurücklaufende Feldlinien gibt. Im elektrostatischen Feld ist dies nicht der Fall; man kann die Richtung des Feldes vereinbaren und ganz allgemein den Satz aussprechen:

- Im elektrostatischen Feld entspringt jede Feldlinie an einer positiven Ladung und endet in einer negativen; die elektrischen Ladungen sind die Quellen des elektrischen Feldes.

Anders ausgedrückt: Im elektrostatischen Feld gibt es keine in sich geschlossenen Feldlinien.

Die allgemeine Gültigkeit dieses Satzes ergibt sich aus folgender Überlegung: Wenn es auch nur eine in sich geschlossene Feldlinie gäbe, so würde eine Ladung längs dieser Feldlinie einen Antrieb erfahren, der sie entlang derselben, d. h. auf einer geschlossenen Bahn, bewegen würde. Das elektrostatische Feld würde also durch Herumbewegen der Ladung bis zu ihrem Ausgangspunkt zurück positive

Arbeit leisten; durch fortgesetzte Wiederholung dieses Vorganges ließe sich aus dem Feld dauernd Arbeit gewinnen. Dies ist erfahrungsgemäß nicht der Fall; folglich kann es im elektrostatischen Feld keine geschlossenen Feldlinien geben. Ein solches Feld nennt man *wirbelfrei*.

- Das elektrostatische Feld im Vakuum ist ein wirbelfreies Quellenfeld.

1.7 Das elektrische Potential

Wenn in einem Gravitationsfeld ein Körper von einem Punkt des Feldes zu einem anderen, z. B. im Schwerfeld der Erde ein Rucksack mit Lebensmitteln auf eine Berghütte gebracht wird, dann ist die hierzu erforderliche Arbeit gleich, wenn der Bergsteiger einen langen und weniger steilen oder einen kurzen Weg wählt. Die Arbeit ist Gewicht mal Höhenunterschied. Hat aber der Bergsteiger sich verirrt und kommt er wieder an den Ausgangsort zurück, dann ist die geleistete Arbeit Null.

Analog hierzu ist im elektrischen Feld die Arbeit A , die geleistet werden muß, um eine Ladung Q von einer Stelle des Feldes zu einer anderen zu bringen, unabhängig vom Weg, auf dem dies geschieht.

Die Kraft, die eine Ladung Q im elektrischen Feld der Stärke \mathbf{E} erfährt, ist Ladung mal Feldstärke ($Q \cdot \mathbf{E}$). Die Arbeit A ist Kraft mal Weg, also

$$A = Q \int_{P_1}^{P_2} \mathbf{E} \cos(\mathbf{E} ds) ds = Q \int_{P_1}^{P_2} E_s ds. \quad (9)$$

Hierbei bedeutet ds das Wegelement, $\sphericalangle(\mathbf{E} ds)$ der Winkel zwischen den positiven Richtungen von \mathbf{E} und ds , $\mathbf{E} \cos(\mathbf{E} ds)$ die Komponente von \mathbf{E} in Richtung von ds . Führen wir nun eine Ladung Q in einem elektrischen Feld von P_1 nach P_2 und dann auf einem anderen Wege wieder nach P_1 zurück, d. h. durchlaufen wir mit Q eine geschlossene Kurve, so muß die dabei geleistete Arbeit Null sein. Es muß also das Linienintegral der elektrischen Feldstärke über eine beliebige geschlossene Kurve (was wir durch einen Kreis im Integralzeichen andeuten) verschwinden:

$$\oint \mathbf{E}_s ds = 0. \quad (10)$$

Das ist der mathematische Ausdruck dafür, daß es im elektrostatischen Feld keine geschlossenen Feldlinien gibt, d. h. der Ausdruck für seine Wirbelfreiheit.

Das Linienintegral der elektrischen Feldstärke zwischen zwei Punkten P_1 und P_2 heißt die **elektrische Spannung** U zwischen diesen beiden Punkten; es ist also:

$$U = \int_{P_1}^{P_2} \mathbf{E} \cos(\mathbf{E} ds) ds = \int_{P_1}^{P_2} E_s ds. \quad (11)$$

Dabei ist wohl zu beachten, daß der Begriff „Spannung“ nicht in mechanischem Sinne aufzufassen ist, sondern nach Gl. (9) eine Arbeit pro Ladung darstellt; Gl. (9) können wir demnach folgendermaßen schreiben:

$$A = Q \cdot U. \quad (12)$$

- Die Arbeit bei der Verschiebung einer Ladung Q zwischen zwei Punkten, zwischen denen die Spannung U herrscht, ist gleich dem Produkt aus Ladung und Spannung.

Man ordnet jedem Punkt des elektrischen Feldes – wie im Gravitationsfeld – einen bestimmten Wert zu. Es ist das **elektrische Potential**, das angibt, welche Spannung dieser Punkt gegenüber einem passend gewählten Bezugspunkt hat. Als solchen wählt man einen im Unendlichen liegenden Punkt, an dessen Stelle für praktische Zwecke die Erdoberfläche treten kann. Das Potential im Unendlichen oder auf der Erdoberfläche ist also definitionsgemäß Null.

- Das Potential in einem Punkt des elektrischen Feldes ist der Quotient aus der Arbeit ($= Q \cdot E \cdot ds$) die man aufwenden muß, um eine positive Ladung Q aus dem Unendlichen (oder vom Erdboden) bis an diesen Punkt zu bringen, dividiert durch diese Ladung Q .

Somit ist die Spannung zwischen zwei beliebigen Punkten des Feldes gleich der Potentialdifferenz zwischen diesen Punkten:

$$U_{P_1P_2} = V_{P_1} - V_{P_2}, \quad (13)$$

wenn V_{P_1} und V_{P_2} die Potentialwerte in den Punkten P_1 und P_2 sind.

Der Leser wird bemerken, daß das elektrische Potential einer Punktladung gleich $+Q/R$ ist, während das Gravitationspotential (s. Band I) den Wert $-GM/R$ hat ($G =$ Gravitationskonstante). Dieser Unterschied im Vorzeichen beruht aber nur darauf, daß bei der Gravitation die anziehenden Kräfte (weil es die einzigen sind, die auftreten) positiv gerechnet werden; in der Elektrostatik ist aber bei Anziehung der Zähler des Coulombschen Gesetzes $Q_1 \cdot Q_2/R^2$ negativ, da Q_1 und Q_2 entgegengesetzte Vorzeichen haben, was bei der Gravitation nicht passieren kann, da alle Massen positiv sind. Der Unterschied im Vorzeichen trägt dem Rechnung, ist aber im übrigen unwesentlich.

Eine Spannung U kann nur zwischen zwei Punkten, nicht aber an einem Punkt herrschen, wie das Potential. Das Potential ist nichts anderes als die Spannung zwischen einem vereinbarten Punkt des Feldes (z. B. Erde) und einer anderen Stelle des Feldes. Weil der eine Punkt des Feldes festgelegt ist, kann man so das Potential eines anderen Punktes angeben.

Es sei darauf hingewiesen, daß das elektrische Potential eine Arbeit pro Ladung, das Potential der Gravitation eine Arbeit pro Masse darstellt.

Die Einheit der Spannung im internationalen Einheiten-System (SI) ist das Volt (V). Es ist gerade die Potentialdifferenz, zu deren Überwindung die Ladung

1 Coulomb (= 1 Amperesekunde) genau eine Arbeit von 1 Joule (= 10^7 erg = 1 Newtonmeter = 1 Voltamperesekunde = 1 Wattsekunde) aufwenden muß:

$$\begin{aligned} \frac{1 \text{ Newtonmeter}}{1 \text{ Amperesekunde}} &= \frac{1 \text{ Wattsekunde}}{1 \text{ Amperesekunde}} \\ &= \frac{1 \text{ Volt} \cdot 1 \text{ Amperesekunde}}{1 \text{ Amperesekunde}} = 1 \text{ Volt}. \end{aligned}$$

Die elektrische Potentialdifferenz, also die Spannung U , und deren Einheit wird somit aus der Messung einer mechanischen Arbeit und der elektrischen Ladung abgeleitet. Im SI ist das Ampere eine Basiseinheit, woraus sich durch Multiplikation mit der Sekunde die Amperesekunde (= Coulomb) als Einheit für die Ladung ergibt.

Die Verknüpfung von elektrischen mit mechanischen und kalorischen Größen ist oft notwendig. Die mechanische Arbeit und die elektrische Arbeit sind dann gleich, wenn die auf beiden Wegen erzeugten Wärmemengen gleich sind. Dann ist:

$$\text{Kraft} \cdot \text{Weg} = \text{Spannung} \cdot \text{Stromstärke} \cdot \text{Zeit}.$$

Die Einheit der Spannung 1 Volt ist international dadurch festgelegt worden, daß willkürlich gesetzt ist:

$$1 \text{ Newtonmeter (1 m}^2 \text{ kg s}^{-2}) = 1 \text{ Voltamperesekunde (VAs) oder Wattsekunde (Ws)} \quad (14)$$

Dadurch hat man auf beiden Seiten einfache und gleiche Zahlenwerte. Dies ist aber, wie gesagt, nur dadurch erreicht worden, daß man die Einheit Volt entsprechend gewählt, also angepaßt hat.

Um im Laboratorium eine bestimmte Spannung großer Genauigkeit leicht zur Verfügung zu haben, ist eine chemische Stromquelle ausgewählt und international vereinbart worden, deren Spannung besonders konstant ist. Es ist das *Weston-Normalelement*, das an den Klemmen bei 20°C eine elektrische Spannung von 1,01846 Volt hat. Mehr darüber in Abschnitt 10.5.

Das Gefälle des Potentials hängt davon ab, ob eine bestimmte Potentialdifferenz über einer kleinen oder großen Wegstrecke besteht. Im ersten Fall ist das Gefälle groß, im zweiten Fall klein. Aus den Gl. (11) und (13) folgt die Beziehung:

$$\begin{aligned} V_{P_1} - V_{P_2} &= \int_{P_1}^{P_2} \mathbf{E}_s \, ds \quad \text{und somit:} \\ -dV &= \mathbf{E}_s \, ds; \end{aligned} \quad (15)$$

dabei deutet das Minuszeichen an, daß in Richtung einer Feldlinie das Potential abnimmt. Aus Gl. (15) folgt für die elektrische Feldstärke die Beziehung:

$$\mathbf{E}_s = -\frac{dV}{ds} = -\text{grad } V = \left(\mathbf{i} \frac{\partial V}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial V}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial V}{\partial z} \right). \quad (16)$$

$\frac{dV}{ds}$ ist der Gradient des Potentials, $-\frac{dV}{ds}$ ist also das Potentialgefälle. Die elektrische Feldstärke hat die Richtung des größten Potentialgefälles und ist gleich dem negativen Gradienten des Potentials.

Für ein homogenes Feld geht Gl. (16) über in:

$$|\mathbf{E}| = \frac{V_1 - V_2}{d} = \frac{U}{d}, \quad (16a)$$

wenn V_1 und V_2 die Potentiale auf den beiden im Abstand d befindlichen Platten bedeuten. Bei gekrümmten Feldlinien (z. B. am Rand der Platten) ist der Abstand d durch die Feldlinienlänge zu ersetzen.

In Gl. (4) war die elektrische Feldstärke definiert als die auf die Probeladung Q ausgeübte Kraft F dividiert durch die Probeladung Q . Jetzt können wir die elektrische Feldstärke auch auffassen als den Quotienten: Potentialdifferenz (oder Spannung) durch Abstand (U/d). Für die Dimension ergibt sich dort wie hier: Spannung durch Länge; für die Einheit also Volt/Meter (V/m).

Verbindet man in einem elektrischen Feld die Punkte gleichen Potentials miteinander, so erhält man eine **Äquipotential-** oder **Niveaufläche**. Bei der Verschiebung einer Ladung auf einer solchen Fläche wird keine Arbeit geleistet. Die Niveauflächen müssen daher senkrecht zur Richtung der elektrischen Feldlinien verlaufen. Für eine punktförmige Ladung sind die Niveauflächen also Kugelflächen um die Ladung als Mittelpunkt. In Abb. 28 sind für eine solche Ladung die Schnitte einiger Niveauflächen mit der Zeichenebene (Niveaulinien) durch die ausgezogenen Kreise angedeutet, während die gestrichelten Geraden die Feldlinien darstellen.

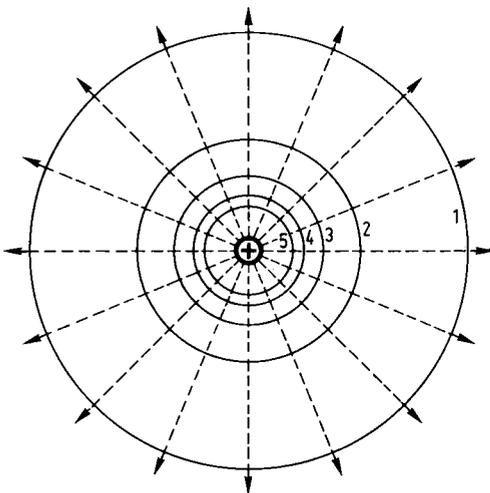


Abb. 28 Elektrische Niveaulinien (—) und Feldlinien (....) um eine punktförmige Ladung. Die Bedeutung der Zahlen wird durch Gl. (17a) beschrieben

Die Oberfläche eines jeden guten Leiters hat an jeder Stelle gleiches Potential; sie ist somit eine Äquipotential- oder Niveaufläche. Die Feldlinien stehen deshalb immer senkrecht auf den Leiteroberflächen. Dies gilt auch für die Erdoberfläche, die wegen ihrer Leitfähigkeit ebenfalls eine Äquipotentialfläche ist. Die Feldlinien sind (vereinbarungsgemäß) zur negativ geladenen Erde gerichtet. Die Feldstärke E läßt sich leicht messen; sie beträgt am Erdboden im zeitlichen Mittel etwa 130 V/m und nimmt mit der Höhe stark ab. Die negative Gesamtladung Q der Erde beträgt etwa $6 \cdot 10^5 \text{ As}$; die Flächenladungsdichte σ (= Ladung durch Fläche) ist im zeitlichen Mittel rund 10^{-9} As/m^2 . Die positiven Ladungen befinden sich in der Erdatmosphäre räumlich verteilt.

Den Nachweis, daß die Oberfläche eines geladenen Leiters eine Niveaufläche darstellt, erbringen wir mit der in Abb. 29 skizzierten Versuchsanordnung. Der Knopf eines Elektroskops E ist mittels einer biegsamen Drahtlitze mit einer Probekugel P verbunden. Führen wir diese an der Oberfläche des geladenen Leiters K entlang, so zeigt das Elektroskop stets denselben Ausschlag. Das System Leiter-Probekugel-Litze-Elektroskop stellt einen einheitlichen Leiter dar, auf dem überall das elektrische Potential denselben Wert hat. Verbinden wir den Metallkörper K leitend mit der Erde, so geht der Ausschlag des Elektroskops sofort auf Null, da jetzt das ganze System Elektroskop-Litze-Konduktor-Erde einen einheitlichen Leiter darstellt, dessen Potential gleich dem Nullpotential der Erde ist. Aus diesen Versuchen ersehen wir, daß der Ausschlag eines Elektroskops dem Potential entspricht, auf dem sich das Elektroskop befindet. Wir hatten bisher das Elektroskop dazu benutzt, das Vorhandensein elektrischer Ladungen anzuzeigen. Daß das Elektroskop und besonders das Elektrometer auch eine Potentialdifferenz bzw. Spannung messen kann, wird durch diesen Versuch angedeutet und später ausführlich behandelt.

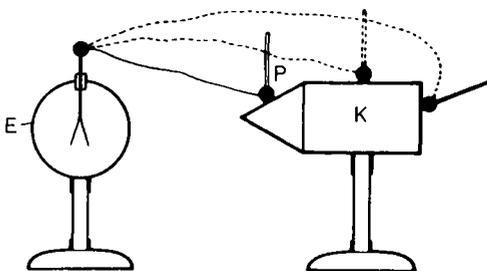


Abb. 29 Anordnung zum Nachweis, daß die Oberfläche eines geladenen Leiters eine Äquipotentialfläche ist

Um das *Potential einer punktförmigen Ladung* Q im Abstand R zu berechnen, denken wir uns eine positive Ladung Q gegen das Feld von der Stelle R_1 und R_2 verschoben. Nach Gl. (9) ist die dazu erforderliche Arbeit:

$$A = -Q \int_{R_1}^R E_R dR.$$

Das Minuszeichen tritt deshalb auf, weil die Ladungsbewegung und die Richtung der Kraft entgegengesetzt sind. Der Winkel ist 180° ; $\cos 180^\circ = -1$.

Nun ist nach Gl. (6) $E_R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{R^2}$, so daß sich ergibt:

$$A = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \int_{R_1}^R \frac{Q}{R^2} dR = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot Q \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1} \right). \quad (17)$$

Für eine Kugel mit sehr kleinem Radius, z. B. für das Ende einer feinen Spitze (Halbkugel), folgt, daß die Feldstärke und das Potential unmittelbar vor der Spitze sehr hoch sind. Bei negativer Ladung der Spitze können dadurch Elektronen das Metall verlassen (sog. *Feldemission*). Geschieht dies in Luft, dann lagern sich die freien Elektronen an Moleküle der Luft an, wodurch diese aufgeladen, d. h. ionisiert werden und ebenfalls dem Feld folgen. So entsteht der „elektrische Wind“, der in Luft von einer negativ geladenen Spitze ausgeht. Im Hochvakuum werden die Elektronen durch Moleküle nicht behindert; sie folgen dann den strahlenförmig von der Halbkugel der Spitze ausgehenden Feldlinien. Läßt man sie auf einen Leuchtschirm treffen, dann geben sie ein stark vergrößertes Bild der Spitze. Dies ist das Prinzip des *Feldelektronenmikroskops* (E. W. Müller). Wenn z. B. die Spitze einen Krümmungsradius von $0,1 \mu\text{m}$ und das Bild der Spitze auf dem Leuchtschirm einen Durchmesser von 10 cm hat, dann ist die Vergrößerung 10^6 fach! Man legt zwischen der Spitze (Kathode) und einer ringförmigen Anode, durch welche die Elektronen fliegen, eine Spannung von etwa 2000 Volt an.

Hat die Metallkugel selbst einen größeren Radius von z. B. einigen Zentimetern, dann ändert sich außerhalb der Kugel nichts am Potential- und Feldlinienverlauf. Die Ladung verteilt sich gleichmäßig auf der größeren Kugeloberfläche; die Flächenladungsdichte ist also geringer. Für einen Punkt außerhalb der Kugeloberfläche ist es aber gleich, ob die Kugel klein oder groß ist. Das Potential außerhalb der Kugel ist so, wie Gl. (17) es angibt, wobei der Abstand R die Entfernung vom Kugelmittelpunkt ist. Das Potential der Kugeloberfläche selbst ist, wenn der Kugelradius mit r bezeichnet wird,

$$V_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r}. \quad (17a)$$

Bei Abb. 8 fanden wir, daß im Inneren eines metallischen Leiters das elektrische Feld Null ist; im Inneren eines Hohlkörpers kann also eine elektrische Ladung ohne Arbeitsaufwand verschoben werden. Demzufolge muß das elektrische Potential im Inneren eines Leiters konstant sein; und zwar hat es denselben Wert wie auf der Oberfläche eines Leiters. Da nach Gl. (1a) die Oberflächendichte der Elektrizität auf einer Kugel $\sigma = Q/4\pi r^2$ ist, erhält man unter Benutzung der für das Potential der Oberfläche gültigen Gleichung noch die folgenden Beziehungen:

$$V_0 = \frac{\sigma \cdot r_m}{\epsilon_0}; \quad \sigma = \frac{V_0 \cdot \epsilon_0}{r}.$$

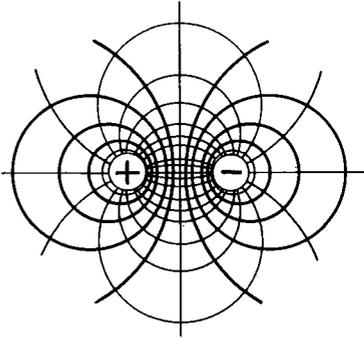


Abb. 30 Elektrische Niveau- (stark ausgezogen) und Feldlinien (schwach ausgezogen) um zwei entgegengesetzt geladene Kugeln

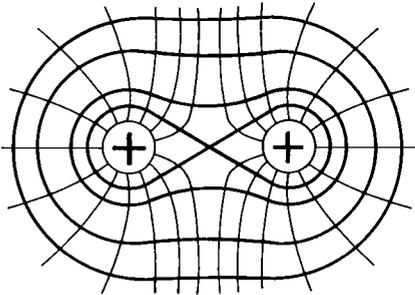


Abb. 31 Elektrische Niveau- (stark ausgezogen) und Feldlinien (schwach ausgezogen) um zwei gleichnamig geladene Kugeln

Es wurde schon darauf hingewiesen, daß die Flächenladungsdichte σ gleich dem Betrag der elektrischen Flußdichte $|\mathbf{D}|$ ist.

In Abb. 30 ist das elektrische Feld um zwei entgegengesetzt gleich stark geladene Kugeln sowohl durch den Verlauf der Feldlinien (schwach ausgezogene Kurven) als auch der Niveaulinien (stark ausgezogene Kurven) dargestellt. Man erkennt, daß in jedem Feldpunkt beide Kurvenarten senkrecht zueinander stehen. Abb. 31 zeigt den Feld- und Niveaulinienverlauf um zwei gleichnamig gleich stark geladene Kugeln. Der Vorteil des Potentialbegriffs macht sich besonders bei der Berechnung des Feldverlaufs um mehrere Ladungen bemerkbar. Da die *elektrische Feldstärke* ein *Vektor* ist, muß man zur Konstruktion der elektrischen Feldlinien in einem solchen Feld in jedem Punkt die resultierende Feldstärke nach Größe und Richtung darstellen, d. h. aus den Einzelwerten der an den betreffenden Punkten herrschenden, von den verschiedenen Ladungen hervorgerufenen Feldstärken vektoriell addieren. Im Gegensatz dazu ist das *Potential* (Arbeit/Ladung) eine *skalare Größe*; daher ist das resultierende Potential für einen Raumpunkt durch einfache algebraische Addition der einzelnen von den ver-

schiedenen Ladungen herrührenden Potentialwerte zu gewinnen. Z. B. ist das Potential eines Feldpunktes, der von den Ladungen Q_1, Q_2, \dots, Q_n die Abstände R_1, R_2, \dots, R_n hat, einfach gleich:

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{Q_1}{R_1} + \frac{Q_2}{R_2} + \dots + \frac{Q_n}{R_n} \right). \quad (17b)$$

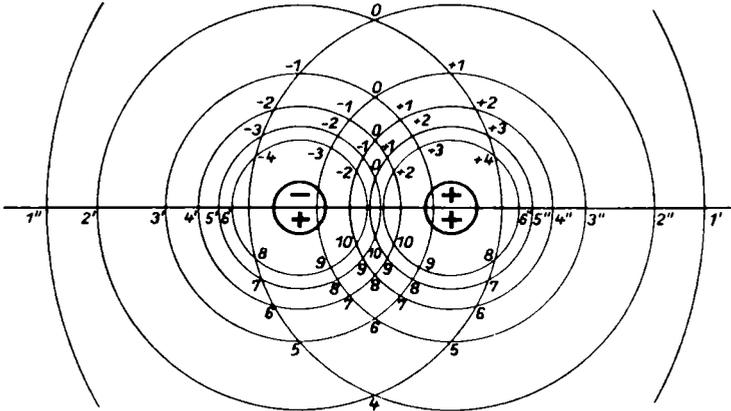


Abb. 32 Niveaulinien um zwei gleich stark geladene Kugeln; obere Hälfte der Abb. für entgegengesetzte Ladungen, untere Hälfte für gleichnamige Ladungen

Als Beispiel hierfür sind in Abb. 32 die Niveaulinien um zwei gleich stark geladene kugelförmige Leiter gezeichnet. Diese stellen für jeden Leiter Kreise dar. Die längs der Horizontalen an diese Niveaulinien angeschriebenen Zahlen geben die absoluten Größen des auf diesen Niveaulinien herrschenden Potentials an, und zwar gelten die Werte 1', 2' usw. für die linke und 1'', 2'' usw. für die rechte Ladung. Im oberen Teil der Abb. 32 ist angenommen, daß die beiden Ladungen entgegengesetzte Vorzeichen haben, während für den unteren Teil der Abbildung gleichnamige Ladungen vorausgesetzt werden. Die an den Schnittpunkten der einzelnen Kurven vermerkten Zahlen ergeben sich durch algebraische Addition der Einzelpotentiale in den betreffenden Punkten. Durch Verbindung gleicher Zahlenwerte erhält man dann den Verlauf der resultierenden Niveaulinien (der Übersichtlichkeit wegen sind diese Linien in der Abb. 32 nicht eingezeichnet). Hat man die Niveauflächen gezeichnet, so kann man leicht die Feldlinien finden, wenn man die zu den Niveauflächen senkrechten, von den Ladungen auf den Leitern ausgehenden Kurven einzeichnet. Im übrigen läßt sich auch aus dem Verlauf der Niveauflächen, wenn man diese in solchen Abständen zeichnet, daß die Potentialdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Flächen immer gleich groß ist, erkennen, wie sich die Feldstärke von Punkt zu Punkt ändert. Nach Gl. (16) ist die Feldstärke um so größer, je größer an der betreffenden Stelle das

Potentialgefälle ist, d. h. mit anderen Worten, je enger sich die Niveauflächen zusammendrängen. Das zeigt z. B. ein Blick auf die Abb. 30. Das Feld ist am stärksten zwischen beiden Ladungen; dort verlaufen auch die Niveauflächen am dichtesten. In Abb. 33 ist ein Schnitt durch die Niveauflächen um eine geladene Spitze gezeichnet, die einer entgegengesetzt geladenen Platte gegenübersteht. Die Niveauflächen drängen sich an der Spitze, an der die Feldstärke maximal ist und an der die meisten Feldlinien münden, eng zusammen.

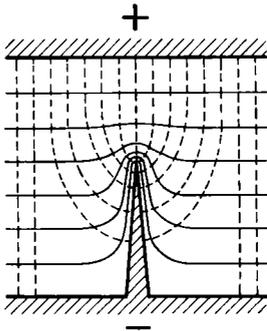


Abb. 33 Elektrische Niveau- und Feldlinien um eine geladene Spitze

Nun berechnen wir das *Potential eines elektrischen Dipols*. Darunter versteht man zwei kleine, entgegengesetzt gleiche, punktförmige Ladungen Q und $-Q$, die sich in einem Abstand l voneinander befinden, der klein gegen die Entfernung R des Punktes P von der Dipolmitte O sein soll (Abb. 34). l betrachten wir als Vektor, der durch seine Richtung von $-Q$ nach $+Q$ die Orientierung des Dipols bestimmt. Da sich die von $+Q$ und $-Q$ in P hervorgerufenen Potentiale algebraisch addieren, können wir schreiben:

$$V_{\text{Dipol}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{R_2 - R_1}{R_1 R_2} \right), \quad (18)$$

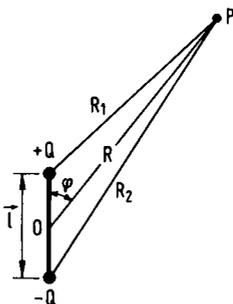


Abb. 34 Zur Berechnung des Potentials eines elektrischen Dipols

wobei R_1 und R_2 die Abstände des Punktes P von $+Q$ und $-Q$ bedeuten. Unter der Voraussetzung, daß R_1 und R_2 groß gegen l sind, können wir in erster Näherung schreiben (Abb. 34):

$$R_1 R_2 = R^2, \quad R_2 - R_1 = l \cos \varphi,$$

wobei φ den Winkel zwischen R und l bedeutet. Damit ergibt sich:

$$V_{\text{Dipol}} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|l| \cos \varphi}{R^2}. \quad (18)$$

Das Produkt aus Ladung Q und dem als Vektor aufgefaßten Ladungsabstand l nennt man das elektrische Dipolmoment p , das selbst einen Vektor in Richtung von l darstellt. Sein Betrag ist also:

$$|p| = Q \cdot |l|, \quad (19)$$

so daß wir für das Potential des Dipols in der Entfernung R erhalten:

$$V_{\text{Dipol}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p}{R^2} \cos \varphi. \quad (18a)$$

Die Feldstärke E_r im Punkte P in Richtung R erhalten wir durch die Beziehung (16):

$$|E_r| = -\frac{dV_{\text{Dipol}}}{dR} = \frac{2p \cos \varphi}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

Die Feldstärke E_φ in der dazu senkrechten Richtung, in der sich P um $Rd\varphi$ bei konstantem R verschiebt, ergibt sich entsprechend zu:

$$|E_\varphi| = -\frac{dV_{\text{Dipol}}}{Rd\varphi} = \frac{p \sin \varphi}{4\pi\epsilon_0 R^3}.$$

Somit finden wir für den Betrag der resultierenden Feldstärke:

$$\begin{aligned} |E_{\text{Dipol}}| &= \sqrt{E_r^2 + E_\varphi^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 R^3} \sqrt{4\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi} \\ &= \frac{p}{4\pi\epsilon_0 R^3} \sqrt{3\cos^2 \varphi + 1}. \end{aligned} \quad (20)$$

Man erkennt aus Gl. (20) folgendes: Bei konstanten Ladungen Q hat ein Dipol so lange ein Feld, wie der Ladungsabstand $l \neq 0$ ist. Das ist zu beachten bei der Durchführung der Versuche zum Nachweis der Tatsache, daß stets gleich große Mengen positiver und negativer Elektrizität erzeugt werden; damit die Felder dieser Ladungen sich kompensieren, müssen sie dicht zusammengebracht werden.

Eine weitere wichtige Folgerung ergibt sich durch Beachtung des Umstandes, daß die Feldstärke eines Dipols umgekehrt proportional der dritten Potenz der Entfernung ist; legt man um den Dipol eine Kugel, deren Radius man allmählich ins Unendliche wachsen läßt, und berechnet den elektrischen Fluß durch diese, so verschwindet er durch die unendlich große Kugelfläche, die ja nur wie R^2 zunimmt, während E_r wie $1/R^3$ abnimmt. Genau das gleiche Verhalten (Abnahme im Unendlichen wie $1/R^3$, d. h. Verschwinden des Flusses durch die unendlich große Kugelfläche) zeigen aber alle elektrischen Felder; denn da immer gleich große, aber entgegengesetzte Ladungen erzeugt werden, so wirken sie in sehr großer Entfernung wie ein Dipol. Diesen Sachverhalt drückt man in dem Satz aus: *Die elektrischen Felder reichen nicht ins Unendliche*. – Anders ist es bei den Gravitationsfeldern, da nur Massen eines Vorzeichens, d. h. nur Anziehungskräfte existieren; Gravitationsfelder nehmen stets wie $1/R^2$ ab, der Gravitationskraftfluß durch eine unendlich große Kugelfläche verschwindet also nicht. Mit anderen Worten: *Die Gravitationsfelder reichen ins Unendliche*.

Das mechanische Drehmoment \mathbf{M} des Dipols ist das Vektorprodukt $\mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$.

Multipole. Der als Beispiel behandelte Dipol hat zwei punktförmige Ladungen. Sind mehr als zwei Punktladungen vorhanden und fällt der Schwerpunkt der positiven mit dem Schwerpunkt der negativen Ladungen zusammen, und ist die Gesamtladung Null, dann verschwindet das Dipolmoment. Das Feld in großer Entfernung läßt sich dann durch das elektrische Quadrupolmoment beschreiben; es nimmt mit $1/R^4$ ab. Verschwindet auch dieses, so hilft das Oktupolmoment.

Anwendung der Dipole. Dipole haben als Ultrakurzwellen-Antennen sehr große Bedeutung. Sie sind in der Mitte unterbrochen und erhalten beim Sender hier ihre Hochfrequenzenergie zugeführt, die sie abstrahlen. Die Ladungsverteilung wechselt im Rhythmus der Hochfrequenz. Sie nimmt z. B. von der Mitte über die Länge des Dipols nach den beiden Enden sinusförmig zu und hat zu einem bestimmten Zeitpunkt ihr Maximum. Sie ist dann in der Mitte Null ($\lambda/2$ -Dipol). Beim Empfänger-Dipol wird von der unterbrochenen Mitte die empfangene Energie über eine Zweidrahtleitung dem Verstärker zugeführt. Die (horizontale oder vertikale) Lage des Sende-Dipols bestimmt die Richtung der Polarisation der Strahlung. Der empfangende Dipol muß für den optimalen Empfang die gleiche Lage wie die des Sende-Dipols haben, z. B. horizontal oder vertikal.

1.8 Die Kapazität

Es wurde bereits gezeigt, daß der Ausschlag eines Elektrometers dem Potential des Leiters proportional ist, mit dem es leitend verbunden wird. Übertragen wir nun auf ein mit einem Metallbecher versehenes Elektrometer (Abb. 11) mittels einer Probekugel die gleiche Elektrizitätsmenge einmal, zweimal, dreimal usw., so steigt der Ausschlag des Elektrometers entsprechend an. Demnach ist das Potential, das der Becher und das Elektrometer nach der Aufladung besitzen, auch der darauf befindlichen Elektrizitätsmenge proportional. Dies folgt übrigens auch direkt aus der Definition des Potentials. Ist z. B. ein Leiter mit einer bestimmten positiven Elektrizitätsmenge Q geladen, so müssen wir zum Heranführen der positiven Einheitsladung aus dem Unendlichen eine Arbeit leisten, die seinem Potential V entspricht. Ist der Leiter mit der doppelten Elektrizitätsmenge $2Q$ aufgeladen, so müssen wir zur Heranbringung der Einheitsladung infolge der verdoppelten abstoßenden Kraft die doppelte Arbeit leisten, was damit gleichbedeutend ist, daß wir sagen: Der Leiter hat jetzt das doppelte Potential.

Verbinden wir das mit dem Becher versehene Elektrometer mit einem weiteren isoliert aufgestellten Leiter, so sind die Ausschläge seiner Blättchen, wenn wir wieder mit der Probekugel die gleichen Elektrizitätsmengen wie vorher auf das Elektrometer übertragen, dennoch kleiner als im ersten Fall. Daraus folgt, daß das Potential eines Leiters bei gegebener elektrischer Ladung um so kleiner ist, je größer die Abmessungen des Leiters sind. Wir bezeichnen das konstante Verhältnis von Elektrizitätsmenge Q , die auf einem Leiter sitzt, zu dem auf seiner Oberfläche herrschenden Potential V als das *elektrische Fassungsvermögen* oder die **Kapazität** C des betreffenden Leiters; es ist also:

$$C = \frac{Q}{V}, \quad \text{bzw.} \quad Q = CV. \quad (21)$$

Die Ladung, die auf einem Leiter, z. B. einer Kugel, sitzt, ist proportional dem Potential des Leiters. Proportionalitätskonstante ist die Kapazität C . Die Kapazität ist also Ladung/Potential. Bei einem Kondensator, der aus zwei geladenen Leitern (z. B. zwei Platten) besteht, tritt anstelle des Potentials die Spannung zwischen den Leitern (Platten). Die Gl. (21) lauten dann:

$$C = \frac{Q}{U}; \quad \text{bzw.} \quad Q = CU. \quad (21a)$$

Die (SI-)Einheit der Kapazität ist:

$$\frac{\text{Coulomb}}{\text{Volt}} = \frac{\text{Ampere} \cdot \text{Sekunde}}{\text{Volt}} = \text{Farad (F)}.$$

Diese Einheit stellt eine sehr große Kapazität dar. Deshalb sind üblich:

1 Mikrofarad ($1 \mu\text{F}$) = 10^{-6} Farad, und 1 Picofarad (1pF) = 10^{-12} Farad.

(Im alten CGS-Einheitensystem ist die Einheit der Kapazität 1 cm. Diese Kapazität hat eine Kugel vom Radius 1 cm.) – Die Erdkugel hat eine Kapazität von $C = 707 \mu\text{F}$ ($\cong 6,4 \cdot 10^8 \text{ cm}$).

Daß die Kapazität einer Kugel mit dem Radius zunimmt, kann man qualitativ mit einer geladenen Seifenblase zeigen, die man am unteren Ende eines an einem Kunststoffrohr isoliert gehaltenen Metallröhrchens erzeugt (Abb. 35). An dem Metallrohr sind zwei Elektrometerblättchen aus Seidenpapier befestigt, deren Ausschlag dem Potential proportional ist. Man lädt zunächst eine möglichst kleine Seifenblase so stark auf, daß die Blättchen stark divergieren; vergrößert man dann durch Hineinblasen von Luft die Seifenblase, so sinken die Blättchen mit zunehmendem Blasendurchmesser immer weiter zusammen. Das Potential der geladenen Blase sinkt also ab, und da die Ladung auf ihr unverändert bleibt, bedeutet dies nach Gl. (21) eine Zunahme der Kapazität. Gibt man die Einblaseöffnung frei, so daß sich die Seifenblase infolge der Oberflächenspannung zusammenziehen kann, so steigt mit abnehmendem Radius, also kleiner werdender Kapazität, das Potential und damit der Ausschlag der Elektrometerblättchen wieder an.

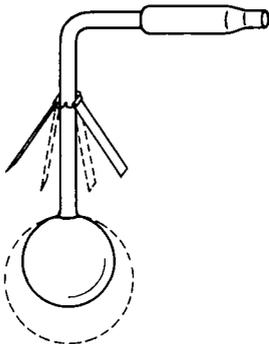


Abb. 35 Anordnung zum Nachweis, daß die Kapazität einer Kugel mit dem Radius zunimmt

Bei zwei leitenden (Metall-)Kugeln verschiedener Radien r_1 und r_2 , die mit einem Draht verbunden und auf ein gleiches Potential V aufgeladen sind, dann aber getrennt werden, muß der Quotient Q/C ebenfalls gleich sein, da $V = Q/C$ ist. Da die Kapazitäten der Kugeln sich wie ihre Radien verhalten, müssen sich auch ihre Ladungen so verhalten. Es muß also gelten:

$$C_1 : C_2 = r_1 : r_2 = Q_1 : Q_2.$$

Elektrische Kapazitäten spielen in der Technik als kleine und kurzzeitige *Energiespeicher* eine sehr große Rolle. Diese werden *Kondensatoren* genannt und im Abschnitt 1.10 besonders behandelt. Hier sei nur schon erwähnt, daß es heute möglich ist, große Kapazitäten (der Größenordnung von mehreren Erdkapazitätä-

ten) in einem Volumen von einem Liter unterzubringen, z. B. bei den Elektrolytkondensatoren und Tantaldioxidkondensatoren. Allerdings ist die maximale Ladungsspannung sehr klein, weil sonst ein elektrischer Durchschlag erfolgen würde.

1.9 Die Influenz

Nähert man einem Elektroskop einen elektrisch geladenen Körper, so zeigt es bereits einen Ausschlag *ohne Berührung* mit dem geladenen Körper. Beim Entfernen des elektrisierten Körpers geht der Ausschlag wieder auf Null zurück. Um diesen Vorgang näher zu untersuchen, benutzen wir einen isolierten, zylindrischen Metallkörper (Abb. 36), der an seinen Enden und in der Mitte je ein kleines

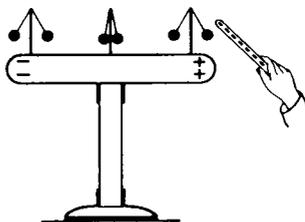


Abb. 36 Zum Nachweis der elektrischen Influenz

Doppelpendel trägt. Nähert man diesem Leiter von der einen Seite z. B. einen geriebenen Hartgummistab, so zeigen die Pendel an beiden Enden das Vorhandensein elektrischer Ladungen an, während das Pendel in der Mitte keinerlei elektrische Wirkungen erkennen läßt. Untersucht man mit einer Probekugel und einem Elektroskop die Ladungen an den beiden Enden des Leiters, so findet man, daß sie entgegengesetztes Vorzeichen haben; und zwar zeigt das dem genäherten Hartgummistab benachbarte Ende positive Ladung, während das entfernte Ende negative aufweist. Dieser elektrische Zustand auf dem Leiter verschwindet, sobald der Hartgummistab entfernt wird. Man nennt die beschriebene Erscheinung **elektrische Influenz** und bezeichnet die auf dem Leiter auftretenden elektrischen Ladungen als **Influenzladungen**. Ganz allgemein gilt:

- In einem elektrisch leitenden Körper werden die vorhandenen positiven und negativen Ladungen örtlich getrennt, wenn sich in der Nähe ein elektrisch (positiv oder negativ) geladener Körper befindet. Dies folgt aus der Tatsache, daß sich ungleichnamige Ladungen anziehen und gleichnamige abstoßen.

Wir setzen jetzt den bisher benutzten zylindrischen Leiter (Abb. 37a) aus zwei Hälften zusammen, deren jede sich auf einem isolierenden Stativ befindet. Zunächst seien beide Hälften bis zur Berührung zusammengeschoben. Nähern wir

jetzt von rechts einen geriebenen Hartgummistab, so zeigen die beiden Doppelpendel wie vorhin das Auftreten der Influenzladungen an. Ohne den Hartgummistab zu entfernen, schieben wir die beiden Leiterhälften auseinander und nehmen dann erst den influenzierenden Stab weg. Wir beobachten, daß die beiden Doppelpendel ihren Ausschlag beibehalten (Abb. 37 b): Die Influenzladungen haben sich infolge der Trennung des Leiters nicht mehr ausgleichen können; dies tritt

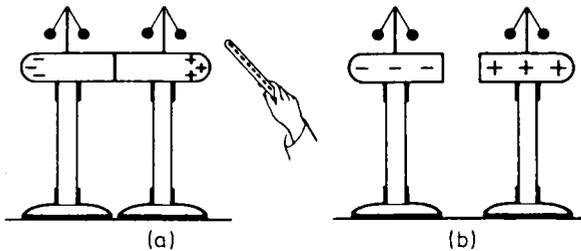


Abb. 37 Zum Nachweis der elektrischen Influenzladungen

erst ein, wenn wir die beiden Hälften wieder zur Berührung bringen. Das beweist zugleich, daß die Zahl der beiden entgegengesetzten Influenzladungen genau gleich ist.

Wir betrachten weiter den Fall, daß eine isoliert aufgestellte Metallkugel in ein homogenes elektrisches Feld gebracht wird. Wir erhalten ein homogenes Feld, wenn wir zwei entgegengesetzt aufgeladene große Metallplatten parallel zueinander gegenüberstellen. In Abb. 38 ist ein Schnitt durch das zwischen den Platten P_1 und P_2 bestehende Feld gezeichnet. Die Feldlinien (gestrichelt) verlaufen parallel und äquidistant von der positiven nach der negativen Platte. Die Niveauflächen sind Parallelebenen zu P_1 und P_2 , und ihre Schnitte mit der Zeichenebene sind durch die ausgezogenen Geraden dargestellt. Die Platte P_2 habe etwa das Poten-

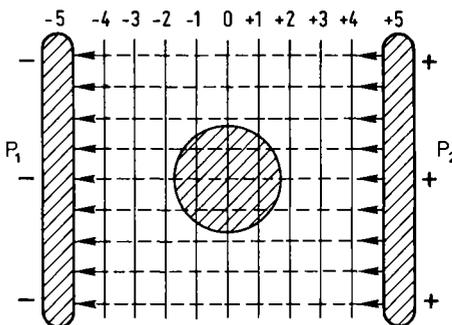


Abb. 38 Ungeladene Metallkugel im homogenen elektrischen Feld ohne Berücksichtigung der Influenzladungen

tial $+ 5 \text{ V}$, die Platte P_1 das Potential $- 5 \text{ V}$. Die an den Niveaulinien angeschriebenen Zahlen geben die Potentiale auf den angedeuteten Niveaulinien zwischen den Platten an. In die Mitte dieses Feldes bringen wir nun eine ungeladene isolierte Metallkugel. Würde der Verlauf des Feldes dadurch keine Störung erfahren, dann würden die Feldlinien und Niveaulinien durch die Kugel hindurchgehen, wie es Abb. 38 zeigt. In Wirklichkeit aber werden die Ladungen in der Kugel infolge der Influenzwirkung getrennt; dadurch nehmen die Potentialflächen und die Feldlinien einen veränderten Verlauf, wie ihn die Abb. 39 zeigt. In Abb. 40 ist

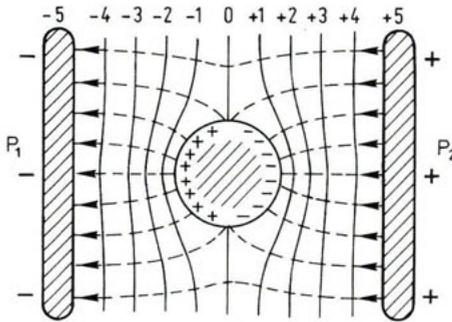


Abb. 39 Ungeladene Metallkugel im homogenen elektrischen Feld bei Berücksichtigung der Influenzladungen

für den soeben besprochenen Fall das Feldlinienbild nach dem früher beschriebenen Verfahren sichtbar gemacht. Man sieht deutlich die Verzerrung des ursprünglichen homogenen Feldes durch die in das Feld gebrachte Metallkugel; die Feldlinien treten auf einer Seite in diese ein und auf der anderen Seite aus ihr wieder heraus.

Das hier für die Kugel Gesagte gilt selbstverständlich auch für jeden beliebig gestalteten Leiter. Stets bildet sich, wenn er in ein elektrisches Feld gebracht wird,

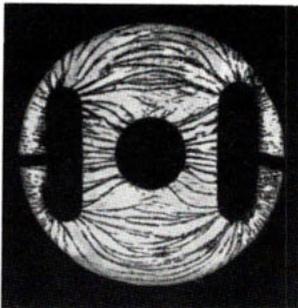


Abb. 40 Verzerrung eines homogenen elektrischen Feldes durch eine hineingebrachte ungeladene Metallkugel

auf ihm eine neutrale Zone aus, die frei von elektrischen Ladungen ist; und auf den beiden durch die neutrale Zone getrennten Teilen sammeln sich die einander entgegengesetzten Influenzladungen an. Dabei hängt die Größe dieser influenzierten Elektrizitätsmengen sowohl von der Stärke des influenzierenden Feldes als auch von der Ausdehnung des betreffenden Leiters in Richtung der influenzierenden Feldstärke ab.

Um ein Fortbestehen der Influenzladungen nach Aufhebung des influenzierenden Feldes zu bekommen, haben wir oben den influenzierten Leiter längs der neutralen Zone geteilt, so daß eine Wiedervereinigung der beiden Ladungen nicht mehr stattfinden konnte. Statt dessen kann man auch die eine der beiden Influenzladungen nach der Erde ableiten, indem man den Leiter z. B. mit der Hand berührt. Entfernt man dann das Feld oder nimmt den Leiter aus dem Feld heraus, so besitzt er nur noch diejenige Ladung, die von der influenzierenden Ladung angezogen wurde, d. h. ihr entgegengesetzt ist. – Bei der Verbindung des Leiters mit der Erde muß seine gesamte Oberfläche das Potential Null annehmen. Rührt z. B. das influenzierende Feld von einer positiven Ladung her, so ist dies nur möglich, wenn positive Elektrizität von dem Leiter zur Erde abfließt und sich dafür eine Verteilung von negativer Elektrizität auf seiner Oberfläche evtl. durch weiteres Hinzuströmen negativer Elektrizität aus der Erde einstellt, so daß sich die Potentiale des Leiters und des influenzierenden Feldes an seiner Oberfläche zu Null addieren.

Von diesem Vorgang macht man häufig Gebrauch, um ein Elektroskop aufzuladen. Man berührt den Knopf des Elektroskops mit der Hand und nähert gleichzeitig einen geriebenen Hartgummi- oder Glasstab so weit, daß das Elektrometer den gewünschten Ausschlag anzeigt. Dann hebt man die Verbindung mit der Erde auf und entfernt den elektrisierten Stab. Das Elektroskop besitzt dann eine Ladung, deren Vorzeichen der des geriebenen Stabes entgegengesetzt ist.

Besonders schön erkennt man den Vorgang der elektrischen Influenz bei folgendem Versuch mit dem Becherelektroskop. Führt man in den Becher des Elektroskops eine positiv geladene Kugel ein, ohne die Wandung des Bechers zu berühren, so entsteht auf der Innenwand des Bechers eine der Ladung der eingeführten Kugel entgegengesetzte, aber gleich große Menge Influenzelektrizität. Gleichzeitig wird auf der Außenseite des Bechers eine entsprechende Menge positiver Influenzladung frei, die sich auch dem Elektroskop mitteilt (Abb. 41). Führt man die Kugel aus dem Becher heraus, so vereinigen sich die beiden influenzierten Elektrizitätsmengen wieder, und der Ausschlag des Elektroskops geht auf Null zurück. Berührt man aber mit der Kugel die Innenseite des Bechers, so gleichen sich die positive Ladung der Kugel und die auf der Innenseite des Bechers sitzende negative Elektrizität aus, und man zieht die Kugel völlig ungeladen aus dem Becher heraus. Die auf der Außenseite des Bechers sitzende positive Influenzelektrizität bleibt dann zurück und erzeugt am Elektroskop einen Ausschlag, der von derselben Größe ist wie vorher, als sich die Kugel frei im Innen-

raum des Bechers befand. Es läßt sich also mit einem Becherelektroskop eine Ladung messen, ohne daß man diese auf das Elektroskop selbst überträgt. Dies ist besonders dann von Wichtigkeit, wenn die Ladung nicht auf einem Leiter, sondern auf einem Isolator sitzt, von dem sie sich nur sehr schwer abstreifen läßt.

Man kann nach Faraday noch weitergehen und in den Becher des Elektroskops einen zweiten kleineren Becher einsetzen, der durch untergelegte Bernstein- oder Kunststoffstücke gegen den ersten Becher isoliert ist (Abb. 42). Wird eine positiv geladene Kugel in den inneren Becher eingeführt, so erzeugt die Ladung der Kugel auf dessen Innenseite einen entsprechenden Betrag negativer Influenzladung und auf seiner Außenseite eine gleich große Menge positiver Elektrizität. Letztere erregt dann auf der Innenseite des äußeren Bechers wieder

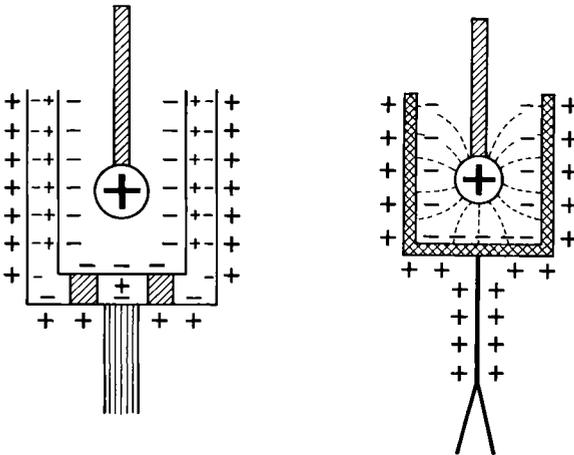


Abb. 41 und 42 Zum Nachweis der Influenz mit dem Becherelektroskop

gleichviel negative Elektrizität und stößt nach der Außenseite eine entsprechende Menge positiver Elektrizität ab. Bringt man die Kugel in Berührung mit dem inneren Becher, so gleicht sich ihre Ladung mit der negativen Influenzladung auf der Innenseite des Bechers aus, und es bleiben nur die positive Ladung auf der Außenseite des inneren Bechers und die beiden Influenzladungen auf dem äußeren Becher übrig. Hebt man dann den inneren Becher mit einem isolierten Griff aus dem großen Becher heraus, so wird der äußere Becher wieder unelektrisch. Berührt man aber beim Herausnehmen mit dem inneren Becher die Innenseite des äußeren, so bleibt nur die auf der Außenseite des letzteren sitzende Ladung erhalten.

Hier möge nochmals darauf hingewiesen werden, daß ein in einem elektrischen Feld befindlicher, mit der Erde verbundener Leiter infolge der Influenz eine Ladung trägt und trotzdem das Potential Null der Erde besitzt, während z. B. ein

isoliert aufgestellter Leiter in einem elektrischen Feld ein bestimmtes Potential hat, obwohl die resultierende Ladung auf ihm Null ist.

Es sollen noch einige Erscheinungen besprochen werden, die wir zwar schon kennengelernt haben, deren exakte Deutung aber nur mittels der Influenzvorgänge möglich ist. Eine ungeladene, leichte Metallkugel, die an einem Faden aus Seide aufgehängt ist, wird von einem elektrisch geladenen Körper, z. B. einem geriebenen Hartgummistab, angezogen. Wir wissen aber andererseits, daß anziehende Kräfte nur zwischen elektrischen Ladungen auftreten können. Dieser scheinbare Widerspruch erklärt sich dadurch, daß die Kugel in dem elektrischen Feld des Kunststoffstabes zu einem elektrischen Dipol wird (Abb. 43). Auf der dem Stab zugewandten Seite der Kugel sammelt sich eine positive Influenzladung, auf der abgewandten Seite eine negative Ladung an. Erstere wird von der Ladung auf dem Stab angezogen, letztere abgestoßen. Da die negative Ladung aber etwas weiter vom Stab entfernt ist, überwiegt die Anziehung zwischen der positiven Influenzladung und der negativen Ladung des Stabes. Bei diesen Versuchen ist das von dem geriebenen Kunststoffstab erzeugte Feld ein inhomogenes Feld. Nur in einem solchen Feld findet eine Bewegung der Kugel nach den Stellen wachsender Feldstärke statt. In einem homogenen Feld z. B. zwischen zwei entgegengesetzt geladenen ebenen Platten (Abb. 23) findet dagegen auf eine ungeladene Kugel keinerlei Kraftwirkung statt, wie man sich leicht an dem in Abb. 39 gezeichneten Feldlinienbild klarmacht.

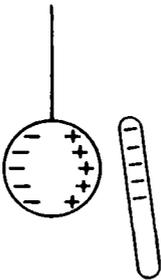


Abb. 43 Anziehung einer isoliert aufgehängten Metallkugel durch einen geriebenen Kunststoffstab

Schließlich gehört auch noch die Saugwirkung von Spitzen hierher. Stellt man entsprechend Abb. 44 einer geladenen Kugel A eine ungeladene B gegenüber, die eine nach A gerichtete Spitze besitzt, so zeigt B nach Entfernung von A eine Ladung, deren Vorzeichen mit dem der Ladung auf A übereinstimmt. Dies erklärt sich ebenfalls durch den Vorgang der elektrischen Influenz. Ist z. B. A positiv geladen, so erzeugt das Feld von A auf B Influenzladungen. Die negative Influenzladung sammelt sich in der Spitze an und strömt bei genügender Ladungsdichte aus dieser aus, so daß ein Überschuß von positiver Elektrizität zu-

rückbleibt, auch wenn A entfernt wird. Da es den Anschein hat, als ob die Spitze diese Ladung von der Kugel A abgesaugt habe, bezeichnet man diese Erscheinung als *Saugwirkung der Spitze*.

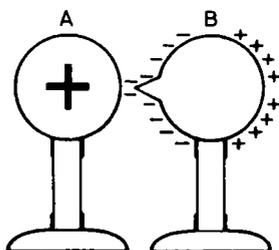


Abb. 44 Saugwirkung einer Spitze

1.10 Anwendungen der Influenz (Doppelplatte, Potentialsonde, Elektrophor, Kondensator)

Doppelplatte. Die elektrische Influenz kann zur Ausmessung elektrischer Felder mittels der sogenannten Doppelplatte dienen. Diese besteht aus zwei gleich großen, dünnen Metallscheiben, die (Abb. 45) an isolierenden Handgriffen befestigt sind. Die beiden Scheiben werden aufeinander gelegt und an die zu untersuchende Stelle des elektrischen Feldes gebracht. In Abb. 46 ist der Fall skizziert, daß die Feldlinien die Platten senkrecht treffen. Dadurch wird auf der einen Plattenseite positive, auf der anderen eine gleich große negative Influenzladung erzeugt. Trennt man die beiden Platten noch im Feld, so kann man die Größe der Influenzladung außerhalb des Feldes an einem Elektroskop messen und damit auf die Stärke des Feldes an der betreffenden Stelle zurückschließen.

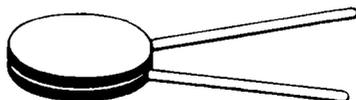


Abb. 45 Elektrische Doppelplatte

Ändert man die Stellung der Doppelplatte in einem gegebenen elektrischen Feld, so findet man, daß die stärkste Erregung von Influenzelektrizität dann auftritt, wenn die Platten – wie im obigen Fall – senkrecht zur Feldrichtung stehen. Liegen die Platten parallel zur Feldrichtung, wie es die Abb. 47 zeigt, so werden auf jeder Platte gleiche Mengen entgegengesetzter Ladungen influenziert. Diese heben sich auf beiden Platten auf, sobald diese aus dem Feld herausgenommen werden. Führt man ferner die Versuche mit Platten verschiedener Größen

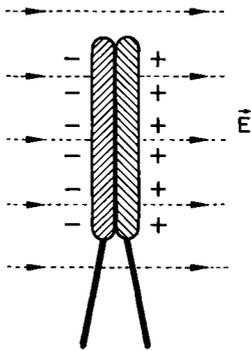


Abb. 46 Doppelplatte in einem elektrischen Feld, dessen Feldlinien die Platten senkrecht treffen

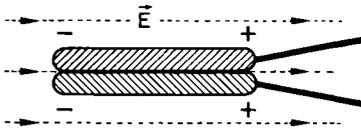


Abb. 47 Doppelplatte in einem elektrischen Feld, dessen Richtung parallel zur Platten-ebene verläuft

und an verschiedenen Stellen des Feldes aus, so ergibt sich, daß *die influenzierten Elektrizitätsmengen sowohl der Größe der Platten als auch der Stärke des Feldes proportional sind*. Elektrische Ladungen Q sind die Quellen eines elektrischen Feldes. Andererseits kann das elektrische Feld durch Influenz Ladungen im Metall trennen, die man mit der Doppelplatte messen kann. Die Summe der Ladungen, die das Feld erzeugt, ergibt den gesamten elektrischen Fluß Ψ . Die Ladungsdichte $\frac{Q}{A}$ ergibt die elektrische Flußdichte \mathbf{D} ; das ist ein Vektor, der senkrecht auf der Fläche A steht. Durchsetzt das elektrische Feld mit der Flußdichte \mathbf{D} ein Stück Metall, dann werden Ladungen durch Influenz im Metall verschoben und getrennt. Auf der Oberfläche des Metalls findet man die gleiche Ladungsdichte Q/A wie auf den Platten, auf welchen diejenigen Ladungen sitzen, die das Feld erzeugen. Es ist in Abb. 48 also:

$$\frac{Q_1}{A_1} = |\mathbf{D}| = \frac{Q_2}{A_2}$$

Q_1 = Ladung auf den Feldplatten

Q_2 = Ladung auf den Meßplatten

A_1 = Fläche der Feldplatten

A_2 = Fläche der Meßplatten

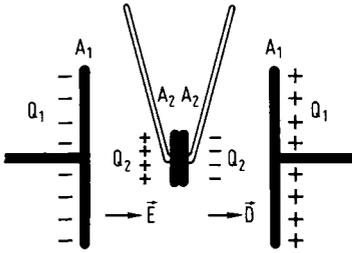


Abb. 48 Messung der elektrischen Flußdichte D und der elektrischen Feldstärke E mit der Doppelplatte

Es ist leicht verständlich: je größer die Zahl der das elektrische Feld erzeugenden Ladungen auf einer bestimmten Fläche A ist, desto größer ist die elektrische Flußdichte D . Es ist aber auch verständlich, daß mit der Zahl der das Feld erzeugende Ladungen auf einer bestimmten Fläche die elektrische Feldstärke E steigt. Die elektrische Feldstärke E ist proportional der elektrischen Flußdichte D . Es gilt:

$$D = \varepsilon_0 \cdot E . \quad (22)$$

Die Proportionalitätskonstante ε_0 ist die elektrische Feldkonstante ($\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$). Die elektrische Flußdichte D ist gleich dem elektrischen Fluß Ψ durch die Fläche A . Man kann somit durch Messung einer influenzierten Ladungsmenge Q_i die elektrische Feldstärke E bestimmen.

Weist nämlich die Plattennormale in die Richtung des zu messenden Feldes – erkennbar daran, daß die maximale Elektrizitätsmenge Q_i auf ihnen influenziert wird –, so wird durch das Plattenpaar der Verlauf der Feldlinien und das zu messende Feld in keiner Weise geändert, da in diesem Fall die E -Linien nach Einbringen der Platten von vornherein die Bedingung erfüllen, senkrecht auf den Plattenebenen zu stehen. Die Richtung des Feldes stimmt darum also mit der der Plattennormale überein.

Der Betrag von E ergibt sich aus Gl. (22) zu:

$$|E| = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot |D| = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{Q_i}{A} , \quad (22a)$$

womit die Feldstärke also nach Größe und Richtung vollständig bestimmt ist.

Damit haben wir eine ganz andersartige Methode zur E -Bestimmung vor uns. Bisher geschah dies durch Feststellung der Kraft des Feldes auf eine Ladung (Gl. 5); nunmehr kann es auch durch die Influenzwirkung des Feldes geschehen. Daß diese beiden Möglichkeiten vorhanden sind, beruht auf der doppelten Eigenschaft einer elektrischen Ladung, sowohl *Angriffspunkt* des Feldes als auch *Quelle* desselben zu sein. Die erste Eigenschaft nützt man aus, wenn man in der bisherigen Art die Kraft auf die Einheitsladung mißt; die zweite liegt der eben

dargelegten Meßmethode zugrunde. Es sei schon hier darauf hingewiesen, daß die Gleichwertigkeit der beiden Methoden zur E -Bestimmung eine gewisse Abänderung erfährt, wenn das Feld nicht im Vakuum, sondern in einem beliebigen isolierenden Medium existiert.

An dieser Stelle sei auch daran erinnert, daß die Feldstärke E eines homogenen Feldes zwischen zwei geladenen Platten gegeben ist durch: Spannung U zwischen den Platten dividiert durch Abstand d der Platten voneinander; $E = U/d$ (Gl. 16a). Die Einheit der elektrischen Feldstärke ist ja Volt/Meter.

Die Bestimmung der elektrischen Feldstärke aus der influenzierten Ladung Q_i nach Gl. (22a) setzt voraus, daß die elektrische Feldkonstante ϵ_0 bekannt ist. Durch Messung von D (mit der Doppelplatte aus der influenzierten Ladung) und E (aus Spannung und Abstand) findet man für verschiedene Felder, daß der Quotient D/E stets den gleichen Wert für ϵ_0 ergibt. Dies ist zwar streng gültig nur bei Messungen im Vakuum; jedoch sind die Abweichungen bei Messungen in Luft vernachlässigbar klein.

Potentialsonde. Um in einem elektrischen Feld das Potential eines Punktes gegenüber einem Bezugspunkt (z. B. der Erdoberfläche) zu messen, bringt man an die betreffende Stelle des Feldes eine metallische Sonde, die mit einem Elektrometer verbunden ist. Die Messung wird aber durch Influenzladungen verfälscht, von denen ein Teil über den Verbindungsdraht zum Elektrometer abfließt, ein Teil entgegengesetzter Ladung jedoch bleibt. Man muß die überschüssigen Ladungen entfernen, damit wirklich nur das Potential des Feldes an der Stelle gemessen wird, wo sich die Sonde befindet. Dies kann in verschiedener Weise geschehen: a) Man wählt als Sonde ein kleines, mit Wasser gefülltes Metallgefäß, aus dem unten Wassertropfen fallen und jeweils etwas Ladung mitnehmen, bis einschließlich die überschüssige Influenzladung entfernt ist (**Tropfsonde** oder *Tropfkollektor*). b) Man wählt als Sonde eine Flamme (z. B. Kerze), in welcher sich das eine Ende des Verbindungsdrahtes mit dem Elektrometer befindet. Heiße Flammengase sind elektrisch leitfähig. Sie führen somit die überschüssige Influenzladung nach oben ab (**Flammsonde**; siehe Abb. 111).

Elektrophor. Auf der elektrischen Influenz beruht der sog. Elektrophor, eine einfache Anordnung zur Erzeugung, d. h. Trennung elektrischer Ladungen. Man kann sich einen Elektrophor sehr leicht selbst zu Haus zusammenbasteln. Abb. 49 zeigt das Prinzip. Auf einer ebenen Unterlage, der Platte P, die isolierend oder leitend sein kann, liegt eine sehr gut isolierende Hartgummiplatte H (alte Schallplatte) oder eine Platte aus Kunststoff (Plastikfolie). Diese Platte oder Folie wird mit einem Strumpf oder Lappen aus Wolle oder mit einem Katzenfell gerieben, so daß sie elektrisch geladen wird. Dann wird eine Metallplatte M an einem isolierenden Griff darauf gelegt. Dafür kann man z. B. eine Bratpfanne oder einen Kochtopf aus Metall mit ebenem Boden nehmen. Eine ausreichende elektrische Isolierung zwischen dem Griff und der Hand erreicht man dadurch,

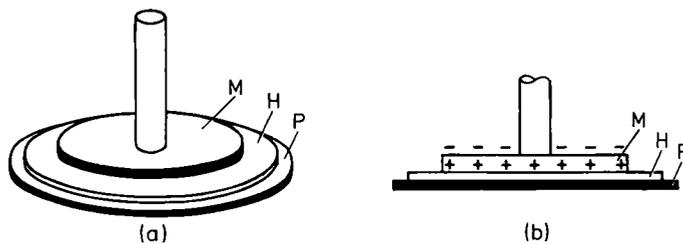


Abb. 49 Elektrophor; Ansicht (a) und Querschnitt (b)

daß über die Hand eine Plastiktüte gestülpt wird. Durch Influenz werden im Metallteller die Ladungen getrennt. Die oben liegenden Ladungen (im Bild die negativen) werden durch Berühren mit dem Finger (am oberen Rand des Kochtopfes) entfernt. Dann wird das Metall am isolierenden Griff abgehoben. Es enthält einen kleinen Überschuß der Ladungsart, die nicht abgeleitet wurde, im Bild also die positiven Ladungen. Berührt man nun den Kochtopf mit der Zunge, so erhält man einen ungefährlichen elektrischen Schlag; man kann den Funken sogar hören. Dieser Vorgang läßt sich einige Male wiederholen, ohne daß die isolierende Platte erneut gerieben wird. Man kann die Ladungen auch ansammeln, indem man den Kochtopf mit einem „Konduktor“ (z. B. Konservendose ohne Spitzen) berührt. Der Konduktor muß selbstverständlich auf einer isolierenden Unterlage stehen, z. B. auf einer Plastikfolie. Ob die Konservendose leer oder gefüllt ist, spielt keine Rolle, weil die Ladungen nur an der äußeren Oberfläche sitzen können. Man kann die Kapazität, d. h. das Fassungsvermögen für elektrische Ladungen, des Konduktors, durch einen zusätzlichen „Kondensator“ erhöhen: Man legt auf den Tisch eine Aluminiumfolie, die im Haushalt zum Braten verwendet wird, darauf eine Plastikfolie und darauf eine zweite Aluminiumfolie (ca. 30 mal 30 cm²). Auf diese wird die Konservendose gestellt. Wenn man die Ladungen der Metallplatte zehnmal diesem Kondensator zugeführt hat, empfiehlt sich nicht mehr, die Konservendose mit der Zunge zu berühren, weil der elektrische Schlag unangenehm sein kann. Eine Gefahr besteht jedoch nicht.

Diese und ähnliche Versuche der Elektrostatik gelingen nicht in feuchter Luft, weil die Oberflächen dann einen hauchdünnen Wasserfilm tragen, der genügend leitfähig ist, um die Ladungen abzuleiten. Im Winter ist die relative Feuchtigkeit der Luft in beheizten Innenräumen gering; die Versuche gelingen dann besser als im Sommer. – Man beachte ferner: Die verschiedenen Kunststoffe haben ein sehr unterschiedliches Isolationsvermögen, das manchmal nicht gut genug ist.

Wenn man die beim Elektrophor beschriebenen Arbeitsgänge periodisch wiederholt, indem man die beiden entscheidenden Platten als Sektoren auf kreisförmigen Scheiben gegeneinander rotieren läßt, dann erhält man die *Influenzmaschine*, die etwas später bei den elektrostatischen Generatoren behandelt wird.

Selbstverständlich ist zur Gewinnung der Ladung eine bestimmte Arbeitslei-

stung erforderlich, die darin besteht, daß man beim Abheben der positiv geladenen Metallplatte die anziehenden Kräfte zwischen der negativen Ladung auf der Hartgummiplatte und der positiven Ladung auf der Metallplatte überwinden muß. Die Größe dieser anziehenden Kräfte kann man nachweisen, wenn man die Metallplatte an einer Waage so aufhängt, daß sie im ausbalancierten Zustand gerade auf der Hartgummiplatte aufliegt. Bevor man die negative Elektrizität von der Oberseite der Metallplatte zur Erde ableitet, genügt bereits ein kleines Übergewicht auf der anderen Waagschale, um die Platte von der Hartgummiplatte zu trennen. Hat man aber die negative Ladung zur Erde abgeleitet, so daß die Metallplatte nur noch die positive Ladung trägt, so ist ein beträchtlich größeres Gewicht zum Abheben erforderlich.

Man kann die Frage aufwerfen, wieso es kommt, daß zwischen der negativen Ladung auf der Hartgummiplatte und der auf der Unterseite der Metallplatte influenzierten positiven Ladung kein direkter Ausgleich erfolgt, so daß der beschriebene Versuch nur einmal ausführbar und jedesmal ein erneutes Reiben der Hartgummiplatte erforderlich wäre. Der Grund hierfür liegt darin, daß zwischen der Metallplatte und der Hartgummiplatte eine wirkliche Berührung nur an wenigen Punkten erfolgt. Da Hartgummi ein Isolator ist, kann demnach ein Austausch der Elektrizität nur an diesen wenigen Punkten stattfinden.

Kondensatoren. Eine besonders wichtige Anwendung der Influenz besteht in der Möglichkeit, mit ihrer Hilfe große Kapazitäten zu erhalten. Dies ist eine praktische Notwendigkeit; denn wegen der begrenzten Isolationsfähigkeit der Luft kann man das Potential eines Konduktors nicht beliebig steigern, ohne daß die Luft ein Leitvermögen erhält. Deshalb muß man das Potential des Leiters und damit die an seiner Oberfläche herrschende Feldstärke hinreichend klein halten, d. h. dem Leiter eine große Kapazität geben. Denn nach Gl. (21 a) ist $Q = C \cdot U$.

Man kann das gewünschte Ziel auf folgende Weise erreichen: Nähert man einem geladenen, mit einem Elektroskop verbundenen Leiter einen zweiten ungeladenen, isolierten Leiter, so beobachtet man, daß der Ausschlag des Elektroskops um so stärker abnimmt, je näher der zweite Leiter an den ersten herandrückt. Erdet man den herangebrachten Leiter oder nähert auch nur die Hand, so geht der Ausschlag des Elektroskops noch weiter zurück; wird der Leiter (die Hand) wieder entfernt, nimmt der Ausschlag seinen alten Wert an. Da das Elektroskop das Potential anzeigt und bei dem geschilderten Versuch die Ladung unverändert bleibt, muß nach Gl. (21) bei Annäherung des zweiten Leiters die Kapazität des ersten vergrößert worden sein. Die Erklärung dafür ist folgende: Der geladene Leiter erzeugt auf dem genäherten ungeladenen Influenzladungen, und zwar auf der ihm zugewandten Seite mit entgegengesetztem und auf der ihm abgewandten Seite mit gleichem Vorzeichen. Die Influenzladungen erzeugen aber ihrerseits um sich herum elektrische Felder, die das Potential des geladenen Leiters verändern. Und zwar erniedrigt sich dies Potential, da die Influenzladung entgegengesetzten Vorzeichens sich stets näher an dem geladenen Leiter befindet,

als die von gleichem Vorzeichen. Wird letztere überdies zur Erde abgeleitet, so bleibt nur die Wirkung der Influenzladung von entgegengesetztem Vorzeichen übrig, und die Folge ist, daß eine besonders große Potentialerniedrigung auf dem geladenen Leiter eintritt.

Sehr deutlich lassen sich diese Vorgänge bei *plattenförmigen Leitern* übersehen, die sich mit ihren Flächen einander sehr nahe bringen lassen (Abb. 50). Die beiden isolierten Metallplatten, die auf einer horizontalen Schiene gegeneinander verschiebbar sind, werden zunächst möglichst weit von einander entfernt, eine von ihnen mit einem Elektrometer verbunden und auf ein bestimmtes Potential aufgeladen. Nähert man nun die andere ungeladene, zunächst noch isolierte Platte der geladenen bis auf einige Millimeter, so geht der Elektrometersausschlag zurück. Erdet man die genäherte Platte, so verschwindet der Ausschlag fast vollständig, um bei Entfernung der Platten voneinander wieder den alten Wert anzunehmen.

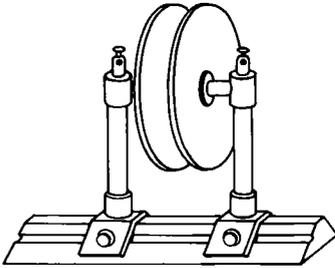


Abb. 50 Veränderlicher Plattenkondensator

Sehr instruktiv ist folgender Gegenversuch: Lädt man die verschiebbare zweite Platte mit gleichnamiger Ladung wie die erste auf, so tritt beim Zusammenschieben der beiden Platten eine Erhöhung des Potentials auf der ersten Platte ein, da sich in diesem Falle Potentiale gleichen Vorzeichens überlagern; hier wird, umgekehrt wie vorher, die Kapazität verkleinert.

Wenn bei Annäherung der geerdeten Platte das Potential V der geladenen Platte auf den n -ten Teil absinkt, also den Wert V/n annimmt, so ist die Kapazität der Anordnung auf den n -fachen Betrag gestiegen, und man muß zur Erreichung des ursprünglichen Potentials V der geladenen Platte die n -fache Elektrizitätsmenge zuführen. Immer wieder findet man die wichtige Gleichung bestätigt:

$$Q = C \cdot V; \text{ bzw. } Q = C \cdot U \quad (21 \text{ bzw. } 21 \text{ a})$$

Bei einer bestimmten Ladung Q , die auf der Platte vorhanden ist, kann man also die Spannung U durch Verändern der Kapazität C beliebig verändern.

Eine Vorrichtung, die aus zwei einander gegenüberstehenden Leitern besteht, heißt ein **Kondensator**, da man sie dazu benutzt, um elektrische Ladungen in größeren Mengen anzusammeln. Abb. 50 stellt die einfachste Form eines **Plattenkondensators** dar. Die Größe seiner Kapazität C hängt sowohl von der Plattenflä-

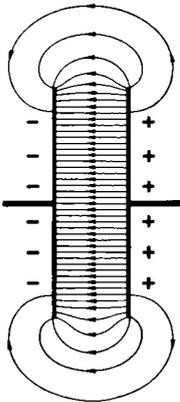


Abb. 51 Feldlinienverlauf in einem Plattenkondensator

che A als auch von dem Plattenabstand d ab. Um C zu berechnen, betrachten wir den Feldlinienverlauf in einem solchen Kondensator. Er ist in Abb. 51 gezeichnet und wurde bereits in der Abb. 23 experimentell sichtbar gemacht. Die überwiegende Mehrzahl aller Feldlinien verläuft zwischen den beiden Platten senkrecht zur Plattenoberfläche; nur am Rande laufen einige außen herum. Von diesen können wir absehen, wenn wir die Plattenoberfläche groß gegenüber dem Plattenabstand wählen.

Um die *Kapazität eines Plattenkondensators* mit der Plattenoberfläche A und dem Abstand d der Platten voneinander auszurechnen, erinnern wir uns, daß die Quellen des elektrischen Feldes die Ladungen Q auf den Plattenoberflächen sind. Die Flächenladungsdichte $\sigma = Q/A$ ergibt die elektrische Flußdichte $\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}$. Die elektrische Feldstärke $|\mathbf{E}| = U/d$ ist gleich dem Quotienten Spannung durch Abstand der Platten voneinander.

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{|\mathbf{D}| \cdot A}{U} = \frac{\epsilon_0 \cdot |\mathbf{E}| \cdot A}{U} = \epsilon_0 \frac{A}{d}$$

$$C_{\text{Plattenkond.}} = \epsilon_0 \frac{A}{d}; \text{ (Einheit: } \frac{\text{Ampere} \cdot \text{Sekunde}}{\text{Volt}} = \text{Farad)} \quad (23)$$

(Elektrische Feldkonstante $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ampere · Sekunde/Volt · Meter).

- Die Kapazität eines Plattenkondensators ist der Oberfläche direkt und dem Plattenabstand umgekehrt proportional.

Eine ältere, nicht veränderbare Ausführung des Plattenkondensators ist die *Franklinsche Tafel* (Abb. 52). Sie besteht aus einer Kunststoff- oder Glasplatte, die auf beiden Seiten mit Aluminiumfolie beklebt ist, die den Rand der Platte etwas frei läßt. (Auf den Einfluß des Kunststoffes oder des Glases, das wir hier nur als isolierenden Träger für die beiden Metallbeläge betrachten, gehen wir in Abschnitt 1.11 und 1.12 ein.)

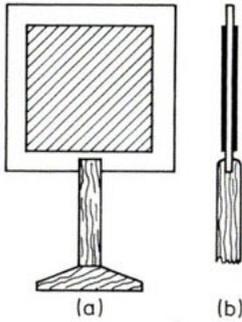


Abb. 52 Einfacher Plattenkondensator (Franklinsche Tafel); Ansicht (a) und Längsschnitt (b)

Eine früher benutzte Form eines Kondensators ist die *Leidener Flasche*, die unabhängig von E. G. von Kleist in Cammin/Pommern (1745) und von Cunäus in Leiden (1746) erfunden wurde; sie besteht aus einem zylindrischen Glasgefäß (Abb. 53a), das auf der Innen- und Außenseite bis etwa handbreit vom oberen Rand mit einer Metallfolie beklebt ist. Die Zuführung zur inneren Belegung geschieht durch eine oben mit einer Kugel versehenen Metallstange, die durch ein paar federnde, im Innern des Gefäßes anliegende Metallstreifen gehalten wird. Die Flasche wird geladen, indem man die innere Belegung mit der Elektrizitäts-

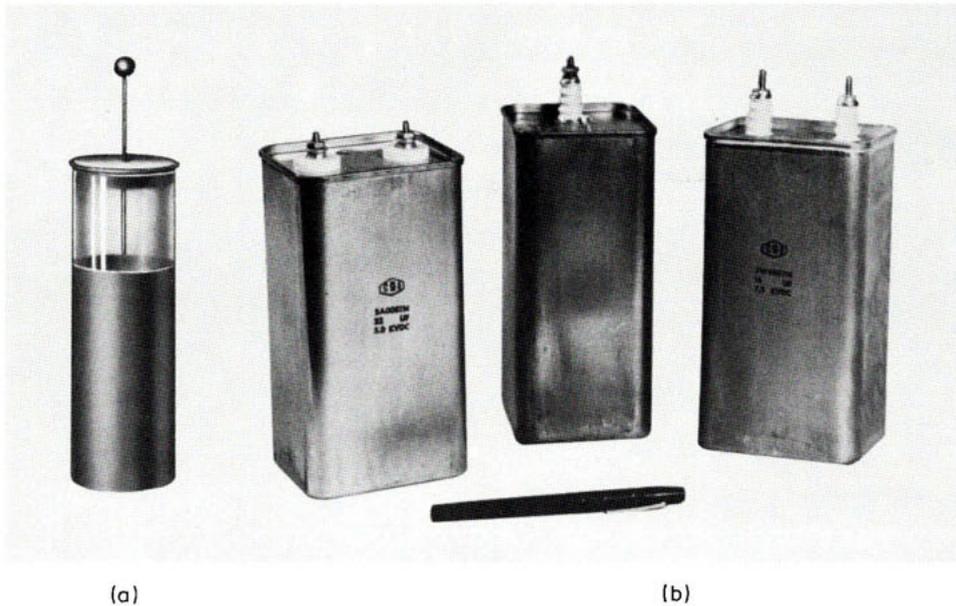


Abb. 53 (a) Leidener Flasche; $C = \text{etwa } 10^{-3} \mu\text{F}$; maximale Spannung etwa 10 kV; Höhe 30 cm; (b) neuere Kondensatoren, links: $C = 32 \mu\text{F}$; maximale Spannung 5 kV; rechts: $C = 16 \mu\text{F}$; maximale Spannung 7,5 kV; Höhe 16 cm

quelle verbindet und die äußere zur Erde ableitet. Abb. 53b zeigt neuere Kondensatoren.

Eine andere Kondensatorform ist der **Kugelkondensator**. Dieser besteht (Abb. 54) aus zwei konzentrischen, leitenden Kugelflächen mit den Radien r_i und r_a . Der inneren Kugel wird mittels eines dünnen, durch die äußere Kugel isoliert durchgeführten Drahtes eine Ladung erteilt; die äußere ist mit der Erde leitend verbunden. Da die Feldlinien nur im Raum zwischen den Kugelflächen verlaufen, läßt sich hier die Kapazität streng berechnen. Führt man der inneren Kugel die Ladung $+Q$ zu, so erzeugt deren Feld auf der Innenseite der äußeren Kugel eine Influenzladung $-Q$. Diese Influenzladung ruft im ganzen Raum zwischen den Kugeln ein überall konstantes Potential $V_a = -Q/4\pi\epsilon_0 r_a$ hervor, das sich dem Oberflächenpotential der inneren Kugel $V_i = Q/4\pi\epsilon_0 r_i$ überlagert, so daß das gesamte Potential auf der Oberfläche der Innenkugel den Wert

$$V = V_i + V_a = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_a} \right)$$

annimmt. Die *Kapazität des Kugelkondensators*, d. h. die Ladung, dividiert durch das Potential, folgt daraus zu:

$$C_{\text{Kugelkond.}} = \frac{4\pi\epsilon_0 r_a r_i}{r_a - r_i}. \quad (24)$$

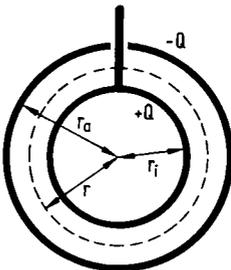


Abb. 54 Schnitt durch einen Kugelkondensator

Ist der Abstand der beiden Kugelflächen $r_a - r_i = d$, ferner $r = \sqrt{r_a r_i}$ als geometrisches Mittel der beiden Kugelradien ein mittlerer Radius, so läßt sich schreiben:

$$C_{\text{Kugelkond.}} = \frac{4\pi\epsilon_0 r^2}{d}.$$

Da die Oberfläche einer Kugel $A = 4\pi r^2$ ist, ergibt sich:

$$C_{\text{Kugelkond.}} = \epsilon_0 \frac{A}{d}, \quad (24a)$$

worin A die Fläche der zwischen den beiden Kugeln gelegenen Kugelschale mit dem mittleren Radius r bedeutet. Gl. (24a) ist dann formal identisch mit Gl. (23) für den Plattenkondensator. Man kann sich letzteren aus dem Kugelkondensator entstanden denken, wenn man aus einem Kugelkondensator mit unendlich großem Radius ein Stück durch einen Kegel herauschneidet, dessen Spitze im Kugelmittelpunkt liegt.

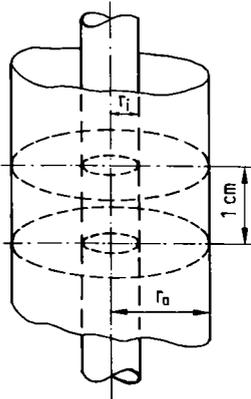


Abb. 55 Stück eines Zylinderkondensators

Eine in der Technik häufig vorkommende Kondensatorform ist der **Zylinderkondensator**, der aus zwei konzentrischen Kreiszyklindern besteht. In der Abb. 55 ist ein Stück eines solchen Zylinderkondensators gezeichnet. Für die *Kapazität* findet man den angenäherten Ausdruck:

$$C_{\text{Zylinder}} = \frac{2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot h}{\ln(r_a/r_i)}, \quad (25)$$

wenn r_a und r_i die Radien des äußeren und inneren Zylinders, h die Höhe desselben bedeuten.

Schließlich stellen auch zwei im Abstand $2d$ parallel zueinander geführte Drähte (Länge l) vom Durchmesser $2r$ einen Kondensator dar: ist r klein gegen d , so ergibt sich angenähert für die Kapazität der Wert:

$$C_{\text{Paralleldraht}} = \frac{\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot l}{\ln(d/r)}. \quad (25a)$$

Um größere Kapazitäten zu erhalten, kann man mehrere Kondensatoren in geeigneter Weise, entsprechend Abb. 56, zusammenschalten; die in der Abb. gezeigte Verbindung wird als *Parallelschaltung* bezeichnet. Die einzelnen Kondensatoren mögen die Kapazitäten C_1, C_2, \dots, C_n haben; da sie alle die gleiche Span-

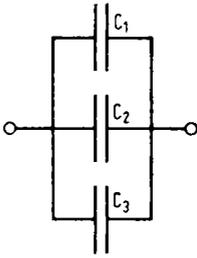


Abb. 56 Parallelschaltung von Kondensatoren

nung U besitzen, so sind die auf den Einzelkondensatoren sitzenden Elektrizitätsmengen:

$$Q_1 = C_1 U; \quad Q_2 = C_2 U; \quad \dots \quad Q_n = C_n U.$$

Auf dem Gesamtkondensator, dessen Kapazität C gesucht wird, befindet sich also die Elektrizitätsmenge

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n$$

und diese muß gleich CU sein. Also gilt die Gleichung:

$$Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n = (C_1 + C_2 + \dots + C_n)U = CU;$$

d. h.

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n, \quad (26)$$

in Worten:

- Bei Parallelschaltung von Kondensatoren addieren sich die Kapazitäten.

Eine zweite Schaltungsart von Kondensatoren ist die *Reihen-* oder *Hintereinanderschaltung* (Abb. 57). Hier ergibt sich die resultierende Kapazität aus folgender Überlegung: Am ganzen Kondensator liegt die Spannung U ; sie verteilt sich also je nach den Teilkapazitäten C_1, C_2, \dots, C_n auf die Einzelkondensatoren; die Gesamtladung des Kondensators ist Q . Bezeichnen wir die gesuchte Gesamtkapazität wieder mit C , so ist also:

$$Q = CU = C(U_1 + U_2 + \dots + U_n).$$

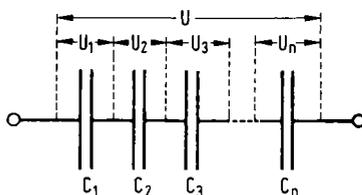


Abb. 57 Reihenschaltung von Kondensatoren

Die Spannungen, die an den einzelnen Kondensatoren liegen, sind durch die Gleichungen gegeben:

$$\frac{Q}{C_1} = U_1; \quad \frac{Q}{C_2} = U_2; \quad \dots \quad \frac{Q}{C_n} = U_n.$$

Denn nach den Gesetzen der Influenz trägt jeder Teilkondensator die gleiche Elektrizitätsmenge Q wie die gesamte Batterie.

Setzt man diese Werte in die vorhergehende Gleichung ein, so folgt:

$$Q = C \left(\frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} + \dots + \frac{Q}{C_n} \right) = QC \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \right),$$

womit durch Kürzung von Q folgt:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}; \quad (27)$$

d. h. bei Reihenschaltung von Kapazitäten ist der reziproke Wert der resultierenden Kapazität gleich der Summe der Kehrwerte der Einzelkapazitäten:

- Bei Reihenschaltung von Kondensatoren addieren sich die Kehrwerte der Kapazitäten. Daraus geht hervor, daß die resultierende Kapazität C stets kleiner ist als die kleinste der in Reihe geschalteten Teilkapazitäten.

Der Vorteil der Reihenschaltung von Kondensatoren besteht darin, daß an jedem einzelnen Kondensator nur ein Bruchteil derjenigen Spannung liegt, mit der die ganze Anordnung aufgeladen ist. Die Kapazitätsverkleinerung bei der Reihenschaltung läßt sich dadurch ausgleichen, daß man mehrere Gruppen in Reihe geschalteter Kondensatoren zu einer Parallelschaltung vereinigt. Die nach Abb. 58 zusammenschalteten neun Kondensatoren mit den Einzelkapazitäten C ergeben als Gesamtkapazität wieder den Wert C .

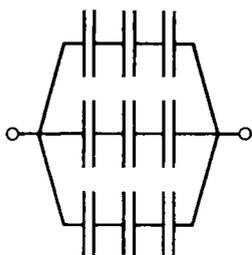


Abb. 58 Kondensatoren in kombinierter Schaltung

Bei Benutzung plattenförmiger Einzelkondensatoren führt die Parallelschaltung zum Bau eines sehr einfachen Kondensators, der als **Blockkondensator** bezeichnet wird. Wie ein Schnitt durch einen solchen Blockkondensator (Abb. 59)



Abb. 59 Schnitt durch einen Blockkondensator (schematisch)

zeigt, sind die unter Zwischenlage eines Isolators übereinandergeschichteten Metallplatten (in der Praxis benutzt man dünne Aluminiumfolien mit Zwischenlagen von Folien aus Kunststoff oder paraffiniertem Papier) abwechselnd nach den beiden Kondensatorzuleitungen herausgeführt. Ein nach dem Prinzip des Blockkondensators aufgebauter veränderlicher Kondensator ist der besonders in der Rundfunktechnik viel benutzte **Drehkondensator** (Abb. 60). In die Zwischenräume eines feststehenden halbkreisförmigen Plattenpaketes A läßt sich ein zweites, ebenfalls halbkreisförmiges Plattenpaket B hineindrehen. Dadurch ist eine stetige Veränderung der Kapazität möglich; sie erreicht ihr Maximum, wenn die drehbaren Platten vollkommen zwischen den festen Platten liegen. Als Isolator dient meistens Luft oder Glimmer; für hohe Spannungen Öl, in das der ganze Kondensator eingetaucht wird.

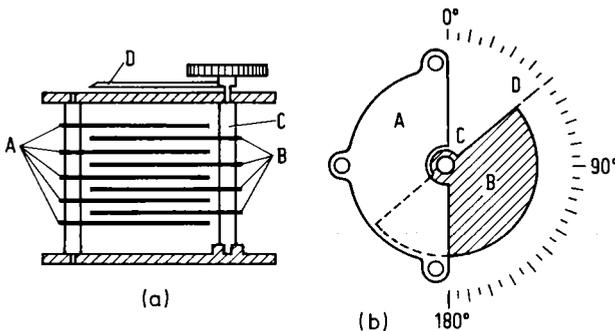


Abb. 60 Aufbau eines Drehkondensators; (a) Querschnitt, (b) Aufsicht

Von der Tatsache, daß beim Verkleinern der Kapazität eines geladenen Kondensators das Potential ansteigt, macht man z. B. Gebrauch, um mit einem Elektroskop sehr kleine Potentiale zu messen bzw. nachzuweisen, die das Elektroskop allein zunächst nicht anzeigt. Zu diesem Zweck befestigt man die eine Platte A eines Kondensators (sog. Kollektorplatte) direkt auf der Zuführung zum Elektroskop (Abb. 61), während die zweite Platte B (sog. Kondensatorplatte) mit einem isolierenden Griff versehen ist und auf die Platte A aufgesetzt werden kann. Auf den einander zugekehrten Flächen sind die Platten mit einer sehr dünnen isolierenden Lackschicht versehen: da der Abstand d der beiden Kondensatorplatten also klein ist, ist die „Verstärkungszahl“ des Kondensators sehr groß. Man bringt die untere Platte A durch Verbindung mit dem geladenen

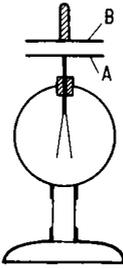


Abb. 61 Elektroskop mit veränderlicher Kapazität zur Messung kleiner Potentiale

Körper auf das zu bestimmende Potential und erdet die obere Platte B. Wegen der relativ zur Elektrometerkapazität erheblichen Kapazität des Kondensators ist dieser dann mit einer verhältnismäßig großen Elektrizitätsmenge aufgeladen. Unterbricht man die Verbindung der Platte A mit dem geladenen Körper und hebt die Kondensatorplatte ab, so steigt das Potential auf der Kollektorplatte infolge der Kapazitätsverkleinerung auf ein Vielfaches, und das Elektrometer zeigt nunmehr einen meßbaren Ausschlag. Für quantitative Messungen muß man natürlich die Verstärkungszahl des benutzten Kondensators durch Versuche mit einer bereits bekannten Spannung bestimmen.

Da jede Kapazitätsverkleinerung eines geladenen Kondensators das Potential entsprechend vergrößert, verwertet man dies, um höhere Potentiale zu erzeugen. Abb. 62 zeigt im Längsschnitt eine Ausführungsform eines solchen **Potentialmultiplikators**. Ein zylindrisches Metallgehäuse G enthält einen mehrplattigen Drehkondensator, dessen bewegliche Platten P_2 durch eine Bernsteinhülse B isoliert an einer Drehachse A befestigt sind, die sich durch Hand- oder Motorantrieb mit Hilfe der Schnurrolle R drehen läßt. Der mit den beweglichen Platten leitend verbundene Metallstift S ist so angebracht, daß er die mit der Klemme K_2 in Verbindung stehende Feder F_1 in dem Augenblick berührt, wo die drehbaren Platten vollkommen zwischen den festen Platten stehen, der Kondensator also seine größte Kapazität hat. Sind dagegen die Platten P_2 nach einer Drehung um

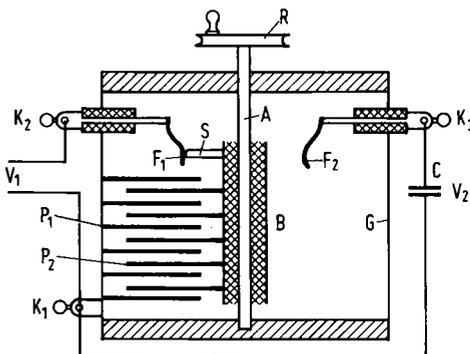


Abb. 62 Querschnitt durch einen Potentialmultiplikator

180° aus den festen Platten P_1 herausgedreht, so daß der Kondensator seinen kleinsten Wert hat, so berührt S die Feder F_2 , die mit der Klemme K_3 verbunden ist. Legt man zwischen Klemme K_2 und das Gehäuse (Klemme K_1) eine Spannung V_1 und bezeichnen C_{\max} und C_{\min} die größte bzw. kleinste Kapazität des Drehkondensators, so tritt zwischen K_3 und dem Gehäuse eine Spannung

$$V_2 = V_1 \frac{C_{\max}}{C_{\min}}$$

auf, die man zum Aufladen eines Kondensators C benutzen kann.

Lädt man mehrere Kondensatoren C in Parallelschaltung (Abb. 63a) auf eine Spannung V auf und schaltet sie sodann hintereinander (Abb. 63b), so tritt an den Endklemmen die n -fache Spannung auf, wenn n die Anzahl der Kondensatoren bedeutet. Die wechselseitige Umschaltung kann z. B. mit einer Schaltwalze geschehen, die zwei Reihen von Schaltkontakten besitzt, die in geeigneter Weise miteinander verbunden sind und auf denen Federn schleifen, die mit den Anschlüssen der Kondensatoren in Verbindung stehen.

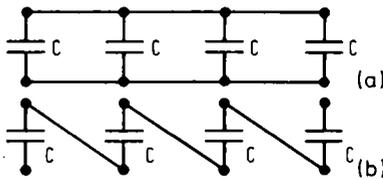


Abb. 63 Spannungserhöhung durch Reihenschaltung von Kondensatoren (b), die in Parallelschaltung aufgeladen wurden (a)

Die Reihenschaltung von Kondensatoren ist besonders dann von Bedeutung, wenn man eine Spannung in eine oder mehrere Teilspannungen aufteilen will. Hier ein Beispiel aus der Hochspannungstechnik: Messungen bei sehr hoher Spannung sind schwierig. Deshalb verwendet man gern einen Teil der Spannung für die Untersuchung. Man benutzt einen *kapazitiven Spannungsteiler*, indem man mehrere gleiche Kondensatoren in Reihe schaltet und von einem Kondensator die Spannung abnimmt und zur Untersuchung verwendet. Die Abb. 64 zeigt einen etwa zwei Meter hohen Keramik-Isolator im Schnitt; im Innern befinden sich die Kondensatoren, schematisch gezeichnet. Während zwischen dem oberen und dem unteren Ende eine Gesamtspannung von 150 kV besteht, liegt an jedem der sechs gleichen Kondensatoren nur eine Spannung von 25 kV.

Kondensatoren werden in der Elektrotechnik für sehr viele verschiedene Zwecke verwendet. An dieser Stelle soll nur auf das wesentliche Merkmal hingewiesen werden, das bei vielen Anwendungen entscheidend ist: *man kann im Kondensator elektrische Energie speichern*. Die im Kondensator gebundene Ladung Q und die am Kondensator anliegende Spannung U ergeben die gespeicherte

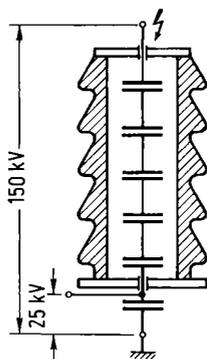


Abb. 64 Kapazitiver Spannungsteiler in der Hochspannungstechnik. Höhe etwa 2 Meter

Energie nach der Formel $W = (\frac{1}{2})Q \cdot U$. Der Faktor $\frac{1}{2}$ ergibt sich dadurch, daß Q und U voneinander abhängig sind. Die im Kondensator gespeicherte elektrische Energie ist zwar, bezogen auf das beanspruchte Volumen, sehr gering; bei kleinen Spannungen, z. B. bei einer zulässigen Spannung von 6 V, beträgt die Energiedichte einige Wattsekunden pro Liter; bei hohen Spannungen von z. B. 30000 Volt dagegen nur etwa 10^{-3} Ws/l. Aber die geringe Energiedichte wird in Kauf genommen, wenn die Kondensatoren bedeutungsvolle technische Aufgaben erfüllen, z. B. bei der Erzeugung und Verstärkung elektromagnetischer Schwingungen (Rundfunksender und -empfänger).

Von den vielen Anwendungsmöglichkeiten des Kondensators in der Elektrotechnik sei hier noch eine angedeutet. Das Prinzip beruht darauf, daß zur Beladung des Energiespeichers (Kondensators) ebenso wie zur Entladung eine Zeit vergeht, die von der Kapazität des Kondensators und von dem elektrischen Widerstand im Stromkreis abhängt. Abb. 65 zeigt dies anschaulich. Spannungsimpulse können geglättet werden. Störende Funken von Motoren und Schaltern können durch Kondensatoren verhindert werden, weil diese die Spitzenspannung aufnehmen.

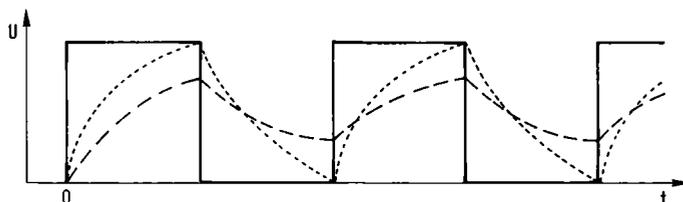


Abb. 65 Rechteckige Spannungsimpulse, durch einen Kondensator verändert, etwas „geglättet“. Grund: Für die Beladung und Entladung des Kondensators (= Aufbau und Abbau des elektrischen Feldes) vergeht Zeit (punktierter Kurve). Durch Vorschalten eines Widerstandes, also in Reihe mit dem Kondensator, wird die Zeit noch vergrößert (gestrichelte Kurve)

Messung von Kapazitäten. In Gl. (23) wurde gezeigt, wie man die Kapazität C eines einfachen Plattenkondensators berechnen kann. Hierbei wurden die Randfelder vernachlässigt, was bedenkenlos geschehen kann, wenn der Abstand der Kondensatorplatten klein gegen die Fläche ist. Um die Kapazität eines Kondensators zu messen, muß man gemäß Gl. (21a), $Q = C \cdot U$, die Ladungsmenge und die Spannung messen. Dies ist aber nicht einfach, weil sich die Ladungsmenge bei der Messung auch auf das Meßinstrument und die Zuleitungen verteilt. Man bedenke: Ein moderner Kondensator hat z. B. eine Kapazität von $C = 10^{-6}$ F und eine zulässige Spannung von 100 Volt. Bei Anlegen dieser Spannung beträgt die gespeicherte Ladungsmenge $Q = C \cdot U = 10^{-4}$ As. Eine solche kleine Ladungsmenge ist zwar mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers als Stromstoß noch sehr gut meßbar. Jedoch viel leichter und genauer kann man Kapazitäten mit Wechselstrom messen. Beide Möglichkeiten können aber erst später behandelt werden.

1.11 Materie im elektrischen Feld

Taucht man nacheinander Platten aus verschiedenem Material in einen geladenen, luftgefüllten Plattenkondensator, der nicht mehr mit der Ladungs- oder Spannungsquelle (Batterie) in Verbindung steht, und wie ihn z. B. Abb. 50 zeigt, dann findet man, daß ein angeschlossenes Elektrometer (Abb. 66) bei jedem Material eine kleinere Spannung anzeigt. Dies würde auch geschehen, wenn zwischen den Kondensatorplatten zunächst der Raum luftleer sein würde und dann

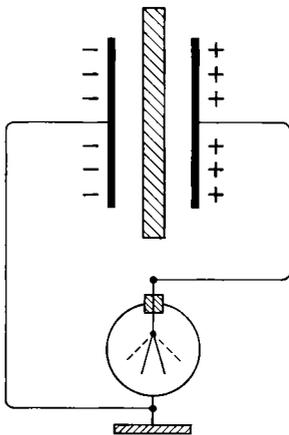


Abb. 66 Platten aus verschiedenem Material (Metall oder Isolierstoff) werden in das elektrische Feld eines geladenen Kondensators getaucht. Ohne Ausnahme sinkt die Spannung am Kondensator, d. h. die Kapazität steigt. Nach Herausnahme der Platte zeigt das Elektroskop sofort wieder die ursprüngliche Spannung an

mit Luft oder mit einem anderen Gas gefüllt würde. Da die *Ladung* auf den Kondensatorplatten nicht geändert wird, kann das Sinken der Spannung nur so verstanden werden, daß gemäß der Gleichung $Q = C \cdot U$ die Kapazität des Kondensators steigt. Die eingetauchten Platten wirken ebenso wie eine Verkleinerung des Abstandes der Kondensator-Platten, d. h. wie eine Verkürzung der Feldlinien. Bei einer Metallplatte, die man in den Kondensator bringt, kann man dies leicht verstehen, weil die Feldlinien im gut leitenden Metall kurzgeschlossen werden. Die gute elektrische Leitfähigkeit der Metalle deutet auf eine Verschiebbarkeit der Ladungsträger hin; und es ist eine experimentell längst gesicherte Tatsache, daß die negativen Ladungsträger in den Metallen, die Elektronen, sich frei bewegen können. Im Fall eines einwirkenden elektrischen Feldes wandern sie in Richtung zur positiven Seite. Dies zeigen ja auch die Influenzversuche. Das Fehlen von negativen Ladungsträgern auf der Gegenseite, also in Richtung zur negativen Seite, zeigt ein Überwiegen von positiven Ladungsträgern. Man muß nicht annehmen, daß die positiven Ladungsträger dorthin gewandert sind. Allein das Fehlen der negativen bedeutet eine Erhöhung der positiven Ladung.

Wie kann man aber die Erhöhung der Kapazität eines Kondensators verstehen, wenn der Zwischenraum zwischen den Metallplatten des Kondensators statt durch Luft oder richtiger Vakuum durch eine Schicht aus isolierender Materie ausgefüllt wird?

Auf den ersten Seiten dieses Buches wurden einfache Versuche beschrieben, die Oberflächen isolierender Stoffe elektrisch aufzuladen. Dies geschieht durch innige Berührung zweier verschiedener Substanzen, z. B. durch Reiben einer alten Schallplatte oder eines Kunststofflineals mit einem Wollpullover. Wenn man durch innige Berührung die eine Art der elektrischen Ladung (Elektronen) entfernen kann, muß man den Schluß ziehen, daß positive und negative Ladungen an der Oberfläche vorhanden sind. Und da die Oberfläche aus dem gleichen Material besteht wie das Innere, muß man schließen, daß das ganze Material mit positiven und negativen Ladungen durchsetzt ist. Im Gegensatz zum Metall sind aber die Ladungen beim Isolator nicht frei beweglich, auf keinen Fall durch den ganzen Isolator hindurch, allenfalls in kleinen molekularen Bereichen.

So führt die Überlegung zu der Annahme, daß in kleinen, molekularen Bereichen von Isolatoren entweder eine *Ausrichtung bereits vorhandener Dipole* stattfindet, wenn der Isolator einem elektrischen Feld ausgesetzt ist, d. h. wenn die elektrischen Feldlinien durch das „Dielektrikum“ hindurchgehen; oder *unpolare Moleküle werden durch das Feld deformiert*, d. h. ihre Ladungsschwerpunkte fallen nicht mehr zusammen. Beide Möglichkeiten und Übergänge zwischen ihnen kommen vor. Sind bereits polare Moleküle, also molekulare Dipole vorhanden, dann spricht man von **Orientierungspolarisation**. Handelt es sich um unpolare Moleküle, dann spricht man von **Verschiebungspolarisation**. Unter **Dielektrikum** versteht man eine elektrisch isolierende Substanz, durch die das elektrische Feld hindurchgehen kann (was bei einer Metallplatte nicht der Fall ist). Eine primitive Vorstellung über die Ausrichtung der Dipole soll die Abb. 67 vermitteln. Diese

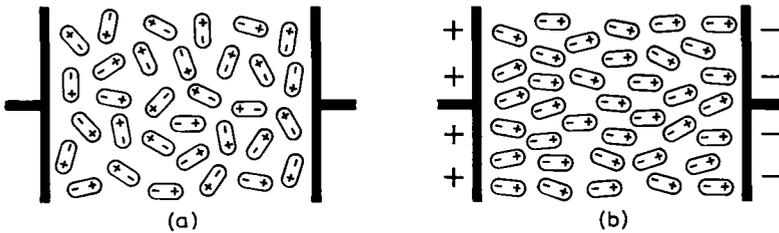


Abb. 67 Polare Moleküle im feldfreien Raum (a) sowie im elektrischen Feld (b). Nach Abschaltung des Feldes führt die Wärmebewegung wieder zu einer ungeordneten Lage

Ausrichtung führt zu einer Polarisierung der Materie und damit zu einer Erhöhung der Kapazität des Kondensators. In Abschnitt 1.12 soll die Polarisierung der Dielektrika ausführlich behandelt werden. Vorher sollen noch experimentelle Ergebnisse geschildert werden.

Es liegt nahe, die Frage zu stellen, ob ein Dielektrikum auch auf die Kraft zwischen zwei geladenen Körpern einen Einfluß hat. Man kann dies leicht prüfen, indem man in sehr einfachen Anordnungen, wie sie z. B. Abb. 2 und Abb. 17 zeigen, zwischen geladenen Kugeln eine isolierende Platte (Glas, Kunststoff) hält. Man findet sofort, daß bei gleichbleibender Ladung der Kugeln die abstoßende Kraft zwischen ihnen kleiner wird. Untersucht man Platten gleicher Dicke, aber aus verschiedenem Material, dann findet man ein charakteristisches Verhalten für jedes Material; z. B. verkleinert eine Glasplatte die Kraft zwischen den geladenen Kugeln doppelt so stark wie eine Hartgummiplatte (alte Schallplatte) gleicher Dicke. Das gleiche Verhältnis findet man beim Sinken der Spannung am Kondensator.

Materie wird somit elektrisch verändert, wenn sie sich in einem elektrischen Feld befindet. Beim Metall werden Ladungen angehäuft, d. h. influenziert auf den Oberflächen, auf denen elektrische Feldlinien ein- oder austreten. Beim Isolator geschieht offenbar ähnliches in sehr kleinen Bereichen überall, also auch im Innern. Betrachten wir noch einmal den einfachen Plattenkondensator. Durch Hineintauchen einer Isolatorplatte wird die Kapazität erhöht. Die Kapazität des Plattenkondensators ist, streng gültig für ein Vakuum als Dielektrikum,

$$C_{\text{Plattenkond.}} = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (23)$$

Die Fläche A der metallischen Kondensatorplatten und ihr Abstand d werden nicht geändert. Die Ladungen auf den Kondensatorplatten werden auch nicht geändert. Allein die eingetauchte Isolatorplatte erhöht die Kapazität ebenso wie eine eingetauchte Metallplatte, bei der auf den Oberflächen elektrische Ladungen influenziert werden, welche die Feldlinien verkürzen. Wenn man sich vorstellt, daß durch das elektrische Feld die Moleküle derart deformiert werden, daß die elektrischen Ladungen etwas auseinandergezogen werden, daß also elektrische

Dipole entstehen, oder daß bereits vorhandene Dipole im elektrischen Feld ausgerichtet werden, wie es Abb. 67 primitiv zeigt, dann versteht man wohl, daß ein Isolator auch die Feldlinien verkürzt und daß dadurch die Kapazität erhöht wird.

Wird der ganze Raum zwischen den metallischen Kondensatorplatten mit einem isolierenden Dielektrikum ausgefüllt, dann bezeichnet man den Faktor der Kapazitätserhöhung gegenüber dem Vakuum mit einer Verhältnissgröße, die **Permittivitätszahl** ϵ_r genannt wird. Es ist üblich, diese Zahl ϵ_r vor die elektrische Feldkonstante ϵ_0 zu setzen. Die Permittivitätszahl ϵ_r hat als Verhältnissgröße die Dimension eins, also die einer Zahl.

Die Kapazität eines Plattenkondensators muß nunmehr so geschrieben werden:

$$C_{\text{Plattenkond.}} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (23 \text{ a})$$

Für das Vakuum ist die Permittivitätszahl $\epsilon_r = 1$. Für alle festen, flüssigen und gasförmigen Stoffe, also für die gesamte Materie, ist die Permittivitätszahl größer als eins.

Oft wird die Permittivitätszahl ϵ_r mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 zusammengefaßt. Das Produkt $\epsilon_r \cdot \epsilon_0$ erhält dann den Namen **Dielektrizitätskonstante** ϵ . Dies ist aber nicht ganz korrekt, weil eine Konstante nicht stoffabhängig sein sollte. Die Permittivitätszahl ϵ_r wird auch relative Permittivität oder Dielektrizitätszahl genannt.

- Man merke sich einfach: Alle Gleichungen, in denen die elektrische Feldkonstante ϵ_0 allein steht, gelten nur für das Vakuum. Durchsetzt das elektrische Feld jedoch Materie, dann wird vor die elektrische Feldkonstante ϵ_0 die Permittivitätszahl ϵ_r gesetzt.

Diese kann man für die meisten Stoffe in Tabellen finden. Das Coulombsche Gesetz z. B. erhält die Form:

$$F = \frac{1}{\epsilon_r \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi r^2} \quad (3 \text{ a})$$

Die Tabelle 1 zeigt, daß bei allen Gasen der Wert der Permittivitätszahl ϵ_r nur sehr wenig von eins abweicht. Deshalb konnten alle vorangegangenen Versuche bedenkenlos in Luft statt im Vakuum erfolgen. Interessant ist, daß Eis und Wasser große Unterschiede haben; und ferner, daß gleiche Kristalle unterschiedliche Werte haben, wenn man die Kristallorientierung ändert. Feste Stoffe mit sehr hohen Werten der Permittivitätszahl ϵ_r (von einigen 10^4) haben große technische Bedeutung. Man denke nur daran, daß Kondensatoren durch Verwendung solcher Dielektrika mit sehr hoher Permittivitätszahl ein kleines Volumen bei hoher Kapazität haben können.

Tab. 1 Die Permittivitätszahl ϵ_r für verschiedene Materialien bei 20 °C

feste Stoffe	ϵ_r
Glas	6
Porzellan	6
Glimmer	7,5
Hartgummi	3
Bernstein	2,8
Quarzglas	3,7
Quarz, kristallin	
⊥ zur opt. Achse	4,4
zur opt. Achse	4,7
Rutil (TiO ₂)	
⊥ zur opt. Achse	90
zur opt. Achse	170
Eis (bei -20 °C)	16
Eis (bei 0 °C)	3
Bariumtitanat (BaTiO ₃)	etwa 1000
Flüssigkeiten	
Benzol	2,3
Olivenöl	3,1
Rizinusöl	4,6
Methylalkohol	34
Ethylalkohol	21
Glycerin	41
Wasser (bei 0 °C)	88
Wasser (bei 20 °C)	81
Gase bei Normdruck	
Helium	1,000 06
Argon	1,000 50
Wasserstoff	1,000 25
Luft	1,000 59
Kohlendioxid	1,000 98

Das Dielektrikum eines Kondensators hat somit drei Aufgaben zu erfüllen: 1. die Metallplatten oder -folien gegeneinander zu isolieren; 2. die Kapazität des Kondensators zu erhöhen; 3. einen Funkenüberschlag zwischen den Metallplatten oder -folien zu verhindern. Dieser könnte eine wertvolle Anlage zerstören. Bei der Herstellung von Kondensatoren muß das Dielektrikum je nach den Erfordernissen ausgewählt werden. Im Handel gibt es mehr als Tausend verschiedene Kondensatortypen. Jeder einzelne Kondensator ist durch die Kapazität und durch die maximal zulässige Spannung gekennzeichnet.

Auf eine besondere Art von Kondensatoren sei an dieser Stelle hingewiesen. Es sind die **Elektrolyt-Kondensatoren** (Elkos). Bei diesen wird eine dünne Oxidhaut

auf Aluminium oder Tantal durch elektrolytische Abscheidung von Sauerstoff gebildet und dient als Dielektrikum. Die eine Kondensatorplatte ist das Metall (Al oder Ta), die andere Elektrode ist der Elektrolyt, eine saure, also leitende Lösung. Falls ein elektrischer Durchschlag erfolgt, bildet sich danach eine neue Oxidschicht. Zunehmend wird an Stelle des „nassen Elektrolyten“ halbleitendes Mangandioxid verwendet. Dieses bildet sich aus kristallwasserhaltigem Mangannitrat während der Bildung der Al_2O_3 -Schicht durch die Elektrolyse. Ein solcher Kondensator hat nach Fertigstellung z. B. den folgenden Aufbau: Al-Anode; Al_2O_3 ; Mangandioxid; Al_2O_3 ; Al-Kathode. Streifen von ca. 6 bis 8 cm Breite werden aufgewickelt und dann in einen Blechzylinder geschoben. Die Kapazität ist hoch, die zulässige Spannung niedrig.

Die oben bei den Gl. (23), (24), usw. aufgeführten Formeln für einige Kondensatoren müssen bei Verwendung eines Dielektrikums, das nicht Vakuum ist, durch Vorsatz der Permittivitätszahl ϵ_r vor die elektrische Feldkonstante ϵ_0 geändert werden. Sie erhalten somit die folgende Form:

$$C_{\text{Plattenkondensator}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{d} \quad (23a)$$

$$C_{\text{Kugelkondensator}} = 4\pi \epsilon_r \epsilon_0 \cdot \frac{r_a \cdot r_i}{r_a - r_i} \quad (24b)$$

$$C_{\text{Zylinderkondensator}} = \frac{2\pi \epsilon_r \epsilon_0 h}{\ln(r_a/r_i)} \quad (25b)$$

$$C_{\text{Paralleldrahtsystem}} = \frac{\pi \epsilon_r \epsilon_0 l}{\ln(d/r)} \quad (25c)$$

Die Permittivitätszahl ändert sich mit der Temperatur. Deshalb wird in den Tabellen stets angegeben, für welche Temperatur die Werte für ϵ_r gelten. Man kann diese Abhängigkeit zur Temperaturmessung benutzen, sofern die Änderung stetig und einigermaßen linear verläuft. Diese Meßmethode ist besonders dann von Vorteil, wenn es in dem Temperaturgebiet keine oder nur schwierige Verfahren gibt. Dies ist bei extrem tiefer Temperatur der Fall, besonders wenn man einen Anschluß zu höherer Temperatur mit der gleichen Meßmethode wünscht. Ein kleiner Kondensator mit dem keramischen Strontiumtitanat (SrTiO_3) als Dielektrikum eignet sich für das Gebiet von 10 Millikelvin bis zu 72 Kelvin. Der Kondensator befindet sich in einer verschlossenen Kapsel und hat eine Größe von etwa $5 \text{ mm} \times 2 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Die Messung der Kapazität erfolgt mit einer Wechselstrombrücke.

Wir kommen noch einmal auf die Abb. 66 zurück. Der Kondensator soll zunächst nur Luft zwischen den Metallplatten enthalten. Wir haben die Aufladung bis jetzt so vorgenommen, indem an der einen, nicht geerdeten Platte Ladungen z. B. von einem geriebenen Kunststoffstab (oder von einer geriebenen Schallplatte) abgestreift wurden. Dadurch befand sich auf den Platten der Fläche A eine

bestimmte Ladung Q . Das Verhältnis Q/A ist gleich dem Betrag des Vektors \mathbf{D} , der elektrischen Flußdichte. Wurde nun eine *isolierende Platte* (Dielektrikum) zwischen die Kondensatorplatten getan, dann beobachtete man ein Sinken der Spannung U an den Kondensatorplatten. Gemäß der Gleichung $Q = C \cdot U$ kann dies nur durch eine höhere Kapazität des Kondensators erklärt werden, weil sich die Ladung auf den Platten nicht ändert.

Wird ein *Metallstück* in das Feld des Kondensators getaucht, so daß auf jeder Seite des Metallstücks nur ein schmaler Spalt bis zu den Feldplatten bleibt, dann sinkt die Spannung an den Feldplatten ebenso stark, wie wenn man die beiden Feldplatten (nach Herausnehmen des Metallstücks) einander so nahe bringen würde, daß die Luftschicht die gleiche Dicke hat wie die Luftschichten vorher auf beiden Seiten des Metallstücks zusammen. Das gut leitende Metallstück bewirkt somit einen Zusammenbruch des elektrischen Feldes, verkürzt die Feldlinien nicht nur etwas, wie ein Isolator, sondern vollkommen. Das Metallstück verhält sich wie ein Isolator mit einer extrem hohen Permittivitätszahl ϵ_r .

Betrachten wir noch einmal den nur mit Luft gefüllten Kondensator nach Abb. 66. Die Feldstärke zwischen den Platten beträgt $|\mathbf{E}| = U/d$, also Spannung U durch Plattenabstand d . Wird bei gleich bleibender Ladung Q auf den Platten der Abstand d der Platten halbiert, dann verdoppelt sich gemäß Gl. (23 a) die Kapazität C des Kondensators; die Spannung U halbiert sich gemäß der Gl. $Q = C \cdot U$. Die Feldstärke $|\mathbf{E}| = U/d$ bleibt gleich, weil sowohl die Spannung als auch der Abstand halbiert wurden. – Auch aus der Gleichung $\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}$ ergibt sich, daß die Feldstärke \mathbf{E} bei Verkleinerung des Plattenabstandes sich nicht ändern kann, weil die Ladung Q auf den Kondensatorplatten und damit die Flußdichte \mathbf{D} konstant bleiben.

Mit der Abb. 66 wurden bis jetzt Versuche beschrieben, die eine wesentliche Voraussetzung hatten: Die Kondensatorplatten wurden *einmal* aufgeladen; sie behielten also eine ganz bestimmte Ladung. Die Verhältnisse ändern sich aber grundlegend, wenn man die Kondensatorplatten an eine Spannungsquelle schließt, z. B. an ein Netzgerät, das eine Spannung von einigen tausend Volt liefert. (Die Leistung, die das Gerät abgeben kann, soll sehr gering sein, so daß im Fall einer Berührung keine Gefahr besteht). Die Spannung an den Kondensatorplatten bleibt nun immer gleich. Wird die Kapazität des Kondensators erhöht, (durch Einbringen eines Dielektrikums zwischen den Kondensatorplatten), dann fließen mehr Ladungen aus dem Netzgerät auf die Kondensatorplatten, gemäß der Gleichung: $Q = C \cdot U$. Entsprechend erhöht sich auch der Betrag des Vektors der elektrischen Flußdichte $|\mathbf{D}| = Q/A$. Wird das Dielektrikum zwischen den Kondensatorplatten entfernt, dann sinkt die Kapazität C und die Ladungen fließen zurück in das Netzgerät, bis die Gleichung $Q = C \cdot U$ wieder stimmt. In der folgenden Tabelle ist die Änderung der Größen aufgeführt, wenn ein Plattenkondensator zunächst mit Luft und dann mit einem Dielektrikum mit der Permittivitätszahl $\epsilon_r \gg 1$ gefüllt ist. Der Index eins an den Buchstabensymbolen bedeutet, daß der Zwischenraum zwischen den Kondensatorplatten mit Luft

gefüllt ist; der Index zwei bedeutet, daß der Zwischenraum ein Dielektrikum enthält. Die Fläche A der Kondensatorplatten und der Abstand d der Platten voneinander werden nicht geändert.

Der Kondensator sei zunächst ungeladen und habe kein Dielektrikum, d. h. $\epsilon_r = 1$

Der Kondensator wird einmal aufgeladen; danach wird er von der Spannungsquelle getrennt:

$$Q_1 = \text{const.} = C_1 \cdot U_1$$

$$|D_1| = \frac{Q_1}{A} = \epsilon_0 \cdot |E_1|$$

$$|E_1| = \frac{U_1}{d}$$

Der mit Q_1 geladene Kondensator

Der Kondensator bleibt an der Spannungsquelle angeschlossen:

$$U_1 = \text{const.} = \frac{Q_1}{C_1}$$

$$|D_1| = \frac{Q_1}{A} = \epsilon_0 \cdot |E_1|$$

$$|E_1| = \frac{U_1}{d}$$

Der mit der Spannungsquelle U_1 verbundene Kondensator

erhält ein Dielektrikum, ($\epsilon_r \gg 1$), das den Raum zwischen den Platten ganz ausfüllt,

dann bleibt $Q_2 = Q_1$

dann bleibt $|D_2| = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_1}{A} = |D_1|$

dann wird $C_2 = \epsilon_r \cdot C_1$

dann wird $U_2 = \frac{U_1}{\epsilon_r}$

dann wird $E_2 = \frac{E_1}{\epsilon_r}$

$$D_2 = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot E_2 = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{E_1}{\epsilon_r}$$

$$D_2 = \epsilon_0 \cdot E_1 = D_1$$

dann bleibt $U_2 = U_1$

dann bleibt $|E_2| = \frac{U_2}{d} = \frac{U_1}{d} = |E_1|$

dann wird $C_2 = \epsilon_r \cdot C_1$

dann wird $Q_2 = \epsilon_r \cdot Q_1$

dann wird $D_2 = \epsilon_r \cdot D_1$

$$D_2 = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot E_2 = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot E_1$$

$$D_2 = \epsilon_r \cdot D_1$$

Man beachte den Unterschied zwischen der linken Seite (konstante Ladung) und der rechten Seite (konstante Spannung): Nach Einbringung eines Dielektrikums sinken links die Spannung und die Feldstärke; rechts steigen die Ladung und die Flußdichte.

Mit der Doppelplatte kann man die elektrische Flußdichte D messen (Abb. 48), indem man die Doppelplatte im elektrischen Feld trennt und die influenzierten Ladungen bestimmt. Dieser Versuch wurde bisher stets im luftgefüllten Raum zwischen den Feldplatten des Kondensators durchgeführt. Man kann nun aber auch ein Gefäß aufstellen, das sich zwischen den Feldplatten des Kon-

densators befindet und mit einer nichtleitenden Flüssigkeit gefüllt wird, z. B. mit Glycerin ($\epsilon_r = 41$) oder mit Rizinusöl ($\epsilon_r = 4,6$). Dann kann man die Doppelplatte (Abb. 68) in die Flüssigkeit tauchen und die influenzierten Ladungen ebenso messen wie im luftgefüllten Raum zwischen den Platten des Kondensators. – Es entsteht die Frage, ob bei der Anordnung nach Abb. 68 die Zahl der influenzierten Ladungen im Dielektrikum und in Luft gleich oder verschieden ist. Die Antwort lautet: *sie ist gleich*. Denn maßgebend für die Zahl der influenzierten Ladungen ist die elektrische Flußdichte \mathbf{D} . Diese ist ($|\mathbf{D}| = Q/A$) gleich im Dielektrikum und im materiefreien Raum. Im Dielektrikum ist $\mathbf{D} = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\mathbf{E}}{\epsilon_r}$; im materiefreien Raum ist $\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}$. In beiden Teilen des Kondensators, sowohl im Dielektrikum als auch im materiefreien Raum, ist zwar die elektrische Flußdichte \mathbf{D} größer oder kleiner, je nach der Ladung, die sich auf den Kondensatorplatten befindet. Aber stets ist sie gleich in beiden Teilen der Abb. 68, also im Dielektrikum und im luftgefüllten Teil.

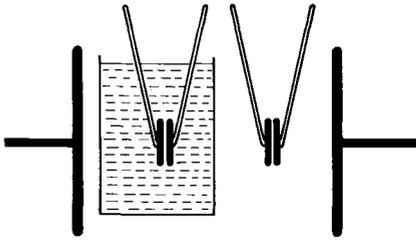


Abb. 68 Messung der elektrischen Flußdichte \mathbf{D} mit der Doppelplatte in einem flüssigen Dielektrikum und in Luft

1.12 Die Polarisierung der Dielektrika

Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß Dielektrika, (das sind elektrisch nicht leitende Stoffe im elektrischen Feld), durch ein elektrisches Feld verändert werden. Es wurde auch schon angedeutet, daß entweder die Schwerpunkte der positiven und die der negativen Ladungen gegeneinander etwas verschoben werden, oder daß Dipole in molekularen Bereichen mehr oder weniger ausgerichtet werden (Abb. 67). Beide Möglichkeiten – Folgen des elektrischen Feldes – führen zu einer Polarisierung des ganzen Dielektrikums. Sie soll in diesem Abschnitt etwas genauer betrachtet werden.

Allein die Tatsache, daß ungeladene Teilchen (Staub, Haare, Papierschnitzel) im elektrischen Feld, z. B. zwischen einer geriebenen Schallplatte und der Umgebung, ihre Lage ändern und angezogen werden, zeigt schon, daß in den Teilchen durch das Feld eine **elektrische Polarisierung** stattgefunden hat. Das bedeutet, daß

ein Ende oder eine Seite stärker positiv und das andere Ende oder die andere Seite stärker negativ geworden sind. Ohne Feld war diese Polarisation sicher nicht vorhanden; denn sonst wären die Teilchen auch ohne Reiben der Schallplatte von dieser angezogen worden. Durch die Polarisation der Teilchen werden diese im Feld so ausgerichtet, daß ihr positives Ende näher zur negativen Seite des Feldes kommt. Außerdem wird das Teilchen in das inhomogene Feld hineingezogen. Die Feldlinienbilder der Abb. 19 bis 24 sind so entstanden, indem kleine Teilchen (Grieskörner) im Feld polarisiert wurden und sich beim Klopfen der Unterlage aneinanderreihen wie Perlen auf einer Schnur, weil die negativen Enden der Körner und die positiven Enden anderer Körner sich infolge der gegenseitigen Anziehung näher gekommen sind.

Je stärker die Polarisation ist, desto größer ist die Permittivitätszahl ϵ_r . Um dies anschaulicher zu machen, sei an die Versuche nach Abb. 66 erinnert. Taucht man eine Metallscheibe in das elektrische Feld des Kondensators ein, dann sinkt die Spannung zwischen den beiden Kondensatorplatten, sofern diese aufgeladen und von der Spannungsquelle getrennt waren. Die Spannung sinkt um den gleichen Betrag, wenn man die Kondensatorplatten einander näher bringt, so daß die Abstandsverkleinerung der Dicke der eingetauchten Metallplatte entspricht. Die elektrische Feldstärke in der Metallscheibe ist Null. Die Ursache versteht man leicht: Durch Influenz befinden sich auf beiden Seiten der Metallscheibe Ladungen gleicher Menge wie auf den Kondensatorplatten, aber gegenüber jeder Kondensatorplatte mit entgegengesetztem Vorzeichen. Das durch die influenzierten Ladungen erzeugte elektrische Feld hat somit die entgegengesetzte Richtung und hebt das Feld, das von den Kondensatorplatten ausgeht, im Metall vollständig auf.

Wegen der fehlenden elektrischen Leitfähigkeit können sich beim Isolator die influenzierten Ladungen an den Enden nicht anhäufen. Vielmehr bleiben sie im Innern, gleichmäßig verteilt, immer so ausgerichtet, daß die negativen Ladungen ein wenig zur positiven Kondensatorplatte und die positiven Ladungen ein wenig zur negativen Kondensatorplatte bewegt wurden. Ihre Anzahl entspricht der Zahl der Moleküle. Dem elektrischen Feld der Kondensatorplatten überlagert sich somit in umgekehrter Richtung ein elektrisches Feld im Dielektrikum, hervorgerufen durch die kleinen Ladungsverschiebungen im ganzen Volumen des Dielektrikums. Diese beiden elektrischen Felder entgegengesetzter Richtung kompensieren sich nur zum Teil, also nicht vollständig wie im Metall. Die Feldstärke im Dielektrikum beträgt E/ϵ_r ; und so ist das Sinken der Spannung U an den Kondensatorplatten auf den Wert U/ϵ_r zu erklären (sofern der ganze Raum zwischen den Platten ausgefüllt wird). Bleiben die Kondensatorplatten aber an der Spannungsquelle angeschlossen, dann kann die Spannung nicht sinken. Das eingefügte Dielektrikum hat dem Kondensator eine ϵ_r -fache Kapazität gegeben und dadurch fließt die ϵ_r -fache Ladung aus der Spannungsquelle auf die Kondensatorplatten. Dadurch wird die elektrische Flußdichte D um den Faktor ϵ_r erhöht.

Wie kann man aber verstehen, daß ein Kondensator durch einen Isolator eine höhere Kapazität erhält? – Es wurde ein Vergleich mit einer Metallplatte gemacht, auf deren Oberflächen Ladungen influenziert werden, wenn die Metallplatte in das Feld eines Plattenkondensators getaucht wird. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verkleinerung des Abstandes zwischen den Kondensatorplatten um die Dicke der Metallplatte. Das bedeutet eine Erhöhung der Kapazität. Aber bei einem Isolator ist eine Bewegung der Ladungsträger von Innen zur Oberfläche nicht möglich. Trotzdem muß man eine Anreicherung von Ladungen auf den Oberflächen annehmen; man kann sie sogar messen. Hier hilft die folgende Modellvorstellung:

Nehmen wir polare Moleküle an (z. B. Wasser oder Kochsalz); sie sind schon ohne elektrisches Feld *kleine Dipole*. Das elektrische Feld versucht diese Dipole in die Feldrichtung zu drehen (Abb. 67 und 69), aber die Wärmebewegung wirkt der Ausrichtung entgegen. Die Dipole werden ständig wieder durcheinander gerüttelt, und zwar umso mehr, je höher die Temperatur ist. Wenn diese Vorstellung richtig ist, dann muß die Permittivitätszahl einer solchen Substanz bei höherer Temperatur kleiner sein. Dies ist auch der Fall. Bei Wasser z. B. von null Grad Celsius ist $\epsilon_r = 88$, dagegen bei 20°C ist $\epsilon_r = 81$. Wird eine Flüssigkeit fest, dann wird die Drehbarkeit der Moleküle stark herabgesetzt. Gefriert Wasser, dann sinkt ϵ_r von 88 auf 3; beide Werte sind bei 0°C gemessen.

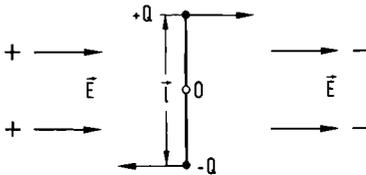


Abb. 69 Elektr. Dipol im elektrischen Feld. Kraft = Ladung·Feldstärke. Drehmoment $T = Q \cdot l \times E$. $Q \cdot l = p$ (elektr. Dipolmoment)

Nun stellen wir uns einen Zustand von ideal ausgerichteten Dipolen vor, wie er in Abb. 70 gezeichnet ist. Man sieht, daß im Innern des Dielektrikums die positiven und die negativen Ladungen dicht benachbart sind, so daß ihre Wirkung in großer Entfernung sich aufhebt. An den Oberflächen aber, die den Kondensatorplatten gegenüberstehen, befinden sich Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens, ebenso wie die influenzierten Ladungen bei einem Stück Metall. So kann man die Erhöhung der Kapazität des Kondensators durch das Dielektrikum verstehen. Doch besteht gegenüber dem Metall der folgende wesentliche Unterschied: Teilt man den Isolator in zwei Hälften durch einen Schnitt s-s, der senkrecht zu den Feldlinien liegt, und nimmt man die beiden Hälften aus dem Kondensator heraus, dann ist jede Hälfte ungeladen. Bei einem Stück Metall hingegen, das im geladenen Kondensator getrennt und dann herausgenommen wird, haben beide Hälften die entgegengesetzte Ladung, wie bei der Doppelplatte gezeigt wurde.